

Statik und Dynamik magnetischer Wechselwirkungen in der Kraftmikroskopie

Diplomarbeit im Fach Physik
vorgelegt von

Bernd Hoffmann

Fachbereich Physik der
Universität des Saarlandes
und
Institut für Schicht- und Ionentechnik
Forschungszentrum Jülich GmbH

1997

Meiner Frau Ania

Ich danke Herrn Prof. Dr. Uwe Hartmann für die interessante Fragestellung, die zahlreichen wertvollen Diskussionen und die großzügige Unterstützung dieser Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Frau Dr. Ruth Houbertz, die mir zu jeder Zeit mit Rat zu Seite stand und mir die Feinheiten der Rastersondenmikroskopie beibrachte.

Darüber hinaus bedanke ich mich bei allen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe für zahlreiche Hilfen und Diskussionen und für die große Freude bei der Arbeit.

Danken möchte ich auch den Angestellten der Fachrichtung, die durch ihre unkomplizierte Art mir das Leben und die Arbeit sehr erleichtert haben.

Und natürlich einen herzlichen Dank an meine Eltern und an meine Frau für ihre große Unterstützung.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	3
2 Grundlagen der Magnetkraftmikroskopie	5
2.1 Meßprinzip	5
2.2 Meßtechniken	6
2.2.1 Statische Messung	7
2.2.2 Dynamische Messung	7
2.2.3 Separation von topographischen und magnetischen Effekten ...	9
2.3 Sonden	9
2.3.1 Massivsonden	11
2.3.2 Dünnschichtsonden	12
2.4 Kontrastentstehung	12
3 Aufbau eines Magnetkraftmikroskops	15
3.1 Auslenkungsdetektion	16
3.2 Ebenenabzug	17
3.3 Mischer	18
3.4 Hochspannungsverstärker	18
3.5 Topographische und magnetische Kontrollmessungen	18
3.6 Optimierungsmöglichkeiten	22
4 Magnetkraftmikroskopische Messungen	23
4.1 Charakterisierung der Sonden	23
4.2 Eisen-Whisker	25
4.3 Tb ₃₀ Fe ₆₂ Co ₈ -Filme	31
4.4 Weichmagnetische Proben	34
5 Theoretische Grundlagen der Wirbelstrommikroskopie	37
5.1 Theorie der Wirbelströme	38
5.2 Lösung der Helmholtzgleichung	41
5.3 Näherung für kleine Abschirmung	46
5.3.1 Monopolnäherung	48
5.3.2 Dipolnäherung	51
5.3.3 Homogen magnetisierter Zylinder	53

5.4 Abschätzung des Fehlers	56
5.5 Dynamik des schwingenden Cantilevers	58
5.6 Laterale Auflösung des Wirbelstrommikroskops	62
5.7 Wirbelstrommikroskopie an Ferromagnetika	62
6 Experimentelle Ergebnisse zur Wirbelstrommikroskopie	64
6.1 Demonstrationsaufbau	64
6.2 Messung von Leitfähigkeitsunterschieden	66
6.2.1 Gold auf Silicium	67
6.2.2 Blei auf Gold	68
6.2.3 Titancarbid in Aluminiumoxid	70
6.2.4 Halbleiterheterostrukturen	73
6.3 Messungen an magnetischen Proben	75
7 Zusammenfassung und Ausblick	80
8 Referenzen	82
9 Anhang	87

1 Einleitung

Die Entwicklung des Rastertunnelmikroskops (STM, „Scanning Tunneling Microscope“) Anfang der achtziger Jahre durch Binnig und Rohrer [1] eröffnete einen neuen Zweig in der Mikroskopie. Durch das STM wurde es möglich, leitende Oberflächen mit einer Auflösung im Sub-Ångström-Bereich abzubilden.

Der Erfolg dieser neuen Technik führte zur Entwicklung weiterer, mit dem STM verwandter Rastersondenmikroskope, deren Bedeutung sowohl in der Grundlagenforschung als auch in der industriellen Anwendung weiter steigt. Mit ihnen lassen sich lokal z. B. elektrische Ladungen [2], Temperatur [3], optische Spektren [4] und Ionenflüsse [5] durch Zellmembranen messen. Ein Überblick über die diversen Techniken findet man in [6 - 9].

Eine besondere Gruppe innerhalb der Rastersondenmikroskope bilden die Rasterkraftmikroskope (AFM, „Atomic Force Microscope“) [10]. Sie messen direkt die Kraft, die zwischen der Meßsonde (üblicherweise eine scharfe Spitze) und der Probe wirkt. Wie beim STM ist eine atomare Auflösung möglich, wobei man nicht auf elektrisch leitende Proben beschränkt ist. Zunehmend werden AFM in der Industrie zur Standard-Charakterisierung von Oberflächen auf Mikro- bis Nanometerskala, wie z. B. zur Analyse photolithographisch hergestellter Leiterbahnen integrierter Schaltkreise [11], eingesetzt.

Neben der zerstörungsfreien Abbildung von Oberflächen lassen sich diese auch mit dem Rasterkraftmikroskop auf Nanometerskala modifizieren, wodurch Strukturen jenseits der heutigen Grenze photolithographischer Techniken realisierbar sind [12].

Eine Modifikation des AFM ist das Magnetokraftmikroskop (MFM, „Magnetic Force Microscope“), welches 1987 entwickelt wurde und mit dem die Kräfte zwischen einer magnetischen Spitze und einer magnetischen Oberfläche gemessen werden. Die ersten Messungen wurden von Martin und Wickramasinghe an Schreibelementen von Dünnschicht-Festplattenköpfen [13] sowie von Saenz *et al.* [14] und Allenspach *et al.* [15] an Blochwänden durchgeführt. Diese Technik hat innerhalb weniger Jahre einen festen Platz unter den magnetischen Abbildungsverfahren errungen. Mit ihr läßt sich routinemäßig eine Auflösung von ca. 100 nm erreichen [16]. In einigen Fällen wurde schon von einer Auflösung um 10 nm berichtet [17]. Gegenüber den konventionellen magnetischen Abbildungsverfahren, wie z. B. Kerr-Mikroskopie [18], Bitter-Technik [19], spinpolarisierter Elektronenmikroskopie (SEMPA) [20] oder Lorentzmikroskopie (HRLEM) [21], hat MFM einige wichtige Vorteile. Es ist keine besondere Probenpräparation nötig, die die Oberfläche der Probe in ihrer Topographie oder chemischen Zusammensetzung verändert. Die Untersuchungen können unter unterschiedlichsten Umgebungsbedingungen, wie bei tiefen Tempera-

turen [22, 23], im Ultrahochvakuum [24, 25] oder in Flüssigkeiten erfolgen [26]. Gleichzeitig läßt sich neben der Messung der magnetischen Wechselwirkung das MFM auch als AFM verwenden, wodurch die Oberflächentopographie abgebildet und mit dem gemessenen Streufeld der magnetischen Probe korreliert werden kann. Strukturelle Defekte, wie Einschlüsse und Korngrenzen, haben einen großen Einfluß auf die Domänenstruktur [27]. Wie bei allen Rastersondenmikroskopen ist der apparative Aufwand im Vergleich zu elektronenmikroskopischen Verfahren wesentlich geringer. Einen direkten Vergleich zwischen MFM und HRLEM findet man z. B. in [21].

Aufgrund dieser Vorteile wird MFM in immer stärkerem Ausmaße auch industriell genutzt. Es sind hier vor allem die Entwicklung und Untersuchung magnetischer und magnetooptischer Speichermedien mit immer höheren Speicherdichten zu nennen [z. B. 28]. In der Grundlagenforschung liegt das Interesse besonders in der Untersuchung der Domänenkonfiguration, der mikroskopischen Struktur der Domänenwände und ihrer Wechselwirkung mit der kristallinen Struktur der Oberfläche. Die Erforschung nanokristalliner und nanostrukturierter magnetischer Materialien dient z. B. zur Entwicklung von Permanentmagneten hoher Remanenz [29, 30]. Des weiteren ist ein Schwerpunkt der Forschung die Untersuchung der Wechselwirkung gekoppelter magnetischer Schichten [31], z. B. im Hinblick auf ihre Anwendung als magnetooptische Speichermedien [32], und magnetischer Partikel [33]. Die Möglichkeit, bei tiefen Temperaturen zu messen, erlaubt die Untersuchung des magnetischen Verhaltens von Supraleitern [34, 35].

Zur Interpretation der gemessenen MFM-Daten ist die genaue Kenntnis der Wechselwirkung zwischen magnetischer Spitze und Probe notwendig. Dabei stellt sich das Problem, daß die genaue mikromagnetische Konfiguration der Spitze und damit deren Magnetisierung und Streufeld weitestgehend unbekannt sind. Des weiteren kann es zur Beeinflussung der magnetischen Konfiguration der Probe durch das Streufeld der Spitze und umgekehrt kommen.

Ziel dieser Arbeit ist die vergleichende Analyse statischer und dynamischer Wechselwirkungen in der Magnetkraftmikroskopie. Zunächst mußte hierzu ein in der Arbeitsgruppe entwickeltes Kraftmikroskop [36] optimiert werden. Die Untersuchungen zur magnetodynamischen Wechselwirkung umfaßten insbesondere einen theoretischen Ansatz zur Berechnung, da es sich um ein bislang nicht in der Kraftmikroskopie verifiziertes Phänomen handelt. Die Ergebnisse der vorliegenden Untersuchung zeigen, daß die neu entwickelte Wirbelstrom-Kraftmikroskopie eine vielversprechende Technik sowohl zur Analyse ferromagnetischer Proben als auch zur Analyse von Leitfähigkeitsvariationen in beliebigen Proben ist.

2 Grundlagen der Magnetokraftmikroskopie

2.1 Meßprinzip

Abbildung 2.1 zeigt das Prinzip der Magnetokraftmikroskopie. Eine magnetische Spitze, die an einem flexiblen Hebelarm (Cantilever) befestigt ist, wird über eine magnetische Probe gerastert. Der Abstand zwischen Spitze und Probe liegt typischerweise zwischen 10 und 100 nm. Das Streufeld der Probe übt eine Kraft auf die Spitze aus und verursacht dadurch eine Verbiegung des Cantilevers. Ein Sensor misst diese Verbiegung und damit die Kraft bzw. die Vertikalkomponente des Kraftgradienten. Um die örtliche Variation der Kräfte zwischen der magnetischen Oberfläche und der Spitze zu erhalten, wird die gemessene Kraft als Funktion der Spitzenposition aufgezeichnet.

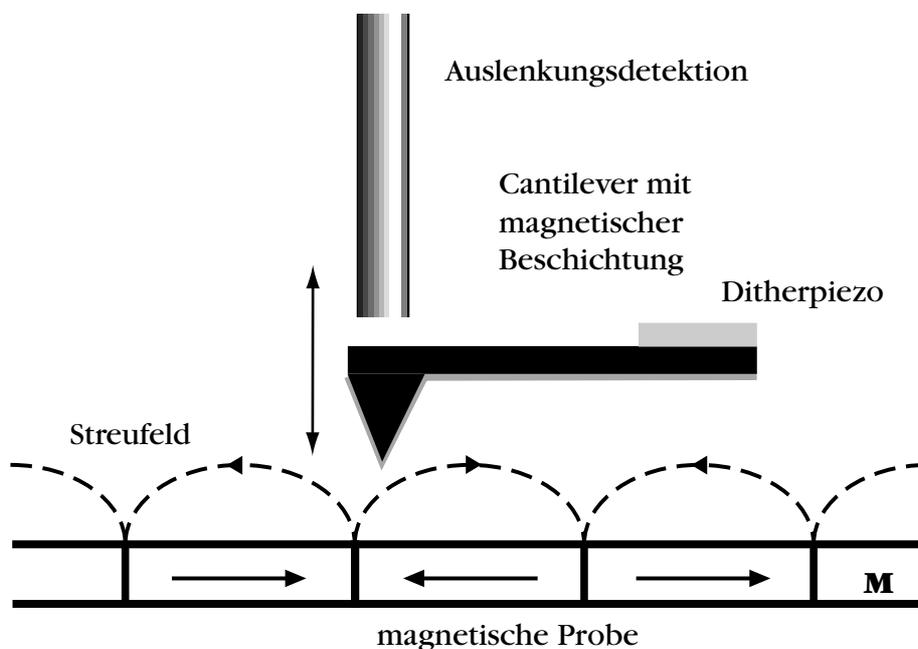


Abb. 2.1: Prinzip der Magnetokraftmikroskopie.

Durch die gemessene Verbiegung des Cantilevers Δz und Kenntnis der Federkonstanten c kann man über das Hooke'sche Gesetz $F = c \Delta z$ die Kraft zwischen Spitze und Probe bestimmen. Kann man die Spitze als punktförmigen, magnetischen Dipol beschreiben, so ergibt sich die Kraft \mathbf{F} , die auf die Spitze wirkt, als Gradient der Wechselwirkungsenergie

$$\mathbf{F} = \mu_0 \nabla (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}), \quad (2.1)$$

wobei \mathbf{m} das magnetische Dipolmoment der Spitze und \mathbf{H} das Streufeld der Probe bedeutet. Bei Abwesenheit von Strömen, d. h. $\nabla \times \mathbf{H} = 0$, lässt sich Gl. (2.1) schreiben als

$$\mathbf{F} = \mu_0 (\mathbf{m} \cdot \nabla) \mathbf{H}. \quad (2.2)$$

Für eine reale Spitzengeometrie lässt sich die Kraft als Integration über alle Dipolmomente der Spitze berechnen.

2.2 Meßtechniken

Die Technik, mit der magnetokraftmikroskopische Aufnahmen realisiert werden, ist zum größten Teil identisch zu derjenigen eines Rasterkraftmikroskops (Abb. 2.2). Die Grundkomponenten bestehen aus einer Spitze, die auf einem flexiblen Cantilever befestigt ist,

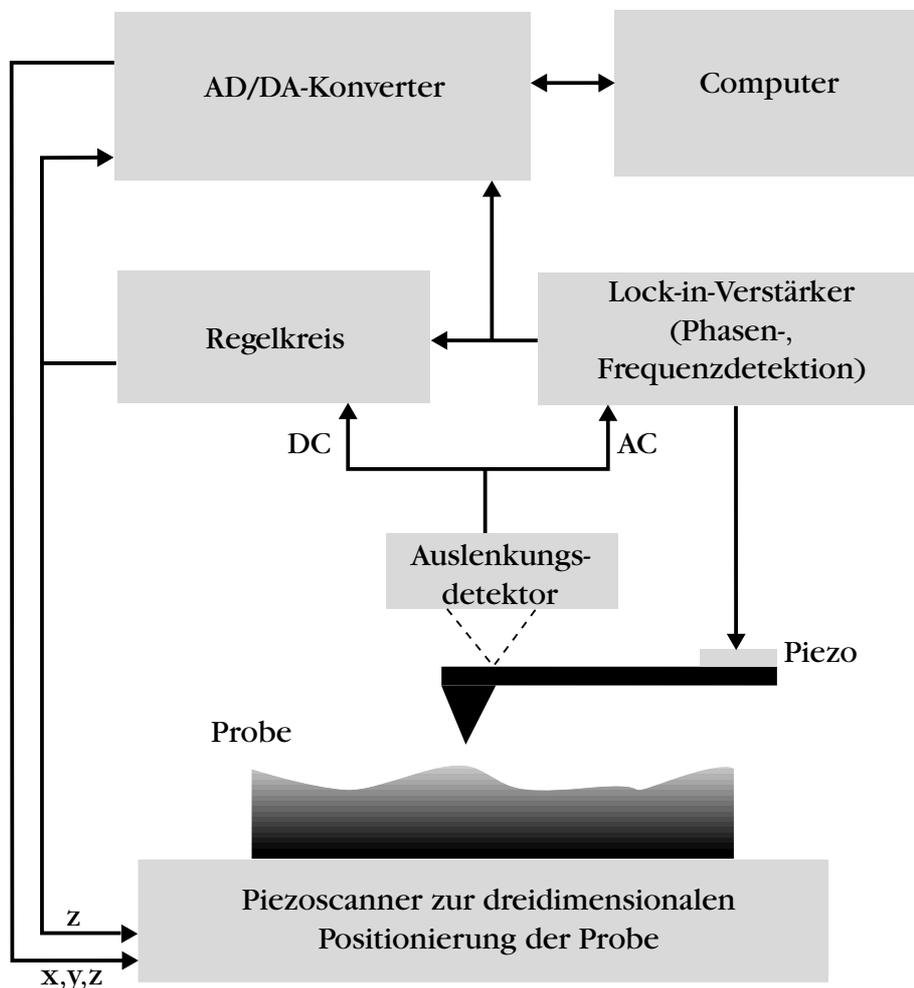


Abb. 2.2: Blockdiagramm des Magnetokraftmikroskops. Der Ausgang des Regelkreises liefert die topographischen Daten, der Lock-in-Verstärker die magnetische Information.

einem Auslenkungsdetektor, der die Verbiegung des Cantilevers mißt, einer piezoelektrischen Rastereinheit, die die Probe in allen drei Dimensionen relativ zur Spitze bewegen kann, einer Regeleinheit, die die Wechselwirkung zwischen Spitze und Probe konstant hält, und einem Computer, der die Meßdaten in einem Bild darstellt. Zusätzlich kommen bei der Magnetokraftmikroskopie weitere Komponenten hinzu, die zur Messung von Schwingungsamplituden und -frequenzen dienen.

2.2.1 Statische Messung

Bei dieser Methode wird direkt die statische Verbiegung des Cantilevers und damit die Kraft gemessen [10]. Die minimal detektierbare Kraft hängt von der Auflösung des Detektors und von der Federkonstante des Cantilevers ab. Die häufig verwendeten Detektoren, basierend auf dem Lichtzeigerprinzip [37, 38] oder dem Fabry-Perot-Interferometer [39, 40], besitzen eine Auflösung von besser als 0,01 nm, was bei einer Federkonstante von $c = 1 \text{ N/m}$ einer Kraft von 10^{-11} N entspricht. Die theoretische Untergrenze liegt bei der thermischen Schwingung des Cantilevers, die man durch

$$\Delta z \approx \sqrt{\frac{k_B T}{c}} \quad (2.3)$$

abschätzen kann [41]. Bei einem Cantilever von $c = 1 \text{ N/m}$ entspricht dies einer Schwingungsamplitude von etwa 0,06 nm.

2.2.2 Dynamische Messung

Die Anwesenheit eines Kraftgradienten verändert die Resonanzfrequenz des durch einen Ditherpiezo zu Schwingungen angeregten Cantilevers (Abb 2.1) [42 - 44]. Die effektive Federkonstante c_{eff} des Cantilevers ist dann bestimmt durch:

$$c_{\text{eff}} = c - F', \quad (2.4)$$

wobei F' den Kraftgradienten in Richtung der Cantilevernormale bezeichnet. Dabei wurde angenommen, daß der Kraftgradient innerhalb der Schwingungsamplitude konstant ist. Die Resonanzfrequenz in Anwesenheit dieses Kraftgradienten ergibt sich dann zu:

$$\omega'_0 = \sqrt{\frac{c_{\text{eff}}}{m}} = \sqrt{\frac{c - F'}{m}}, \quad (2.5)$$

wobei m die effektive Masse des Hebelarms bezeichnet. Ist F' klein gegenüber der Federkonstante, so erhält man näherungsweise

$$\omega'_0 = \omega_0 \left(1 - \frac{F'}{2c} \right), \quad (2.6)$$

wobei ω_0 die Resonanzfrequenz des freien Cantilevers bezeichnet. Die Verschiebung der Resonanzfrequenz ist in Abb. 2.3 schematisch dargestellt.

Aus der Verschiebung der Resonanzfrequenz folgen mehrere Möglichkeiten zur Messung des Kraftgradienten. Eine Methode ist die Messung der Schwingungsamplitude mit Hilfe eines Lock-in-Verstärkers bei einer Anregungsfrequenz ω_D in der Nähe der Resonanzfrequenz. Diese Methode, in der Literatur häufig als „slope detection“ [43] bezeichnet wird, ist mittlerweile aufgrund der höheren Sensitivität weitgehend durch die direkte Messung der Frequenz- bzw. Phasenverschiebung ersetzt worden. Bei der Phasendetektion wird der Cantilever bei der Resonanzfrequenz ω_0 des freien Cantilevers angeregt und die Phasenverschiebung zwischen der Anregungsschwingung und der gemessenen Schwingung des Cantilevers aufgezeichnet. Bei der Frequenzdetektion wird die Anregungsfrequenz des Cantilevers um seine freie Resonanzfrequenz geregelt, so daß die Phase konstant $\pi/2$ beträgt. Die zur Bildaufnahme verwendete Größe ist dann die Verschiebung der Anregungsfrequenz.

Der Vorteil der dynamischen gegenüber der statischen Meßmethode liegt in der i. a. höheren Sensitivität. Bei Messungen unter Atmosphärenbedingungen liegt der minimale noch meßbare Kraftgradient bei ca. 10^{-4} N/m [41]. Dabei unterscheiden sich Amplituden- und Phasendetektion nur um einen Faktor 1,4. Betrachtet man eine Kraft mit einer Abstandsabhängigkeit $\sim 1/d^2$, so würde dies bei einem Meßabstand von $d = 10$ nm einer Kraft von $5 \cdot 10^{-13}$ N entsprechen. Diese Kraft ist um zwei Größenordnungen kleiner als die unterste Nachweisgrenze der statischen Meßmethode.

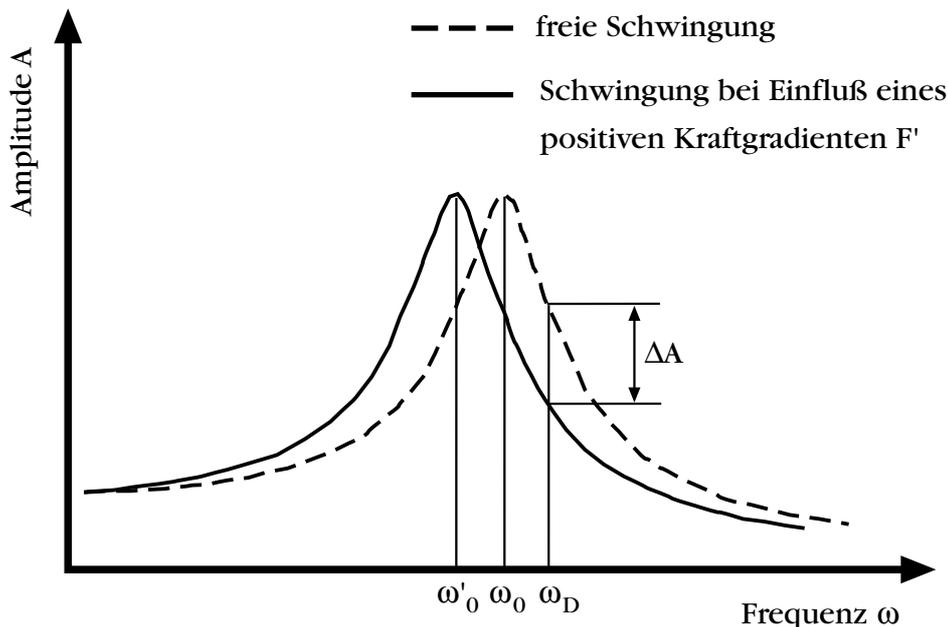


Abb. 2.3: Resonanzkurve eines Cantilevers ohne bzw. bei Einfluß eines Kraftgradienten.

2.2.3 Separation von topographischen und magnetischen Effekten

Die laterale Auflösung einer MFM-Aufnahme hängt vom Abstand zwischen Spitze und Probe ab. Aufgrund der geringeren lateralen Ausdehnung des Spitzenstreufeldes vergrößert sich die Auflösung, wenn der Abstand verkleinert wird. Des weiteren vergrößert sich auch die Kraft zwischen Spitze und Probe bei geringerem Abstand. Bei vielen Anwendungen ist also ein geringer Spitzen-Proben-Abstand von Vorteil. Dabei ergeben sich zwei Probleme: Eine Kontraständerung im MFM-Bild kann eine Änderung der Oberflächenmagnetisierung oder des Spitzen-Proben-Abstandes bedeuten. Kennt man die Topographie nicht, so ist eine Unterscheidung *a priori* nicht möglich. Des weiteren besteht besonders bei weichen Cantilevern und bei großen Schwingungsamplituden die Gefahr, daß die Spitze auf die Probe aufschlägt, was zur Beschädigung der Spitze führen kann.

Kommerziell erhältliche Magnetokraftmikroskope bedienen sich deswegen des sogenannten „lift-off“TM (Digital Instruments) bzw. „layered imaging“TM (Topometrix), basierend auf [45]. Dabei wird vor der MFM-Messung die Topographie gemessen und das Ergebnis dann zur Konstanthaltung des Abstandes verwendet. Dies kann Zeile für Zeile oder Punkt für Punkt geschehen. Beide Methoden haben ihre Vor- und Nachteile. Die „lift-off“-Methode birgt die Gefahr, daß in der Zeit zwischen Aufnahme der Topographie und der magnetischen Messung eine leichte Drift die Genauigkeit der Abstandsregelung beeinflusst. Ein weiteres Problem liegt in der Aufnahme der Topographie: Eine zu langsam eingestellte Regelung bewirkt eine verzögerte Reaktion auf topographische Unebenheiten, eine zu schnelle Regelung kann zu „Übersteuerungen“ führen. Beides führt zu Fehlern in der Abstandsregelung. Beim „layered imaging“ führt die punktweise Messung der Topographie und das Anheben der Spitze zu sehr langen Meßzeiten. Die maximale Geschwindigkeit, mit der die Spitze angehoben werden kann, ist durch den sog. „Creep“-Effekt beschränkt. Der Piezo erreicht seine, der angelegten Spannung entsprechende Ausdehnung erst mit einer Verzögerung [46].

2.3 Sonden

Das wichtigste, zur Abbildung beitragende Element aller Rasterkraftmikroskope ist der Kraftsensor, d. h. die Kombination aus einer scharfen Spitze an einem flexiblen Cantilever. Diese muß für die Anwendung im MFM einige besondere Eigenschaften besitzen.

Die zu detektierenden Kräfte liegen in den meisten Anwendungen im nN-Bereich. Um eine zur Messung noch ausreichende Verbiegung des Cantilevers zu erhalten, sollte die Federkonstante entsprechend klein sein. Andererseits führt eine zu kleine Federkonstante dazu, daß die Spitze bei kleinen Abständen zur Probe auf die Oberfläche springt („snap in“) [47]. Dies geschieht dann, wenn der lokale Kraftgradient, der auf die Spitze wirkt, größer als die Federkonstante ist. Typische Federkonstanten von Cantilevern für Anwendungen im MFM liegen zwischen 0,1 und 10 N/m.

Des Weiteren sollte der Cantilever eine hohe Resonanzfrequenz besitzen, die weit oberhalb der typischen akustischen Schwingungen und der Resonanzen des Mikroskops liegen soll. Gute Erfahrungen wurden mit Cantilevern gemacht, deren Resonanzfrequenz zwischen 20 und 50 kHz lagen. Ein praktisches Maß für die Charakterisierung eines Cantilevers ist seine Güte, d. h. das Verhältnis zwischen der Schwingungsenergie (multipliziert mit 2π) und dem Energieverlust während einer Periode. In guter Näherung entspricht dies dem Verhältnis zwischen der Resonanzfrequenz und der Halbwertsbreite der Resonanzkurve. Je größer die Güte eines Cantilevers bei einer gegebenen Resonanzfrequenz ist, umso schärfer ist die Resonanzkurve und damit die Sensitivität von Amplitude und Phase auf äußere Kräfte. An Luft beträgt die Güte eines Cantilevers typischerweise 30 bis 50, im Ultrahochvakuum können Güten von über 10^5 erreicht werden. Diese hohen Resonanzfrequenzen bei kleinen Federkonstanten erhält man nur bei entsprechend kleiner Masse des Cantilevers.

Diese oben beschriebenen hohen mechanischen Anforderungen erfüllen insbesondere photolithographisch hergestellte Silizium- bzw. Siliziumnitrid-Cantilever. Abbildung 2.4 zeigt einen mikromechanisch hergestellten Cantilever mit integrierter Spitze. Aufgrund des Herstellungsverfahrens analog zu hochintegrierten Schaltkreisen der Mikroelektronik ist es möglich, gleichzeitig mehrere hundert Cantilever auf einem Si-Wafer herzustellen, deren Federkonstanten und Resonanzfrequenzen nur in einem beschränkten Maße variieren [48].

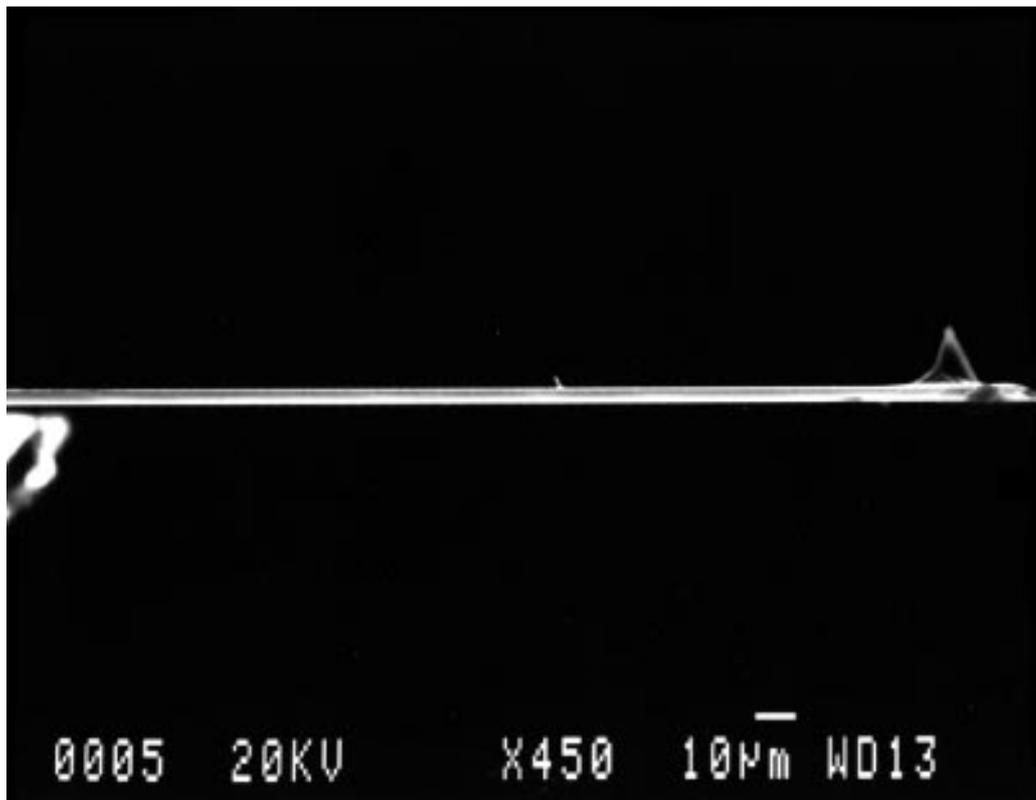


Abb. 2.4: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines Si-Cantilevers mit integrierter Spitze.

Zum Einsatz im MFM muß die Spitze magnetisch sein. Dies erreicht man zumeist durch Deposition eines ferromagnetischen Films auf einem Si- bzw. Si_3N_4 -Cantilever [49, 50]. Eine weitere Möglichkeit besteht in der Anwendung elektrochemisch geätzter und gebogener ferromagnetischer Materialien, wie Drähte [13] oder Einkristalle (z. B. Eisenwhisker [25]).

2.3.1 Massivsonden

Als Massivsonden werden vor allem Nickeldrähte mit einem Durchmesser von 25 μm oder weniger verwendet. Der Vorteil gegenüber anderen ferromagnetischen Materialien liegt in den guten Ätzeigenschaften und der Korrosionsfestigkeit von Ni. Zur Verbesserung der mechanischen Eigenschaften kann der Draht im ersten Schritt auf wenige Mikrometer Durchmesser verjüngt werden. Der eigentliche Ätzprozeß zur Herstellung der Spitze geschieht in einer Säurelamelle, die sich in einer Ringelektrode bildet. Als Säure wird vorwiegend Chromphosphorsäure (H_3PO_4 gesättigt mit CrO_3) verwendet. Zwischen Draht und Ringelektrode wird eine Spannung von 1 - 2 V angelegt und der Draht unter optischer Kontrolle durchgeätzt. Um einen Cantilever zu erhalten, wird der Draht danach kurz hinter der so entstandenen Spitze mit zwei Rasierklingen umgebogen. Bei Drahtlängen von einigen Millimetern Länge lassen sich Federkonstanten um 1 N/m erreichen. Dabei liegt allerdings die Resonanzfrequenz nur bei wenigen kHz [36].

Aufgrund der Geometrie der Spitze und der Formanisotropie der Magnetisierung nimmt man an, daß sich im vorderen Apexbereich eine Frontdomäne ausbildet, deren Magnetisierung parallel zur Spitzenachse verläuft. Abbildungen von Spitzenstreufeldern mit Hilfe von Lorentzmikroskopie (Abb. 2.5) und Elektronenholographie lassen auf Domänengrößen von einigen Mikrometern schließen [51].

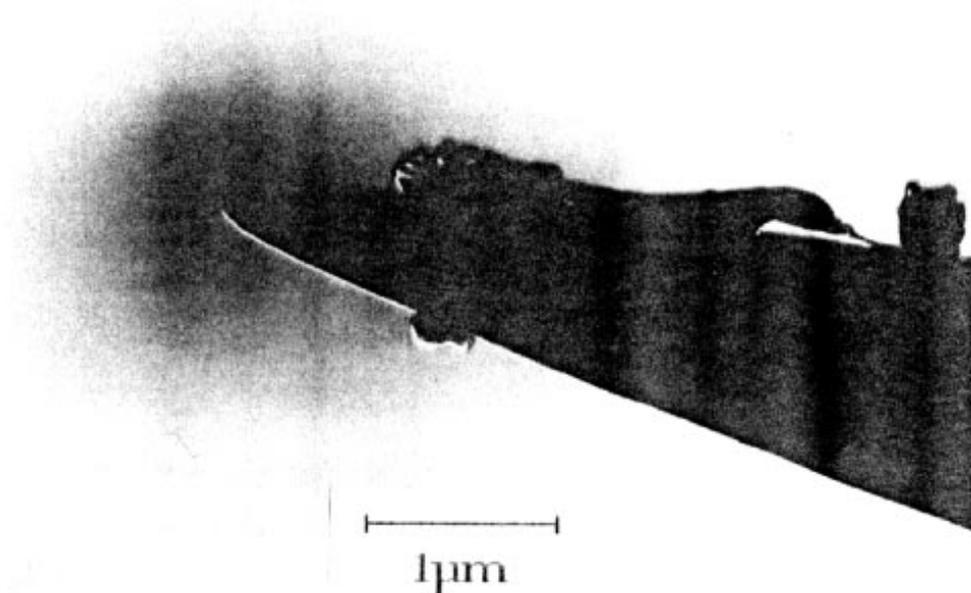


Abb. 2.5: Lorentz-TEM-Aufnahme einer geätzten Ni-Spitze (nach [57]).

2.3.2 Dünnschichtsonden

Dünnschichtsonden haben gegenüber den Massivsonden einige wesentliche Vorteile. Neben den mechanischen Eigenschaften und der Möglichkeit, mehrere Spitzen gleichzeitig zu beschichten, lassen sich auch die magnetischen Parameter, wie z. B. magnetisches Moment und die Richtung der Magnetisierung durch geeignete Wahl des Materials und der Schichtdicke wählen. Generell besitzen Dünnschichtsonden ein deutlich geringeres Streufeld als Massivsonden. Dies ist besonders vorteilhaft bei der Abbildung weichmagnetischer Proben, wie z. B. Permalloy oder YSmBiGaFe-Filme (Granat), deren magnetische Struktur durch das Streufeld der Spitze drastisch beeinflusst werden kann [52]. Durch Verwendung von Materialien mit hoher Koerzitivfeldstärke lassen sich die Sonden auch senkrecht zur Spitzenachse magnetisieren. Damit werden auch die Komponenten des Probenstreufeldes parallel zur Probenoberfläche meßbar [53].

Mit Hilfe elektronenstrahlolithographischer Methoden läßt sich das magnetische Moment der Spitze weiter verkleinern und somit die Auflösung steigern (sogenannten EBL-Sonden) [25, 54 - 56]. Dabei wird eine magnetisch beschichtete Spitze unter dem Elektronenmikroskop mit Kohlenstoffverbindungen lokal kontaminiert. Restgasmoleküle, insbesondere Kohlenwasserstoffe, brechen unter dem fokussierten Elektronenstrahl auf und lagern sich an der Spitze an. Das nicht auf diese Weise maskierte Material wird bei dem darauffolgenden Ätzen entfernt. Es bleibt ein kleines magnetisches Partikel am Ende der Spitze übrig, das durch die Kohlenstoffschicht auch während der Messung geschützt wird.

2.4 Kontrastentstehung

Die Kontrastentstehung in der Magnetokraftmikroskopie läßt sich auf die Wechselwirkung des magnetischen Moments der Sonde mit dem Streufeld der Probe zurückführen. Das magnetostatische Potential der Probe ist gegeben durch

$$\phi_p(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \left(\int \frac{d^2 \mathbf{s}' \cdot \mathbf{M}_p(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} - \int d^3 \mathbf{r}' \frac{\nabla \cdot \mathbf{M}_p(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right), \quad (2.7)$$

wobei $\mathbf{M}_p(\mathbf{r}')$ das Vektorfeld der Probenmagnetisierung und \mathbf{s}' einen nach außen gerichteten Normalenvektor der Probenoberfläche beschreibt. Das erste Integral beinhaltet die magnetischen Oberflächenladungen, das zweite Integral die Volumenladungen. Nimmt man an, daß sich das Streufeld der Probe und die Magnetisierung der Spitze nicht gegenseitig beeinflussen, so läßt sich die magnetostatische Energie durch

$$\Psi(\mathbf{r}) = \mu_0 \left(\int d\mathbf{s}' \cdot \mathbf{M}_s(\mathbf{r}') \phi_p(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + \int d^3 \mathbf{r}' \nabla_{\mathbf{r}'} \cdot [\phi_p(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{M}_s(\mathbf{r}')] \right) \quad (2.8)$$

ausdrücken, wobei $\mathbf{M}_s(\mathbf{r})$ die Magnetisierung der Spitze ist. Die gestrichenen Koordinaten beschreiben die Position der Spitze im Koordinatensystem der Probe (ungestrichene Koordinaten).

Die Kraft zwischen Probe und Spitze ergibt sich durch die Divergenz der magnetostatischen Energie:

$$\mathbf{F}_{\text{mag}}(\mathbf{r}) = -\nabla \Psi(\mathbf{r}). \quad (2.9)$$

Im allgemeinen ist die Magnetisierung im vorderen Apexbereich nicht bekannt. Zur Berechnung der Kraft werden zumeist Spitzenmodelle mit homogener Magnetisierung herangezogen, wobei die entsprechende Multipolentwicklung der freien Energie zu effektiven Monopol-, Dipol- und Quadrupolmomenten führt. Höhere Multipolmomente treten nur bei nicht rotationssymmetrischen Spitzenmodellen auf. Das nicht verschwindende magnetische Monopolmoment beruht auf der Tatsache, daß der Abstand zwischen den positiven und negativen Oberflächenladungen oftmals den Abstand zwischen Spitze und Probenoberfläche weit überschreitet. Aufgrund der großen Abschlußdomäne bei Massivsonden überwiegt der Monopolanteil der Kraft den Dipolanteil. Es handelt sich also im wesentlichen um eine Nahfeldbetrachtung, wodurch sich die Kraft auch als

$$\mathbf{F} = \mu_0 \left(q + \mathbf{m} \cdot \nabla + \frac{1}{6} \sum_{\alpha, \beta=1}^3 Q_{\alpha\beta} \nabla_{\alpha} \nabla_{\beta} \right) \mathbf{H} \quad (2.10)$$

schreiben läßt. Mit q wird das Monopolmoment und mit $Q_{\alpha\beta}$ die Tensorkomponenten des Quadrupolmomentes \mathbf{Q} bezeichnet. Dabei wurde angenommen, daß die Rotation des Probenstreufeldes verschwindet.

Mit Hilfe eines MFM wird nur die Komponente senkrecht zum Cantilever gemessen, so daß sich die meßbare Kraft zu

$$F_d = \mathbf{n} \cdot \mathbf{F} \quad (2.11)$$

bzw. der Kraftgradient zu

$$F'_d = (\mathbf{n} \cdot \nabla)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{F}) \quad (2.12)$$

ergeben, wobei \mathbf{n} den Normalenvektor zum Cantilever beschreibt. In der Regel gilt $\mathbf{n} = \mathbf{e}_z$, so daß die z-Komponente der Kraft detektiert wird.

Als Modell der Spitzenmagnetisierung einer geätzten Massivsonde bietet sich ein langgestrecktes Rotationsellipsoid an (Abb. 2.6). Ist λ die charakteristische Abklinglänge des Probenstreufeldes und d der Abstand zwischen Spitze und Probe, so ist $\delta = \lambda - d$ die Größe des Wechselwirkungsbereiches. Die ersten Multipolmomente ergeben sich zu [57]:

$$\left. \begin{aligned} q &= -\pi\alpha\delta(2R_> - \delta)M \\ \mathbf{m} &= \pi\alpha^2\beta^2 \left(R_> - \frac{\delta}{3} \right) \mathbf{M} \end{aligned} \right\}, \quad (2.13)$$

mit $\alpha = R_</R_>$ als Verhältnis der beiden Halbachsen und $\mathbf{M} = \pm |M| \mathbf{e}_z$.

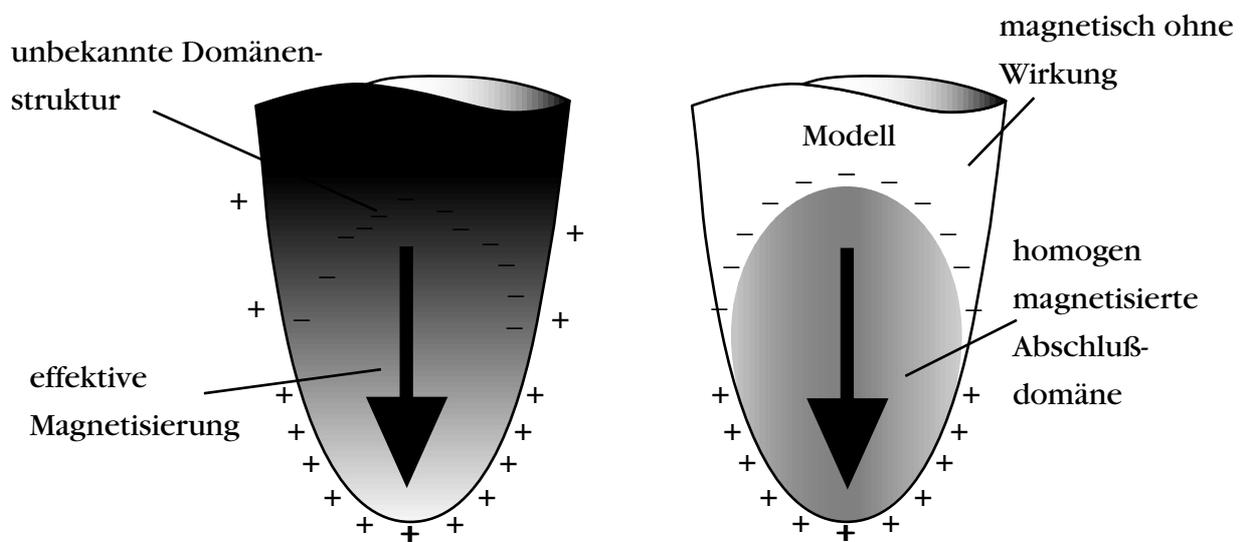


Abb. 2.6: Pseudodomänen-Modell (nach [57]).

Es ist auch möglich, den reziproken Ansatz zu wählen und die Kraft zwischen dem Spitzenstreufeld und dem magnetischen Moment der Probe zu betrachten. Das Spitzenstreufeld errechnet sich aus dem Gradienten des magnetischen Potentials der Spitze:

$$\mathbf{H} = -\nabla\phi_s. \quad (2.14)$$

Das Potential der Spitze ergibt sich analog zu Gl. (2.7). In der Literatur finden sich einige berechnete Modelle, eine Auswahl findet man z. B. in [41, 58].

Bisher wurde angenommen, daß sich die magnetischen Konfigurationen von Spitze und Probe nicht gegenseitig stören. Dies ist eine gute Näherung für hartmagnetische Materialien, gilt allerdings nicht für weichmagnetische Materialien, wie z. B. Permalloy oder Granat. In diesem Fall ist es notwendig, die Spitzen-Probe-Kräfte durch die Minimierung der Energie zu berechnen, wobei man neben der magnetostatischen Wechselwirkung zwischen Spitze und Probe auch die Austausch- und Anisotropiewechselwirkung sowie die Entmagnetisierungsenergie mit einbeziehen muß [z. B. 59].

3 Aufbau eines Magnetokraftmikroskops

Um MFM-Messungen durchzuführen, wurde einerseits ein handelsübliches Mikroskop, ein Nanoscope™ IIIa mit einem „Extended-Multimode-Meßkopf“ der Firma Digital Instruments™ verwendet und andererseits ein vorhandenes, in der Arbeitsgruppe entwickeltes Rasterkraftmikroskop, dessen Aufbau in [36] beschrieben ist, modifiziert. Abbildung 3.1 zeigt das Prinzip des Eigenbau-Rasterkraftmikroskops. Die Probe ist an einem röhrenförmigen Piezo befestigt, der die Probe unter der Spitze rastert. Die Spitze ist ihrerseits an einem ähnlichen Piezo befestigt, der sie zum Schwingen anregen kann und die Feinjustierung des Cantilevers unter der Glasfaser ermöglicht. Die Grobannäherung der Spitze relativ zur Probe sowie der Glasfaser relativ zur Spitze erfolgt durch Mikrometerschrauben. In der Praxis sind einige Änderungen notwendig geworden, um Empfindlichkeit, Stabilität sowie Rasterbereich zu vergrößern. Die wesentlichen Modifikationen umfaßten die Detektions- und Steuerelektronik.

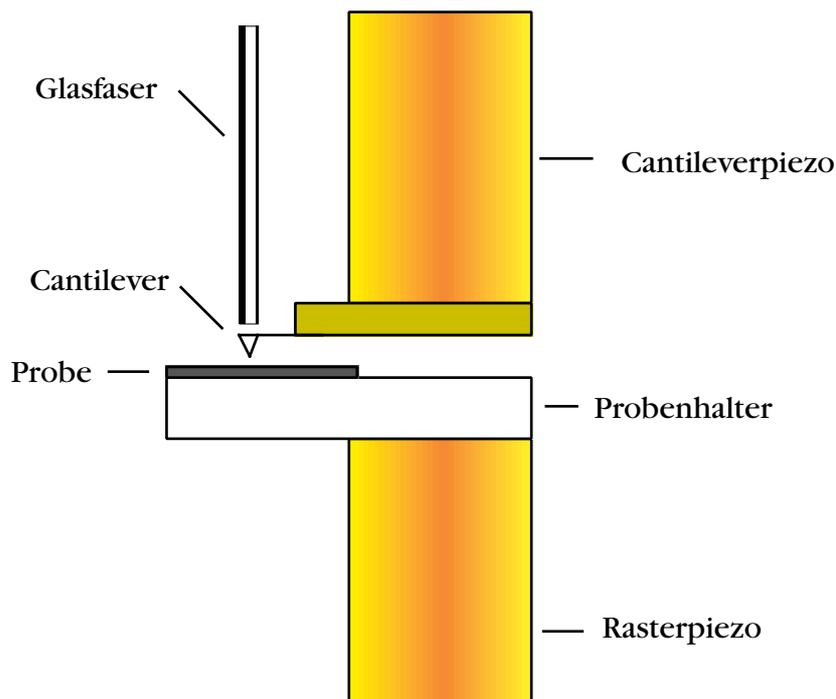


Abb. 3.1: Prinzip des Rasterkraftmikroskops nach [36].

3.1 Auslenkungsdetektion

Die Auslenkungsdetektion erfolgt durch ein Faserinterferometer. Dabei wird eine Glasfaser, deren Ende sauber gespalten wurde, über dem Cantilever positioniert (siehe Abb. 3.2). Ein durch die Glasfaser emittierter Laserstrahl wird sowohl am Glasfaserende als auch am Cantilever reflektiert und beide Teilstrahlen interferieren miteinander. Dieser Aufbau entspricht einem miniaturisierten Fabry-Perot-Interferometer [siehe z. B. 39, 40, 60]. Die Intensität des in die Glasfaser reflektierten Strahles hängt vom Gangunterschied der beiden Teilstrahlen, d. h. dem Abstand des Glasfaserendes vom Cantilever, ab. Ein bidirektionaler Faserkoppler ermöglicht die Separation des eingespeisten und des zurückgespiegelten Laserstrahles und erlaubt die getrennte Intensitätsmessung mit Hilfe zweier Photodetektoren.

Im ursprünglichen Aufbau [36] erfolgte die Einkopplung des Laserstrahles in die Glasfaser sowie die Ankopplung der Faserenden an die Photodioden durch Mikrometertische. Dieser Aufbau hatte den Vorteil des schnellen und unproblematischen Austausches der Laser- bzw. Photodioden, stellte sich aber als zu empfindlich gegenüber mechanischen Einflüssen, vor allem Luftströmungen und Erschütterungen, heraus. Die Verwendung von Faserstecksystemen der FC-Norm [61] bot sich an, um die Ankopplung der Dioden an die Faser zu stabilisieren. Der Intensitätsverlust durch das Steckersystem erwies sich als nicht ausschlaggebend heraus, so daß der Vorteil der Flexibilität des Steckersystems den der höheren Intensität einer Pigtail-Verbindung [61] überwog. Verwendet wurden Laserdioden des Modells LT022 der Firma Sharp [62] mit einer Leistung von 3 mW bei einer spezifizierten Wellenlänge von 780 nm bei Raumtemperatur. Die Steuerung der Laserdiode erfolgt durch

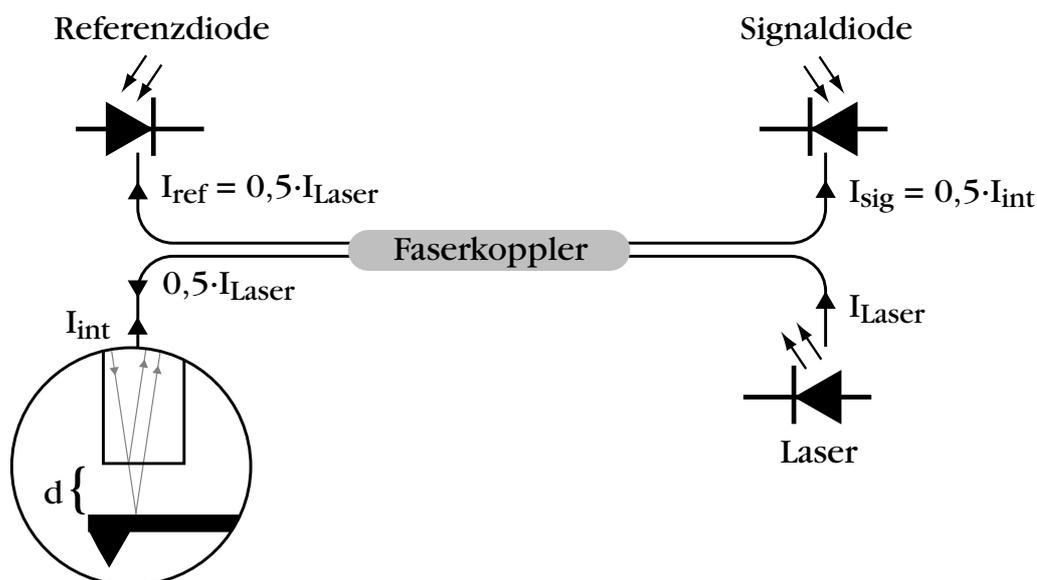


Abb. 3.2: Prinzip der Auslenkungsdetektion durch Faserinterferometrie.

das Steuer-IC IR3C02AN von Sharp [62], welches eine externe Intensitätsregelung des Lasers erlaubt. Die Montage der Laserdiode auf einem Peltier-Element ermöglicht eine Temperaturregelung zur Vermeidung von Modensprüngen, die sich als Intensitätssprünge des Interferometersignales äußern würden. Bei einer konstanten Betriebstemperatur von 18 °C und einer Wellenlänge von ca. 778 nm wurden keine Modensprünge beobachtet.

Die Detektion des Meß- und Referenzsignals erfolgt durch zwei 13DSI003 Photodioden [62], deren Photoströme getrennt in Strom-/Spannungswandlern verstärkt werden. Die einzelnen Verstärkungen können mit Drehpotentiometern eingestellt werden. Damit erfolgt - im Ruhezustand des Cantilevers - der Abgleich des Verstärkers. Ein Differenzverstärker subtrahiert schließlich beide Signale. Das Ergebnis wird dem Regelkreis übergeben.

Laserdiodentreiber, Photodioden, Differenzenverstärker sowie der Faserkoppler wurden in einem Gehäuse untergebracht, wodurch der gesamte Aufbau mechanisch geschützt wird und einfach zu handhaben ist.

3.2 Ebenenabzug

Durch die Verwendung eines Röhrenpiezos beschreibt während des Rasterns ein auf der Röhrenachse liegender Punkt in etwa den Ausschnitt einer Kugeloberfläche. Liegt der Meßpunkt, d. h. die Spitze über der Probe, zentrisch über der Achse des Rasterpiezos, so erscheint diese Kugeloberfläche als Wölbung in jeder Topographiemessung. Die maximale Höhendifferenz liegt im Ångströmbereich und ist meistens von geringem Einfluß. Liegt der Meßpunkt azentrisch, so ist der Messung zusätzlich zu der Kugeloberfläche noch eine schiefe Ebene überlagert, deren Neigung von dem Abstand des Meßpunktes von der Röhrenachse abhängt. Die Höhendifferenz, die der Piezo in vertikaler Richtung ausgleichen muß, liegt bei einem quadratischen Rastergebiet von 10 µm x 10 µm bei ca. 3,5 µm. Bei größeren Scangebieten überschreitet dieser Wert den maximalen vertikalen Hub des Piezos, was den maximal abzubildenden Bereich einschränkt. Versuche, dies mit schrägen Probenhaltern auszugleichen, führten zu keinem befriedigenden Ergebnis. Des weiteren muß die Ebene aus jeder Messung herausgerechnet werden.

Zur Verminderung dieses Problems wurde ein elektronischer Ebenenabzug verwendet, der im wesentlichen aus einem Mehrkanal-Addierer besteht. In ihm werden dem Vertikal-Signal des Reglers die Spannungsrampen der x-y-Rasterbewegung derart linear überlagert, daß der Piezo die schiefe Ebene unabhängig vom Regelkreis ausgleicht. Obwohl der Piezo die schiefe Ebene nachfährt, erscheint sie nicht in den Meßdaten. Da bei jeder Messung der Meßpunkt an verschiedenen Orten der Probe liegt, muß jeweils der Ebenenabzug neu eingestellt werden. Zusätzlich läßt sich dem Vertikal-Signal eine konstante Spannung überlagern, um bei MFM-Messungen den Abstand zwischen Probe und Spitze einzustellen und der Probenoberfläche ungerregelt zu folgen.

3.3 Mischer

Ursprünglich wurden in einem Mischer die einzelnen Rastersignale überlagert, so daß jeder äußere Quadrant des Röhrenpiezos mit einer Überlagerung der x-, y- und z-Signale gesteuert wurde [63]. Die innere Elektrode lag auf Masse. Dadurch sollte verhindert werden, daß der Röhrenpiezo während des Rasterns den oben erwähnten Ausschnitt einer Kugeloberfläche beschreibt. Da die Höhendifferenz von nur wenigen Ångström in den beabsichtigten Messungen keine Rolle spielt, wurden in einer Modifikation diese Überlagerung aufgehoben. Durch die gleichzeitige Drehung des Rastergebietes wurde bewirkt, daß die oben beschriebene schiefe Ebene parallel zu einer Scanrichtung lag. Dadurch konnte der maximale Scanbereich, der durch den maximalen vertikalen Hub des Piezos beschränkt ist, auf ca. 16 µm vergrößert werden. Der Mischer dient jetzt nur noch zum Herunterteilen der Rasterrampen, die von einer in den zur Meßaufnahme dienenden PC integrierten DSP-Karte ausgegeben werden. Dadurch läßt sich die Größe des zu rasternden Bereichs wählen. Durch einen zusätzlichen Offset auf die Rampen kann der Meßbereich innerhalb des maximal möglichen Gebietes verschoben werden.

3.4 Hochspannungsverstärker

Die einzelnen Steuerspannungen, die vom Mischer und dem Regelkreis zum Piezo führen, haben eine maximale Größe von 10 V. Um einen maximalen Rasterbereich von mehreren Mikrometern zu erhalten, müssen die Spannungen verstärkt werden. Dies geschieht durch Hochspannungsverstärker, die im wesentlichen aus fünf schnellen Hochspannungsoperationsverstärkern BB3584 der Firma Burr-Brown [64] bestehen, welche speziell zur Ansteuerung von Piezos entwickelt wurden. Sie liefern eine maximale Spannung von ±145 V bei bis zu 100 kHz und fünfzehnfacher Verstärkung.

3.5 Topographische und magnetische Kontrollmessungen

Da die interessierenden magnetischen Strukturen in Größen von 100 nm bis zu einigen Mikrometern liegen, wurden zur Charakterisierung des modifizierten AFM Teststrukturen dieser Größenordnung verwendet. Als Teststruktur zur Messung der Topographie eignet sich eine Compact-Disc (CD). Abbildung 3.3(a) zeigt die Topographie einer CD, die bei einer konstanten Kraft von etwa 10 N/m und einer Rastergeschwindigkeit von 13 µm/s aufgenommen wurde. Der zur Abbildung verwendete Si₃N₄-Cantilever hatte eine Federkonstante von ca. 0,3 N/m. In Abb. 3.3(b) ist das Fehlersignal bei langsamer Regelung dargestellt. Dabei bewegt sich die Spitze gewissermaßen fast ungerichtet über die Probe und die Verbiegung des Cantilever wird direkt gemessen. Diese Methode eignet

sich gut zur Visualisierung kleiner Oberflächenstrukturen. Die Pits, d. h. die Vertiefungen, mit denen die Daten gespeichert sind, haben eine Tiefe von 100 nm und einen Spurbstand von $1,6\ \mu\text{m}$, was der doppelten Wellenlänge des Abtastlasers entspricht. Die Information einer CD ist in den unterschiedlichen Längen der einzelnen Pits und den Lücken zwischen ihnen gespeichert.

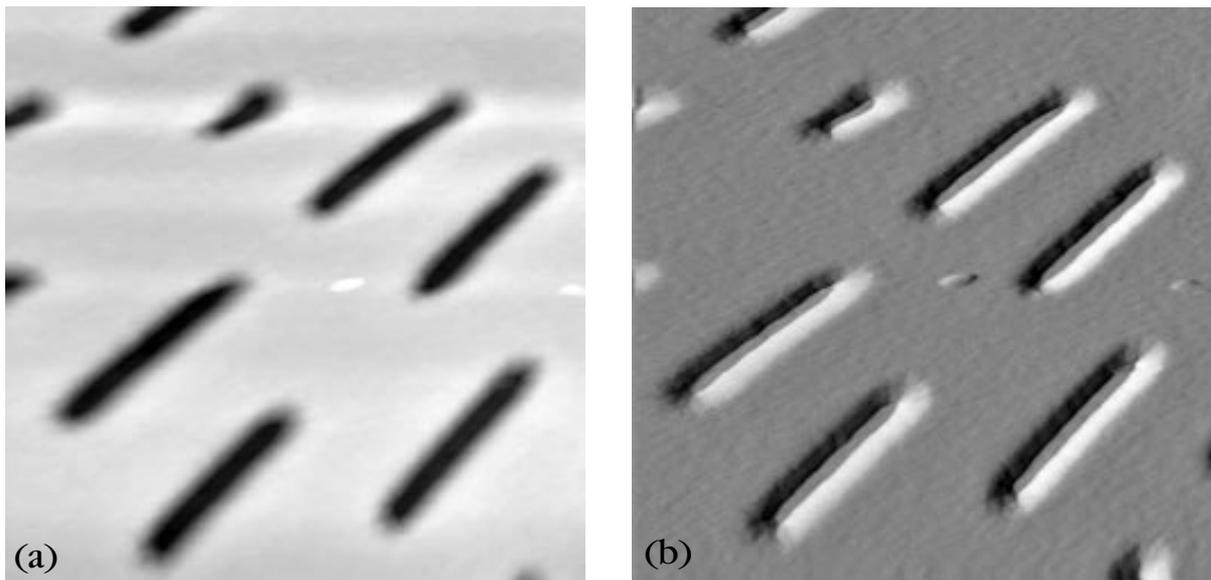


Abb. 3.3: Abbildung einer Compact-Disk. (a) Aufnahme bei konstanter Kraft und (b) Fehlersignal bei langsamer Regelung. Die Bildgrößen sind $6,5\ \mu\text{m} \times 6,5\ \mu\text{m}$.

Erste MFM-Messungen mit diesem AFM wurden an Festplatten vorgenommen. Abbildung 3.4 zeigt eine handelsübliche Computer-Festplatte, wobei die Bildgröße etwa $13,6\ \mu\text{m} \times 13,6\ \mu\text{m}$ beträgt. Gemessen wurde dieses Bild mit einer geätzten Ni-Spitze der Resonanzfrequenz von $14,63\ \text{kHz}$. Die Spitze wurde zu Schwingungen von etwa $50\ \text{nm}$ Amplitude und einer Frequenz von $14,62\ \text{kHz}$, d. h. knapp unterhalb der Resonanzfrequenz, angeregt (vgl. Kap. 2.2.2). Der Arbeitsabstand lag bei $100\ \text{nm}$ und mußte während der Messung aufgrund der nicht vollständig ausgeregelten schiefen Ebene mehrmals korrigiert werden. Die Meßgeschwindigkeit betrug $3,4\ \mu\text{m}/\text{s}$. Die Amplitude der Schwingung wurde mit Hilfe eines Lock-in-Verstärkers ermittelt und als Bild dargestellt. Im unteren Bildbereich sind die einzelnen Bits einer Spur als Übergänge zwischen hellem und dunklem Kontrast zu sehen. Die Bitabstände liegen bei $5\ \mu\text{m}$. Im oberen Bereich ist die Lücke zwischen zwei Spuren zu erkennen, wobei sich die nächste Spur schon andeutet (Pfeil).

Zur Bestimmung der maximalen lateralen Auflösung wurden Messungen an Festplatten durchgeführt, die mit einer Teststruktur beschrieben waren und von IBM-Mainz zu Verfügung gestellt wurden [28]. Die Bitabstände variieren zwischen den einzelnen Spuren und betragen $1\ \mu\text{m}$ bzw. $0,5\ \mu\text{m}$. Die einzelnen Bits konnten sehr gut aufgelöst werden (Abb. 3.5).

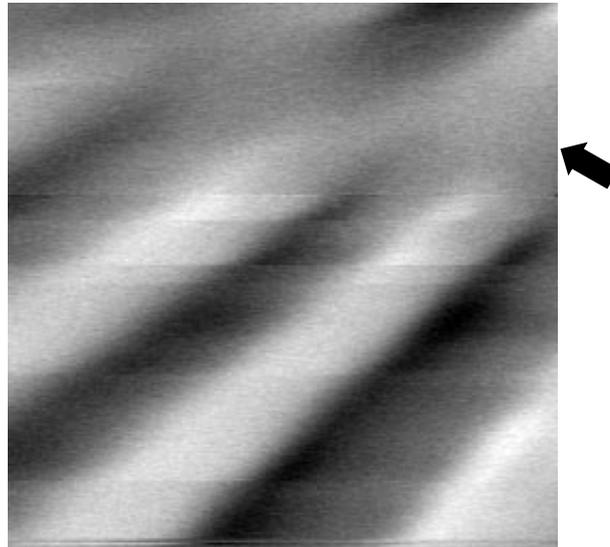


Abb. 3.4: Bitstruktur einer handelsüblichen Computer-Festplatte, gemessen mit einer geätzten Ni-Sonde. Die Bildgröße beträgt $13,6 \mu\text{m} \times 13,6 \mu\text{m}$. Der Pfeil kennzeichnet den Beginn einer neuen Spur.

Die Bildgröße beträgt ca. $13,6 \mu\text{m} \times 13,6 \mu\text{m}$. Die zur Messung verwendete geätzte Ni-Spitze hatte eine Resonanzfrequenz von $2,36 \text{ kHz}$ und wurde bei einer Frequenz von $2,352 \text{ kHz}$ zu Schwingungen von ca. 50 nm Amplitude angeregt. Auch hier mußte der Abstand von ca. 50 nm mehrmals korrigiert werden, um ein Aufschlagen der Spitze auf die Probe zu vermeiden. Zwischen den einzelnen Spuren sind magnetische Kontraste zu erkennen, die von der remanenten Magnetisierung der an diesen Stellen unbeschriebenen Festplatte verursacht sein könnte (Pfeil). Durch Ausmessen dieser Kontraste konnte auf eine Auflösung von ca. 300 nm geschlossen werden. Des Weiteren wird die Nichtlinearität der Rasterpiezos als Verzerrung der parallel geschriebenen Bits deutlich sichtbar.

Die schlechte Auflösung ist im wesentlichen durch den relativ großen Arbeitsabstand und durch die „magnetischen Geometrie“ der geätzten Ni-Spitze bedingt. Durch Verwendung von Dünnschichtsonden könnte die Auflösung verbessert werden. Allerdings stellte sich heraus, daß der überwiegende Teil der Cantilever, die mit Ni oder Co bedampft wurden, keine zur Messung ausreichende Wechselwirkung zeigte. Dies kann an dem geringen magnetischen Moment der dünnen Schichten und der noch unbekanntem Domänenstruktur im Apexbereich liegen. Außerdem ist es möglich, daß Restgase (z. B. Sauerstoff) in der Bedampfungskammer zu einer Verunreinigung der Schicht führten. Erst mit der Verwendung von Si-Cantilevern, die mit CoCrPt besputtert wurden (siehe Kap. 4), wurden mit dem Nanoscope IIIa zur Messung ausreichende Kontraste erzielt.

Trotz Verwendung des Ebenenabzuges behindert die nie vollständig auszuregelnde schiefe Ebene eine vernünftige Kontrolle des Arbeitsabstandes. Dies liegt an der manuellen Einstellung des Ebenenabzuges. Dabei wird während einer Topographiemessung das Meßsignal auf

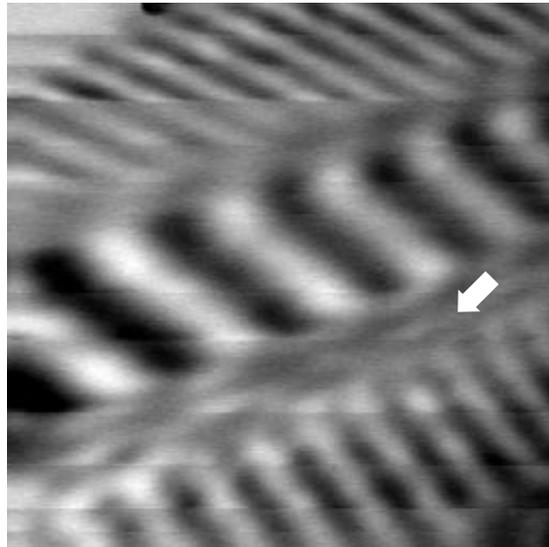


Abb. 3.5: MFM-Messung einer magnetischen Teststruktur auf Festplatte mit Bitabständen von 0,5 und 1 μm . Der Pfeil kennzeichnet einen Bereich remanenter Magnetisierung der dort unbeschriebenen Festplatte.

einem Speicheroszilloskop kontrolliert und die Einstellungen des Ebenenabzuges solange verändert, bis die auf dem Oszilloskop dargestellte Rasterlinie keine Steigung mehr zeigt. Danach wurde die Messung unterbrochen, durch Vertauschen der x- bzw. y- Spannungsrampen das Rastergebiet um 90° gedreht und der Abgleich des Ebenenabzugs wiederholt. Die bei diesem Vorgang gleichzeitig gemessene topographische Struktur der Oberfläche verhindert oftmals den genauen Abgleich des Ebenenabzugs. Zur weiteren Verbesserung der Auflösung ist daher die Entwicklung einer Elektronik, die eine zum „lift-off“-Modus analoge Messung erlaubt, notwendig. Durch eine Erhöhung der mechanischen Stabilität und der dadurch gewonnenen längeren Meßzeit könnte die Empfindlichkeit gesteigert werden. Eine Auflösung von besser als 100 nm wäre damit möglich.

Neben den topographischen und magnetischen Testmessungen wurden auch Untersuchungen gemacht, die die Komponenten sowie das vollständige Mikroskop in bezug auf Stabilität und Empfindlichkeit charakterisierten. Das Rauschen der elektronischen Komponenten, wie Regelkreis oder Mischer lag bei etwa 5 mV_{pp} und bestand im wesentlichen aus dem 50/100 Hz-Brummen. Dies würde eine Auflösung im Sub-Ångström-Bereich ermöglichen. Messungen mit frei schwingendem Cantilever ergaben allerdings niederfrequentes mechanisches und akustisches Rauschen. Bei Cantilevern der Federkonstante $c = 0,3 \text{ N/m}$ ergaben sich Amplituden von bis zu ca. 5 nm, womit eine Kraftauflösung bei statischer Messung von 1,5 nN möglich war. Bei topographischen Messungen, d. h. befand sich die Spitze bei eingeschaltetem Regelkreis im Kontakt mit der Probe, konnte eine Höhenauflösung von ca. 0,8 nm erreicht werden.

3.6 Optimierungsmöglichkeiten

Die Erfahrungen an diesem Rasterkraftmikroskop führten zu der Entwicklung mehrerer neuer Eigenbau-Mikroskope, die für Messungen unter Atmosphärenbedingungen [25], unter Flüssigkeiten [65], im Vakuum [25, 66] und bei tiefen Temperaturen [23] optimiert wurden.

Beim neu entwickelten Magnetokraftmikroskop für Messungen unter Atmosphärenbedingungen wurde das Konzept übereinander stehender Piezos für Proben- und Cantileverbewegung beibehalten. Um die thermische Drift zu verringern sowie die mechanische Stabilität zu erhöhen, wurde der Meßkopf mit dem Glasfaserhalter verkleinert und auf den xy-Verschiebetisch zur Grobjustierung der Glasfaser verzichtet. Dadurch verringerte sich der mechanische Weg zwischen Glasfaserende und dem Cantilever. Des weiteren befindet sich der Meßpunkt zentrisch über dem Rasterpiezo, wodurch keine schiefe Ebene des oben beschriebenen Ausmaßes auftritt. Leinenbach *et al.* [52] gelangen damit Messungen mit Dünnschichtsonden sowie EBL-Sonden an weichmagnetischen Proben mit Auflösungen von unter 100 nm.

Die Kraftmikroskope für Messungen unter Flüssigkeiten, im Vakuum und bei tiefen Temperaturen basieren auf dem Konzept von Moser *et al.* [60]. Der Piezo, der die Glasfaser über dem Hebelarm justiert, befindet sich konzentrisch in dem Rasterpiezo und wird beim Rastern der Spitze mitbewegt. Durch diesen kompakten Aufbau wird der mechanische Weg und dadurch die thermische Drift weiter minimiert und gleichzeitig die Stabilität erhöht.

4 Magnetokraftmikroskopische Messungen

Um neue Abbildungsverfahren in der magnetisch sensitiven Rastersondenmikroskopie, wie die in Kapitel 5 und 6 diskutierte Wirbelstromtechnik, auf ihre Vorteile hin zu prüfen, ist es wichtig, die Ergebnisse mit konventionellen MFM-Aufnahmen vergleichen zu können. Aus diesem Grund wurden einige ausgewählte Proben magnetokraftmikroskopisch untersucht. Diese Untersuchungen dienen auch dazu, die Möglichkeiten und Grenzen des verwendeten Mikroskops auszuloten sowie den Umgang damit zu optimieren.

4.1 Charakterisierung der Sonden

Vor der Verwendung neuer MFM-Spitzen ist es sinnvoll, diese zunächst an gut bekannten magnetischen Strukturen, z. B. Festplatten, zu charakterisieren. Herkömmliche Festplatten besitzen eine ca. 150 nm dicke magnetische Schicht, die auf einen Träger aufgebracht wird. Des Weiteren wird auf die Oberfläche eine ca. 10 nm dicke Kohlenstoffschicht aufgebracht, die zum Schutz der magnetischen Schicht dient. Die dünne Schmierschicht, auf welcher der Festplattenkopf über die Kohlenstoffschicht gleitet, wurde bei der Probenpräparation durch ein Ultraschallbad in Ethanol entfernt. Bei dem Schreibprozeß fliegt der Schreibkopf in einem Abstand von 100 nm oder weniger über die Oberfläche und erzeugt Regionen mit alternierender Magnetisierung. Die Magnetisierung, die die gespeicherte Information enthält, liegt in der Ebene (vgl. Abb. 2.1). Die Horizontalkomponente des Streufeldes besitzt über dem Übergang eine ungerade, die Vertikalkomponente eine gerade Symmetrie.

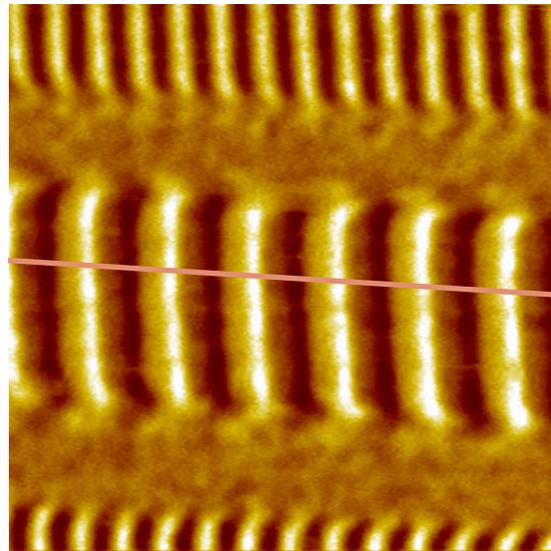
Wie in Kap. 2 beschrieben, wird im MFM überwiegend der Kraftgradient in vertikaler Richtung zur Probenoberfläche gemessen. In der Näherung, daß sich die Spitze durch einen punktförmigen Monopol q und ein punktförmiges Dipolmoment \mathbf{m} beschreiben läßt, erhält man aus Gl. (2.10) und Gl. (2.12)

$$F' = \mu_0 \sum_{i=x,y,z} \left(q \frac{\partial H_i}{\partial z} + m_i \frac{\partial^2 H_i}{\partial z^2} \right) \quad (4.1)$$

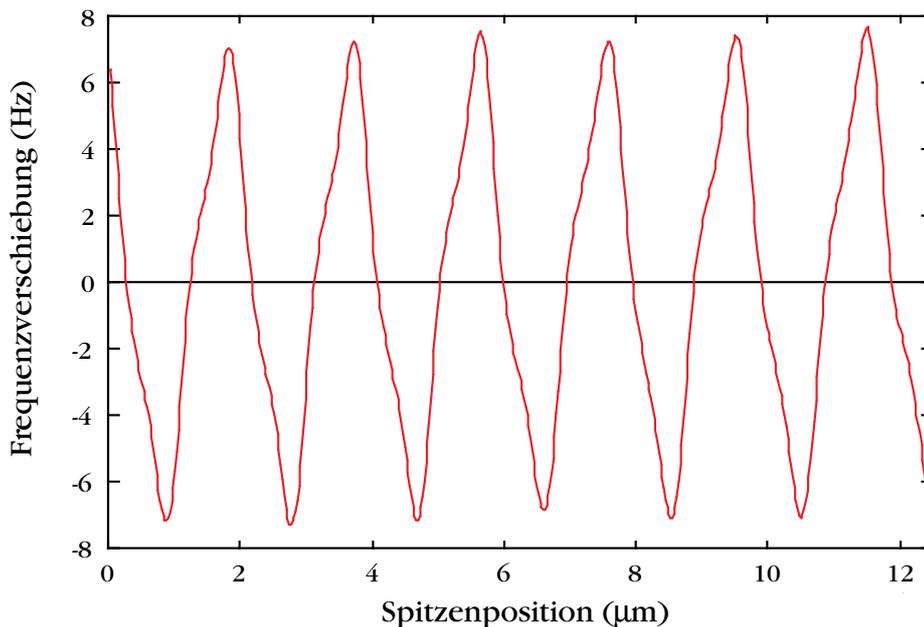
Bei Messungen von Kraftgradienten tragen die Übergänge zwischen den einzelnen Bits vorwiegend zum Bildkontrast bei, da dort der Feldgradient am größten ist. Ein weiterer Faktor ist der Winkel zwischen $\partial^2 \mathbf{H} / \partial z^2$ und magnetischem Dipolmoment der Spitze. Der Beitrag ist

dort maximal, wo die Änderung des Feldgradienten und das magnetische Moment der Spitze parallel zueinander stehen. Eine Verkippung des magnetischen Momentes gegenüber der Probennormalen führt daher zu einer Asymmetrie des Bitkontrastes, da die Extrema nicht mehr über den Bitübergängen liegen. Eine genauere Analyse der Kontrastentstehung in Abhängigkeit zur Spitzenmagnetisierung findet man z. B. in [28, 67].

Bei allen magnetischen Messungen, die in diesem und in den folgenden Kapiteln aufgeführt sind, wurden spezielle Dünnschichtsonden verwendet. Auf Si-Cantilever der Firma Nanosensors [48] wurden 90 nm Cr, 70 nm CoCrPt sowie 10 nm Kohlenstoff gesputtert [68]. Diese Filme zeichnen sich durch eine hohe Koerzitivfeldstärke von ca. 1400 Oe



(a)



(b)

Abb. 4.1: (a) Bitstruktur einer Festplatte, aufgenommen in einem Abstand von 100 nm mit einer Rastergröße von $12,6 \mu\text{m} \times 12,6 \mu\text{m}$. (b) Schnitt entlang der $1 \mu\text{m}$ - Bits.

($1,1 \cdot 10^5$ A/m) und ein großes magnetisches Moment aus. Kalibrierungen dieser Sonden an Festplatten zeigten, daß sie auch ohne nachträgliche Magnetisierung ein zur Messung ausreichendes magnetisches Moment besitzen.

In Abb. 4.1(a) ist eine MFM-Aufnahme der in Kap. 3 beschriebenen Festplatte zu sehen. Die Rastergröße beträgt $12,5 \mu\text{m} \times 12,5 \mu\text{m}$. Abgebildet wurde die Frequenzverschiebung des im freien Zustand mit ca. 62 kHz oszillierenden Cantilevers. Die Symmetrie des Schnitts [Abb. 4.1(b)] zeigt, daß die Spitzenmagnetisierung im wesentlichen senkrecht zur Probenoberfläche liegt. Die leichte Asymmetrie folgt aus der Verkippung der Spitze gegenüber der Probe von ca. 5° , die durch den Aufbau des verwendeten Mikroskops (Nanoscope III) bedingt ist.

4.2 Eisen-Whisker

Die Herstellung von Fe-Einkristallen erfolgt mittels einer chemischen Transportreaktion und der Reduktion von Eisen(II)-chlorid mit Wasserstoff, wobei sich Eisenkristalle unterschiedlicher Orientierung bilden [69]. Die interessanten Kristalle sind die leicht an ihrer quaderförmigen Gestalt erkennbaren (100)-orientierten Fe-Whisker. Sie besitzen eine charakteristische magnetische Bereichsstruktur, die Landastruktur (Abb. 4.2). Diese Domänenkonfiguration zeichnet sich durch einen geschlossenen magnetischen Fluß aus, d. h. es treten keine freien Oberflächenladungen und damit keine makroskopischen Streufelder auf.

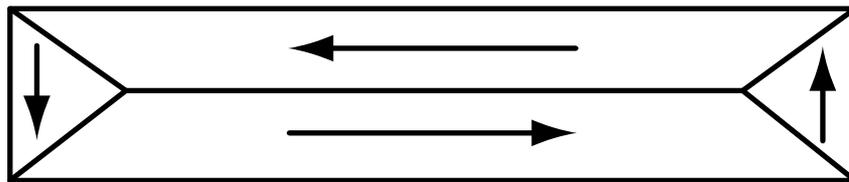


Abb. 4.2: Landastruktur eines (100)-orientierten Eisenwhiskers.

Zwischen den einzelnen Domänen bilden sich eine 180° -Blochwand sowie 90° -Wände aus, die mit MFM abgebildet wurden [siehe Abb. 4.3(a)]. Innerhalb der Wände dreht sich die Magnetisierung längs der Wandnormalen. Die Wanddicke läßt sich durch Minimierung der Summe von Austausch- und Anisotropieenergie auf ca. 42 nm abschätzen [70]. Allerdings ist der Beitrag der Magnetostriktion bei kubischen Kristallen nicht zu vernachlässigen. Rechnungen von Lilley [71] ergaben für die effektive Wanddicke

$$\delta_0 = 10,87 \sqrt{A/K}, \quad (4.1)$$

wobei A die Austauschkonstante und K die magnetokristalline Anisotropiekonstante beschreibt. Für Fe ergibt sich dadurch eine effektive Wanddicke von ca. 200 nm. Dies gilt

allerdings nur für unendlich ausgedehnte Wände. An Oberflächen entstehen Streufelder, die mit einer sehr hohen Energie verbunden sein können. Um die Streufeldenergie zu vermindern, sind zwei Möglichkeiten denkbar: (a) die Wanddicke wird an der Oberfläche kleiner (symmetrische Konfiguration) oder (b) die Magnetisierung dreht sich nahe der Oberfläche Néel-artig (asymmetrische Konfiguration) [72]. Numerische Rechnungen bestätigen die letztere Annahme [73].

Die laterale Ausdehnung des Streufeldes liegt etwa bei 750 nm bei einer Höhe des Cantilevers von 100 nm. Die Profile der 180°-Wand (A) [Abb. 4.3(a)] sowie einer 90°-Wand (B) ähneln sich, die zweite 90°-Wand (C) zeigt einen anderen Kontrast. Die gemittelten Rasterlinien [Abb. 4.3(b)] zeigen die unterschiedlichen Kontraste der einzelnen Wände, die auch in [74, 75] beobachtet wurden. Der Grund liegt in der unterschiedlichen Drehrichtung der Magnetisierung der Wand (C) im Vergleich zur Magnetisierung von Wand (B). Die punktförmigen weißen Kontraste stammen von Strukturen auf der Whiskeroberfläche. Eventuell handelt es sich um Rückstände des Herstellungsprozesses.

Die unterschiedlichen Wandkontraste wurden mit den in der Literatur [z. B. 75 - 78] gefundenen Kontrasten verglichen. Abbildung 4.4 zeigt ein berechnetes Wandprofil, wobei die Blochwand vereinfacht als inhomogen magnetisierter Streifen angenommen wurde [76]. Die Spitze wurde durch einen punktförmigen Dipol angenähert, dessen Magnetisierung senkrecht zur Probenoberfläche zeigt. Berechnet wurde der Kraftgradient in Richtung der Spitzenmagnetisierung. Ein Vergleich mit dem Profilen in Abb. 4.3 und Abb. 4.6(b) zeigt, daß dieses Modell die wirklichen Gegebenheiten nur sehr grob beschreibt. Neben der vereinfachten Beschreibung der mikromagnetischen Konfigurationen von Spitze und Blochwand kann als weiterer Grund für die Unterschiede zwischen dem gemessenen und gerechneten Wandprofil die hohe Schwingungsamplitude von ca. 30 nm während der Messung genannt werden. Innerhalb dieser Strecke kann der Kraftgradient, der auf die Spitze wirkt, nicht mehr als konstant angesehen werden, so daß Gleichung (2.4) nicht mehr gilt. Zur theoretischen Interpretation müssen die (nicht mehr harmonische) Schwingung der Spitze und die resultierende Phasenverschiebung berechnet werden. Eine Verkippung der Spitzenmagnetisierung gegenüber der Oberflächennormalen deutet sich an der leichten Asymmetrie der Kurven an.

Die Rotationsrichtung der Magnetisierung innerhalb einer 180°-Blochwand kann sich entlang einer Wand ändern [78 - 82]. Eine alternierende Drehrichtung ist aufgrund der freien Pole an der Oberfläche und der damit verbundenen magnetostatischen Wechselwirkung energetisch günstiger. Die Periodizität dieser sog. multipolaren Wände ist durch das Gleichgewicht zwischen der magnetostatischen Energie der Wandsegmente untereinander und der Energie, die mit der Anwesenheit der Übergänge gekoppelt ist, gegeben.

Bei einigen Whiskern konnte die Segmentierung der 180°-Wand in Bereiche unterschiedlicher Drehrichtung beobachtet werden. Abbildung 4.5 zeigt schematisch die Magnetisierung

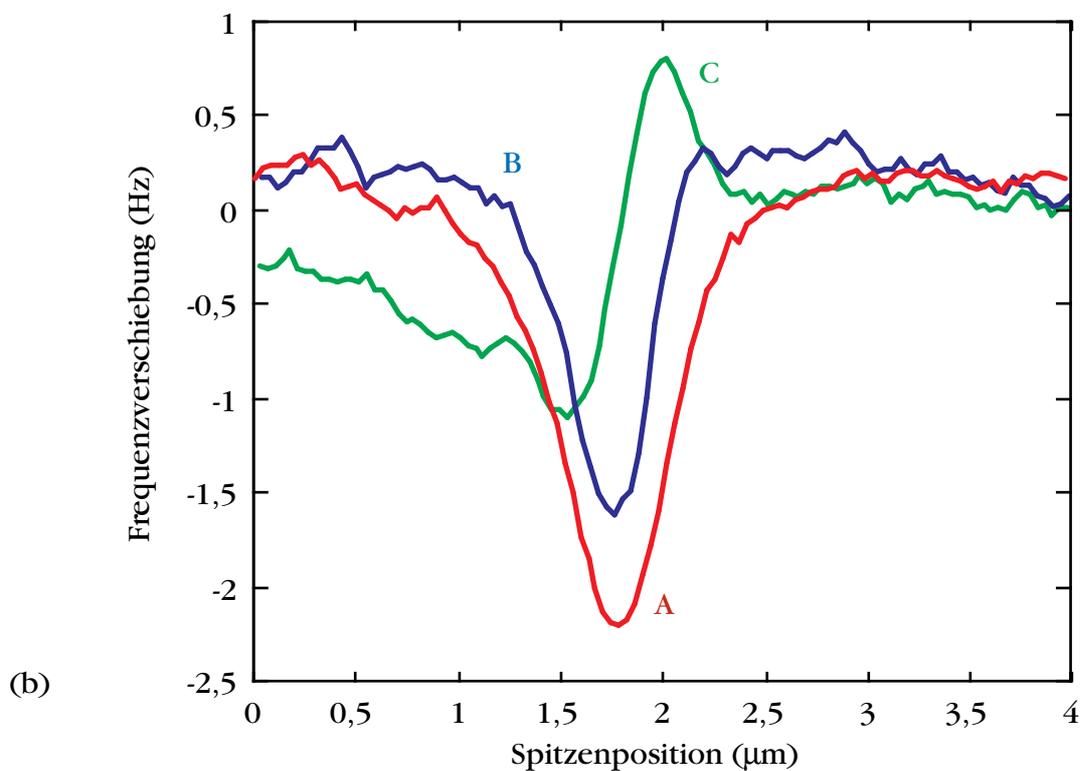
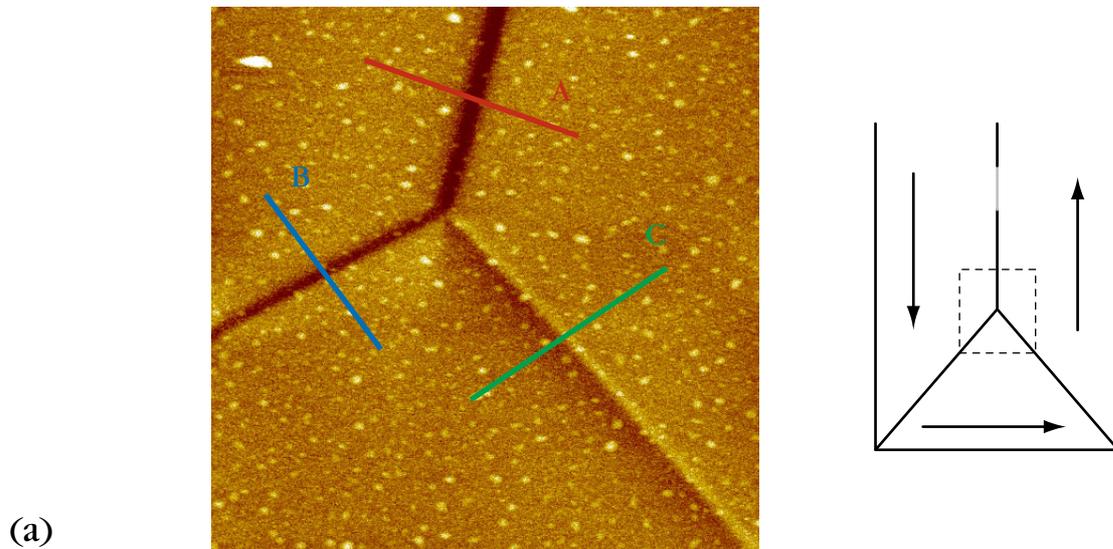


Abb. 4.3: (a) MFM-Aufnahme eines Eisenwhiskers in dem schematisch dargestellten Bereich. Die Rastergröße beträgt $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$, die Lifthöhe 100 nm und die Amplitude ca. 30 nm . Der Kontrastbereich umfasst eine Frequenzverschiebung von 5 Hz bei einer Resonanzfrequenz der Spitze von ca. 65 kHz . Die Linien kennzeichnen die verschiedenen Profile der einzelnen Domänenwände, die in (b) gezeigt sind.

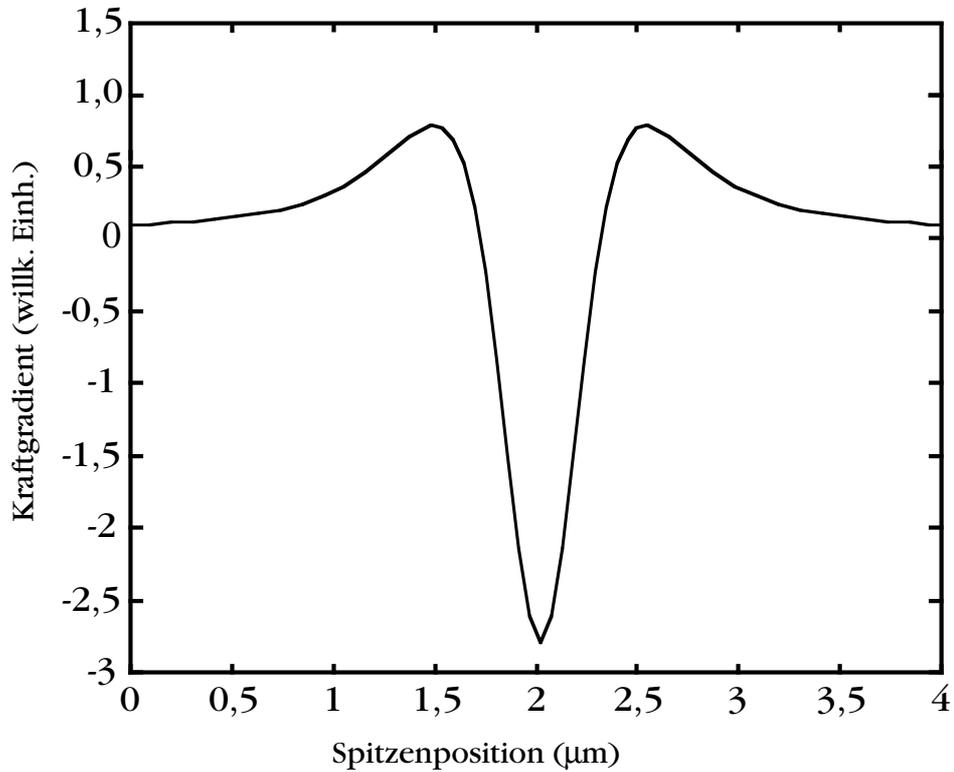


Abb. 4.4: Berechnetes Profil einer 180°-Blochwand.

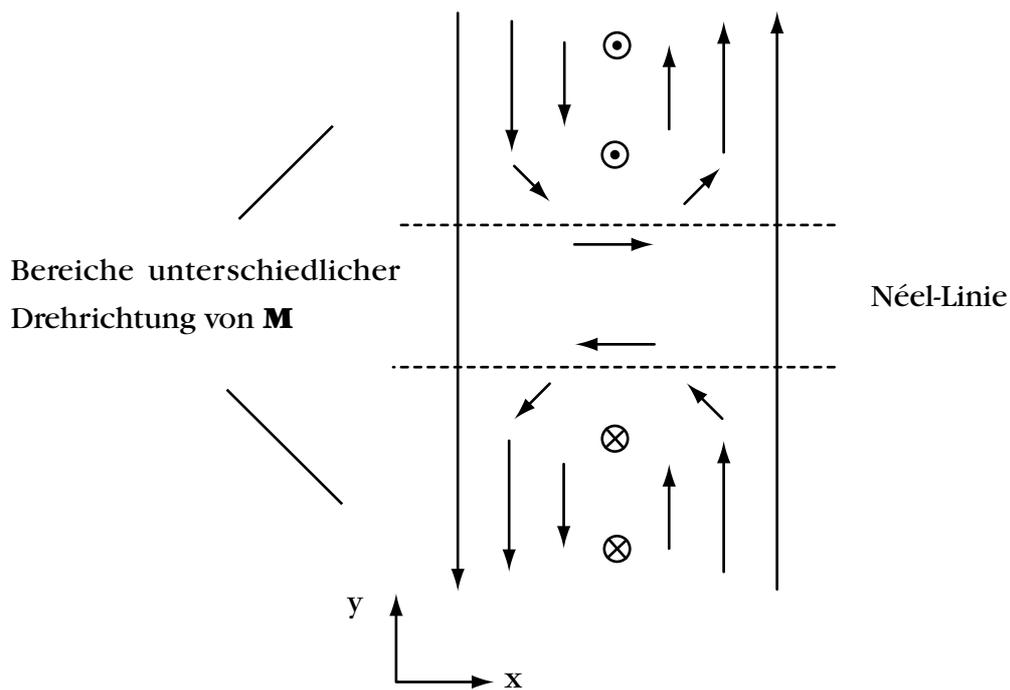


Abb. 4.5: Schematische Darstellung der Magnetisierung innerhalb einer segmentierten Blochwand mit Néel-Linie. Die Pfeile geben die Projektion des magnetischen Momentes auf die Oberfläche des Whiskers wieder.

in einem solchen Bereich. Die Segmente unterschiedlicher Drehrichtung sind durch einen kleinen Bereich, die Néellinie [83], getrennt. In der Néel-Linie dreht sich die Magnetisierung in der Ebene.

Abbildung 4.6(a) zeigt die MFM-Messung eines derartigen Ausschnittes, der in einem Bereich der 180°-Wand eines Fe(100)-Whiskers gefunden wurde. Neben einer Umkehrung

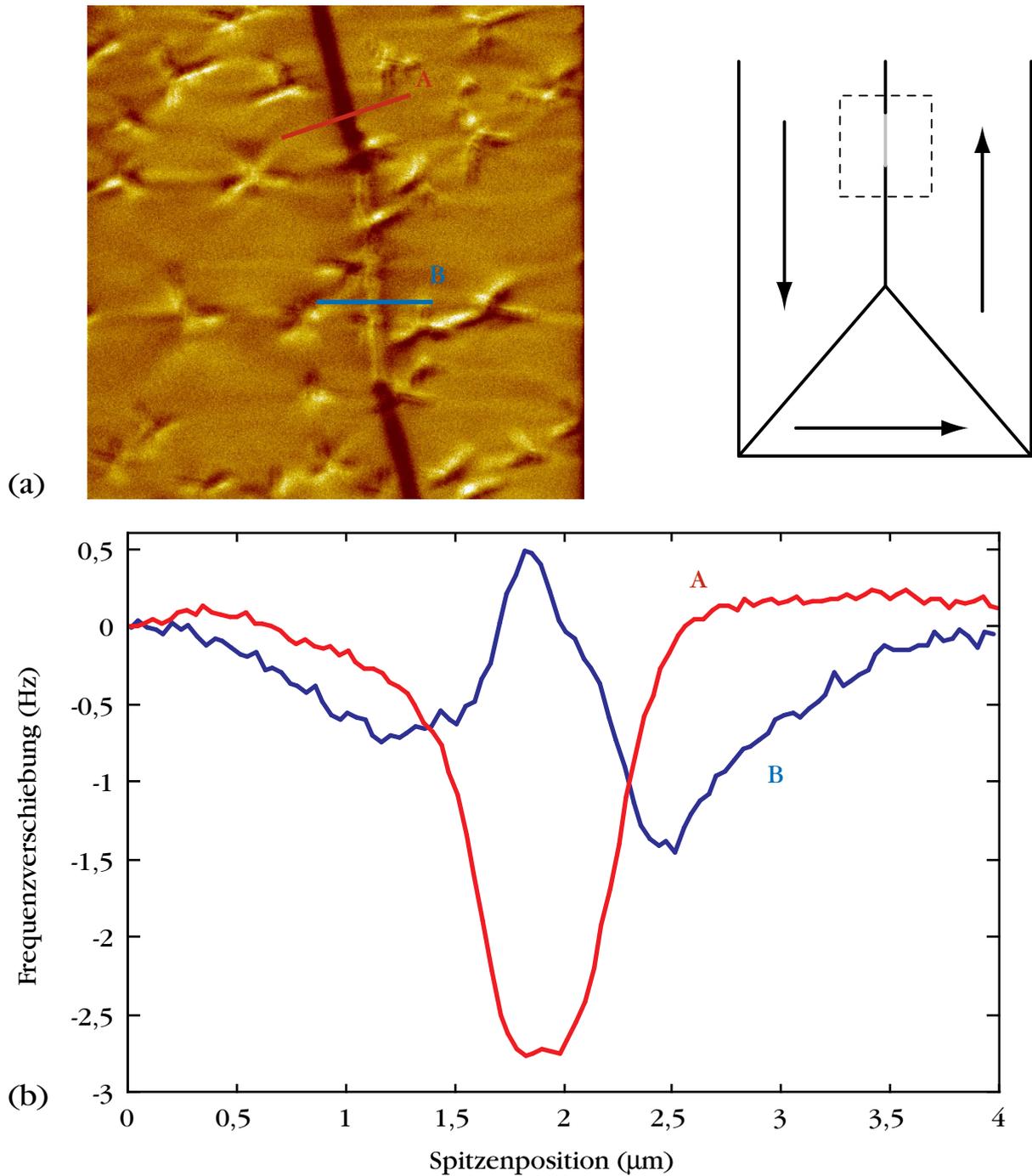


Abb. 4.6: (a) MFM-Aufnahme einer segmentierten 180°-Blochwand an der schematisch gekennzeichneten Stelle des Whiskers. Die Rastergröße beträgt 20 μm x 20 μm. (b) Profile der in (a) gekennzeichneten Linien.

des Kontrastes, der in den gemittelten Rasterlinien in Abb. 4.6(b) verdeutlicht ist, ist auch eine Verkipfung der Wandrichtung zu erkennen. Dadurch wird ein Teil des magnetischen Flusses der Wand parallel zur Oberfläche zum nächsten Segment geführt. Dies führt zu einer Erniedrigung der Wandenergie [78, 82]. Das helle Liniensegment zeigt einen Kontrast mit zwei hellen (Frequenzverschiebung zu höheren Werten) und einem dunklen Bereich (siehe auch Abb. 4.7). Eventuell wurde in diesem Fall die Wand durch das Spitzenstreufeld polarisiert, d. h. die Magnetisierung der Wand durch das Spitzenstreufeld gestört. Die Beeinflussung der Spitze kann zu einem wesentlich größeren Kontrast führen. Daneben ist es sogar möglich, daß der gemessene Kontrast unabhängig von der Rotationsrichtung wird [75]. Der magnetische Kontrast neben der Wand rührt von Unebenheiten der Oberfläche her, die auch in der parallel gemessenen Topographie zu sehen waren.

Abbildung 4.7 zeigt einen Ausschnitt des Überganges zwischen den einzelnen Wandabschnitten des Whiskers aus Abb. 4.6(a). Direkt am Übergang konnte eine dunkle Linie reproduzierbar abgebildet werden (Pfeil). Die Dicke des leicht gekrümmten Bereiches beträgt ca. 100 nm. Diese Beobachtung deckt sich mit den in [75] beschriebenen Messungen, die an den Néel-Linien eine Unterbrechung des Wandkontrastes in dieser Größenordnung zeigen. Jedes Blochwandsegment besitzt an den Enden Néel-artige Abschlüsse, d. h. die Magnetisierung der Wand legt sich in die Ebene. Dabei können die Magnetisierungen der einzelnen, gegenüberliegenden Segmentenden parallel oder antiparallel liegen [83]. Je nach Orientierung der Magnetisierungsrichtung dieser Abschlüsse spricht man von Néel-Linien ohne (parallele Magnetisierung) und mit „cap switch“ (antiparallele Magnetisierung) (vgl. Abb. 4.5).

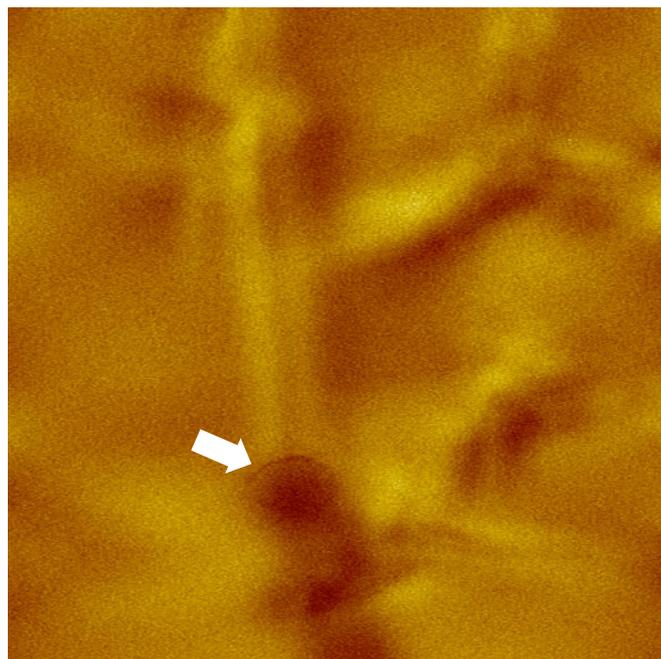


Abb. 4.7: Übergangsbereich zweier Blochwandsegmente. Die Bildgröße ist $5\ \mu\text{m} \times 5\ \mu\text{m}$. Der Kontrastbereich beschreibt eine Frequenzverschiebung von 6 Hz.

Bei Néel-Linien ohne „cap switch“ tritt aufgrund magnetostatischer Kräfte eine Versetzung der Wände auf. Diese konnte hier nicht beobachtet werden. Die Anwesenheit von Néel-Linien wurde schon in einigen Veröffentlichungen [z. B. 84, 85] an Hand von Kontrastumkehr der Blochwände beschrieben. Der Magnetisierungswirbel, der an Néel-Linien mit „cap switch“ auftreten muß, konnte allerdings nicht direkt beobachtet werden. Die zu erwartende laterale Größe des Wirbels von wenigen Nanometer [75] liegt unterhalb der momentan möglichen magnetokraftmikroskopischen Auflösung.

4.3 $Tb_{30}Fe_{62}Co_8$ -Filme

Als sehr gute Referenzproben für magneto-optische und magnetokraftmikroskopische Messungen haben sich $Tb_{30}Fe_{62}Co_8$ -Filme herausgestellt. Abbildung 4.8 zeigt eine typische MFM-Aufnahme eines solchen Filmes. Die Tb-dominierten ferrimagnetischen Schichten [86] zeichnen sich durch eine senkrecht zur Probenoberfläche gerichtete Magnetisierung aus. Die Domänen sind im entmagnetisiertem Zustand homogen über der Probenoberfläche verteilt und zeigen eine ungeordnete Struktur.

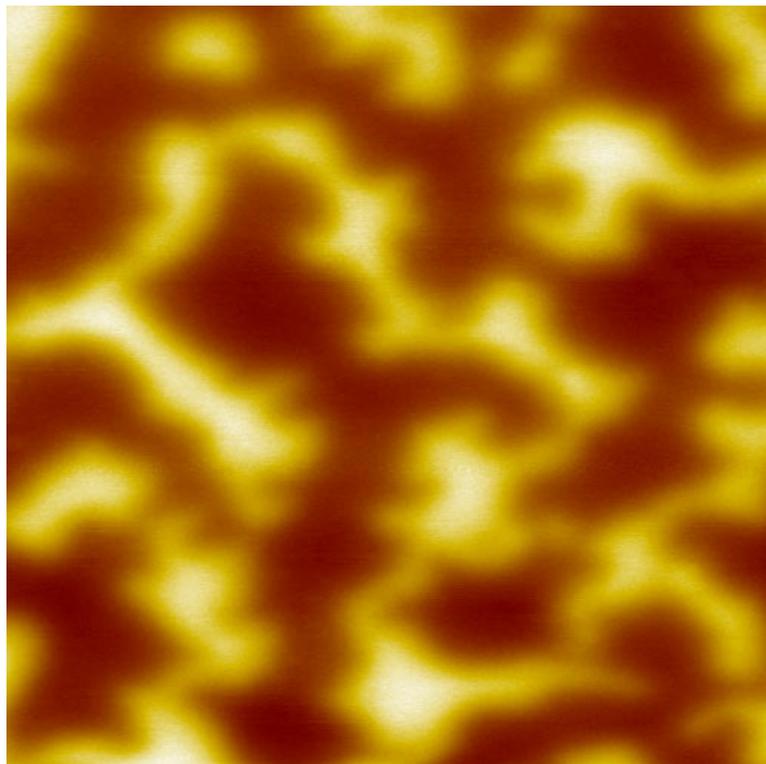


Abb. 4.8: MFM-Aufnahme eines $Tb_{30}Fe_{62}Co_8$ -Filmes der Dicke 500 nm (Bildgröße $5\ \mu m \times 5\ \mu m$). Der Abstand Spitze-Probe betrug 50 nm (150 nm über der magnetischen Schicht). Der Kontrast umfaßt eine Phasenverschiebung von 25° . Die Auflösung entspricht ca. 150 nm.

Die verwendeten Proben bestanden aus einer 500 nm dicken $Tb_{30}Fe_{62}Co_8$ -Schicht auf einem 200 μm dicken Glassubstrat. Als Schutz gegen Korrosion befindet sich über der magnetischen Schicht eine 100 nm dicke Si_3N_4 -Deckschicht. Der beobachtete MFM-Kontrast, sowohl im statischen als auch im dynamischen Meßmodus, war mit $F \approx 4$ nN und $F' \approx 5 \cdot 10^{-3}$ N/m bei einem Abstand von 50 nm zwischen Spitze und Probe (d. h. 150 nm zur magnetischen Schicht) sehr groß, was auf eine hohe Magnetisierung schließen läßt. Des Weiteren besaß diese Schicht eine Koerzitivfeldstärke von 60 mT, so daß die Magnetisierung der Probe nicht durch das Spitzenstreufeld gestört wurde.

Abbildung 4.9 zeigt zwei Phasen-Abstands-Kurven, je auf einer im Phasenbild (Abb. 4.8) „dunkel“ und einer „hell“ erscheinenden Domäne. Die Spitze wurde jeweils innerhalb einer Sekunde der Probenoberfläche angenähert und die Phasenverschiebung gemessen. Gleichzeitig aufgenommene Kraft- sowie Amplituden-Abstands-Kurven erlaubten die Bestimmung des Punktes, an dem die Schwingung des Cantilevers gänzlich unterdrückt wurde. Dies erlaubte die Bestimmung des Nullpunktes der Abszisse als Abstand, in dem die Topographie aufgenommen wird. Mit „parallel“ bzw. „antiparallel“ ist die Stellung der Magnetisierung von Probendomäne und Spitze zueinander gekennzeichnet. Der Phasenunterschied ist auch bei größerem Abstand noch deutlich zu erkennen.

In Abb. 4.10 ist die Verschiebung der Resonanzfrequenz direkt aufgezeichnet, um einen Vergleich der Dynamik des Cantilevers während konventioneller Magnetokraftmikroskopie

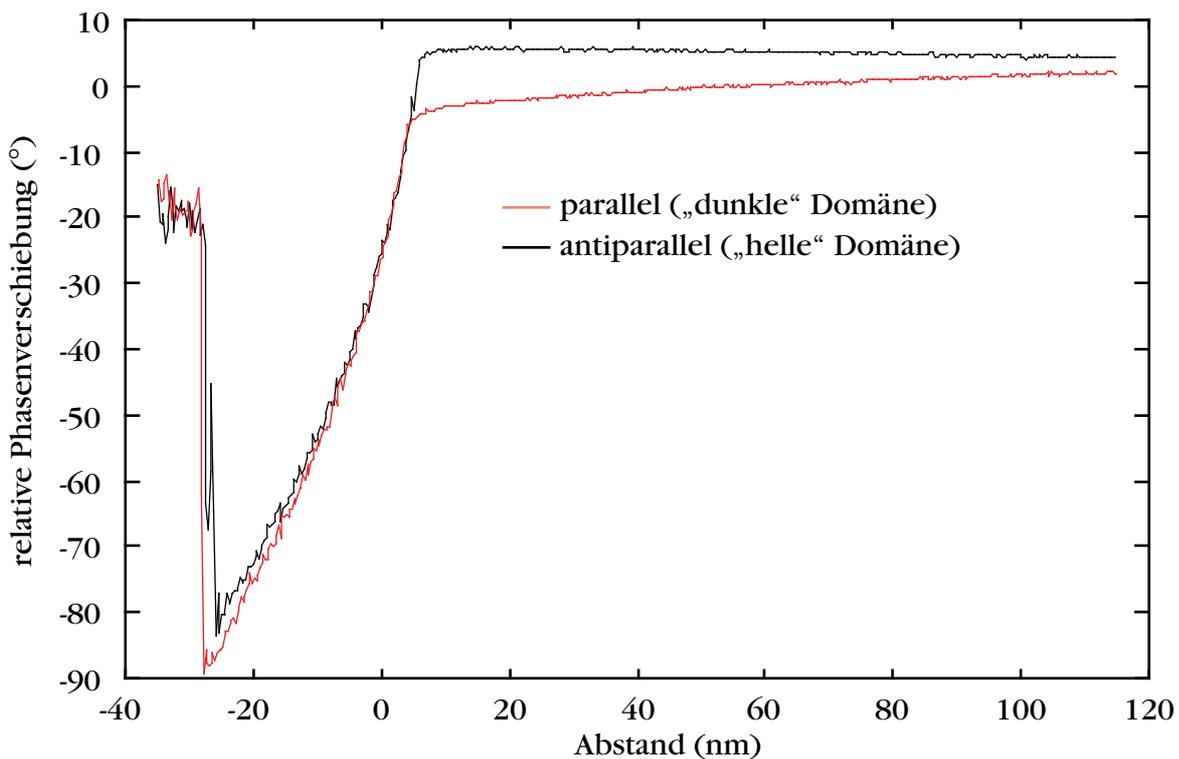


Abb. 4.9: Phasen-Abstands-Kurven, aufgenommen mit einer CoCrPt-Spitze auf einem $Tb_{30}Fe_{62}Co_8$ -Film.

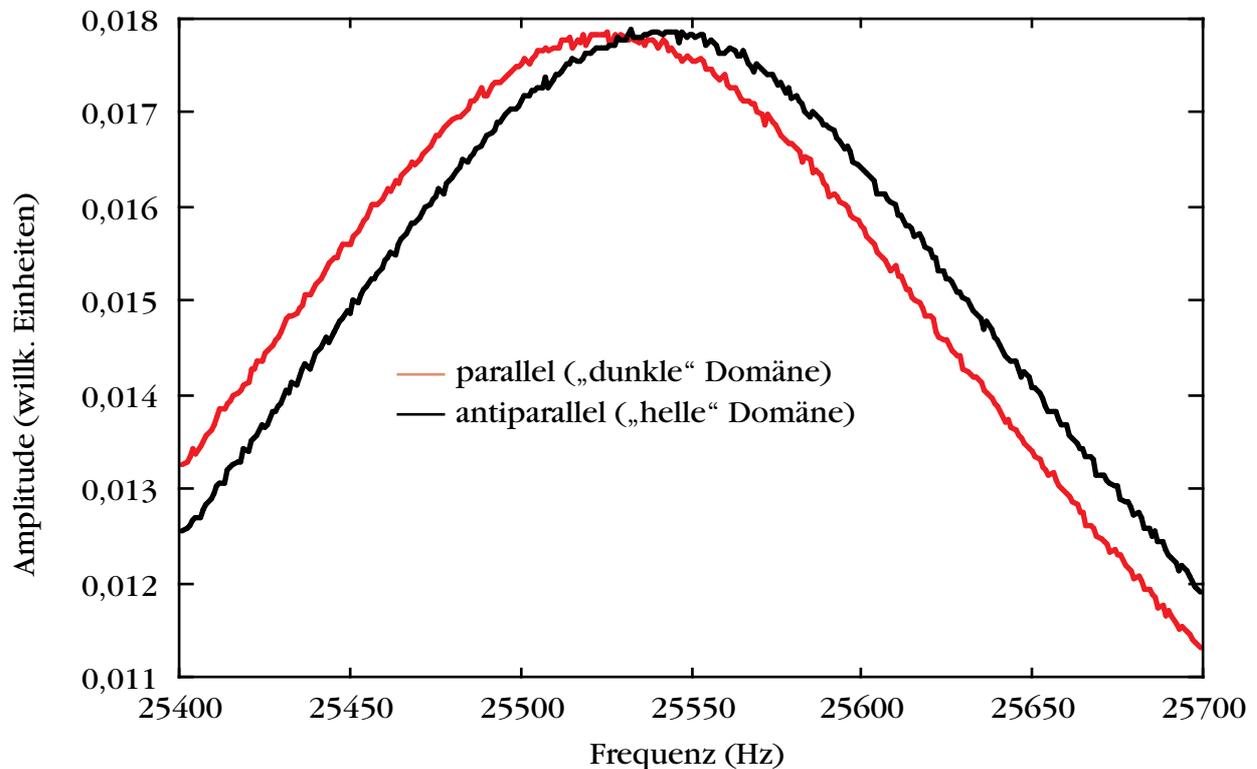


Abb. 4.10: Verschiebung der Resonanzfrequenz am Beispiel eines $Tb_{30}Fe_{62}Co_8$ -Films.

und Wirbelstromtechnik (Kap. 5) zu ermöglichen. Dabei wurde die Spitze in 50 nm Höhe über einer Domäne positioniert und die Anregungsfrequenz im Intervall von 25,4 bis 25,7 kHz variiert. Die Amplitude wurde mit einem Spektrumanalysator gemessen. Der absolute Wert der maximalen Amplitude liegt bei ca. 40 nm und ändert sich über den verschiedenen Domänen nicht meßbar. Die Resonanzfrequenz ändert sich um ca. 18 Hz.

Im Vergleich zu den anderen in diesem Kapitel gezeigten Messungen an magnetischen Materialien ist beim $Tb_{30}Fe_{62}Co_8$ -Film die Wechselwirkung zwischen Probe und Spitze sehr groß. Eine vergleichbare Verschiebung der Resonanzfrequenz und Phase konnte bei anderen Proben, auch bei gleichem Cantilever, nicht beobachtet werden. Durch dieses relativ starke Streufeld bzw. durch den großen Feldgradienten bei gleichzeitig kleiner magnetischer Struktur von zum Teil weniger als 200 nm, eignet sich der $Tb_{30}Fe_{62}Co_8$ -Film sehr gut zur Untersuchung unkonventioneller rastersondenmikroskopischer Abbildungsverfahren, wie Wirbelstrommikroskopie (Kap. 5) und magnetooptische Nahfeldmikroskopie (Farradaywinkel ca. 23°) [87].

4.4 Weichmagnetische Proben

Die Beeinflussung der Magnetisierung durch das Spitzenstreufeld macht das Abbilden von weichmagnetischer Proben wie Permalloy oder einigen Granat-Filmen problematisch. Die Domänen bzw. Domänenwände können während der Messung leicht verschoben werden. Eine Abbildung der magnetischen Struktur dieser Proben ist mit den hier verwendeten CoCrPt-Spitzen nur dann möglich, wenn der Abstand zwischen Probe und Sonde groß und das Streufeld der Sonde am Ort der Probe entsprechend kleiner als die Koerzitivfeldstärke der Probe ist. Dabei werden allerdings die laterale Auflösung und der Kontrast verringert.

Bei dem hier untersuchten Granat-Film handelt es sich um eine YSmBiGaFe-Verbindung, die in einer Schichtdicke von ca. 2,41 μm auf $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (GGG) vorliegt. Die Magnetisierung steht senkrecht zur Schichtoberfläche. Die Domänen bilden im entmagnetisierten Zustand ca. 4,5 μm breite Mäander. Da die Schichtdicke über der gesamten Probe nicht konstant ist, kommt es zu einer Variation der Domänenbreite. Die Sättigungsmagnetisierung liegt bei $M_s = 38,25 \text{ kA/m}$ (480 G) und die Koerzitivfeldstärke ist kleiner als 40 A/m (0,5 Oe).

Granat-Filme spielten als Basismaterial in der Entwicklung magnetischer Blasenspeicher eine große Rolle [88]. Diese nicht mehr intensiv verfolgte Technik beruhte auf der Möglichkeit, durch lokale Magnetisierung der Schicht unter geeigneten Bedingungen einzelne blasenförmige Domänen zu bilden, die als Speicherstruktur verwendet werden sollten. Die endliche Geschwindigkeit, mit der die Domänen verschoben werden können, beschränkte den Auslesetakt eines solchen Registers.

Abbildung 4.11(a) zeigt die typische Domänenstruktur dieses Granatfilmes. Als Vergleich wurde der MFM-Messung ein Faraday-Bild gegenübergestellt, welches mit Hilfe eines optischen Nahfeldmikroskops (SNOM) aufgenommen wurde [87]. Trotz des großen Spitzen-Probenabstandes während der magnetokraftmikroskopischen Aufnahme wurden die Domänen unter der Spitze mitgezogen. Dies äußert sich in der Verbreiterung der Domänenkontraste. Besonders an einer Stelle (Pfeil) ist das Mitziehen der Domäne deutlich zu sehen. Die Auflösung liegt bei ca. 2 μm .

Mit Hilfe von EBL-Spitzen gelang die störungsfreie MFM-Abbildung des Granat-Films [25] auch bei kleinem Spitzen-Proben-Abstand, so daß eine zu der Faraday-Messung vergleichbare Auflösung erreichbar ist (ca. 500 nm).

Die untersuchten Permalloy-Proben (ca. 80% Ni, 20% Fe) liegen in Form ca. 100 μm großer, verschieden geformter Felder auf einem Si-Substrat vor. Die Dicken der einzelnen Felder betragen ca. 50 nm. Abbildung 4.12(a) zeigt die Topographie der Spitze eines dreieckigen Feldes. Die erhöhte Topographie des Feldes ist als heller Kontrast zu erkennen. Auf dem Permalloy-Feld befinden sich noch einige Staubpartikel, die die Messungen nicht beeinflussten. Abbildung 4.12(b) zeigt das entsprechende MFM-Bild, welches in einer Höhe von 100 nm aufgenommen wurde. Der Cantilever hatte eine Resonanzfrequenz von etwa 27 kHz. Die

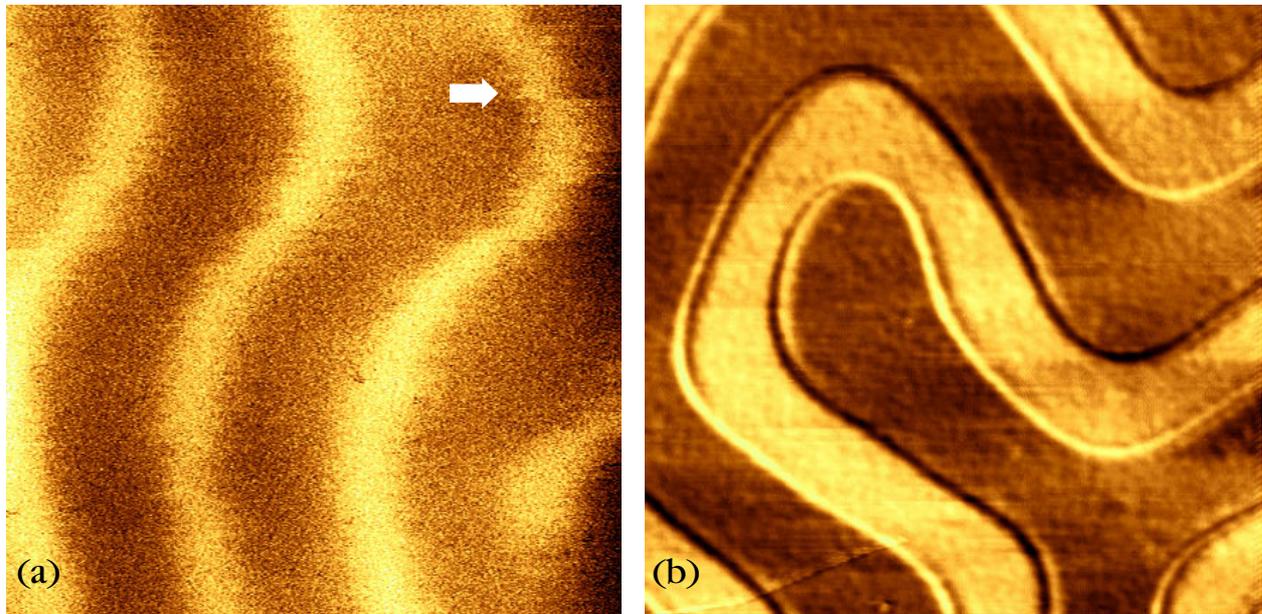


Abb. 4.11: Magnetische Domänenstruktur eines Granat-Films. Die Bildgröße beträgt $30\ \mu\text{m} \times 30\ \mu\text{m}$. (a) MFM-Aufnahme bei einem Spitzen-Probenabstand von $100\ \text{nm}$. Der Kontrast umfaßt einen Bereich von 2° Phasenverschiebung. Der Pfeil kennzeichnet eine Stelle, an der die Domäne durch das Spitzenstreufeld verschoben wurde. (b) Faraday-Aufnahme, gemessen mit einem SNOM.

Verschiebung der Resonanzfrequenz über einer Domänenwand beträgt etwa $1,5\ \text{Hz}$, was einem Kraftgradienten von ungefähr $1,1 \cdot 10^{-4}\ \text{N/m}$ entspricht.

Die Domänenstruktur, die sich ausbildet, stellt gewissermaßen ein Kompromiß zwischen einer abgeschlossenen Landau-ähnlichen Struktur sowie der spitz zulaufenden topographischen Form dar [Abb. 4.12(b)]. Es bilden sich zumeist Wände aus, deren Kontraste den 90° -Wänden, die bei Eisenwhiskern beobachtet wurden (vgl. Abb. 4.3), ähneln. Im Gegensatz zu den Eisenwhiskern konnte bei den 180° -Wänden keine Kontrastumkehr beobachtet werden, die auf die Existenz einer Néel- bzw. Blochlinie hinweisen würde.

Die Domänenwände beginnen überwiegend an kleinen Defekten am Rande der Felder (z. B. am Pfeil), folgen allerdings nicht den quer laufenden Kratzern. Je größer der Abstand zum Rand der Struktur ist, desto stärker wurden die Domänenwände durch das Spitzenstreufeld beeinflusst, bis eine Abbildung nicht mehr möglich war. Dies deutet darauf hin, daß die Domänenwände an den Defekten der Ränder gepinnt sind und sich deswegen nicht durch das Spitzenstreufeld bewegen lassen.

Im Gegensatz zu den Eisenwhiskern ist es bei dünnen Schichten energetisch günstiger, wenn sich die Magnetisierung innerhalb einer Wand in der Ebene dreht [89]. Man spricht in diesem Falle von sog. Néelwänden. Die kritische Schichtdicke, bei der beide Typen gleich günstig sind, hängt von der Austauschkonstante, der Sättigungsmagnetisierung und vom Winkel zwischen den Magnetisierungsrichtungen beiderseits der Wand ab. Sie läßt sich bei

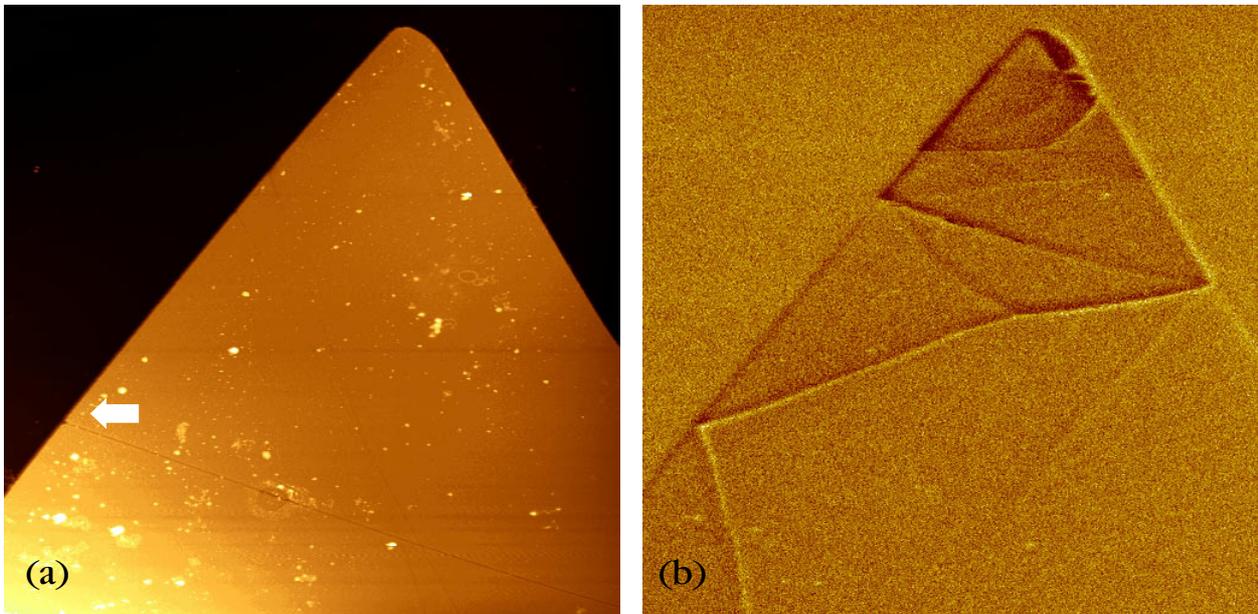


Abb. 4.12: (a) Topographie und (b) magnetische Struktur eines Permalloy-Feldes. Die Rastergröße beträgt $20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$. Der Kontrastbereich umfaßt eine Höhendynamik von $200\ \text{nm}$ bzw. eine Frequenzverschiebung von $3\ \text{Hz}$. Der Pfeil kennzeichnet einen Defekt, an dem Domänenwände gepinnt sind.

Permalloy auf ca. $80\ \text{nm}$ abschätzen und liegt eventuell bei noch größeren Werten [90]. Bei einer Schichtdicke von $50\ \text{nm}$, wie sie hier vorliegt, handelt es sich wohl bei den hier gemessenen Kontrasten um Néelwände.

Aufgrund der Rotation der Magnetisierung innerhalb von Néelwänden treten freie magnetische Ladungen auf, die zum Teil durch eine zusätzliche Vertikalkomponente der Magnetisierung in Oberflächennähe kompensiert werden. Dies kann zu einem Kontrast innerhalb der Domänen führen [91], der hier nicht beobachtet wurde. Dies kann daran liegen, daß die Schichtdicke vergleichbar mit der typischen Abklinglänge des Spitzenstreufeldes ist. Da die Vertikalkomponenten der Magnetisierung auf der Ober- und Unterseite der Permalloyschicht unterschiedliche Vorzeichen haben, heben sich ihre Wechselwirkungen mit der Spitze zum Teil gegenseitig auf.

5 Theoretische Grundlagen der Wirbelstrommikroskopie

Die oszillierende, magnetische Spitze eines Magnetkraftmikroskops erfährt nicht nur magnetostatische Wechselwirkungen über Ferromagnetika sondern induziert Wirbelströme in elektrisch leitenden Proben (Abb. 5.1). Die Idee, die Krafterückwirkung der Wirbelströme auf die Spitze zu messen, wurde schon in [36] vorgeschlagen. Mit der Realisierung dieser Technik hätte man eine auf die elektrische Leitfähigkeit der Materialien sensitive, materialerkennende Meßmethode. Aufgrund der langreichweitigen Wechselwirkung wären auch Strukturen unterhalb von Oberflächen zugänglich, was ein weites Anwendungsfeld, z. B. bei der Untersuchung verdeckter Leiterbahnen, wie sie in Halbleiterbauelementen zum Einsatz kommen, eröffnen würde.

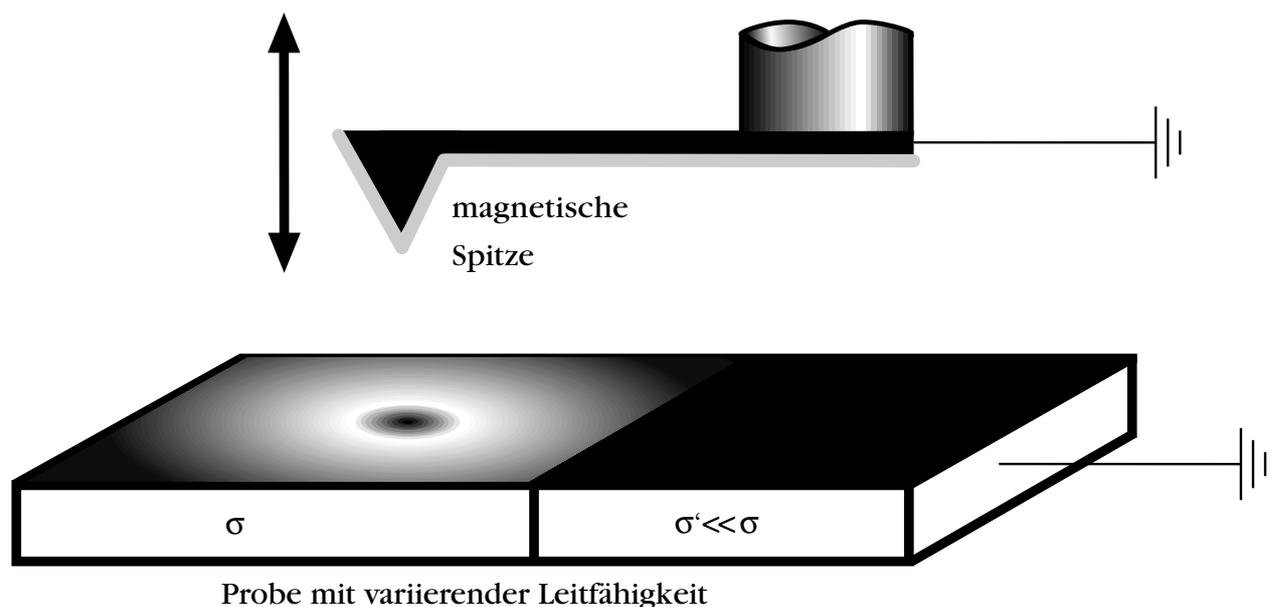


Abb. 5.1: Prinzip der Wirbelstrommikroskopie.

Eine weitere Möglichkeit, Wirbelströme meßtechnisch zu nutzen, ergibt sich in der Umkehrung des oben beschriebenen Prinzips. In einer unmagnetischen, aber leitfähigen Spitze werden Wirbelströme induziert, wenn sie über einer magnetischen Probe oszilliert (Abb. 5.2). Damit werden Messungen magnetischer Konfigurationen mit einer unmagnetischen

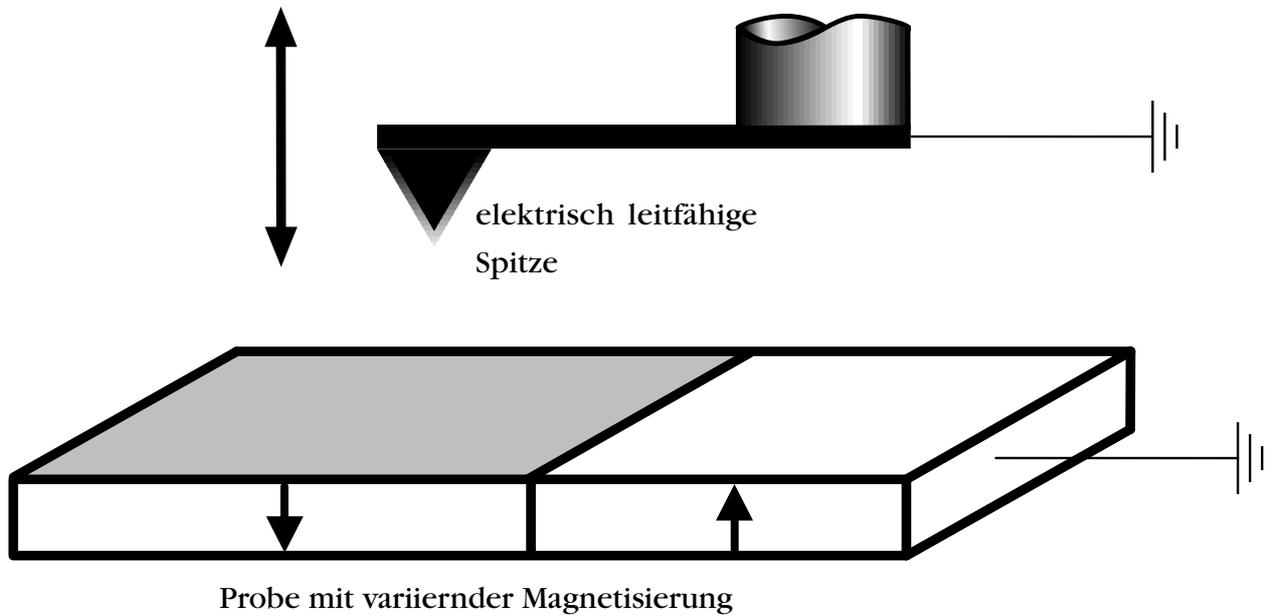


Abb. 5.2: Prinzip der magnetischen Abbildung mit Hilfe der Wirbelstromtechnik.

Spitze möglich. Ein besonderer Vorteil liegt in dem durch die Wirbelströme hervorgerufenen geringen Streufeld der Spitze. So können insbesondere auch weichmagnetische Proben ohne Beeinflussung der Domänenstruktur untersucht werden. Dabei tritt keine magnetostatische Wechselwirkung auf, die bei starken Probenstreufeldern und Cantilevern mit geringer Federkonstanten zu großer Verbiegung und zum Aufschlagen der Spitze auf die Probe führen kann.

5.1 Theorie der Wirbelströme

Betrachtet man einen homogenen Körper von noch unbestimmter Größe und Form, konstanter Dielektrizität $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$, Permeabilität $\mu = \mu_0 \mu_r$ und Leitfähigkeit σ , der sich in einem nichtleitenden Medium befindet, welches charakterisiert ist durch die Vakuumdielektrizität ε_0 und Vakuumpermeabilität μ_0 , so kann man für beide Medien auf der klassischen Elektrodynamik basierend Sätze von Gleichungen aufstellen, welche die elektromagnetischen Gegebenheiten einer solchen Anordnung beschreiben. Sowohl für den Körper als auch für das ihn umschließende Medium gelten die Maxwell-Gleichungen

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho \end{aligned} \right\} \quad (5.1)$$

Des weiteren soll angenommen werden, daß die auftretenden Felder klein genug sind, so daß lineare Beziehungen zwischen den Feldern existieren. Im leitfähigen Körper gilt dann

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{D} &= \varepsilon \mathbf{E} \\ \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} \\ \mathbf{j} &= \sigma \mathbf{E} \end{aligned} \right\} \quad (5.2)$$

und im Außenraum

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{D} &= \varepsilon_0 \mathbf{E} \\ \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{H} \end{aligned} \right\} \quad (5.3)$$

Verknüpft man obige Gleichungen miteinander, so erhält man jeweils einen Satz von Gleichungen der Form

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{V} = -\sigma \mu \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial t^2} \quad (5.4)$$

innerhalb des Körpers, wobei \mathbf{V} für eines der Felder $\{\mathbf{E}, \mathbf{B}, \mathbf{D}, \mathbf{H}, \mathbf{j}\}$ steht sowie

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{V} = -\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial t^2} \quad (5.5)$$

im Außenraum mit $\mathbf{V} \in \{\mathbf{E}, \mathbf{B}, \mathbf{D}, \mathbf{H}\}$. Zur Vereinfachung ist es sinnvoll, ein Vektorpotential \mathbf{A} einzuführen, für das gilt

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{B} &= \nabla \times \mathbf{A} \\ \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \nabla \cdot \phi \end{aligned} \right\} \quad (5.6)$$

Das Skalarpotential ϕ verschwindet, wenn keine externe Ströme und Spannungen im leitfähigen Medium vorkommen. In Abwesenheit von externen Strömen, freien Ladungen sowie magnetischen Monopolen und unter Anwendung der Vektoridentität $\nabla \times \nabla \times \mathbf{V} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{V}) - \nabla^2 \mathbf{V}$ erhält man innerhalb des Körpers

$$\nabla^2 \mathbf{A} = \sigma \mu \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2}, \quad (5.7)$$

und außerhalb

$$\nabla^2 \mathbf{A} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2}. \quad (5.8)$$

Im Frequenzbereich unterhalb optischer Frequenzen kann man die Gleichungen (5.7) und (5.8) vereinfachen. Dazu sei zunächst angenommen, daß die einzelnen Felder im

eingeschwungenen Zustand harmonisch mit der Zeit variieren, d. h. die einzelnen Felder mit $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}(\mathbf{V}'(\mathbf{r}) \exp[i(\omega t + \alpha(\mathbf{r}))])$ in der Zeit variieren.

Für das Vektorpotential im Innenraum folgt daraus:

$$\nabla^2 \mathbf{A} = i\omega\sigma\mu \mathbf{A} + \mu\epsilon\omega^2 \mathbf{A}, \quad (5.9)$$

wobei zur einfacheren Schreibweise das Symbol für den Realteil (Re) weggelassen wurde. Aufgrund der hohen Leitfähigkeit von Metallen sowie der relativ geringen Frequenzen im kHz-Bereich ist es leicht ersichtlich, daß

$$|i\omega\sigma\mu| \gg |\mu\epsilon\omega^2|.$$

Die Verschiebströme werden also vernachlässigt. Dadurch reduziert sich die Gleichung (5.9) in guter Näherung im Innenraum zu

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \sigma\mu \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = 0, \quad (5.10)$$

bzw. bei harmonischer Zeitabhängigkeit zu

$$\nabla^2 \mathbf{A} - i\omega\sigma\mu \mathbf{A} = 0. \quad (5.11)$$

Im Außenraum ergibt sich dann

$$\nabla^2 \mathbf{A} = 0. \quad (5.12)$$

Die komplexe Vektor-Helmholtzgleichung (5.11) sowie die komplexe Vektor-Laplacegleichung (5.12) sind in Abhängigkeit der Spitzen- bzw. Probengeometrie unter Beachtung der Randwerte an der Grenzfläche und im Unendlichen zu lösen. Bei rotations-symmetrischen Modellen reduziert sich das Problem auf die Lösung der ϕ -Komponente des Vektorpotentials in Abhängigkeit der beiden übrigen Ortskoordinaten (r, z) bzw. (r, θ). Das Vektorpotential beinhaltet sowohl die wirbelstromerzeugenden Felder als auch das magnetische Feld, das durch den Wirbelstrom erzeugt wird.

Ist die Lösung bekannt, so erhält man mit Gl. (5.6) die Wirbelstromdichteverteilung innerhalb des leitfähigen Körpers und mit der Integration über ein Stromfilament,

$$\mathbf{f} = \oint \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} \times d\mathbf{l}, \quad (5.13)$$

die Kraft(dichte), die auf ein Wirbelstromfilament \mathbf{j} an der Stelle (r, z) bzw. (r, θ) im Feld $\mathbf{H} = (1/\mu) \mathbf{B}$ wirkt. Die Integration über alle Stromfilamente liefert die momentane Gesamtkraft auf die Wirbelströme in der Probe. Diese ist betragsmäßig gleich der Kraft, die auf die Quelle der wirbelstromerzeugenden Felder wirkt.

Des weiteren ergibt sich die momentane Verlustleistung aufgrund des Ohm'schen Widerstands des leitfähigen Körpers zu

$$P = \frac{1}{2\sigma} \int d^3r \mathbf{j} \mathbf{j}^*. \quad (5.14)$$

Diese Energie wird der Quelle des oszillierenden äußeren Magnetfeldes entzogen und führt zu einer Erwärmung des Körpers (Joule'sche Wärme).

Die Lösung der Differentialgleichungen ist schwierig und nur bei einfachen Geometrien und Randwerten läßt sich eine analytische Lösung angeben. Einen Überblick über die Wirbelströme und ihre Berechnung findet man z. B. in [92]. Berechnungen von harmonisch oszillierenden, magnetischen Feldern sowie von bewegter Quellen magnetischer Felder findet man z. B. in [93 - 101]. Die Berechnungen erstrecken sich allerdings nur auf Bewegungen der Feldquelle parallel zur Oberfläche, wie sie z. B. bei Wirbelstrombremsen auftreten. In der Wirbelstrommikroskopie oszilliert die Spitze senkrecht zur Probe, so daß der Abstand zwischen Spitze und Probe mit der Zeit variiert und dies zur Induktion von Wirbelströmen führt. Dabei verhalten sich die Felder nicht mehr harmonisch.

Aus der Struktur der Helmholtzgleichung (5.11) kann man ersehen, daß die für die Messung wichtigen Größen wie Leitfähigkeit der Probe und Oszillationsfrequenz explizit in die Lösung eingehen. Mit Hilfe des Faktors $\kappa^2 = i\omega\mu\sigma$ läßt sich die Eindringtiefe $\lambda = (1-i)/\kappa$ elektromagnetischer Felder in leitfähigen Medien ausdrücken. Man erhält für die Eindringtiefe $\lambda = (2/\omega\mu\sigma)^{1/2}$. Bei Frequenzen, die in der Rasterkraftmikroskopie eine Rolle spielen, d. h. unterhalb des MHz-Bereichs, ist diese allerdings von geringer Bedeutung. Sie ist mit mehr als $100\ \mu\text{m}$ ($\sigma = 5 \cdot 10^7\ (\Omega\text{m})^{-1}$, $\omega = 10^6\ \text{Hz}$, $\mu_r = 1$) um zwei bis drei Größenordnungen größer als die Abklinglänge typischer Spitzenstreufelder. Die induzierten Wirbelströme schirmen das von außen eindringende Feld nur schwach ab, so daß man in guter Näherung annehmen kann, daß das magnetische Feld innerhalb der Probe dem Streufeld der Spitze entspricht. Bei Ferromagneten ist allerdings die Abschirmung nicht zu vernachlässigen. Die Eindringtiefe erreicht durchaus die Größenordnung der Abklinglänge der Spitzenstreufelder.

5.2 Lösung der Helmholtzgleichung

Mit der Näherung, die Spitze durch eine Stromschleife zu beschreiben, die sich in vertikaler Richtung oberhalb eines leitenden Halbraumes befindet, kann man die Helmholtzgleichung lösen. Die vertikale Komponente des Spitzenstreufeldes, die in dieser Anordnung allein den Wirbelstrom induziert, ergibt sich in der Dipolnäherung zu

$$H_z(z) \equiv H(z) = \frac{m_z}{2\pi z^3}, \quad (5.15)$$

mit m_z als Vertikalkomponente des magnetischen Dipolmomentes der Spitze. Da die Spitze im Abstand b über der Probe mit einer Amplitude δb oszilliert, wird vom Feld der schwingenden Spitze der statische Teil subtrahiert:

$$\Delta H(\delta b) = \frac{m_z}{2\pi} \left(\frac{1}{b^3} - \frac{1}{(b + \delta b)^3} \right). \quad (5.16)$$

Im folgenden betrachtet man als Quelle des Dipolfeldes eine Stromschleife mit dem Radius a , in der ein effektiver Strom I_{eff} fließt. Das Feld dieser Stromschleife ergibt sich zu:

$$H = \frac{1}{2\pi} \frac{\pi a^2}{(a^2 + b^2)^{3/2}} I_{\text{eff}}. \quad (5.17)$$

Damit die Feldstärken des Spitzen-Dipols und der Stromschleife übereinstimmen, muß die Stromstärke in der Schleife

$$I_{\text{eff}} = \frac{(a^2 + b^2)^{3/2}}{\pi a^2} \left(\frac{1}{b^3} - \frac{1}{(b + \delta b)^3} \right) m_z \quad (5.18)$$

betragen. Das Vektorpotential einer Leiterschleife läßt sich durch eine Entwicklung von Besselfunktionen erster Art (J_1) ausdrücken:

$$A_s = \frac{\mu_0 I_{\text{eff}}}{2} \int_0^\infty dk e^{-kz/a} J_1\left(\frac{k r}{a}\right) J_1(k). \quad (5.19)$$

In Zylinderkoordinaten ergibt sich mit Hilfe eines Produktansatzes und nach Separation der Variablen als Lösung der Helmholtzgleichung (5.11) das Vektorpotential außerhalb der Probe zu

$$A_1(r, z) = L_k e^{\pm kz/a} J_1\left(\frac{k r}{a}\right), \quad (5.20)$$

und innerhalb zu

$$A_2(r, z) = M_k e^{\left(\pm z \sqrt{k^2 + ip^2}/a\right)} J_1\left(\frac{k r}{a}\right), \quad (5.21)$$

wobei die Integrationskonstante $k/a \geq 0$, $p^2 = \omega \sigma \mu a^2$ und M_k sowie L_k durch die Randbedingungen zu bestimmen sind. Die Vektorpotentiale besitzen in Zylinderkoordinaten nur Komponenten in ϕ -Richtung. Legt man den Koordinatenursprung in die Stromschleife, so ist das gesamte Vektorpotential außerhalb der Probe die Summe der Potentiale von Leiterschleife und Wirbelstrom:

$$A_1(r, z) = \mu_0 \int_0^\infty dk \left(\frac{I_{\text{eff}}}{2} e^{-kz/a} J_1(k) + L_k e^{kz/a} \right) J_1\left(\frac{k r}{a}\right). \quad (5.22)$$

Innerhalb der Probe beträgt das Vektorpotential

$$A_2(r, z) = \mu \int_0^{\infty} dk M_z e^{-z\sqrt{k^2+ip^2}/a} J_1\left(\frac{kr}{a}\right). \quad (5.23)$$

Aus den Stetigkeitsbedingungen von B_z und H_r lassen sich die Konstanten L_k und M_k zu

$$L_k = \frac{k\mu_r - \sqrt{k^2 + ip^2}}{k\mu_r + \sqrt{k^2 + ip^2}} \frac{I_{\text{eff}}}{2} e^{-2kb/a} J_1(k) \quad (5.24)$$

und

$$M_k = \frac{\mu_r}{k\mu_r + \sqrt{k^2 + ip^2}} I_{\text{eff}} e^{b(\sqrt{k^2+ip^2}-k)/a} J_1(k) k \quad (5.25)$$

bestimmen. Die Kraft, die auf das Dipolmoment der Leiterschleife wirkt, berechnet sich aus dem Vektorpotential des Wirbelstromes \mathbf{A}^W außerhalb der Probe:

$$A_\phi^W(r, z) = \frac{\mu_0 I_{\text{eff}}}{2} \int_0^{\infty} dk \frac{k\mu_r - \sqrt{k^2 + ip^2}}{k\mu_r + \sqrt{k^2 + ip^2}} e^{k(z-2b)/a} J_1(k) J_1\left(\frac{kr}{a}\right). \quad (5.26)$$

Durch Rotation erhält man die z-Komponente der Flußdichte \mathbf{B}^W , induziert durch den Wirbelstrom, zu:

$$B_z^W(r, z) = \frac{\mu_0 I_{\text{eff}}}{2a} \int_0^{\infty} dk \frac{k\mu_r - \sqrt{k^2 + ip^2}}{k\mu_r + \sqrt{k^2 + ip^2}} e^{k(z-2b)/a} J_1(k) J_0\left(\frac{kr}{a}\right) k. \quad (5.27)$$

An der Stelle des Dipols $(r, z) = (0, 0)$ ergibt sich schließlich für B_z^W :

$$B_z^W = \frac{\mu_0 I_{\text{eff}}}{2a} \int_0^{\infty} dk \frac{k\mu_r - \sqrt{k^2 + ip^2}}{k\mu_r + \sqrt{k^2 + ip^2}} e^{-2kb/a} J_1(k) k. \quad (5.28)$$

Der Dipol erfährt im Gradienten der Flußdichte die Kraft

$$F_z^W = \frac{\mu_0 I_{\text{eff}} m_z}{2a^2} \int_0^{\infty} dk \frac{k\mu_r - \sqrt{k^2 + ip^2}}{k\mu_r + \sqrt{k^2 + ip^2}} e^{-2kb/a} J_1(k) k^2. \quad (5.29)$$

Die Wirbelstromdichteverteilung in der Probe erhält man aus dem Vektorpotential innerhalb der Probe. Mit Hilfe der Gleichung (5.23) unter Verwendung der Gleichung (5.25) ergibt sich A_2 zu

$$A_2(r, z) = \mu_0 \mu_r^2 I_{\text{eff}} \int_0^{\infty} dk \frac{\exp\left[\frac{b}{a}(\sqrt{k^2 + ip^2} - k) - \frac{z}{a}\sqrt{k^2 + ip^2}\right]}{k\mu_r + \sqrt{k^2 + ip^2}} J_1\left(\frac{kr}{a}\right) J_1(k) k. \quad (5.30)$$

Die Stromdichte $j = i\omega\sigma A_2$ ergibt sich durch Kombination der Gleichungen (5.1), (5.2) und (5.6) zu

$$j(r, z) = i\omega\sigma\mu_0\mu_r^2 I_{\text{eff}} \int_0^{\infty} dk \frac{\exp\left[\frac{b}{a}(\sqrt{k^2 + ip^2} - k) - \frac{z}{a}\sqrt{k^2 + ip^2}\right]}{k\mu_r + \sqrt{k^2 + ip^2}} J_1\left(\frac{kr}{a}\right) J_1(k) k. \quad (5.31)$$

Die Richtung des Wirbelstromes ist durch die Richtung des Vektorpotentials $\mathbf{A}_2 = A_2 \mathbf{e}_\phi$ gegeben.

Die Wirbelstromdichteverteilung und die Kraft hängen von experimentellen Parametern, wie Spitzen-Probenabstand b , Amplitude δb und Frequenz ω der Oszillation sowie von den Materialparametern der leitenden Probe, σ und μ_r , ab. Um eine Abschätzung der auftretenden Stromdichten und Kräfte zu erhalten, wurden Rechnungen in für die Rastersondenmikroskopie typischen Größenordnungen durchgeführt. Abbildung 5.3 zeigt den Absolutwert der Stromdichteverteilung an der Oberfläche einer Probe mit einer Leitfähigkeit von $10^7 (\Omega\text{m})^{-1}$ und einer relativen Permeabilität von 1. Da der Wirbelstrom sich nur in einer dünnen Schicht an der Oberfläche ausbildet, darf strenggenommen nicht die Leitfähigkeit des Volumens zur

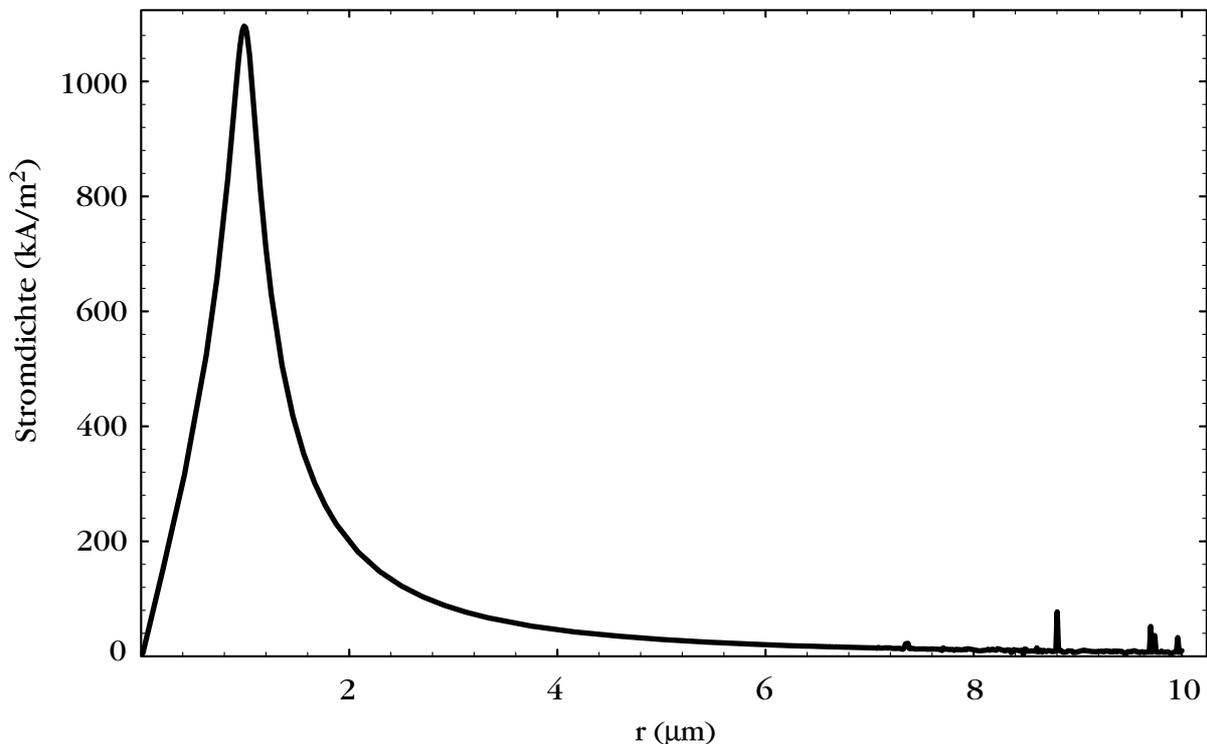


Abb. 5.3: Stromdichteverteilung an der Oberfläche der Probe für typische Größen.

Bestimmung der Stromdichte verwendet werden [z. B. 102], sondern die Leitfähigkeit dünner Schichten. Diese Leitfähigkeit verringert sich jedoch mit abnehmender Schichtdicke. Die Stromschleife hat einen Durchmesser von $1\ \mu\text{m}$ und befindet sich im Abstand von $100\ \text{nm}$. Der effektive Strom entspricht einem Dipolmoment von $10^{-14}\ \text{Am}^2$ und einer Schwingungsamplitude von $98\ \text{nm}$ bei $10^4\ \text{Hz}$. Im Zentrum, d. h. direkt unterhalb von Leiterschleife/Dipol, fließt kein Strom. Die Stromdichteverteilung zeigt ein Maximum, dessen Abstand zum Mittelpunkt des Wirbelstromes durch den Radius der Leiterschleife bestimmt ist. Für größere Abstände fällt die Stromdichte asymptotisch gegen Null. Die Unregelmäßigkeiten für große Abstände (Abb. 5.3) werden durch die begrenzte Rechengenauigkeit verursacht.

In Abb. 5.4 ist der Betrag der Stromdichteverteilung in der Probe senkrecht zur Oberfläche als Grauwertedarstellung gezeigt. Die hellen Kontraste geben Bereiche hoher Stromdichte an. Die Stromdichte ist im wesentlichen in der oberflächennahen Region lokalisiert und besitzt in diesem Beispiel eine typische Eindringtiefe von ca. $600\ \text{nm}$.

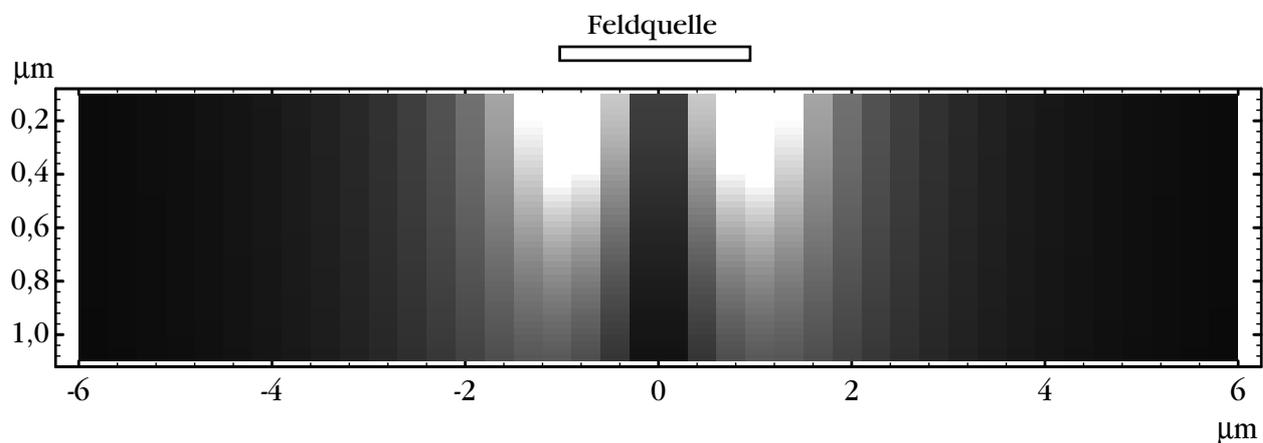


Abb. 5.4: Grauwerte-Darstellung der Stromdichteverteilung innerhalb der Probe. Die Ordinate gibt den vertikalen, die Abszisse den lateralen Abstand vom Zentrum der Feldquelle wieder.

Abbildung 5.5 zeigt die auf die Stromquelle wirkende Kraft in Abhängigkeit des Abstandes b zwischen Spitze und Probe. Dabei wurde eine Schwingungsamplitude der Spitze von $30\ \text{nm}$ angenommen. Die Krümmung der berechneten, semilogarithmisch aufgetragenen Kurve spiegelt den überexponentiellen Anstieg der Kraft, bedingt durch die Abstandsabhängigkeit des effektiven Stromes in Gl. (5.29) wider. Trotz der optimistischen Wahl der Parameter reichen die berechneten Kräfte nicht aus, um nach dem heutigen Stand der Technik gemessen zu werden. Allerdings kann eine reale Spitze ein wesentlich höheres Feld bzw. ein höheren Gradienten besitzen, als in dieser Näherung angenommen. Des weiteren wurde angenommen, daß keine magnetischen Monopole vorliegen (Gl. 5.1). Allerdings können in einer realen Spitze die positiven und negativen magnetischen Ladungen teilweise einen

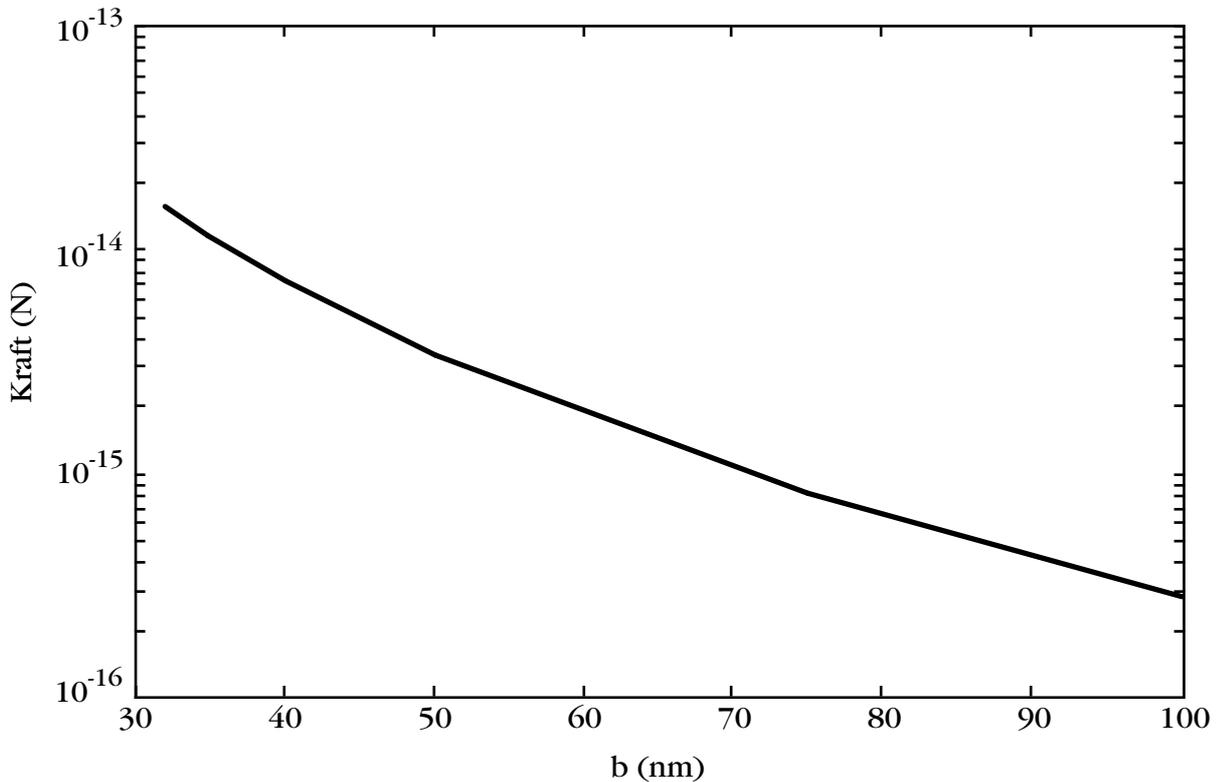


Abb. 5.5: Kraft-Abstands-Kurve. Die Schwingungsamplitude beträgt 30 nm.

größeren Abstand als den typischen Proben-Sonden-Abstand besitzen. Es ist denkbar, daß die Kräfte wesentlich größer sind, was auch durch die Experimente bestätigt wurde.

5.3 Näherung für kleine Abschirmung

Mit der Annahme, daß die Wirbelströme das eindringende Spitzenstreufeld nicht beeinflussen, beschränkt sich die Berechnung der Wirbelstromdichteverteilung auf elementare Schritte. Gegeben ist das Feld \mathbf{H} einer Spitze, die sich im momentanen Abstand $d = d(t)$ über einer Probe der Leitfähigkeit σ und Permeabilität $\mu = \mu_0 \mu_r$ befindet (Abb. 5.6). In einer Multipolnäherung kann der momentane Abstand d durch den effektiven Abstand der punktförmigen Multipole zur Probe ersetzt werden. Die Probe erstreckt sich über den Halbraum $z < 0$. Die magnetische Flußdichte am Ort (r, z) innerhalb der Probe ergibt sich zu

$$\mathbf{B}(r, z < 0) = \mu \mathbf{H}(r, z < 0). \quad (5.32)$$

Ein infinitesimal dünner, konzentrischer Ring des Radius r an der Stelle z umschließt damit einen Gesamtfluß Φ von

$$\Phi = \int \mathbf{B} d\mathbf{A} = 2\pi \int_0^r dr' r' B_z. \quad (5.33)$$

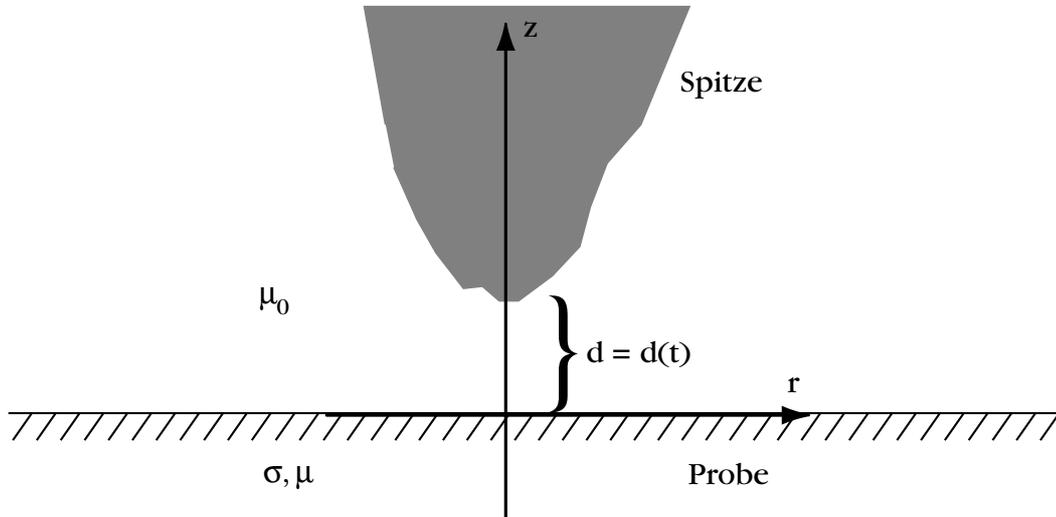


Abb. 5.6: Schematische Darstellung einer Spitze über einer Probenoberfläche mit für die Rechnung verwendeten Größen.

Die zeitliche Änderung des Flusses durch die Probe ist gegeben durch

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt} \int \mathbf{B} d\mathbf{A} = 2\pi \int_0^r dr' r' \frac{\partial B_z}{\partial d} \dot{d}. \quad (5.34)$$

Die Stromdichte ergibt sich schließlich zu

$$\left. \begin{aligned} j &= -\frac{\sigma}{2\pi r} \frac{d\Phi}{dt} \\ &= -\frac{\sigma}{r} \int_0^r dr' r' \frac{\partial B_z}{\partial d} \dot{d} \end{aligned} \right\} \quad (5.35)$$

Aus Symmetriegründen ist ersichtlich, daß bei rotationssymmetrischen Modellen der Wirbelstrom nur eine Komponente in ϕ -Richtung besitzt.

Die Lorentzkraftdichte wird nach Gl. (5.13) errechnet. Da es sich um kreisförmige, in ϕ -Richtung konstante Ströme handelt, verschwindet die r -Komponente der Kraft. Das Kreuzprodukt reduziert sich zum Produkt aus Stromdichte und Radialkomponente des Spitzenstrefelfeldes. Die Integration ergibt einen Faktor $2\pi r$, so daß sich die von einem Stromfilament auf die Spitze wirkende Kraft ergibt zu

$$\left. \begin{aligned} f_z &= \int_C j B_r = 2\pi r j B_r \\ &= -2\pi \sigma B_r \int_0^r dr' r' \frac{\partial B_z}{\partial d} \dot{d} \end{aligned} \right\} \quad (5.36)$$

Die Gesamtkraft resultiert aus der Integration über alle Filamente, d. h.

$$\begin{aligned}
 F_z &= \int_0^\infty dr \int_{-\infty}^0 dz f_z \\
 &= -2\pi\sigma \int_0^\infty dr \int_{-\infty}^0 dz B_r \int_0^r dr' r' \frac{\partial B_z}{\partial d} \dot{d} \\
 &= -2\pi\sigma\mu^2 \int_0^\infty dr \int_{-\infty}^0 dz H_r \int_0^r dr' r' \frac{\partial H_z}{\partial d} \dot{d}
 \end{aligned}
 \quad \left. \vphantom{\int_0^\infty dr} \right\} \quad (5.37)$$

In dieser Näherung für kleine Ströme geht die Leitfähigkeit linear und die Permeabilität quadratisch in die Kraft ein. Die Stromdichte ist abhängig vom Feldgradienten der Spitze, die Kraft zusätzlich noch von der Feldstärke, wodurch die Abstandsabhängigkeit der Kraft gegeben ist. Des weiteren geht die Geschwindigkeit \dot{d} , mit der sich die Spitze zur Probe bewegt, gegeben durch Frequenz und Amplitude, mit der die Spitze über der Probe oszilliert, in Stromdichte und Kraft linear ein.

Die Stromdichteverteilung, die wirkende Lorentzkraft und die Ohm'sche Verlustleistung lassen sich an hand verschiedener Spitzenmodelle diskutieren. Im folgenden werden drei solcher Modelle besprochen. Es handelt sich dabei um die Beschreibung der Spitze als punktförmiger Monopol (typisches Modell einer Massivsonde), als punktförmiger Dipol (Dünnschichtsonde) und als homogen magnetisierter Zylinder (räumlich ausgedehntes Modell).

5.3.1 Monopolnäherung

Das Feld eines punktförmigen Monopols des magnetischen Momentes q ist gegeben durch

$$\begin{aligned}
 \mathbf{H} &= \frac{q}{4\pi\rho^2} \mathbf{e}_\rho \\
 &= \frac{q}{4\pi[r^2 + (z-d)^2]^{3/2}} [r \mathbf{e}_r + (z-d) \mathbf{e}_z],
 \end{aligned}
 \quad (5.38)$$

mit \mathbf{e}_ρ als radialem Einheitsvektor in Kugelkoordinaten. Aus Gleichung (5.35) folgt für die Stromdichte

$$\mathbf{j} = -\frac{\sigma\mu_0\mu_r q r \dot{d}}{4\pi[r^2 + (z-d)^2]^{3/2}} \mathbf{e}_\phi, \quad (5.39)$$

und somit aus Gl. (5.36) für die Kraft

$$\mathbf{F} = -\frac{\sigma(\mu_0\mu_r)^2 q^2 \dot{d}}{32\pi d} \mathbf{e}_z. \quad (5.40)$$

Die Verlustleistung durch den Ohm'schen Widerstand ergibt sich aus Gl. (5.14) zu

$$P = \frac{\sigma(\mu_0\mu_r)^2 q^2 \dot{d}^2}{64\pi d}. \quad (5.41)$$

Abbildung 5.7 zeigt die maximale Stromdichteverteilung an der Probenoberfläche ($z = 0$) für einen Monopol der Stärke $3 \cdot 10^{-7}$ Am (entsprechend einem Zylinders des Radius $1 \mu\text{m}$ und einer Magnetisierung von 10^5 A/m), der mit einer Amplitude von 95 nm, einem mittlerem Abstand von 500 nm und einer Frequenz von 10 kHz über der Probe der Leitfähigkeit σ von 10^7 (Ωm) $^{-1}$ und der relativen Permeabilität von 1 oszilliert. Der relativ große Abstand wurde gewählt, damit das Streufeld des Monopols innerhalb der Probe eine Ausdehnung vergleichbar zum Ringfilament (Kap 5.2) besitzt. Die Stärke des Wirbelstroms oszilliert mit der Bewegung des Monopols. An den Umkehrpunkten der Spitzenbewegung verschwindet der Wirbelstrom. Für kleine radiale Abstände zum Mittelpunkt strebt die Stromdichte gegen Null, da der magnetische Fluß kleiner wird. Für große radiale Abstände fällt die Stromdichte asymptotisch gegen Null, da das Spitzenfeld verschwindet und der Widerstand, den der Wirbelstrom erfährt, ansteigt. Die Lage des Maximums der Stromdichteverteilung hängt vom mo-

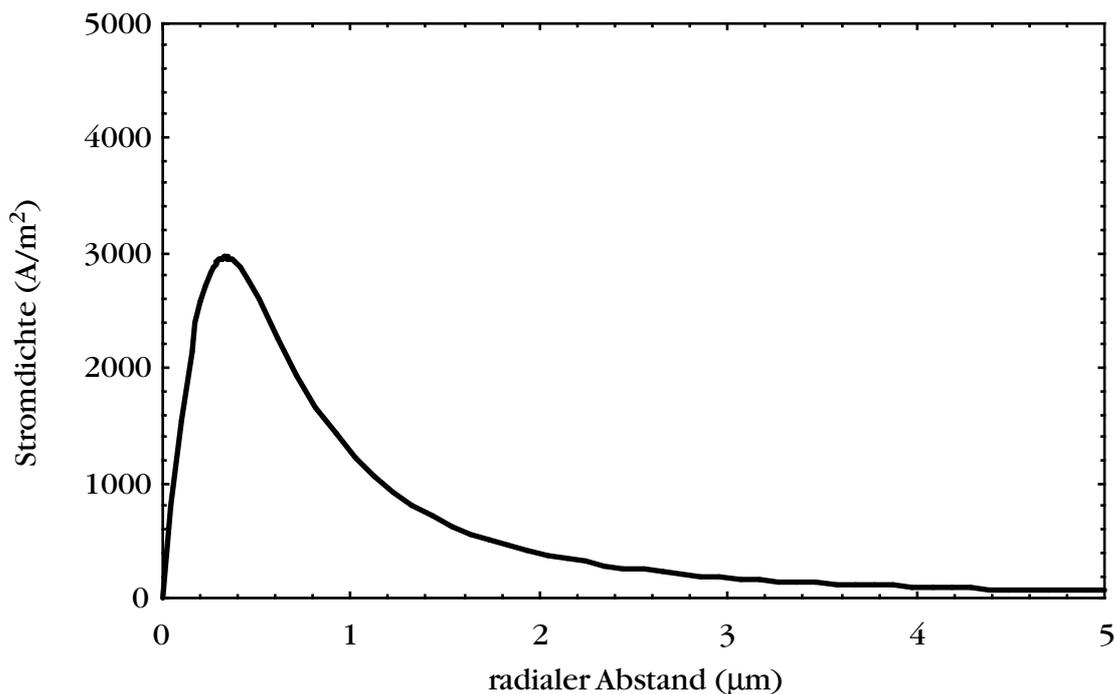


Abb. 5.7: Wirbelstromdichteverteilung an der Oberfläche einer Probe ($\sigma = 10^7$ (Ωm) $^{-1}$, $\mu_r = 1$), induziert durch einen oszillierenden Monopol ($q = 3 \cdot 10^{-7}$ Am).

mentanen Abstand des punktförmigen Monopols ab, d. h. von dem Abstand und der Ausdehnung der Spitze, die durch dieses Modell beschrieben wird.

Die bei einer aufgeprägten harmonischen Oszillation wirkenden Kräfte sind in Abb. 5.8 in Abhängigkeit vom Abstand aufgetragen. Die beiden Äste beschreiben die repulsive (attraktive) Kraft während des Annäherns (Wegziehens) der Spitze innerhalb einer Oszillationsperiode. In den oberen und unteren Umkehrpunkten wirkt keine Kraft auf die Spitze, da die Geschwindigkeit und damit die Änderung des magnetischen Flusses und damit der induzierte Strom verschwindet. Die Asymmetrie der Kurve, d. h. die Verschiebung der Kraftmaxima zu kleineren Abständen, resultiert aus der ausgeprägten Abstandsabhängigkeit der Kraft. Im Falle einer reinen Geschwindigkeitsabhängigkeit der Kraft lägen die Maxima an den Stellen größter Geschwindigkeit, also zentrisch zwischen den Umkehrpunkten.

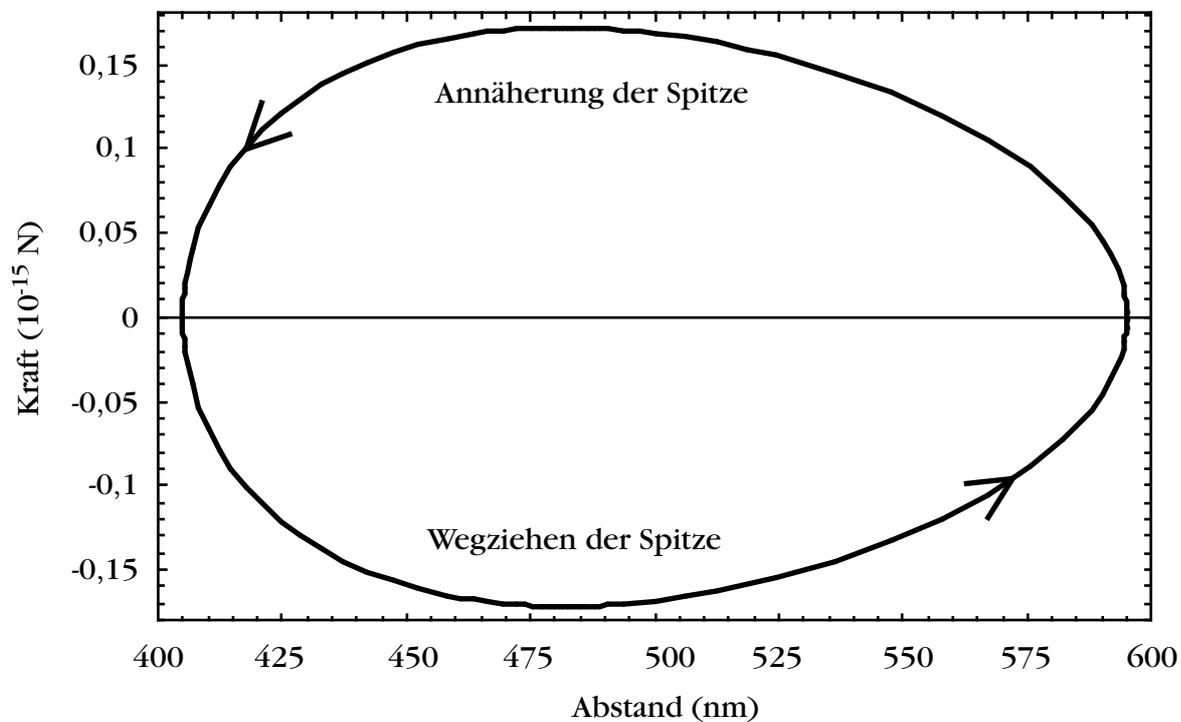


Abb. 5.8: Kraft auf einen oszillierenden Monopol während einer Schwingungsperiode der Spitze.

5.3.2 Dipolnäherung

Die Gleichungen für das Feld, die Wirbelstromdichteverteilung, die Lorentzkraft sowie die Verlustleistung für einen punktförmigen Dipol, dessen Magnetisierung in z-Richtung liegt, lassen sich analog zu denen der Monopolnäherung aufstellen. Für das Feld ergibt sich:

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{m}}{4\pi \left[r^2 + (z-d)^2 \right]^{5/2}} \left[3(z-d)r \mathbf{e}_r - \left(r^2 - 2(z-d)^2 \right) \mathbf{e}_z \right], \quad (5.42)$$

woraus für die Wirbelstromdichteverteilung innerhalb der Probe

$$\mathbf{j} = -\frac{3\sigma\mu_0\mu_r \mathbf{m} r (d-z)}{4\pi \left[r^2 + (d-z)^2 \right]^{5/2}} \dot{\mathbf{d}} \mathbf{e}_\phi \quad (5.43)$$

resultiert. Mit dieser ergibt sich für die Kraft

$$\mathbf{F} = -\frac{\sigma(\mu_0\mu_r)^2 m^2 \dot{\mathbf{d}}}{64\pi d^3} \mathbf{e}_z \quad (5.44)$$

und für die Verlustleistung

$$P = \frac{\sigma(\mu_0\mu_r)^2 m^2 \dot{\mathbf{d}}^2}{64\pi d^3}. \quad (5.45)$$

Die maximale Stromdichteverteilung, induziert durch ein Dipolmoment von $4 \cdot 10^{-13} \text{ Am}^2$ (entsprechend einer Kugel des Radius $1 \text{ }\mu\text{m}$ und der Magnetisierung von 10^5 A/m) ist in Abb. 5.9(a) gezeigt. Aufgrund des gebündelten Feldlinienverlaufs unterhalb des punktförmigen Dipols liegt das Maximum der Stromdichte näher am Zentrum, als dies beim Monopol der Fall ist.

In Abb. 5.9(b) sind analog zu Abb. 5.8 die auftretenden Kräfte in Abhängigkeit vom Abstand aufgetragen. Im Vergleich zum Monopol ist hier die Abstandsabhängigkeit der Kraft deutlicher ausgeprägt. Dies ist wiederum eine Folge der starken Bündelung der Feldlinien.

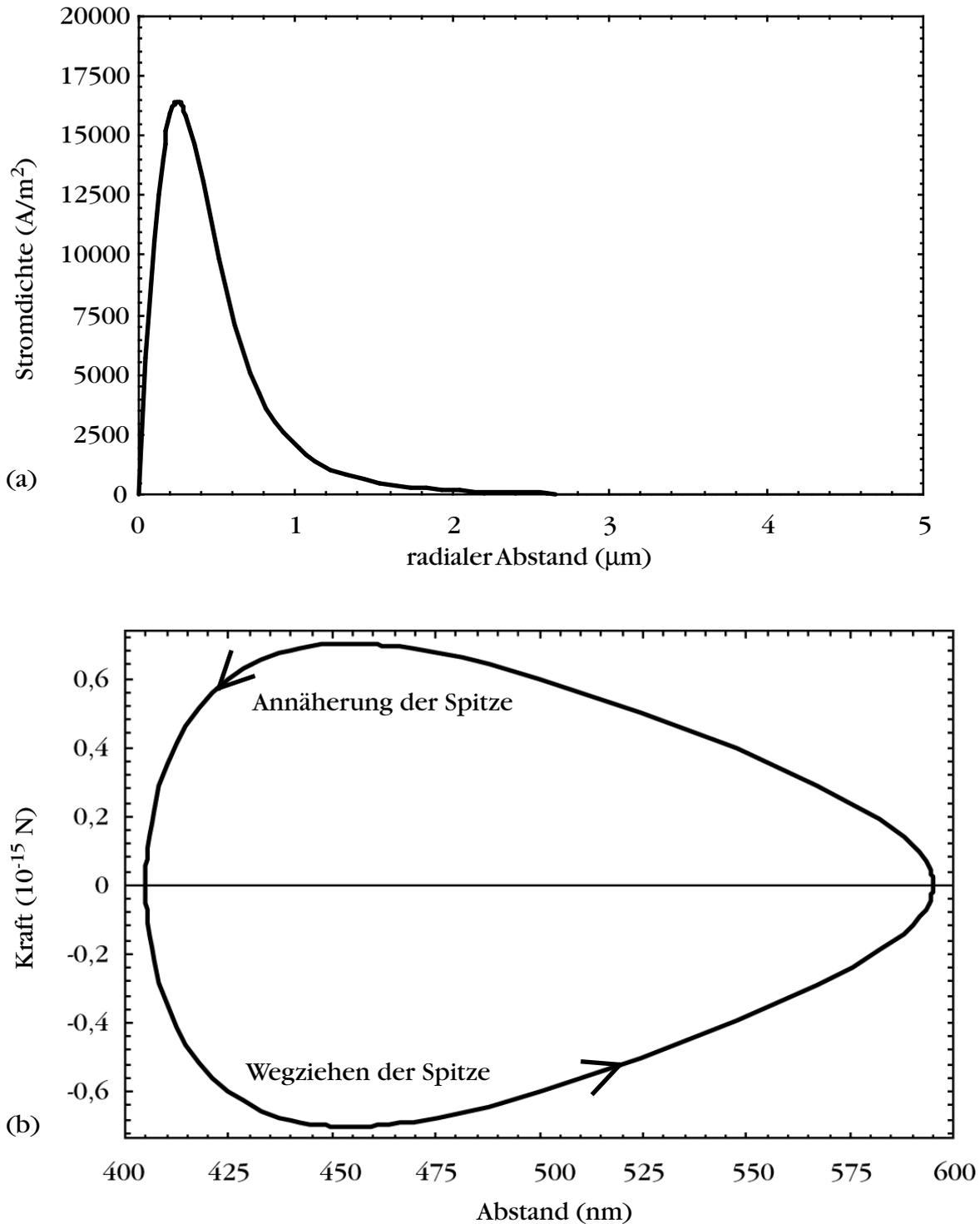


Abb. 5.9: (a) Wirbelstromdichteverteilung, induziert durch einen oszillierenden Dipol. (b) Kraft auf den oszillierenden Dipol während einer Schwingungsperiode.

5.3.3 Homogen magnetisierter Zylinder

Ein Spitzenmodell, welches im Gegensatz zu den vorangegangenen Näherungen eine laterale Ausdehnung besitzt, ist ein homogen magnetisierter Zylinder, bei dem die Magnetisierung parallel zur Zylinderachse verläuft. Das Feld des Zylinders wird beschrieben durch:

$$\mathbf{H} = \frac{M}{4\pi} \left[\ln \frac{(r+T)^2 + z^2}{(r-T)^2 + z^2} \mathbf{e}_r + 2 \left(\arctan \frac{T+r}{z+d} + \arctan \frac{T-r}{z+d} \right) \mathbf{e}_z \right], \quad (5.46)$$

wobei T den Radius des Zylinders angibt [103]. Abbildung 5.10 zeigt eine Vektor-Darstellung des Feldes unterhalb des Zylinders.

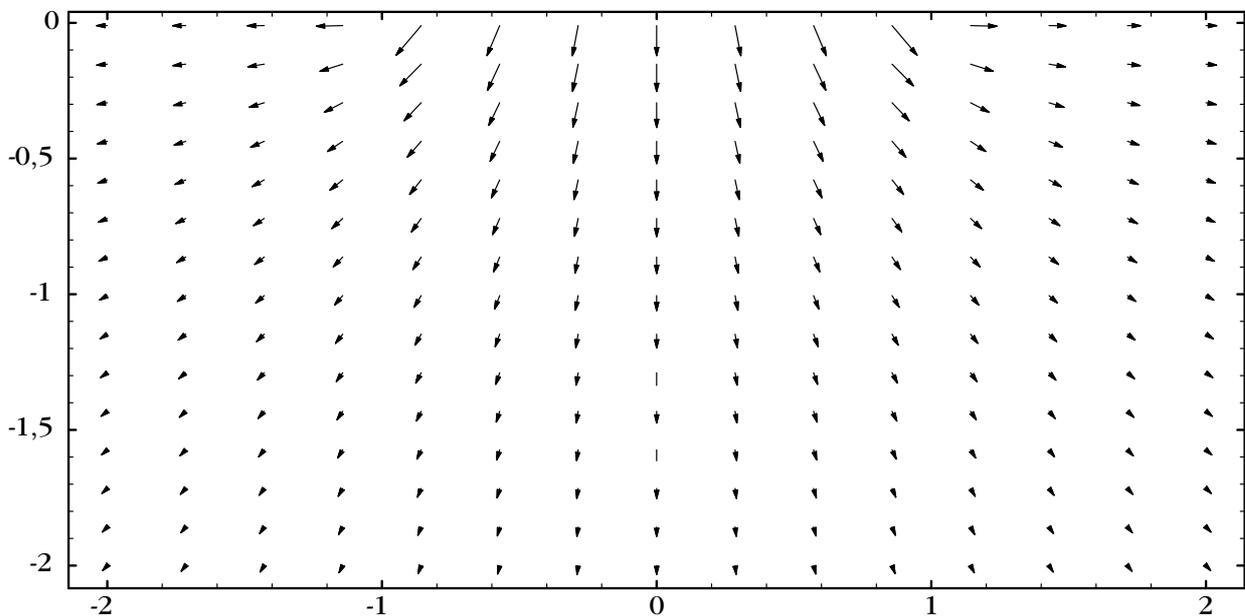


Abb. 5.10: Streufeld unterhalb eines homogen magnetisierten Zylinders. Die Skalen sind auf den Radius des Zylinders normiert.

Die Stromdichte berechnet sich zu

$$\mathbf{j} = -\frac{1}{2\pi} \sigma \mu_0 \mu_r M d \frac{1}{r} \left[(z+d) \left(\arctan \frac{T+r}{z+d} + \arctan \frac{T-r}{z+d} - 2 \arctan \frac{T}{2+d} \right) + \right. \\ \left. + T \ln \left(\frac{\sqrt{(z+d)^4 + 2(z+d)^2(T^2+r^2) + (T^2-r^2)^2}}{T^2 + (z+d)^2} \right) \right] \mathbf{e}_\phi. \quad (5.47)$$

Die so berechnete Stromdichteverteilung zeigt im Gegensatz zu den punktförmigen Spitzenmodellen der Monopol- und Dipolnäherung einen anderen Verlauf: Sie ändert ihr Vorzeichen bei Radien größer als der Spitzenradius. Dies bedeutet, daß der Wirbelstrom seine Richtung umkehrt und damit einen Teil der wirkenden Lorentzkraft kompensiert. Abbildung 5.11 zeigt die Wirbelstromdichteverteilung an der Oberfläche der Probe. Die zur Berechnung verwendeten Größen wurden wie bei den oben vorgestellten Mono- und Dipolrechnungen gewählt.

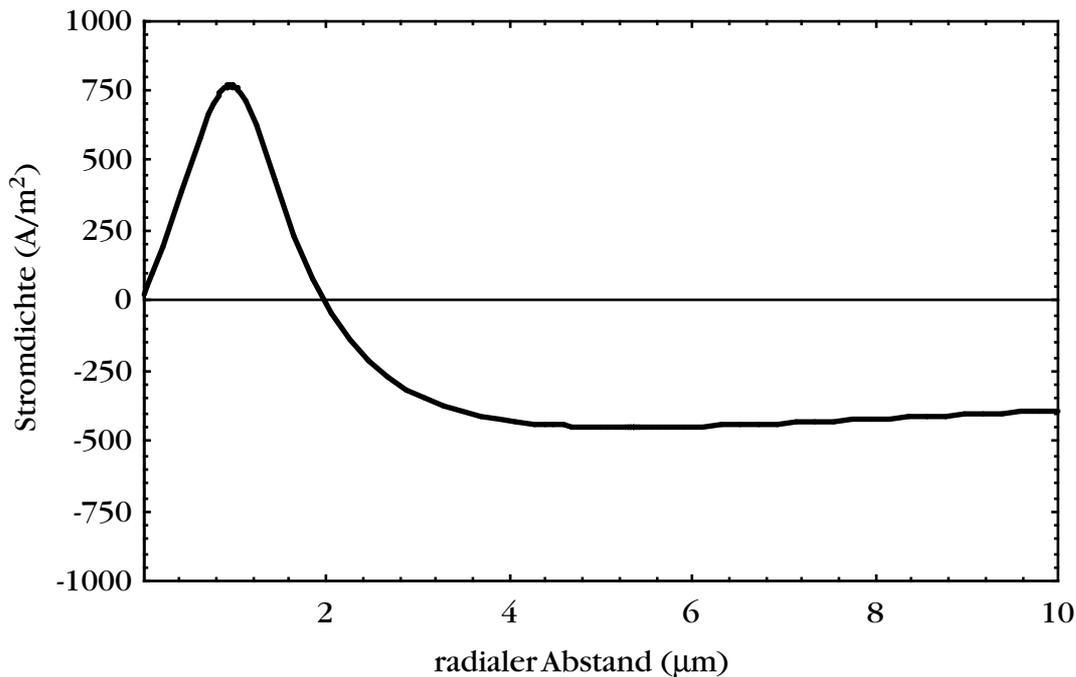


Abb. 5.11: Wirbelstromdichteverteilung, induziert durch einer oszillierenden, homogen magnetisierten Zylinder des Radius $1\mu\text{m}$.

Die Stromdichteverteilung innerhalb der Probe ist in Abb. 5.12 als Grauwerte-Darstellung abgebildet. Die Umkehr der Stromrichtung durchzieht die gesamte Tiefe der Probe, wobei mit zunehmendem Abstand zur Probenoberfläche bzw. zum Zylinder die stromlosen Filamente (gestrichelte Linien) einen immer größer werdenden Radius aufweisen. Diese Stromdichteverteilung ist eine Folge der speziellen Geometrie des Zylinders. Unterhalb der Grundfläche des Zylinders ist die Vertikalkomponente des Streufeldes positiv, während der Gradient außerhalb dieses Bereiches einen Vorzeichenwechsel erfährt. Bei der Integration zur Ermittlung der Flußänderung (Gl. 5.34) heben sich diese Beiträge für einen gegebenen Radius auf. An dieser Stelle fließt kein Wirbelstrom.

Die Kraft, die auf den Zylinder wirkt, kann mit Hilfe von Gl. (5.37) berechnet werden. Die Integrationen können allerdings nicht analytisch, sondern nur numerisch gelöst werden. Zur numerischen Berechnung der doppelten Integration wurde ein PASCAL-Programm erstellt, das auf zwei ineinander geschachtelten Simpson-Routinen basiert. Bei der Berechnung muß

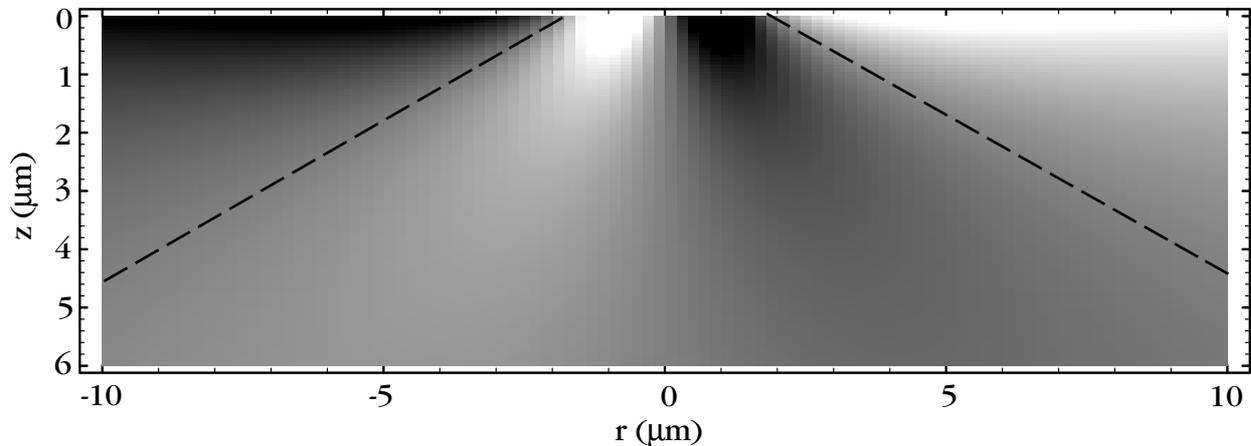


Abb. 5.12: Grauwerte-Darstellung der Stromdichteverteilung unterhalb eines schwingenden Zylinders. Helle bzw. dunkle Kontraste kennzeichnen Gebiete mit positiver bzw. negativer Stromrichtung. Die gestrichelte Linie gibt die Lage der stromlosen Filamente wieder.

auf die numerische Stabilität geachtet werden, da häufig Zahlen von fast gleicher Größe subtrahiert werden und das Ergebnis durch kleine Zahlen dividiert, d. h. mit großen Zahlen multipliziert wird. Dadurch werden Fehler, bedingt durch die begrenzte Maschinengenauigkeit des Rechners, problematisch. So divergiert z. B. das Ergebnis der numerischen Integration beim klassischen Simpson-Verfahren. Die Integration kann also nicht für beliebig große Integrationsgrenzen durchgeführt werden. Hier wurde in r - und in z -Richtung nur von Null bis 10^{-2} m integriert. Damit wurde der relevante Teil des Wirbelstromes abgedeckt, ohne größere numerische Fehler zu erhalten.

Abbildung 5.13 zeigt die auf den Zylinder wirkenden Kräfte. Die Parameter sind analog zu den vorhergehenden Rechnungen (vgl. Monopolnäherung). Im Gegensatz zu den Ergebnissen bei Monopol- und Dipolnäherung ist die resultierende Kurve symmetrisch. Die Kraft ist über einen größeren Abstandsbereich (bis zu einigen Mikrometern) im wesentlichen nur geschwindigkeitsabhängig. Dies ist eine Folge der Kraftkompensation der gegeneinanderlaufenden Wirbelströme. Bei kleiner werdendem Abstand wird der zentrale Wirbel stärker und kompensiert einen größeren Teil der Kräfte, die der äußere Wirbel auf die Spitze ausübt. Dadurch hebt sich die Abstandsabhängigkeit der Kraft im wesentlichen auf.

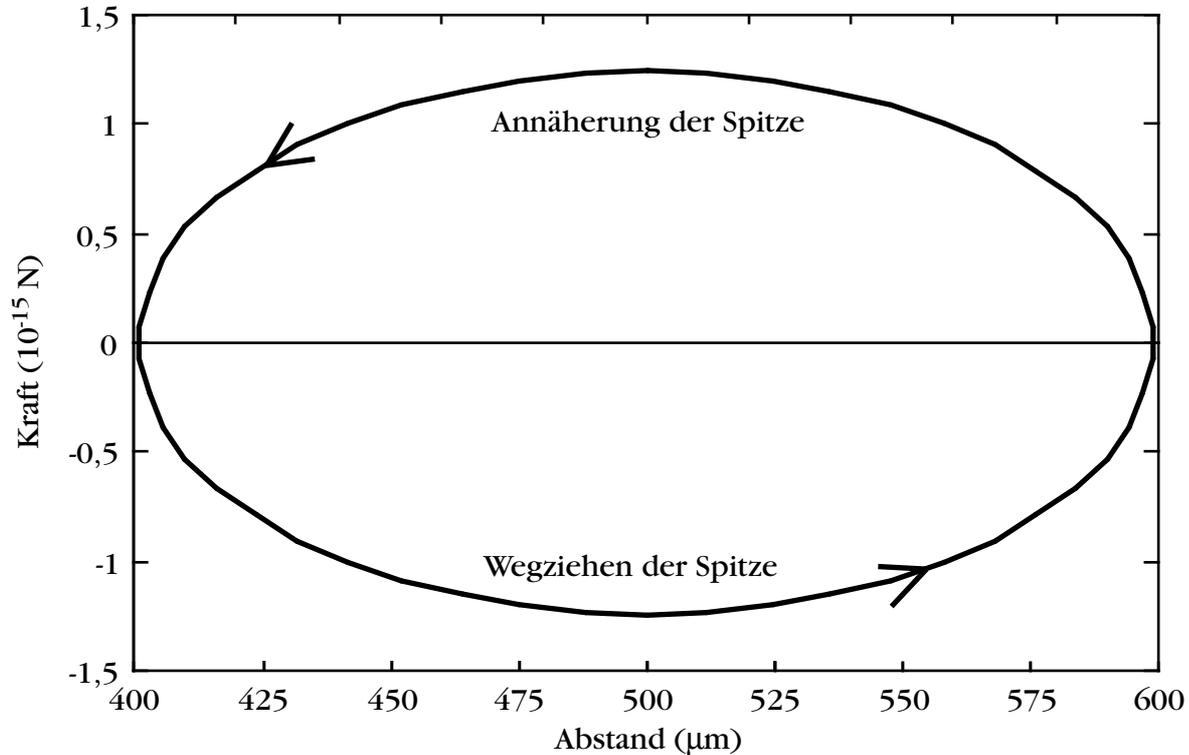


Abb. 5.13: Kraft auf einen oszillierenden Zylinder während einer Schwingungsperiode.

5.4 Abschätzung des Fehlers

Die Näherungen des letzten Kapitels gelten für den Fall, daß das von außen in die Probe eindringende Spitzenstreufeld nur in geringem Maße vom Feld des induzierten Wirbelstroms beeinflusst wird. Um eine Vorstellung von dem Fehler zu bekommen, der durch diese Näherung verursacht wird, kann man die Felder der Sonde und des Wirbelstroms in der Monopolnäherung vergleichen. Beide Felder haben auf der Symmetrieachse ($r = 0$) ihre maximale Größe und besitzen nur Komponenten in z -Richtung. Das Feld des Wirbelstroms H^W an der Oberfläche des Leiters ergibt sich zu

$$H^W = -\frac{1}{32\pi} \mu_0 \mu_r \sigma q \dot{d}. \quad (5.48)$$

Das Verhältnis zwischen dem Feld des Wirbelstroms und dem Feld eines Monopols H^q (vgl. Gl. 5.38) ergibt:

$$\frac{H^W}{H^q} = \frac{1}{8} \mu_0 \mu_r \sigma \dot{d} d. \quad (5.49)$$

Das Verhältnis ist also proportional zur Leitfähigkeit und zur Geschwindigkeit. Dies bedeutet, daß mit zunehmender Leitfähigkeit und Oszillationsfrequenz der Wirbelstrom und

damit das Verhältnis zwischen den beiden Feldern größer wird. Für die in der Rasterkraftmikroskopie typischen Größenordnungen ($\sigma = 10^7 (\Omega\text{m})^{-1}$, $\mu_r = 1$, $\omega = 2\pi \cdot 10^4$ Hz, Amplitude und Abstand d von ca. 10^{-8} m) liegt das Verhältnis im Bereich von 10^{-9} . Der Wirbelstrom schirmt also in erster Näherung nur etwa den 10^{-9} sten Teil des eindringenden Spitzenstreufeldes ab. Diese Abschirmung ist also vernachlässigbar.

Da sich beide Größen während einer Schwingungsperiode verändern, ist in Abb. 5.14 die Abhängigkeit beider Felder über eine Schwingungsperiode aufgetragen.

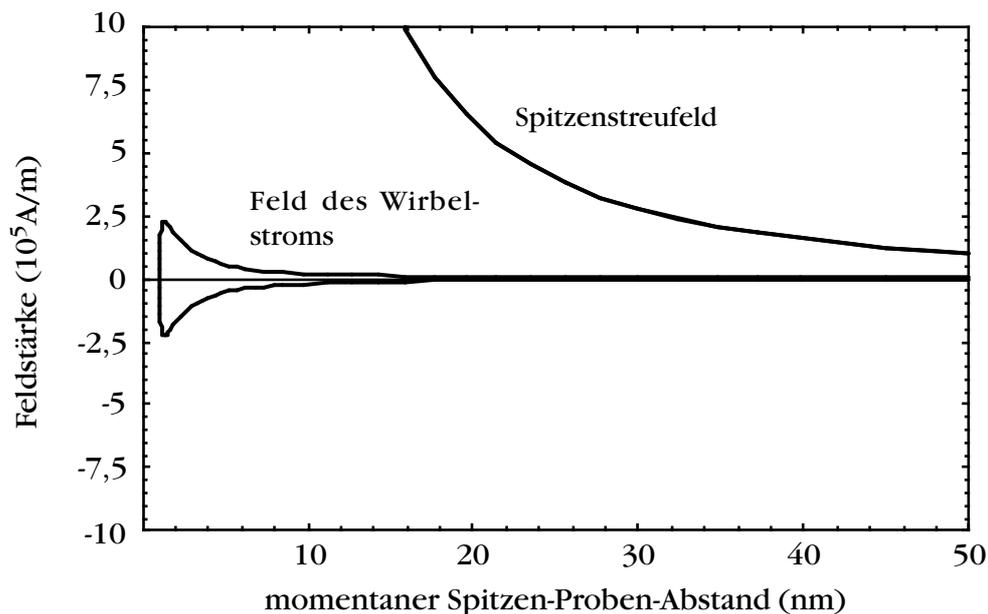


Abb. 5.14: Vergleich zwischen Spitzenstreufeld und Feld des Wirbelstroms auf der Symmetrieachse ($r = 0$) an der Oberfläche der Probe in Abhängigkeit vom momentanen Spitzenabstand während einer Schwingungsperiode.

Da das Verhältnis der beiden Felder bei Frequenzen unter 1 MHz so gering ist (vgl. Gl. 5.49), ist es nicht notwendig, die Abschirmung des Spitzenstreufeldes durch das Feld des Wirbelstroms zu berücksichtigen und die Helmholtzgleichung zur Berechnung von Stromdichten und Kräften heranzuziehen. Bei höheren Frequenzen muß hingegen die Helmholtzgleichung numerisch gelöst werden.

5.5 Dynamik des schwingenden Cantilevers

Die bisher durchgeführten Rechnungen zur Bestimmung der wirkenden Kräfte liefern eine dem gegenwärtigen Entwicklungsstand der Technik nicht zugängliche Größenordnung. Dabei ist zu beachten, daß die Angabe eines realistischen Spitzenstreufeldes problematisch ist [siehe z. B. 58] und dessen Näherung durch Modelle die wahren Eigenschaften der Spitze nur ansatzweise beschreibt. Des weiteren wurde in der Helmholtzgleichung angenommen, daß keine magnetischen Ladungen auftreten. Allerdings handelt es sich bei der Kraftmikroskopie um eine Nahfeldtechnik. Die Distanz zwischen den einzelnen positiven und negativen magnetischen Ladungen kann den Spitzen-Proben-Abstand zum Teil weit überschreiten [104]. Es ist durchaus denkbar, daß die hier berechneten Felder und Feldgradienten sowie Wirbelstromdichten klein gegenüber den realen Spitzenstreufeldern und Stromdichten sind. Die im folgenden gezeigten Experimente lassen den Schluß zu, daß die Wirbelströme eine zur Messung ausreichende Größe besitzen, d. h. die wirkenden Kräfte die Dynamik der Spitze meßbar beeinflussen.

Zur Bestimmung der Dynamik des schwingenden Cantilevers wurden Amplitudenänderungen und Phasenverschiebungen zwischen der Anregung und der Bewegung der Spitze in Abhängigkeit von den auf die Spitze wirkenden Kräften, d. h. in Abhängigkeit von der Leitfähigkeit des Probenmaterials, gemessen.

Die Schwingung der durch Wirbelströme unbeeinflussten Spitze läßt sich durch einen angeregten und gedämpften harmonischen Oszillator beschreiben. Die Amplitude der Schwingung ist klein gegenüber der Länge des Cantilevers, so daß die Betrachtung des Cantilevers als schwingender, auf einer Seite befestigter Balken nicht notwendig ist. Die Differentialgleichung, welche die Bewegung beschreibt, lautet in für das Experiment gut zugänglichen Größen:

$$\ddot{d} + \frac{\omega_c}{Q_c} \dot{d} + \omega_c^2 (d - d_0) = A_0 \omega_c^2 \cos(\Omega t), \quad (5.50)$$

mit der Eigenfrequenz $\omega_c = (c/m)^{1/2}$ und der Güte $Q_c = m\omega_c/2\gamma_c$ des Cantilevers der Federkonstante c und der Masse m . Die Dämpfungskonstante γ_c wird im wesentlichen durch die viskose Dämpfung der Bewegung durch die Luft bestimmt. Der mittlere Abstand der Spitze über der Probenoberfläche ist d_0 . Der Cantilever wird mit einer Piezoauslenkung von A_0 und einer Frequenz Ω angeregt.

Nach dem Einschwingvorgang, der exponentiell mit der Zeitkonstante $1/\gamma_c$ abklingt, stellt sich die stationäre Lösung

$$d(t) = d_0 + A \cos(\Omega t + \alpha) \quad (5.51)$$

mit der Amplitude

$$A = \frac{A_0 \omega_c^2}{\sqrt{(\Omega^2 - \omega_c^2)^2 + 4\gamma_c^2 \Omega^2}} \quad (5.52)$$

und der Phase

$$\tan \alpha = 2\gamma_c \frac{\Omega}{\Omega^2 - \omega_c^2} \quad (5.53)$$

ein.

In Anwesenheit einer weiteren Kraft, die eine Folge der Induktion von Wirbelströmen in der Probe ist, erhält man eine Schwingung, die der Differentialgleichung

$$\ddot{d} + \frac{\omega_c}{Q_c} \dot{d} + \omega_c^2 (d - d_0) + \frac{F^W(d, \dot{d})}{m} = A_0 \omega_c^2 \cos(\Omega t) \quad (5.54)$$

genügt, wobei für die Kraft F^W eine der Lösungen (Gl. 5.40 und 5.44) aus Kap. 5.3 eingesetzt werden kann. Mit d_0 wird der mittlere, mit d der momentane Abstand der Feldquelle (z. B. des punktförmigen Dipols) bezeichnet. Es konnte keine geschlossene analytische Lösung dieser Differentialgleichung für bekannte F^W gefunden werden [105].

Abbildung 5.15 zeigt die Bahnkurve eines schwingenden Dipols des Momentes 10^{-12} Am^2 , die sich aus einer numerischen Lösung der Differentialgleichung ergibt. Für die Rechnung wurde der Cantilever ($c = 0,5 \text{ N/m}$, $Q = 50$) mit einer Frequenz, die um 50 Hz über der Eigenfrequenz von 10 kHz lag, und einer Amplitude von $A_0 = 0,8 \text{ nm}$ angeregt. Der Unterschied zwischen Resonanz- und Anregungsfrequenz entspricht den experimentellen Gegebenheiten, da als Anregungsfrequenz die Resonanzfrequenz des frei schwingenden Cantilevers gewählt wird. Durch die hydrodynamische Dämpfung der Luft bei Annäherung des Cantilevers an die Probe verschiebt sich die Resonanzfrequenz zu kleineren Werten. Aufgrund der Induktion von Wirbelströmen in einem elektrischen Leiter der Leitfähigkeit von $6 \cdot 10^7 (\Omega\text{m})^{-1}$ wird gegenüber einem Isolator die resultierende Amplitude um ca. 3 nm verringert und es tritt eine Phasenverschiebung von ca. 4° auf. Sowohl die berechnete Amplitudenänderung als auch die Phasenverschiebung liegen in dem messtechnisch zugänglichen Bereich. Diese Werte sind aufgrund des geringen minimalsten Abstandes zwischen dem Dipol und der Probenoberfläche größer als im Experiment beobachtet wurde und wurden nur zur graphischen Verdeutlichung (Abb. 5.15) gewählt. Bei realen Spitzen wird, aufgrund der Spitzengeometrie, der sie beschreibende Dipol der Probenoberfläche nicht beliebig nahe kommen. Die maximal auftretenden Lorentzkräfte liegen mit ca. 50 pN im rasterkraftmikroskopisch zugänglichen Größenbereich.

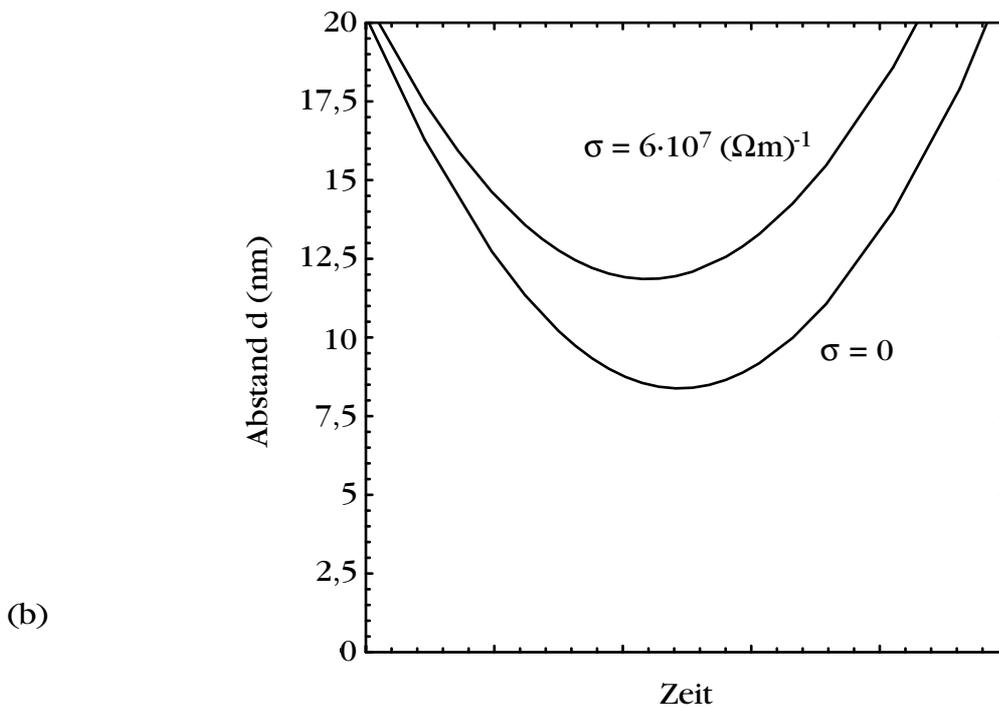
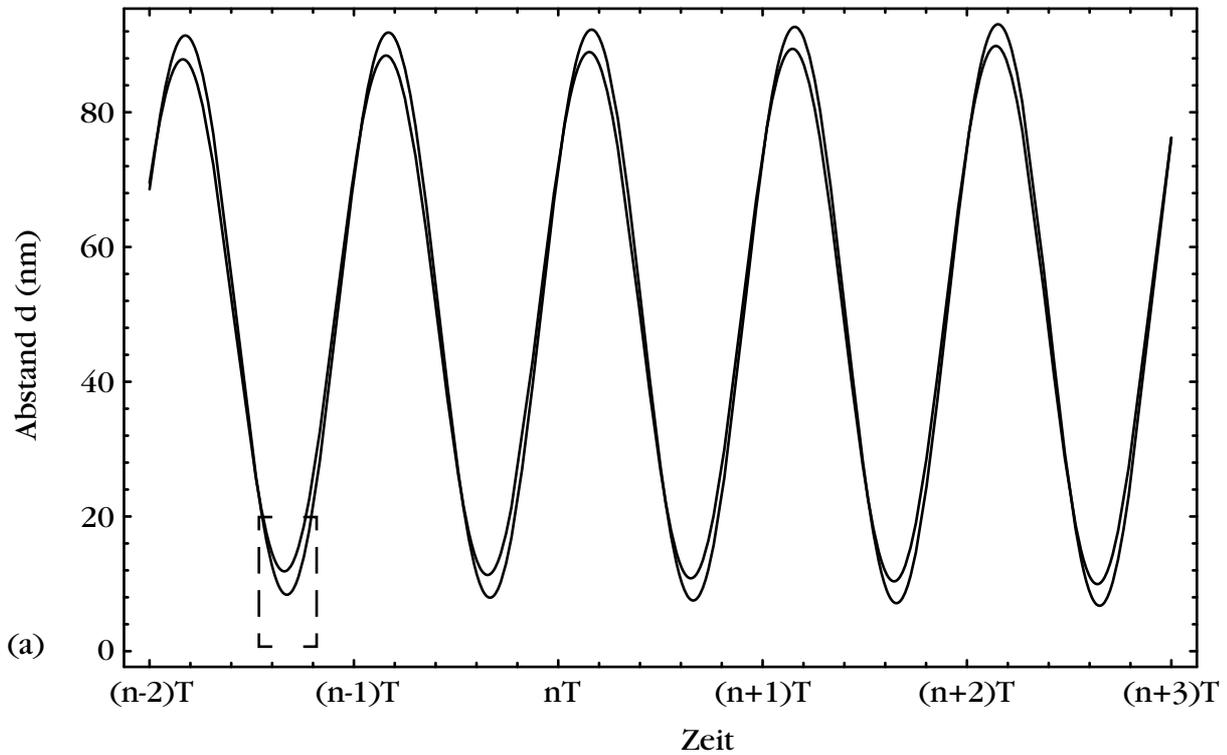


Abb. 5.15: (a) Bahnkurve eines oszillierenden Dipols über einem elektrischen Leiters mit $\sigma = 6 \cdot 10^7 (\Omega m)^{-1}$ im Vergleich zu einem Isolator ($\sigma = 0$). (b) Vergrößerung des in (a) markierten Ausschnitts.

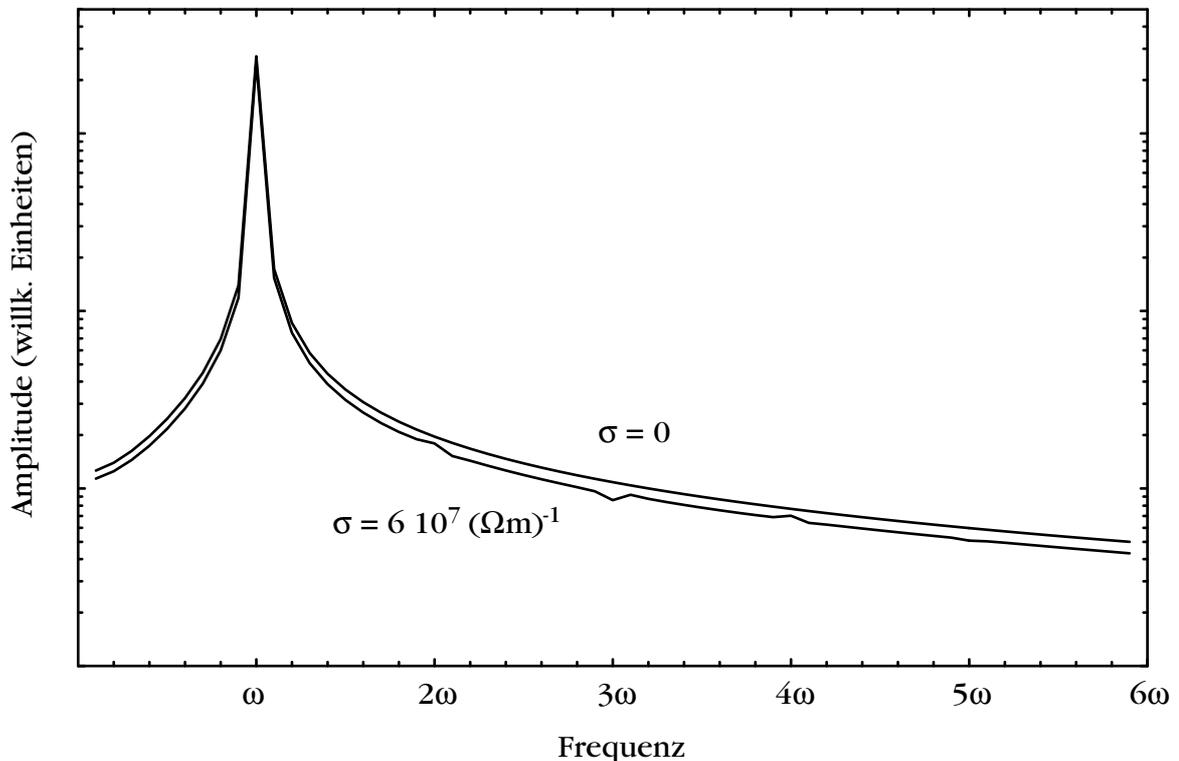


Abb. 5.16: Fouriertransformation der Bahnkurven aus Abb. 5.15(a).

Durch die nichtlineare Ortsabhängigkeit der Kraft ist die Schwingung nicht mehr harmonisch. Zerlegt man die Bahnkurve in ihre Fourierkomponenten, so erhält man neben der Resonanzfrequenz noch Signale der Oberschwingungen. Abbildung 5.16 zeigt die Fouriertransformation der Bahnkurven von Abb. 5.15. Die Verbreiterung der einzelnen Resonanzen ist durch die begrenzte Zahl von analysierten Perioden, den nicht vollständig abgeklungenen Einschwingvorgang und die begrenzte Rechengenauigkeit bedingt. Dies legt nahe, das Signal der Photodioden, welche die Schwingung des Cantilevers messen, mit Hilfe eines Lock-in-Verstärkers oder eines Spektrumanalysators zu untersuchen und die Intensität der höheren Harmonischen als Meßsignal zu verwenden.

Eine Ausnahme bildet der Zylinder als Modell für eine Spitze. Da die Kraft im wesentlichen ortsunabhängig und proportional zur Geschwindigkeit ist, ist die Schwingung in diesem Modell auch weiterhin harmonisch mit einer effektiven Dämpfung von

$$\gamma_{\text{eff}} = \gamma_c + \frac{F_{\text{Zyl}}^W}{m \dot{d}} \quad (5.55)$$

Zusätzlich zur Kraftwirkung auf die Spitze wird der Schwingung Energie durch die Dissipation des Stromes in Joule'sche Wärme entzogen. Die Schwingungsgleichung (5.54) ist auf der rechten Seite noch mit der effektiven Kraft $F_{\text{Joule}} = P/\dot{d}$ zu ergänzen. Diese ist bei den untersuchten punktförmigen Multipolen betragsmäßig gleich der Lorentzkraft. Generell zeigt die Verlustleistung, wie man anhand der Gleichungen (5.14) und (5.35) erkennen

kann, ein zur Lorentzkraft unterschiedliches Verhalten. Sie hängt im Gegensatz zur Lorentzkraft nur vom Feldgradienten der Spitze ab.

5.6 Laterale Auflösung des Wirbelstrommikroskops

Neben den Kräften, die zwischen Spitze und Probe in einem Rasterkraftmikroskops wirken, ist die laterale Auflösung eine für jede mikroskopische Technik wichtige Größe. Nach den die Wechselwirkung bestimmenden Gleichungen (5.13) und (5.14) hängt diese von der Wirbelstromdichteverteilung und dem Spitzenstreufeld ab. Kann sich der Wirbelstrom frei ausbilden, d. h. liegt keine Diskontinuität der Leitfähigkeit vor, so ist die Wirbelstromdichteverteilung durch den Feldgradienten der Spitze in Richtung der Oberflächennormalen bestimmt. Der überwiegende Teil der Kraft wird von den Kreisfilamenten mit maximaler Stromdichte ausgeübt.

Stört eine Diskontinuität der Leitfähigkeit die Ausbildung der Kreisströme, so kann die Kraftwirkung zusammenbrechen, wie man z. B. am Waltenhofen-Pendel [siehe z. B. 106] sehen kann. Um eine Kraftänderung zu erzeugen, kann der Bereich niedriger Leitfähigkeit kleiner als die Breite des Maximums der Wirbelstromdichteverteilung sein. Bereiche kleiner Leitfähigkeiten sollten daher größer als ihre geometrischen Abmessungen abgebildet werden. Dagegen werden sich in Gebieten hoher Leitfähigkeit in isolierender Umgebung nur dann Wirbelströme ausbilden, wenn ihre Größe mit dem Radius der maximalen Wirbelstromdichteverteilung vergleichbar ist.

Da die Wirbelstromdichteverteilung von der sehr ungenau bekannten „magnetischen Geometrie“ der Sonde abhängt, ist zu erwarten, daß die Auflösung größer als die Breite der Stromdichte der berechneten Modelle aus Kapitel 5.3, aber generell vergleichbar mit konventionellen MFM-Messungen ist.

5.7 Wirbelstrommikroskopie an Ferromagnetika

Nur wenige ferromagnetische Stoffe, wie zum Beispiel der Granatfilm (Kap. 4.4), sind Isolatoren; der überwiegende Teil sind elektrische Leiter. Auch während der MFM-Untersuchung von ferromagnetischen Proben mit oszillierender Sonde werden Wirbelströme induziert, und zwar sowohl in der Probe als auch in der Spitze. Dadurch tritt neben der magnetostatischen Kraft auch die dynamische Kraft zwischen den Wirbelströmen und ihrer Quelle auf, die unter Umständen bei der Interpretation von MFM-Daten zu berücksichtigen ist. Die Kraft, die eine magnetische Probe auf den Wirbelstrom in der Spitze ausübt, ist allerdings wesentlich kleiner als die typischen magnetostatischen Wechselwirkungen. Dies zeigen auch die Experimente mit unmagnetischen, aber leitfähigen Sonden (Kap. 6) im Vergleich zu den konventionellen MFM-Messungen in Kap. 4.

Neben den Wirbelströmen in der Spitze kann der magnetoresistive Effekt [107] einen zusätzlichen Kontrast liefern. Die Abhängigkeit der Leitfähigkeit (bzw. des spezifischen Widerstands) von der Richtung der Magnetisierung ist allerdings i. a. sehr klein (einige Prozente). Innerhalb einer longitudinal magnetisierten Domäne wird der effektive spezifische Widerstand, der durch den Wirbelstrom abgetastet wird, um einen konstanten, von der Richtung der Magnetisierung unabhängigen Wert erhöht und hat somit keinen Einfluß auf die Messung der Wechselwirkung. Ändert sich die Richtung der Magnetisierung im Gebiet des Wirbelstromes, z. B. aufgrund einer Domänenwand, so variiert auch der über den Wirbelstrom gemittelte spezifische Widerstand. Dies kann bei Untersuchungen von Wandkontrasten eine Rolle spielen.

Der wohl ausschlaggebende Einfluß der Oberflächenmagnetismus auf die Wirbelströme liegt in dem großen Streufeld der Wand und die dadurch hervorgerufene Lorentzkraft auf den Wirbelstrom. Diese Kraft führt zu einer Verbiegung der Kreisströme innerhalb der Probe und somit auf eine Kraftänderung zwischen Wirbelstrom und Spitze. Es ist vorstellbar, daß diese Kraftwirkung eine zur Messung ausreichende Größe besitzt und somit die Messung von Wandprofilen beeinflusst. Dies könnte ein weiterer Grund für die Diskrepanz zwischen den berechneten Wandprofilen und den Messungen aus Kap. 4 sein.

Bei hartmagnetischen Materialien spielt der Wert der makroskopisch gemessenen relativen Permeabilität (bzw. Suszeptibilität) für die Stärke der Wirbelströme keine Rolle, da die einzelnen Domänen, mikroskopisch gesehen, gesättigt magnetisiert sind und damit lokal $\mu_r = 1$ (bzw. $\chi = 0$) ist. Bei weichmagnetischen Materialien kann es allerdings durch Um-magnetisierungseffekte zu einer erhöhten Permeabilität und dadurch zu einem erhöhten magnetischen Fluß kommen. Aufgrund des stärkeren Wirbelstromes kann es dann zu einer größeren Kraftwirkung mit der Sonde kommen.

6 Experimentelle Ergebnisse zur Wirbelstrommikroskopie

6.1 Demonstrationsaufbau

Um eine Vorstellung davon zu bekommen, wie sich die Dynamik eines schwingenden, magnetischen Cantilevers bei der Annäherung an eine leitfähige Probe verhält, wurde ein makroskopisches Modell des Wirbelstrommikroskops aufgebaut.

Als Meßsonde wurde ein ca. 2 cm großer Permanentmagnet verwendet, der am Ende eines einseitig eingespannten, ca. 10 cm langen Metallstreifens aus Eisenblech befestigt wurde (Abb. 6.1). Dieser „Cantilever“ wurde mit Hilfe eines Elektromagneten, der sich nahe am

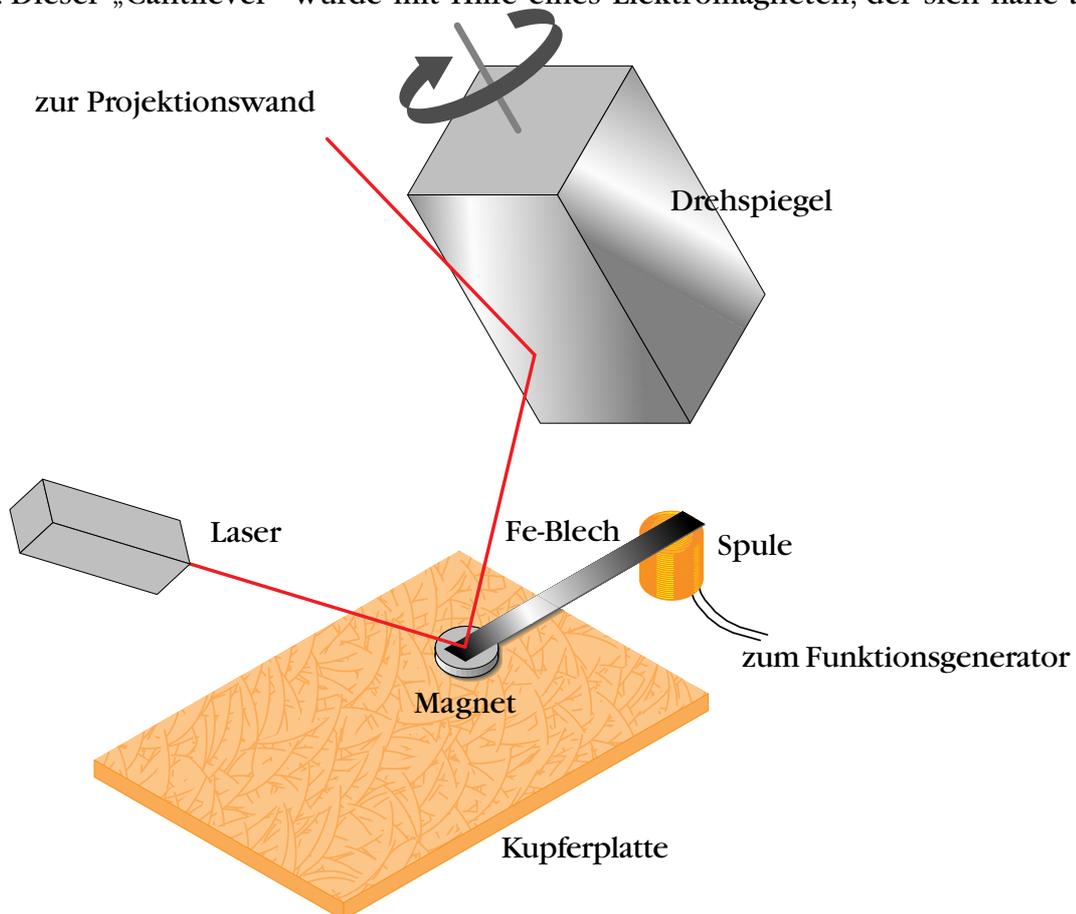


Abb. 6.: Demonstrationsaufbau des Wirbelstrommikroskops.

befestigten Ende des Metallstreifens befand, zum Schwingen angeregt. Die Resonanzfrequenz liegt bei 18 Hz; die typische Schwingungsamplitude des frei schwingenden Endes beträgt ca. 1 - 2 mm und ist somit gut detektierbar. Die Schwingungen werden mit der Lichtzeigermethode detektiert, indem ein Laserstrahl auf das oszillierende Ende des Hebelarms positioniert wird. Der Reflex wird durch einen quaderförmigen Drehspiegel auf die Wand projiziert und kann so fotografiert werden.

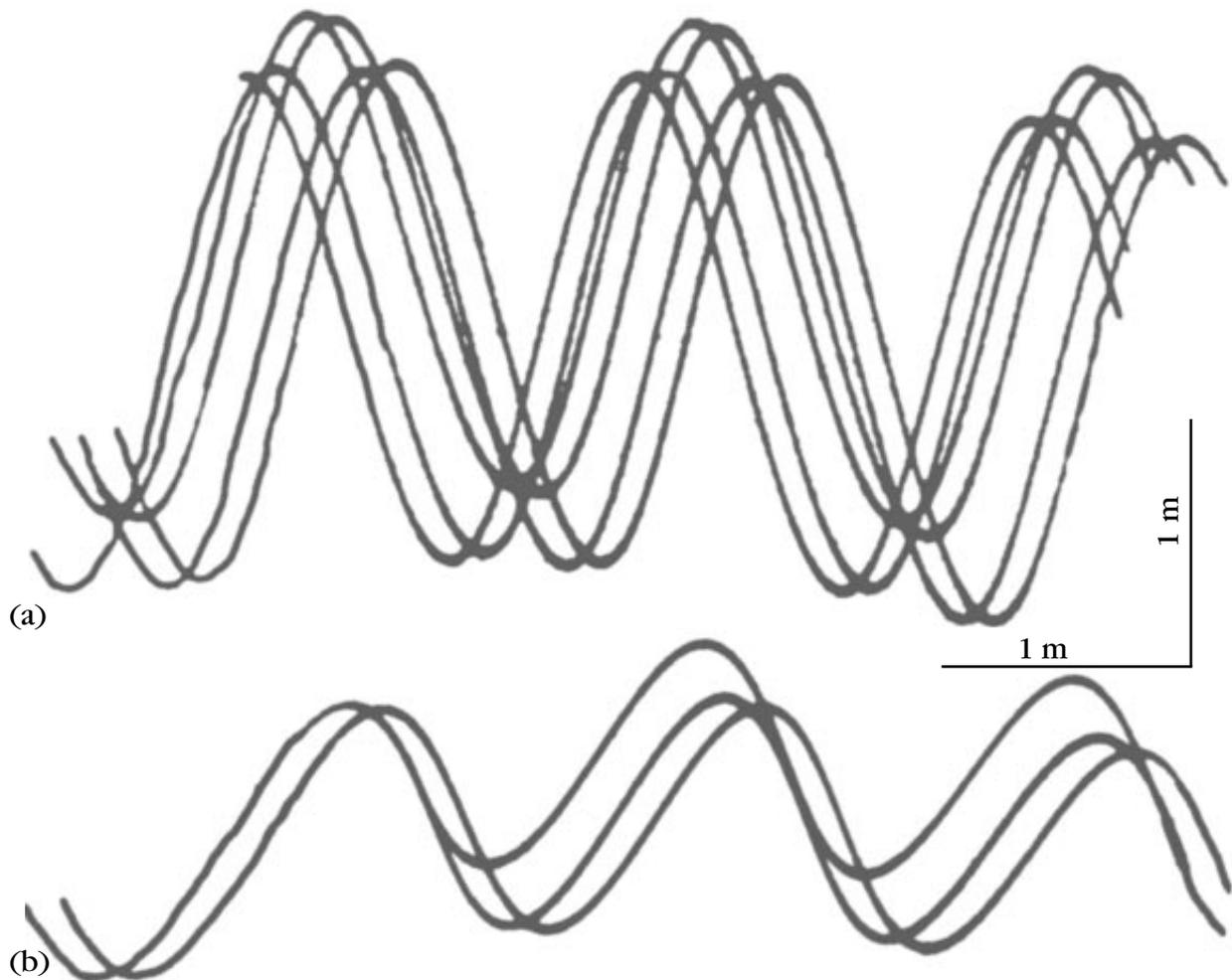


Abb. 6.: Fotografien gleichen Maßstabes der Laserspur: (a) Hebelarm über einem Isolator (entspricht der freien Schwingung) und (b) über einer leitenden Platte.

Bei Annäherung an eine unmagnetische Metallplatte (z. B. Kupfer) wird ab einem Abstand von ca. 5 mm die Schwingung deutlich gedämpft. Dies erfolgt nicht bei Annäherung an einen Isolator (z. B. Pappe). Erst wenn der schwingende Magnet den Isolator berührt („Tapping“), verringerte sich die Amplitude und wird deutlich verzerrt. Abbildung 6.2 zeigt zwei Fotografien der Laserspur an der Wand, für einen Isolator [Abb. 6.2(a)] und für einen Leiter [Abb. 6.2(b)]. Die Bilder gleichen Maßstabes (ca. 5 m x 2,5 m) wurden mit einer Belichtungszeit von 1 bzw. 0,5 s aufgenommen und elektronisch bearbeitet, um einen weißen Hintergrund

zu erhalten. Die Verzerrung der Kurve aus Abb. 6.2(b) resultiert aus der schrägen Projektion des Lasers zur Wand.

Eine vergleichende numerische Rechnung, die den Magneten als homogen magnetisierten Zylinder beschreibt, zeigt einen Effekt von ähnlicher Größe. Abbildung 6.3 zeigt die mit den Gl. (5.47), (5.50) und (5.55) berechnete Bahnkurve eines schwingenden Zylinders über einem elektrischen Leiter und einem Isolator. Die Amplitude der Schwingung wird über dem elektrischen Leiter um ca. 0,5 mm gedämpft. Da die Schwingung mit der Resonanzfrequenz angeregt wurde, ist keine Phasenverschiebung zu beobachten.

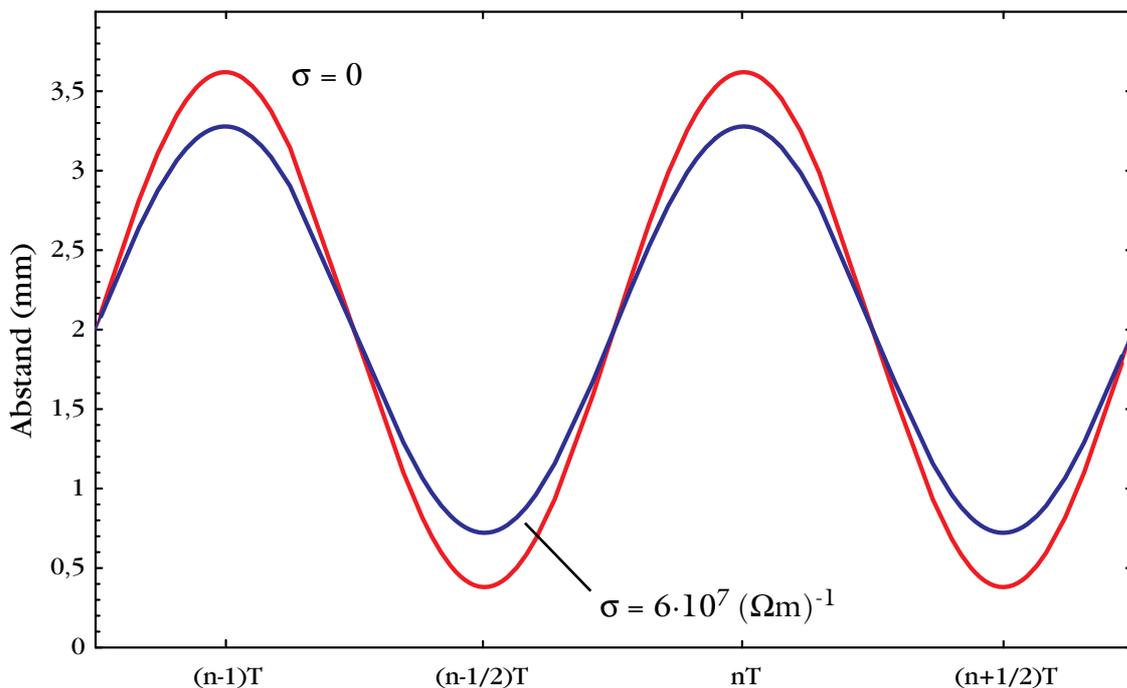


Abb. 6.3: Berechnete Bahnkurve eines makroskopischen Zylinders der Magnetisierung 10^4 A/m über einem Isolator ($\sigma = 0$) und über einem elektrischen Leiter [$\sigma = 6 \cdot 10^7 (\Omega\text{m})^{-1}$]. Die für die Rechnung verwendeten Parameter sind $f_c = 20 \text{ Hz}$, $Q = 4,5$, $m = 80$ und $A_0 = 250 \mu\text{m}$.

6.2 Messung von Leitfähigkeitsunterschieden

Um einen Eindruck vom Potential dieser Meßtechnik zu erhalten, wurden Modellsysteme untersucht, die aus Kombinationen von Materialien unterschiedlicher Leitfähigkeit bestehen. Dabei wurden sowohl Proben gewählt, deren Materialien einen großen Unterschied in ihrer Leitfähigkeit besitzen, wie die Kombination aus einem Metall und einem Halbleiter (Kap 6.2.1), als auch Proben, die einen geringen Unterschied zeigen, wie die Kombination zweier Metalle (Kap. 6.2.2). In Kap. 6.2.3 wird schließlich die Anwendung der Wirbelstrommikroskopie an einem industriell verwendeten zweiphasigen Material und in Kap 6.2.4 an einer Halbleiterheterostruktur demonstriert.

6.2.1 Gold auf Silicium

Die ersten Messungen zur Wirbelstrommikroskopie mit einem Rasterkraftmikroskop wurden an einer Teststruktur, bestehend aus thermisch auf Si aufgedampftem Au, durchgeführt. Eine ca. 40 nm dicke Au-Schicht [$\sigma_{\text{bulk}} = 4,9 \cdot 10^7 (\Omega\text{m})^{-1}$] wurde mit einer Rate von ca. 0,5 Å/s auf dotiertes Si [$\sigma = 10^4 (\Omega\text{m})^{-1}$] aufgedampft und lokal durch vorsichtiges Kratzen mit einer scharfen Klinge entfernt. Um keine Anteile an ferromagnetischem CrO_2 zu erhalten, wurde beim Aufdampfprozeß auf einen Haftvermittler aus Cr verzichtet. Zur Vermeidung von Aufladungseffekte wurden sowohl Proben als auch Sonden auf Masse gelegt. Neben den Messungen mit ferromagnetischen Spitzen wurden immer auch Vergleichsmessungen mit unmagnetischen, aber leitfähigen Sonden durchgeführt, um Einflüsse der Topographie und elektrostatische Wechselwirkungen auszuschließen.

Abbildung 6.4 zeigt für dieses System charakteristische Messungen an zwei verschiedenen Probenbereichen. Neben der Topographie [Abb. 6.4 (a), (c)] der Kante zwischen dem aufgedampften Au und dem Si-Substrat, die im „Tapping“-Modus [108] aufgenommen wurde, sind die Phasenverschiebungen zwischen Anregung und Oszillation der Sonde aufgetragen [Abb. 6.4 (b), (d)]. Die Phasenbilder wurden in einer konstanten, der Topographie folgenden Höhe von 45 nm gemessen. Die Resonanzfrequenz der Sonde lag bei 26 (CoCrPt) bzw. 51 kHz (Au). Die Schwingungsamplitude betrug in beiden Fällen ca. 30 nm.

Bei Verwendung einer magnetischen Spitze sieht man deutlich einen Kontrastunterschied im Phasenbild von ca. $0,5^\circ$ zwischen Au und Si [Abb. 6.4(b)]. Dieser Kontrast verschwindet bei der Verwendung von unmagnetischen Sonden [Abb. 6.4(d)]. Allerdings ist auch bei unmagnetischen Sonden ein leichter, der Topographie entsprechender Kontrast zu sehen. Es handelt sich dabei in der Tat um topographisch bedingte Einflüsse, die entstehen können, wenn der Cantilever nicht exakt der Oberflächenstruktur folgt [57]. Des weiteren haben Staubpartikel, die sich auf der Au-Schicht befinden, einen Si-ähnlichen Kontrast im Phasenbild. Dies liegt an der Größe dieser Partikel von ca. 1 μm . Bei der Abbildung dieser Partikel entfernt sich die Spitze von der Goldschicht, so daß die Induktion der Wirbelströme unterbunden wird.

Vergleichende statische Messungen mit magnetischen Spitzen an Cantilevern niedriger Federkonstante ergaben keine statische Wechselwirkung größer als 10^{-10} N. Es handelt sich also um eine magnetodynamische Wechselwirkung, was die Interpretation des Kontrastes als Wechselwirkung der Spitze mit den von ihr induzierten Wirbelströmen nahelegt. Die Phase wird über dem leitfähigen Bereich zu kleineren Werten verschoben, was qualitativ durch die in Kap. 5 beschriebene Theorie bestätigt wird. Aufgrund der höheren Sensitivität der Phasen gegenüber der Amplitudendetektion wurde keine eindeutige Änderung der Amplitude gemessen. Die unterschiedliche Sensitivität liegt an der verschieden starken Abhängigkeit der Phasen gegenüber der Amplitude bei sich ändernder Dämpfung. Ein Vergleich mit den numerischen Lösungen aus Kap. 5.5 legt des weiteren nahe, daß bei einer gemessenen Phasenänderung von ca. $0,5^\circ$ die Amplitude nur wenige Ångström gedämpft wird.

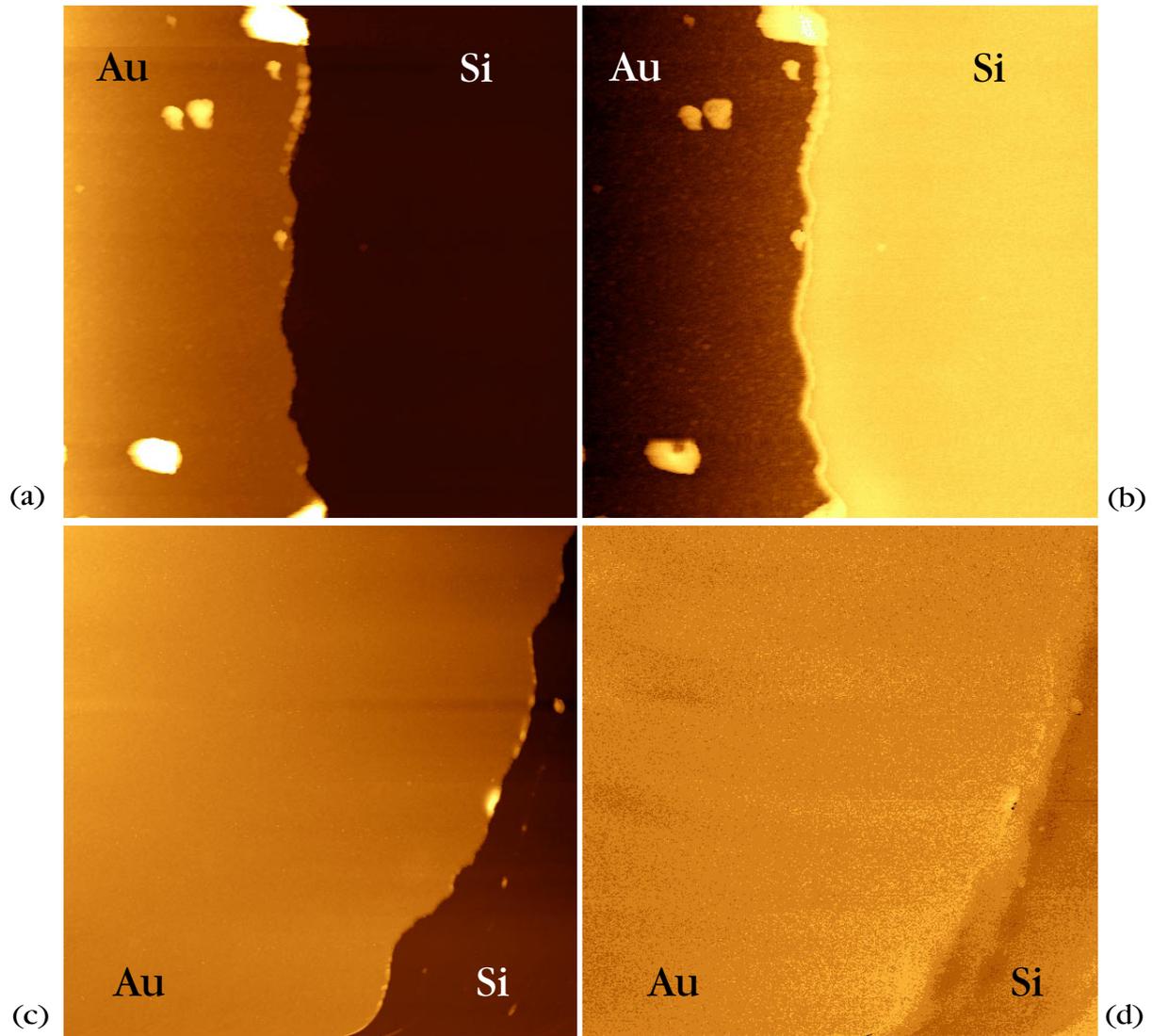


Abb.6.4: Topographie (a, c) und Phasenverschiebung (b, d) von Au auf Si. Die oberen Bilder wurden mit einer CoCrPt-Spitze, die unteren mit einer Au-Spitze gemessen. Die Rastergröße beträgt $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$, der Kontrastbereich $100\ \text{nm}$ (Topographie) bzw. 1° (Phasenbild).

6.2.2 Blei auf Gold

Auf eine Au-Schicht von ca. $40\ \text{nm}$ Dicke wurde eine Pb-Schicht gleicher Dicke thermisch aufgedampft. Pb hat eine Leitfähigkeit von $\sigma_{\text{bulk}} = 5 \cdot 10^6\ (\Omega\text{m})^{-1}$. Sie beträgt damit nur ein Zehntel der Leitfähigkeit massiven Au. Um einzelne Pb-Felder zu erhalten, wurde das Au mit einem Proben-Netz, wie es in der Rasterelektronenmikroskopie eingesetzt wird, maskiert. Die Felder haben eine Kantenlänge von $15\ \mu\text{m}$ und einen Abstand von $5\ \mu\text{m}$. Während der Messungen wurden Probe und Sonde wiederum auf Masse gelegt. Messungen erfolgten sowohl mit magnetischer als auch mit unmagnetischer Sonde (Abb. 6.5). In beiden Fällen betrug der mittlere Abstand zwischen Sonde und Probe $50\ \text{nm}$, die

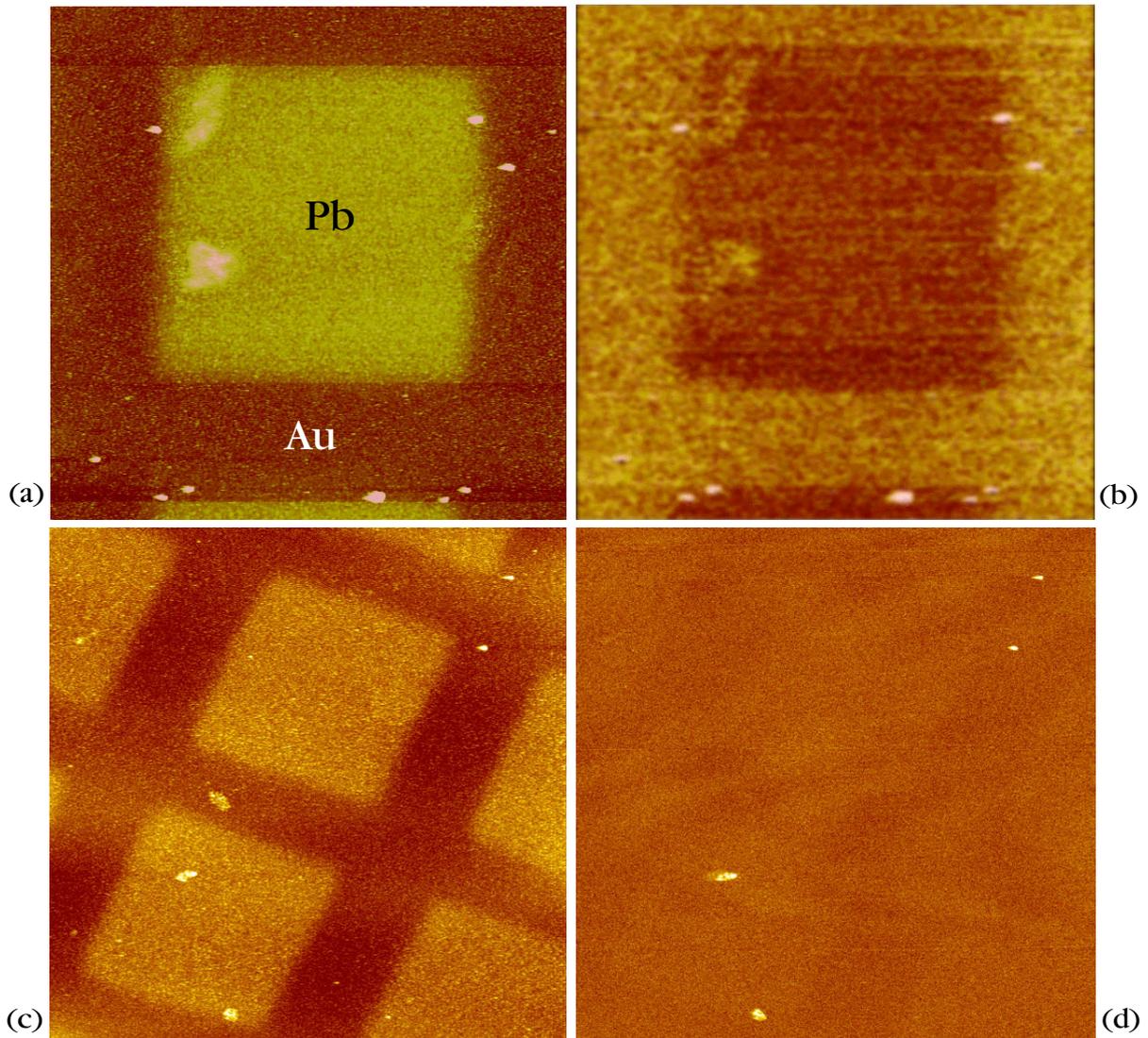


Abb. 6.5: Pb-Felder auf Au. Oben: Topographie (a) und Phasenbild (b), erhalten mit einer CoCrPt-Spitze. Die Rastergröße beträgt $20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$. Unten: Topographie (c) und Phasenbild (d), erhalten mit einer Au-Spitze, Rastergröße $30\ \mu\text{m} \times 30\ \mu\text{m}$. Der Kontrastbereich beträgt jeweils $100\ \text{nm}$ bzw. $0,5^\circ$.

Schwingungsamplitude ca. $45\ \text{nm}$. Bei Messungen mit magnetischen Sonden erscheinen die Pb-Felder im Phasenbild dunkel [Abb. 6.5(b)]. Dies deutet darauf hin, daß die lokale Leitfähigkeit der dünnen Pb-Schicht größer als die der Au-Schicht ist. Dies kann einerseits an der unterschiedlichen Leitfähigkeit von dünnen Schichten gegenüber dem Festkörper [102], andererseits auch an der unterschiedlichen Dicke Pb/Au gegenüber nur Au auf Si liegen. Ein weiterer Grund könnte darin liegen, daß die Anregungsfrequenz unter der Eigenfrequenz des Cantilever lag, was zu einer Kontrastumkehr führen kann. Mit unmagnetischer Spitze ist nahezu kein Kontrast zu erkennen [Abb. 6.5(d)]. Einzelne Staubpartikel erscheinen bei beiden Messungen als heller Kontrast. Während der Phasenmessung folgt die Spit-

ze nicht genau der Topographie. Bei großer Höhendynamik, wie sie bei den Partikeln vorliegt, kann es zur Berührung zwischen Sonde und Partikel und damit zu einer großen Phasenverschiebung kommen.

Bei der Messung mit magnetischer Sonde ist der Phasenunterschied zwischen Au und Pb mit nur ca. $0,1^\circ$ deutlich kleiner als zwischen Au und Si. Dies ist auch aufgrund des geringeren Leitfähigkeitsunterschiedes zwischen den Materialien zu erwarten.

6.2.3 Titancarbid in Aluminiumoxid

Bei den in den vorhergehenden Kapiteln gezeigten Proben waren die topographischen Unterschiede zwischen den einzelnen Materialien größer als der kleinste Abstand zwischen Sonde und Probe. Um einen eventuellen Effekt der Topographie zu vermindern und gegebenenfalls auch auszuschließen, wurde ein zweiphasiges Material mit möglichst kleiner Oberflächenrauigkeit und hohem Leitfähigkeitsunterschied gesucht. Um eine magnetostatische Wechselwirkung auszuschließen, sollte keine der beiden Phasen magnetisch sein.

Eine derartige Probe wird zur Herstellung von Festplattenköpfen verwendet [109]. Das Basismaterial besteht aus TiC-Einschlüssen (30%) in einer Al_2O_3 -Matrix (70%). Nach der Politur besitzt die Oberfläche eine Höhendynamik von etwa 20 nm. Diese wird im wesentlichen durch Rillen bestimmt, die während der Politur entstanden sind. Der topographische Unterschied zwischen den verschiedenen Phasen liegt bei etwa 2 nm. Die Leitfähigkeit von TiC liegt bei $\sigma = 5,2 \cdot 10^5 \text{ (}\Omega\text{m)}^{-1}$, wohingegen Al_2O_3 ein sehr guter Isolator ist.

Abbildung 6.6 zeigt die Topographie (a) und das Phasenbild (b), aufgenommen mit einer magnetischen CoCrPt-Sonde. Die Resonanzfrequenz der Sonde betrug 25,5 kHz, die

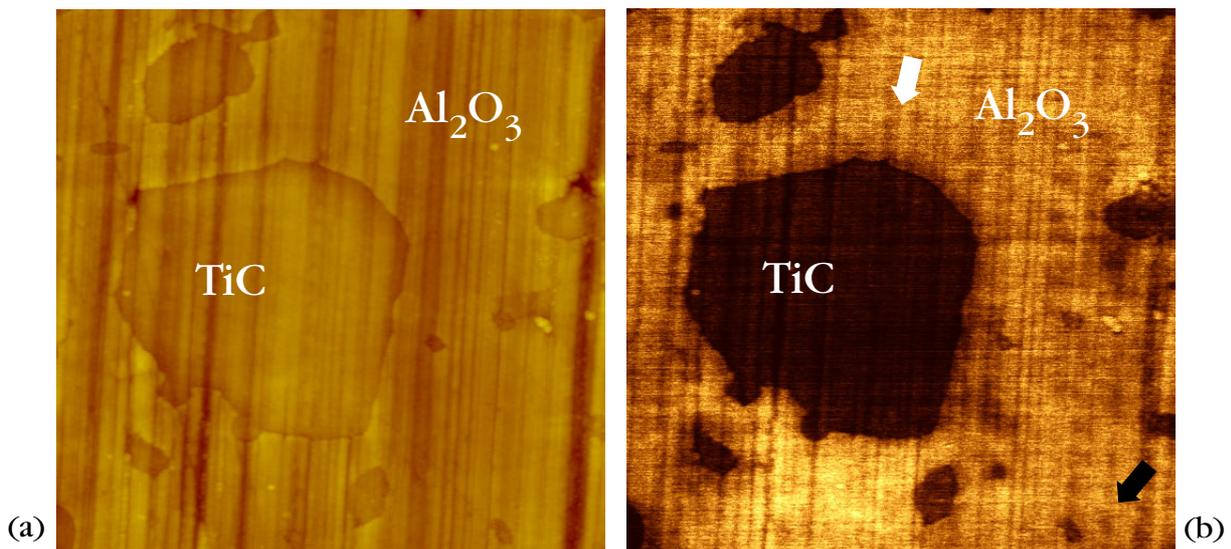


Abb. 6.6: Topographie (a) und Phasenbild (b) von TiC-Einschlüssen in einer Al_2O_3 -Matrix, gemessen mit einer CoCrPt-Spitze. Die Rastergröße beträgt $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$, der Kontrastbereich 40 nm (a) bzw. 3° (b).

Schwingungsamplitude ca. 25 nm. Während der Messung des Phasenbildes betrug der mittlere Abstand zwischen Spitze und Probe 30 nm. Im Phasenbild sind TiC-Einschlüsse deutlich als dunkler Kontrast zu sehen. Topographische Einflüsse können ausgeschlossen werden, da der Kontrast, der von den tieferen Kratzer hervorgerufen wird, wesentlich schwächer ist. Eine Vergleichsmessung mit einer unmagnetischen Spitze ergab ein völlig strukturloses Phasenbild.

Die Auflösung liegt bei etwas weniger als 100 nm. Auffallend ist, daß um jeden Einschlus ein kleiner dunkler Hof zu sehen ist (z. B. weißer Pfeil in Abb 6.6). Des weiteren existieren Schattierungen in den Gebieten, an denen in der Topographie kein TiC zu sehen ist (z. B. schwarzer Pfeil in Abb 6.6). Es sollten Wirbelströme auch in TiC-Ausscheidungen induziert werden, welches sich unter der Oberfläche befindet. Auch bleibt der Kontrast zwischen den beiden Phasen weiterhin sichtbar, wenn man 10 nm PMMA als Deckschicht auf die Oberfläche aufbringt (Abb. 6.7) oder den mittleren Abstand zwischen Spitze und Probe auf bis zu 50 nm erhöht (Abb. 6.8). Die Wechselwirkung ist also nicht nur auf den direkten Oberflächenbereich beschränkt. Es gelingt vielmehr die Abbildung vergrabener Strukturen, was einen großen Anwendungsbereich der Wirbelstrommikroskopie, z B. beim Auffinden verdeckter Leiterbahnen oder von Einschlüssen unterhalb der Oberfläche, eröffnet.

Phasen-Abstands-Kurven am System $\text{TiC}/\text{Al}_2\text{O}_3$ (Abb. 6.8) zeigen die Reichweite der Wechselwirkung zwischen Wirbelstrom und magnetischer Spitze. In diesen Abstandskurven ist die Meßgröße, hier die Phasenverschiebung, in Abhängigkeit vom mittleren Abstand zwischen Spitze und Sonde aufgetragen. Noch in einer Höhe der Spitze von mehr als 40 nm über der

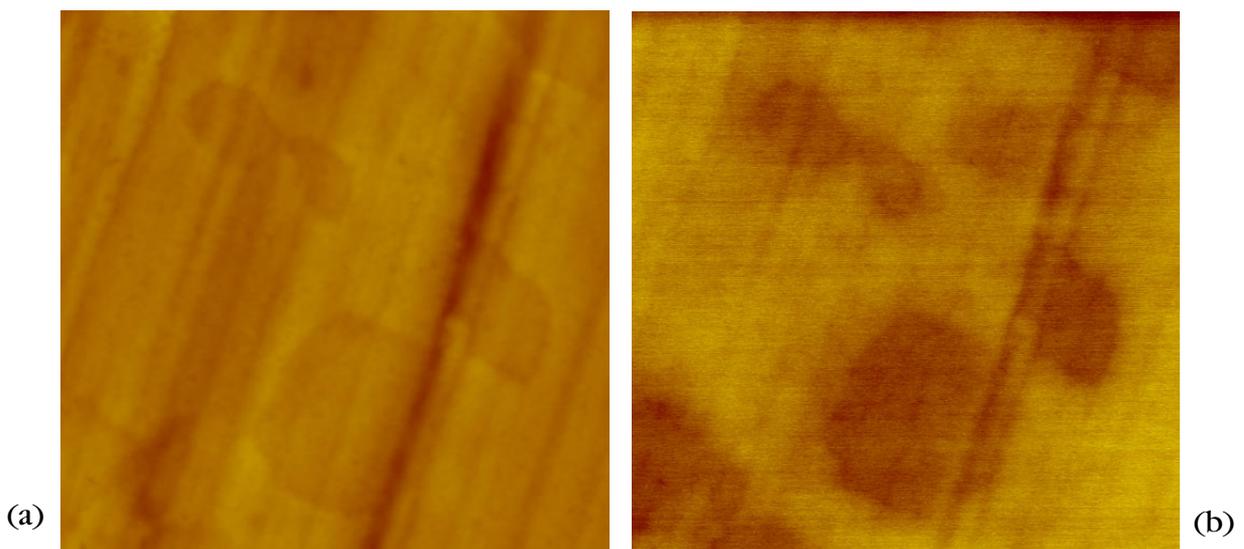


Abb. 6.7: Topographie (a) und Phasenbild (b) von TiC-Einschlüssen in einer Al_2O_3 -Matrix unter einer 10 nm dicken PMMA-Schicht, gemessen mit einer CoCrPt-Spitze. Die Rastergröße beträgt $3 \mu\text{m} \times 3 \mu\text{m}$, der Kontrastbereich 40 nm (a) bzw. 3° (b). Die Messung erfolgte analog zu Abb. 6.6.

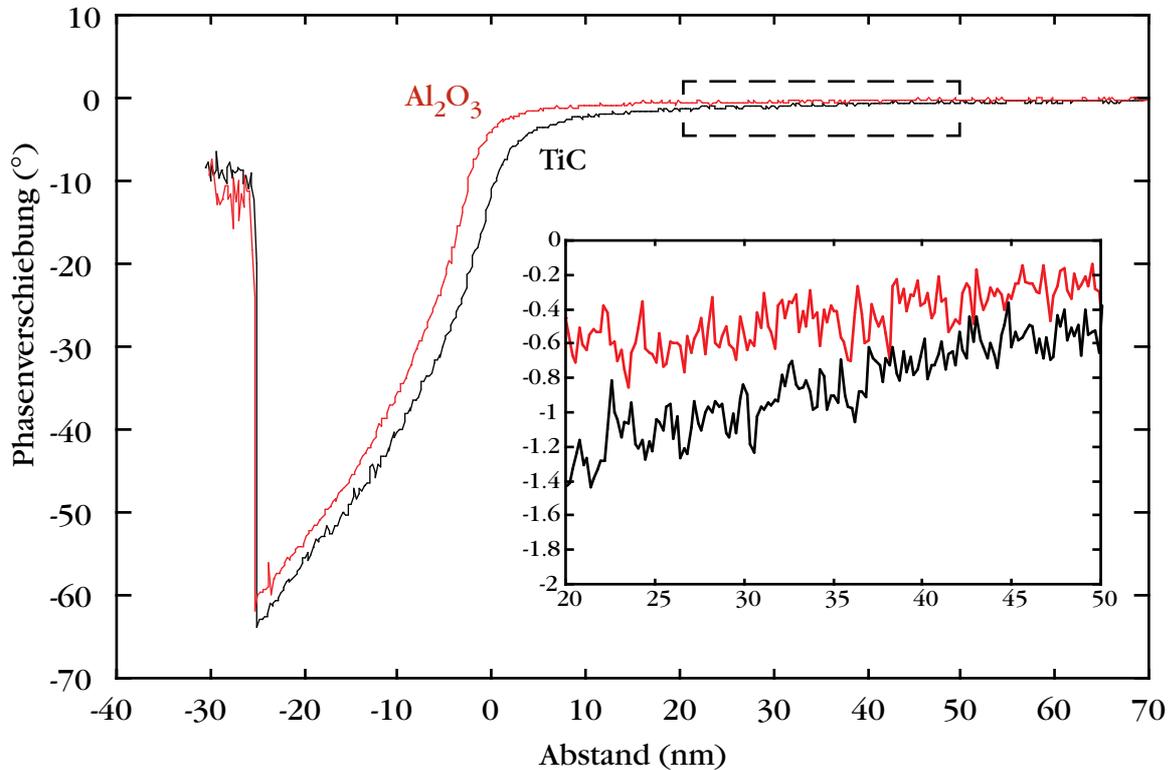


Abb. 6.8: Phasen-Abstands-Kurven während der Annäherung einer CoCrPt-Spitze über TiC bzw. Al₂O₃.

Probe kann eine Phasenverschiebung gemessen werden. Bei einer geringeren Höhe der Spitze über der Probe können also Strukturen zur Abbildung beitragen, die bis zu einigen 10 nm *unter* der Oberfläche liegen!

Messungen, die die Einflüsse der Wirbelströme auf die Schwingungsform des Cantilevers zeigen sollten, führten zu keinem eindeutigen Ergebnis. Dabei wurden die Signale der Photodioden ungefiltert mit einem Lock-in-Verstärker bzw. einem Spektrumanalysator untersucht. Rasterkraftmikroskopische Aufnahmen, bei denen die Abhängigkeit der Intensität der höheren Harmonischen von der Leitfähigkeit gemessen wurde, zeigten keinerlei Kontrast. Die Zerlegung der Schwingung in ihre Fourierkomponenten zeigte sowohl über leitfähigen als auch über den isolierenden Bereichen Beiträge der ersten Oberschwingung. Ihre schwachen Intensitäten variierten während der Messungen über TiC und über Al₂O₃ sehr stark, so daß keine Abhängigkeit von der Leitfähigkeit meßbar war. Vermutlich überdeckte die hydrodynamische Dämpfung der Luft den Effekt. Schwankungen des lokalen Luftdruckes verursachten eine ständige Änderung in der Dämpfung des Cantilevers und damit eine starke zeitliche Variation der Intensitäten der Oberschwingungen. Eine Messung im Ultrahochvakuum könnte möglicherweise eine Aussage liefern. Ein zusätzliches Problem ist während der Messungen durch die thermische Instabilität bei Atmosphärenbedingung gegeben. Typischerweise driftet der Abstand bei dem verwendeten Mikroskop um ca. 1 nm/s. Dies

macht eine längere Messung (> 20 s) in einem definierten Abstand über einem Punkt der Oberfläche quasi unmöglich. Durch die dadurch limitierte Integrationszeit konnte keine Resonanzkurve gemessen werden, die eine Abhängigkeit von der Leitfähigkeit zeigte. Des Weiteren konnte durch eine längere Integrationszeit das Hintergrundrauschen während der Messungen nicht minimiert werden. Hier bieten sich Messungen bei tiefen Temperaturen an.

6.2.4 Halbleiterheterostrukturen

Um das Potential der Wirbelstrommikroskopie in der Halbleitertechnik zu sondieren, wurden Testmessungen an Dotierungsprofilen durchgeführt. Die untersuchten Proben bestanden aus einem $500\ \mu\text{m}$ dicken, undotierten GaAs-Substrat der Leitfähigkeit $\sigma = 2 \cdot 10^{-6}\ (\Omega\text{m})^{-1}$. Auf dieses Substrat wurde mittels Molekularstrahlepitaxie eine AlGaAs-Schicht mit einer Schichtdicke von $1,5\ \mu\text{m}$ aufgebracht. Die Konzentration der Al-Atome liegt bei $4,2 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$, was einer Leitfähigkeit von ca. $5 \cdot 10^4\ (\Omega\text{m})^{-1}$ entspricht. Die so entstandene Probe wurde gebrochen, so daß auf der Bruchfläche das Dotierungsprofil untersucht werden konnte. Abbildung 6.9 zeigt die Topographie (a) und das Phasenbild (b), gemessen mit einer CoCrPt-Spitze der Resonanzfrequenz von 30 kHz.

Die topographische Aufnahme zeigt eine weitestgehend glatte Fläche. Am rechten Bildrand ist die Kante der Probe zu erkennen, an der sich Partikel, die aus dem Schneideprozeß herrühren, angelagert haben. Das Phasenbild [6.9(b)] zeigt in einem $1,5\ \mu\text{m}$ brei-

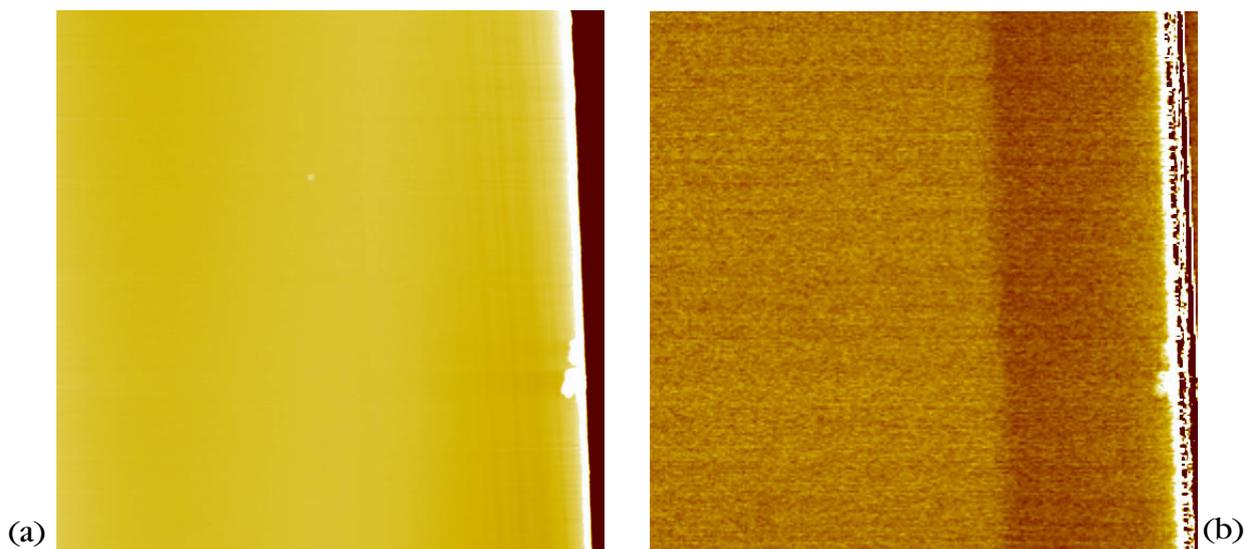


Abb. 6.9: Halbleiterheterostruktur, aufgenommen mit einer CoCrPt-Spitze. Die Rastergröße beträgt $5\ \mu\text{m} \times 5\ \mu\text{m}$. (a) Topographie und (b) Phasenverschiebung in einem Arbeitsabstand von $50\ \text{nm}$. Der Kontrastbereich beträgt $50\ \text{nm}$ (a) bzw. 2° (b).

ten Bereich neben der Kante einen dunkleren Kontrast. Die relative Phasenverschiebung beträgt ca. $0,3^\circ$. Lage und Ausdehnung dieses Kontrastes legen nahe, daß es sich um die AlGaAs-Schicht handelt.

Vergleichsmessungen mit Au-bedampften Spitzen zeigten ebenfalls einen Kontrast, der allerdings mit ca. $0,07^\circ$ nur schwach zu erkennen war (Abb. 6.10). Die Vermutung, daß es sich um elektrostatische Verlustleistungen handelt, die trotz Erdung von Spitze und Probe nicht gänzlich zu unterdrücken sind, konnte nicht bestätigt werden. Eine Spannung zwischen Spitze und Probe kann zur Induktion von Verschiebeströmen führen, die ebenfalls zur Untersuchung von Dotierungsprofilen herangezogen werden können [110]. Messun-

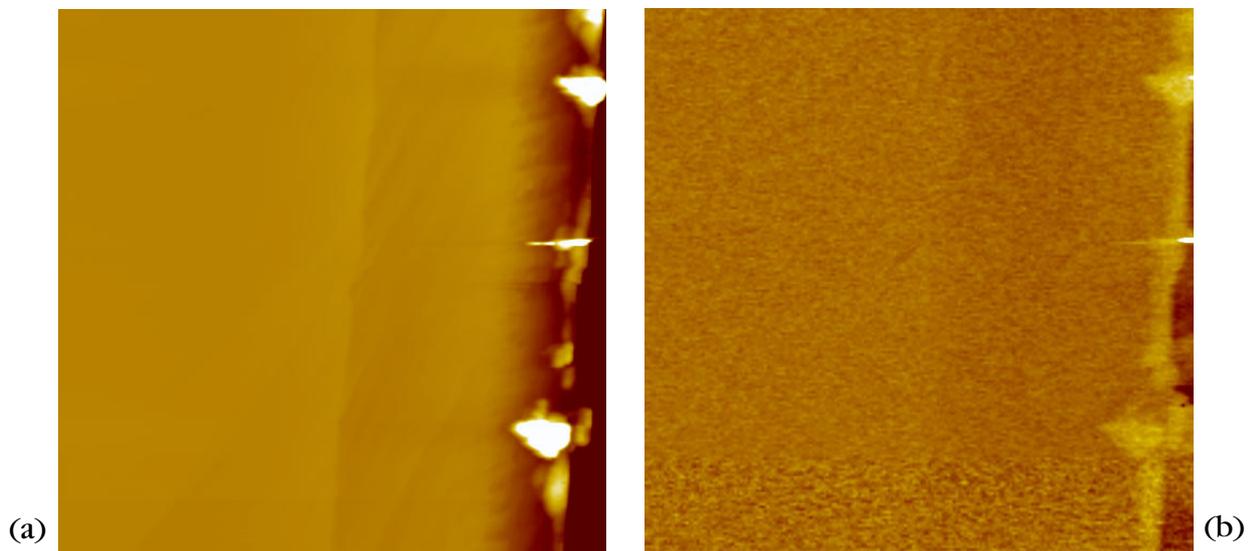


Abb. 6.10: Halbleiterheterostruktur, aufgenommen mit einer Au-Spitze. Die Rastergröße beträgt $4\ \mu\text{m} \times 4\ \mu\text{m}$. (a) Topographie und (b) Phasenverschiebung in einem Arbeitsabstand von 50 nm. Der Kontrastbereich beträgt 50 nm (a) bzw. 2° (b).

gen von Dämpfungen, die durch die Dissipation der Ströme in Joule'sche Wärme erzeugt werden, ermöglichen die Untersuchungen von Dotierungsprofilen mit einer lateralen Auflösung von weniger als 20 nm.

Die elektrisch induzierte Dämpfung, die die Dynamik des Cantilever beeinflussen kann [vgl. Kap. 5.5], ist gegeben durch

$$\gamma_e = U^2 \left(\frac{\partial C}{\partial z} \right)^2 R, \quad (6.1)$$

wobei U die Spannung und C die Kapazität, und z der Abstand zwischen Spitze und Probe ist [110]. Der Widerstand läßt sich zu $R = 1/2\pi\sigma a$ abschätzen, mit a als Spitzenradius und σ als Leitfähigkeit der Probe. Für eine halbkugelförmige Spitze und $a \gg z$ gilt:

$$\partial C / \partial z \approx 2\pi\epsilon_0 a / z. \quad (6.2)$$

Für $a = 200 \text{ nm}$, $z = 10 \text{ nm}$ und $U = 0,1 \text{ V}$ erhält man eine elektrisch induzierte Dämpfung von $\gamma_e = 2 \cdot 10^{-19} \text{ kg/s}$. Diese ist um einige Größenordnungen kleiner als die mechanische und viskose Dämpfung des Cantilevers an Luft γ_c von ca. 10^{-6} bis 10^{-7} kg/s (Kap. 5.5) und wird daher die Dynamik der Spitze nicht beeinflussen.

Ein Vergleich zwischen den Messungen mit magnetischen und unmagnetischen Sonden zeigt allerdings, daß bei magnetischer Spitze der Kontrast durchweg höher lag. Bei magnetischen Spitzen scheint die magnetodynamische Wechselwirkung, induziert durch die Wirbelströme, zu überwiegen. Eine Erklärung des Kontrastes bei unmagnetischen Sonden konnte bisher noch nicht gegeben werden und sollte Gegenstand weiterer Untersuchungen an Halbleiterheterostrukturen sein. Eventuell handelt sich dabei um Effekte unterschiedlicher Benetzung, kapazitive Kräfte oder van der Waals Wechselwirkungen [57] zwischen Sonde und Probe.

6.3 Messungen an magnetischen Proben

Neben der Induktion von Wirbelströmen in elektrisch leitfähigen Proben bei der Oszillation von magnetischen Spitzen sollte auch der umgekehrte Fall gelten: Induktion von Wirbelströmen in oszillierenden, leitfähigen Spitzen über magnetischen Proben. Nach geometrischen Überlegungen sollten die zu erwartenden Kräfte kleiner sein. Die Spitzenform bedingt, daß nur ein kleiner Bereich der Spitze einen geringen Abstand zur Probe besitzt. Des weiteren könnte der Apexbereich der Spitze zu klein sein, um einen meßbaren Wirbelstrom aufzuweisen.

Um einen Vergleich zu konventionellen MFM-Aufnahmen zu erhalten, wurden mehrere Messungen an magnetischen Materialien durchgeführt. Erste Untersuchungen wurden an Schreibelementen handelsüblicher Festplattenköpfe vorgenommen. Aufgrund ihres Anwendungsgebietes zeichnen sie sich durch ein sehr hohes Feld und einen entsprechend hohen Feldgradienten aus. Abbildung 6.11(a) zeigt die Topographie des untersuchten Festplattenkopfes. Die beiden rechteckigen Polschuhe aus Permalloy sind deutlich zu erkennen (Pfeile). Abbildungen 6.11(b) und 6.11(c) zeigen die Phasenverschiebung bei einem Schreibstrom von 10 mA im Vergleich zum ausgeschalteten Strom. Die Messungen wurden mit einer Si-Spitze aufgenommen, die mit einer ca. 50 nm dicken Au-Schicht thermisch bedampft wurde. Die Resonanzfrequenz betrug ca. 59 kHz , die Schwingungsamplitude ca. 30 nm . Die Höhe der Spitze über der Probe betrug 50 nm . Der Schreibstrom wurde nur während der Phasenmessung eingeschaltet, so daß er die Abbildung der Topographie nicht störte. Das Phasenbild bei eingeschaltetem Schreibstrom unterscheidet sich qualitativ nicht von MFM-Messungen an diesen Festplattenköpfen [111]. Der Kontrast ist

allerdings mit ca. 3° Phasenunterschied deutlich schwächer als bei entsprechenden magnetokraftmikroskopischen Messungen. Mit vergleichbaren, allerdings magnetisch beschichteten Cantilevern können Phasenverschiebungen von mehr als 20° beobachtet werden. Bei ausgeschaltetem Schreibstrom ist mit einer Au-bedampften Spitze kein Kontrast zu erkennen [Abb. 6.11(c)].

Der Vorteil der Wirbelstrommikroskopie liegt in der Abwesenheit magnetostatischer Wechselwirkungen, die besonders bei weichen MFM-Cantilevern zu einer starken statischen Verbiegung führen können. Dies bedingt unter Umständen ein Aufschlagen der Spitze auf die Probe, wobei die Spitze beschädigt werden kann. Mit einer unmagnetischen, aber leitfähig beschichteten Spitze ist dies nicht der Fall. So konnte keine statische Verbiegung der ver-

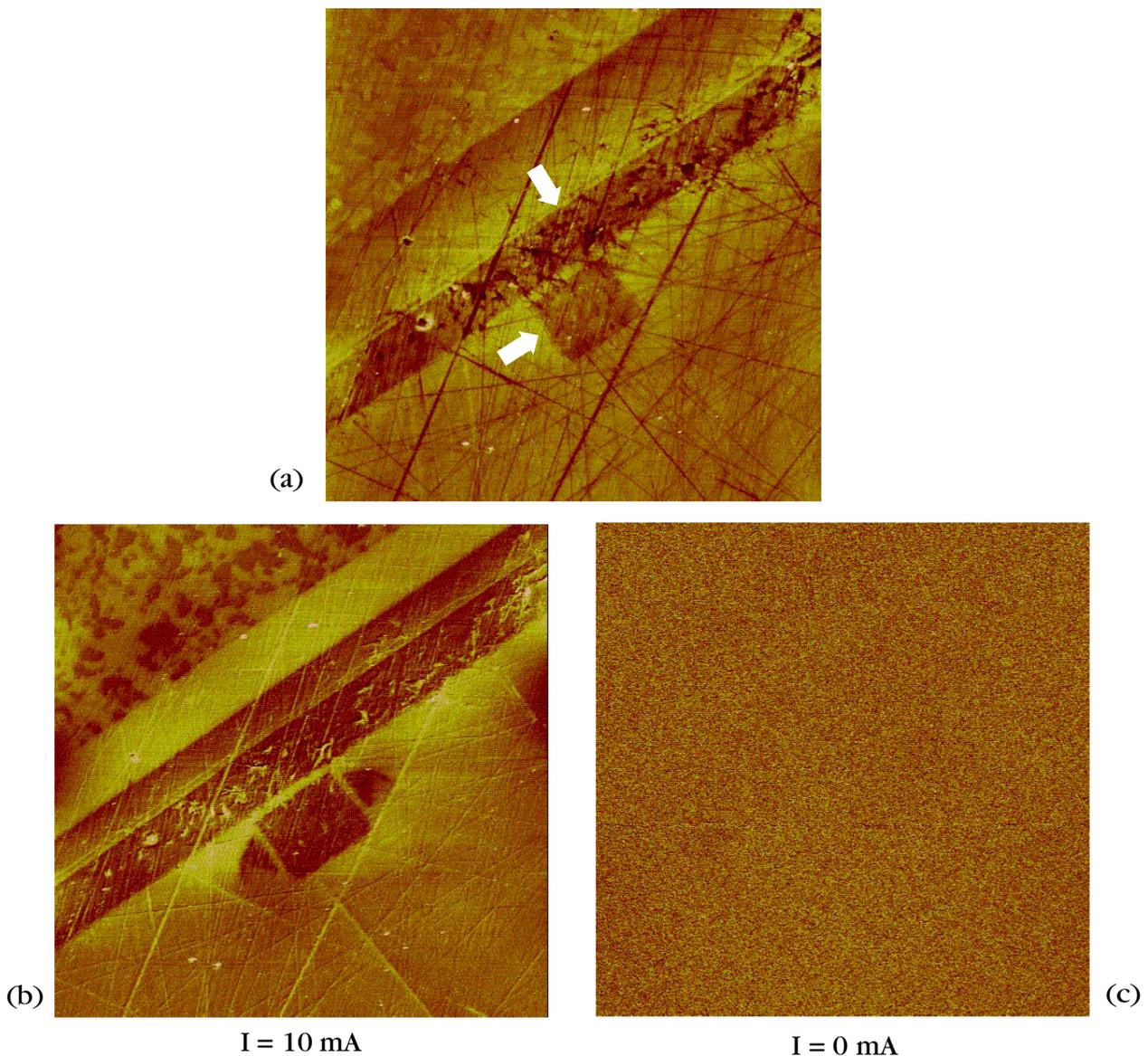


Abb. 6.11: Topographie (a) und Phasenbilder (b, c) eines handelsüblichen Festplattenkopfes in Abhängigkeit vom Schreibstrom. Die Rastergröße beträgt $30 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$, der Kontrastbereich 40 nm (a), 10° (b) und 2° (c).

wendeten Cantilever während der Abbildung der Festplattenköpfe gemessen werden. Dies weist des weiteren darauf hin, daß der Cantilever nicht magnetisch kontaminiert war und es sich um eine reine magnetodynamische Meßmethode handelt.

Aufgrund der starken magnetostatischen Wechselwirkung wurde danach der im Kap. 4.3 besprochene $Tb_{30}Fe_{62}Co_8$ -Film untersucht. Auch hier gelang mit einer Au-bedampften Si-Spitze eine Abbildung der Domänenstruktur (Abb. 6.12). Die Resonanzfrequenz der Spitze lag bei 20,8 kHz, die Amplitude bei ca. 30 nm. Der mittlere Abstand betrug 40 nm. Der Vergleich mit der konventionellen Magnetokraftmikroskopie (Abb. 4.8) zeigt deutlich die Über-

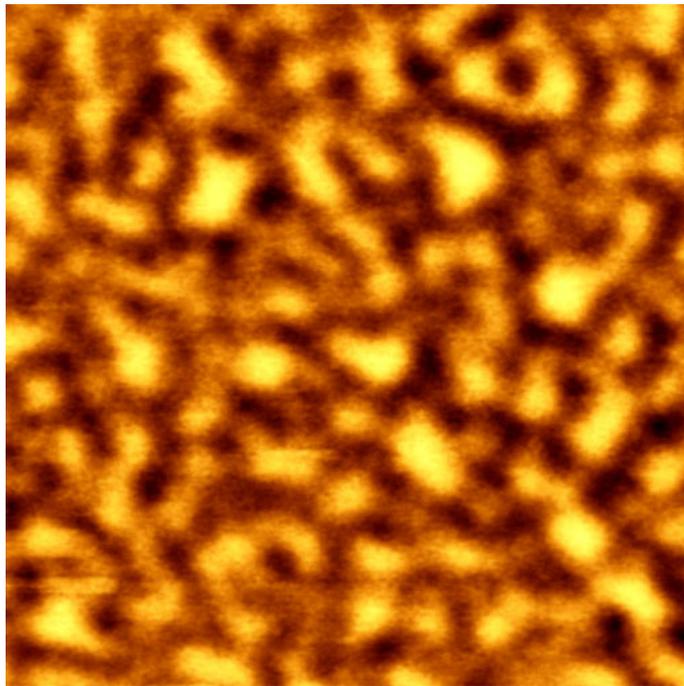


Abb. 6.12: Phasenbild einer oszillierenden Au-Spitze über einem $Tb_{30}Fe_{62}Co_8$ -Film. Die Scangröße beträgt $20\ \mu m \times 20\ \mu m$.

einstimmung der gemessenen Struktur, der Kontrast allerdings liegt bei der Wirbelstrommikroskopie nur bei etwa $0,5^\circ$ und damit bei etwa 2% des magnetokraftmikroskopischen Kontrastes bei vergleichbarer Resonanzfrequenz und Federkonstante des Cantilevers.

Ein großer Vorteil der Wirbelstromtechnik liegt im verschwindend geringen Streufeld der Spitze, das nur von Wirbelströmen erzeugt wird. Dadurch sollte es möglich sein, auch die Domänenkonfigurationen weichmagnetischer Materialien zu untersuchen, ohne die Probe zu beeinflussen. Abbildung 6.13 zeigt eine Wirbelstromaufnahme des in Kap. 4.4 diskutierten Granat-Films. Die einzelnen, senkrecht magnetisierten Domänen sind als unterschiedlicher Kontrast im Phasenbild zu erkennen. Sie sind durch einen topographischen Defekt beeinflusst (Pfeile). Die unterschiedliche Breite der einzelnen Domänen ist die Folge eines schwachen externen Magnetfeldes, welches von magnetischen Teilen des

Mikroskops herrührt. Bei der Messung wurde die gleiche Au-bedampfte Spitze verwendet, die auch schon für die Messung am $\text{Tb}_{30}\text{Fe}_{62}\text{Co}_8$ -Film verwendet wurde. Dieses externe Streufeld ist auch dafür verantwortlich, daß man einen Kontrast beobachtet, der der Periodizität der Domänen entspricht. Die die Wechselwirkung beschreibende Kraft (Gl. 5.37) hängt vom Produkt der Horizontalkomponente mit dem Gradienten der Vertikalkomponente des Probenstreufeldes ab. Letztere bewirkt eine resultierende Kraft, die die Periodizität der Domänenwand zeigt. Liegt allerdings ein zusätzliches Streufeld mit einem Gradient in ver-

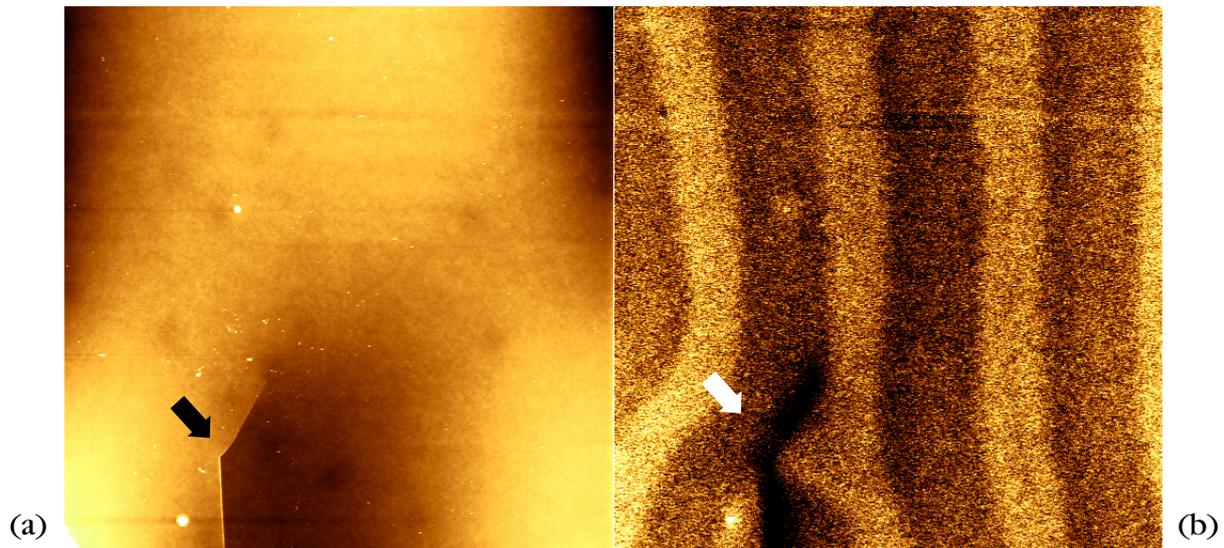


Abb. 6.13: Topographie (a) und Phasenbild (b) eines Granat-Films, gemessen mit einer oszillierenden Au-Spitze. Die Rastergröße beträgt $30\ \mu\text{m} \times 30\ \mu\text{m}$, der Kontrastbereich $30\ \text{nm}$ (a) und 1° (b).

tikaler Richtung vor, so besitzt die resultierende Kraft Extrema unterschiedlicher Größe. Die größeren Extrema haben eine Domänenperiodizität, ihre Lage entspricht allerdings nicht derjenigen der Domänen, bzw. Wände.

Im Vergleich zu der MFM-Aufnahme (Kap. 4.4, Abb. 4.10(b)) zeigt die Messung eine wesentlich höhere Auflösung bei gleichzeitig zerstörungsfreier Abbildung. Der mittlere Abstand der Spitze betrug bei der Abbildung nur $20\ \text{nm}$. Der Kontrastunterschied zwischen den einzelnen Domänen beträgt ca. $0,3^\circ$ und liegt damit nur knapp über der Nachweisgrenze des verwendeten Mikroskops von ca. $0,1^\circ$.

Die auftretenden Kräfte hängen stark von der verwendeten Sonde ab. Oftmals lag die Stärke der Wechselwirkung unterhalb der Meßgrenze des Rasterkraftmikroskops. Elektronenmikroskopische Messungen zeigen, daß die Goldschichten auf den Spitzen gleichmäßig gewachsen sind (Abb. 6.14). Da allerdings auf einen Haftvermittler wie Cr oder Ti verzichtet wurde, ist das Wachstum des Au auf Si körnig (vgl. auch Abb. 6.5(a)). Es ist daher zu vermuten, daß die Leitfähigkeit im Apexbereich durch diese Kornbildung und

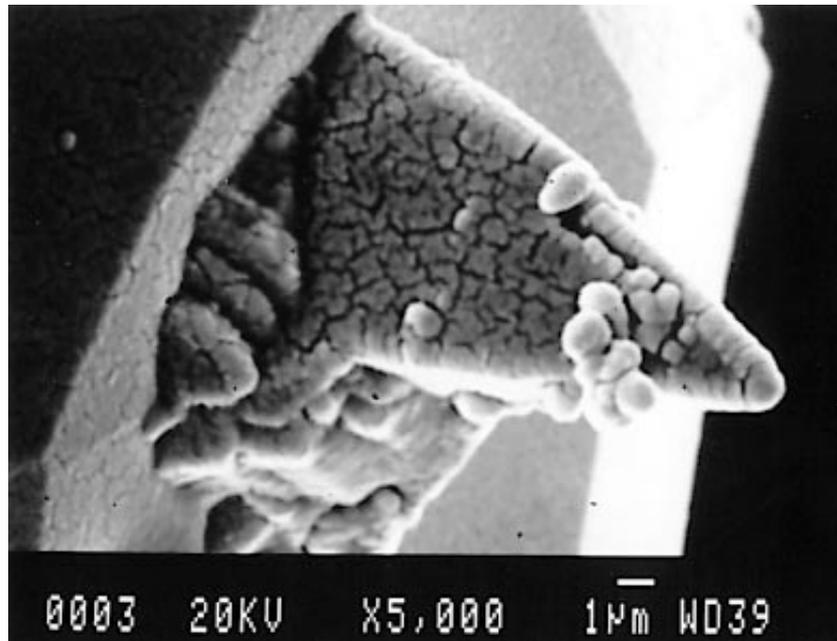


Abb. 6.14: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme einer verwendeten Au-besputterten Si-Sonde.

die damit verbundene Anzahl von Grenzflächen zwischen den Körnern beeinträchtigt wird [102]. In manchen Fällen reicht daher wohl die Leitfähigkeit nicht aus, um die Domänenkonfiguration magnetischer Materialien zu untersuchen.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit umfaßt die Diskussion statischer und dynamischer Wechselwirkungen in der Magnetkraftmikroskopie. Es wurde ein vorhandenes Rasterkraftmikroskop modifiziert und für MFM-Untersuchungen optimiert. Im Hinblick auf einen Vergleich mit anderen rastersondenmikroskopischen Verfahren wurden verschiedene magnetische Materialien untersucht.

Des weiteren wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue rastersondenmikroskopische Meßmethode vorgestellt, die auf der Induktion von Wirbelströmen beruht. Eine oszillierende, magnetische Spitze induziert Wirbelströme in elektrisch leitfähigen, aber unmagnetischen Proben. Damit ist es möglich, verschiedene Materialien anhand der unterschiedlichen Leitfähigkeit zu unterscheiden. Die Meßmethode wurde an verschiedenen Modellsystemen demonstriert. Aufgrund der langen Reichweite der Wechselwirkung ist es möglich, selbst Strukturen unterhalb der Oberfläche zu erkennen.

Abschätzungen zeigen, daß die zu erwartenden Kräfte stark von der Größe und dem Gradienten des aufgrund der *a priori* unbekanntem mikromagnetischen Konfiguration der Sonde schwer zu charakterisierenden Spitzenstreufeldes abhängen. Die auftretenden Stromdichten und Kräfte wurden einerseits durch Lösen der Helmholtzgleichung, andererseits in der Näherung kleiner Stromdichten, auf elementare Weise abgeschätzt. Die Schwingungsgleichung der oszillierenden Spitze wurde in Abhängigkeit der auftretenden Kräfte numerisch berechnet.

Ein makroskopischer Modellaufbau bestätigt die Wechselwirkung zwischen magnetischer Spitze und leitfähiger Probe.

Läßt man eine leitfähige, aber unmagnetische Spitze über einer magnetischen Probe oszillieren, werden Wirbelströme in der Spitze induziert. Dies erlaubt eine mit der Magnetkraftmikroskopie vergleichbare Abbildung magnetischer Oberflächen. Es konnte gezeigt werden, daß die Abbildung weichmagnetischer Proben ohne Beeinflussung der Domänen durch ein Spitzenstreufeld geschieht. Des weiteren bietet sich diese Methode bei der Untersuchung von Festplattenköpfen an, da die störende magnetostatische Wechselwirkung entfällt.

Da die Empfindlichkeit des verwendeten Rasterkraftmikroskops zum Teil nicht ausreichte, um die Wechselwirkung zu messen, sollten bei einer Neuentwicklung eines Rasterwirbelstrommikroskops einige Optimierungen vorgenommen werden:

- Die Spitze muß zur Abbildung der Wirbelströme in Abständen < 50 nm exakt der Topographie folgen.
- Die Stabilität sollte ausreichen, diesen Abstand über längere Zeit (> 30 s) konstant zu halten, um längere Integrationszeiten zur Messung der Schwingungsamplitude bzw. Phase zu ermöglichen. Es bieten sich dazu Messungen bei tiefen Temperaturen an.
- Ein wichtiger Meßparameter ist die Resonanzfrequenz des verwendeten Cantilevers. Je größer die Frequenz, desto größer die induzierten Ströme und damit die Wechselwirkung. Dabei sollte die Federkonstante möglichst klein bleiben.
- Die Güte des verwendeten Cantilevers soll möglichst groß sein, damit auch kleine Wechselwirkungen zu einer meßbaren Phasenverschiebung führen. Im Ultrahochvakuum lassen sich Güten von $Q = 10000$ und mehr erreichen.

Das theoretische Verständnis dieser Abbildungstechnik bedarf der Einbeziehung weiterer Aspekte. Neben den Wirbelströmen werden auch Verschiebestrome induziert. Diese sind in Metallen verschwindend klein, spielen aber bei der Untersuchung von Dotierungsprofilen in Halbleitern eine Rolle. Des weiteren wurde angenommen, daß in der Spitze keine magnetischen Ladungen existieren. Diese makroskopische Betrachtungsweise gilt im untersuchten Nahfeld der Spitze nur eingeschränkt. Es stellt sich schließlich die Frage, wie sich die Wirbelströme in Materialien verhalten, deren relative Permeabilität variiert.

8 Referenzen

- [1] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber und E. Weibel, Phys. Rev. Lett. **50**, 120 (1983).
- [2] J. Stern, B. D. Terris, H. J. Mamin und D. Rugar, Appl. Phys. Lett. **53**, 2717 (1988).
- [3] C. C. Williams und H. K. Wickramasinghe, Appl. Phys. Lett **49**, 1587 (1986).
- [4] C. M. Weaver, L. M. Walpita und H. K. Wickramasinghe, Nature **342**, 783 (1989).
- [5] P. K. Hansma, B. Drake, O. Marti, S. A. C. Gould und C. B. Prater, Science **243**, 641 (1989).
- [6] S. Amelinckx, D. Van Dyck, J. Van Landuyt (ed.), *Handbook of Microscopy: Applications in Material Science, Solid State Physics, and Chemistry - Methods II* (VCH, Weinheim, 1996).
- [7] D. Sarid, *Scanning Force Microscopy* (Oxford University Press, Oxford, 1991).
- [8] H.-J. Güntherodt, D. Anselmetti und E. Meyer, *Forces in Scanning Probe Methods*, NATO ASI Series E: Applied Science **286** (Kluwer, Dordrecht, 1994).
- [9] R. Wiesendanger, *Scanning Probe Microscopy and Spectroscopy* (Oxford University Press, Oxford, 1994).
- [10] G. Binnig, C. F. Quate und Ch. Gerber, Phys. Rev. Lett. **56**, 930 (1986).
- [11] C. F. Quate, Surface Science **299/300**, 980 (1994).
- [12] Y. Kim und C. M. Lieber, Science **257**, 375 (1992).
- [13] Y. Martin und H. K. Wickramasinghe, Appl. Phys. Lett. **50**, 1455 (1987).
- [14] J. J. Saenz, N. Garcia, P. Grütter, E. Meyer, H. Heinzelmann, R. Wiesendanger, L. Rosenthaler, H. R. Hidder und H. J. Güntherodt, J. Appl. Phys. **62**, 4293 (1987).
- [15] R. Allensbach, H. Salemink, A. Bischof und E. Weibel, Z. Phys. B **67**, 125 (1987).
- [16] P. C. D. Hobbs, D. W. Abraham und H. K. Wickramasinghe, Appl. Phys. Lett. **55**, 2357 (1989).
- [17] S. Hosaka, A. Kikukawa und Y. Honda, Jpn. J. Appl. Phys. **33**, 3779 (1995).
- [18] A. Hubert in: *24. IFF-Ferienkurs: Magnetismus von Festkörper und Grenzflächen* (KFA-Jülich GmbH, Jülich, 1993), Kap. 34.
- [19] F. Bitter, Phys. Rev. **38**, 1903 (1931).
- [20] R. Celotta und D. Pierce, Science **234**, 333 (1986).
- [21] M. R. J. Gibbs, M. A. Al-Khafaji, W. M. Rainforth, H. A. Davies, K. Babcock, J. N. Chapman und L. J. Heyderman, IEEE Trans. Mag. **MAG-31**, 3349 (1995).
- [22] C. W. Yuan, E. Batalla, A. M. Zacher, A. L. de Lozanne, M. D. Kirk und M. Tortonese, Appl. Phys. Lett. **65**, 1308 (1994).
- [23] R. Euler, Dissertation (in Vorbereitung), Universität des Saarlandes (1995).

- [24] A. Kikukawa, H. Awano, S. Hosaka, Y. Honda und R. Imura, J. Appl. Phys. **75**, 6893 (1994).
- [25] P. Leinenbach, Dissertation (in Vorbereitung), Universität des Saarlandes (1995).
- [26] R. Giles, J.P. Cleveland, S. Manne, P.K. Hansma, B. Drake, P. Maivald, C. Boles, J. Gurley und V. Elings, Appl. Phys. Lett. **63**, 617 (1993).
- [27] M. Ledermann, G. A. Gibson und S. Schultz, J. Appl. Phys **73**, 6961 (1993).
- [28] F. Krause, F. Kaisinger, H. Starke, G. Persch und U. Hartmann, Thin Solid Films **264**, 141 (1995).
- [29] J. Wecker, K. Schitzke, H. Cevra und W. Grogger, Appl. Phys. Lett. **67**, 563 (1995).
- [30] A. Inoue, A. Takeuchi, A. Makino und T. Masumoto, Mater. Trans. JIM **36**, 676 (1995).
- [31] J. R. Barnes, S. J. O'Shea und M. E. Welland, J. Appl. Phys. **76**, 418 (1994).
- [32] B. Zeper, H. W. van Kesteren, B. A. J. Jacobs, J. H. M. Spruit und P. F. Carica, J. Appl. Phys. **69**, 4966 (1991).
- [33] D. D. Awschalom und D. P. DiVincenzo, Phys. Today, April, 43 (1995).
- [34] U. Hartmann, Appl. Phys. A **59**, 41 (1994).
- [35] H. J. Hug, A. Moser, I. Parashikov, B. Stiefel, O. Fritz, H.-J. Güntherodt und H. Thomas, Physica C **235-240**, 2695 (1994).
- [36] A. Pralle, Diplomarbeit, Universität Gießen, 1994.
- [37] G. Mayer und N. M. Amer, Appl. Phys. Lett. **53**, 1054 (1988).
- [38] S. Alexander, L. Helleman, O. Marti, J. Schneir, V. Elings, P. K. Hansma, M. Longmire und J. Gurley, J. Appl. Phys. **65**, 164 (1987).
- [39] G. M. McClelland, R. Erlandsson und S. Chiang, Rev. of Progress in Quantitative Non-Destructive Evaluation **6B**, 1307 (1987).
- [40] D. Rugar, H. J. Mamin, R. Erlandsson, J. E. Stern und B. D. Terris, Rev. Sci. Instrum. **59**, 2337 (1988).
- [41] P. Grütter, H. J. Mamin und D. Rugar, in: *Scanning Tunneling Microscopy II*, R. Wiesendanger und H.-J. Güntherodt (Hrsg.), Springer Series in Surface Science **28**, 151 (1992).
- [42] J. N. Israelachvili und D. Tabor, Proc. R. Soc. A **331**, 19 (1972).
- [43] Y. Martin, C. C. Williams und H. K. Wickramasinghe, J. Appl. Phys. **61**, 4723 (1987).
- [44] T. R. Albrecht, P. Grütter, D. Horne und D. Rugar, J. Appl. Phys. **69**, 668 (1991).
- [45] S. Hosaka, A. Kikukawa und Y. Honda, Jpn. J. Appl. Phys. **31**, L904 (1992).
- [46] D. W. Pohl, IBM J. Res. Develop. **30**, 417 (1986).
- [47] E. Meyer, H. Heinzelmann, P. Grütter, T. Jung, T. Weisskopf, H.-R. Hidber, R. Lapka, H. Rudin und H.-J. Güntherodt, J. Microscopy **152**, 269 (1988).
- [48] L.O.T.-Oriol GmbH, Pointprobe Silizium-AFM-Cantilever, Datenblatt (1995).

- [49] P. Grütter, D. Rugar, H. J. Mamin, G. Castillo, S. E. Laubert, C.-J. Lin, R. M. Valetta, O. Wolter, T. Bayer und J. Greschner, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 1820 (1990).
- [50] A. J. den Boef, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 2045 (1990).
- [51] G. Matteucci, M. Muccini und U. Hartmann, *Phys. Rev. B* **50**, 6823 (1994).
- [52] P. Leinenbach, U. Memmert und U. Hartmann, BRITTE-EURAM Workshop, Jülich (1994).
- [53] P. Grütter, D. Rugar und H. J. Mamin, *Ultramicroscopy* **47**, 393 (1992).
- [54] Y. Akama, E. Nishimura und A. Sakai, *J. Vac. Sci. Technol. A* **8**, 429 (1990).
- [55] K. L. Lee, D. W. Abraham, F. Secord und L. Landstein, *J. Vac. Sci. Technol. B* **9**, 3562 (1991).
- [56] M. Rührig, S. Porthum, J. C. Lodder, S. McVitie, L. J. Heyderman, A. B. Johnston und J. N. Chapman, *J. Appl. Phys.* **79**, 2913 (1996).
- [57] U. Hartmann, *Adv. Electr. Electr. Phys.* **87**, 49 (1994).
- [58] A. Wadas und H. J. Hug, *J. Appl. Phys.* **72**, 203 (1992).
- [59] S. L. Tomlinson und E. W. Hill, Preprint (1995).
- [60] A. Moser, H. J. Hug, Th. Jung, U. D. Schwarz und H.-J. Güntherodt, *Meas. Sci. Technol.* **4**, 769 (1993).
- [61] DIAMOND S. A., Faserstecksysteme (1993).
- [62] Sharp Datenblätter (1993).
- [63] M. Gartzen, Diplomarbeit, Fachhochschule Aachen, 1993.
- [64] Burr-Brown IC Data Book - Linear Products, 3.85 (1995).
- [65] E. Siebel, Dissertation (in Vorbereitung), Universität des Saarlandes (1995).
- [66] G. Fleck, Dissertation (in Vorbereitung), Universität des Saarlandes (1997).
- [67] D. Rugar, H. J. Mamin, R. Gütthner, S. E. Lambert, J. E. Stern, I. McFadyen und T. Jogi, *J. Appl. Phys.* **68**, 1169 (1990).
- [68] Die Spitzen wurden von F. Krause bei IBM-Mainz präpariert.
- [69] A. Birkner, Diplomarbeit, Universität Münster (1988).
- [70] S. Chikazumi, *Physics of Magnetism* (Wiley, Chichester, 1964).
- [71] B. A. Lilley, *Philos. Mag.* **41**, 792 (1950).
- [72] A. Hubert, *Z. angew. Phys.* **32**, 58 (1971).
- [73] E. A. LaBonte, *J. Appl. Phys.* **40**, 2450 (1969).
- [74] U. Hartmann und H. H. Mende, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **18**, 2285 (1985).
- [75] M. Schneider, Dissertation, Universität Köln (1995).
- [76] U. Hartmann, *Phys. Rev. B* **40**, 7421 (1989).
- [77] S. Müller-Pfeiffer, M. Schneider und W. Zinn, *Phys. Rev. B* **49**, 15745 (1994).
- [78] S. Shtrikman und D. Treves, *J. Appl. Phys.* **31**, 147S (1960).
- [79] H. J. Williams und M. Geortz, *J. Appl. Phys.* **23**, 316 (1952).
- [80] R. W. De Blois und C. D. Graham Jr., *J. Appl. Phys.* **29**, 932 (1958).

- [81] U. Hartmann und H. H. Mende, Phys. Rev. B **34**, 4878 (1986).
- [82] U. Hartmann, J. Appl. Phys. **62**, 621 (1987).
- [83] A. Hubert, *Theorie der Domänenwände in geordneten Medien* (Springer, Berlin, 1974).
- [84] U. Hartmann, T. Göddenhenrich, H. Lempke und Ch. Heiden, IEEE Trans. Magn. **MAG-26**, 1512 (1990).
- [85] H. J. Mamin, D. Rugar, J. E. Stern, R. E. Fontana, Jr. und P. Kasiraj, Appl. Phys. Lett. **55**, 318 (1989).
- [86] H. Rohrmann, private Mitteilungen (1995).
- [87] A. Englisch, Diplomarbeit (in Vorbereitung), Universität des Saarlandes (1997).
- [88] E. P. Wohlfarth, *Ferromagnetic Materials 3* (North-Holland, Amsterdam, 1982).
- [89] L. Néel, C. R. Acad. Sci. **241**, 533 (1955).
- [90] E. Feldkeller und E. Fuchs, Z. angew. Phys. **18**, 1 (1964).
- [91] W. Rave, L. Belliard, M. Labrune, A. Thiaville und J. Miltat, in *Proc. of MMM-INTERMAG Conference 1994* (Albuquerque, New Mexico, USA), BA-02.
- [92] E. E. Kriezis, T. D. Tsiboukis, S. M. Panas und J. A. Tegopoulos, Proc. IEEE **80**, 1559 (1992).
- [93] P. R. Rony, in *Trans. Vacuum Met. Conference 1964*, M. A. Cocca (Hrsg.) (Am. Vacuum Society, Boston, 1965), S. 55.
- [94] J. R. Reitz und L. C. Davis, J. Appl. Phys. **43**, 1547 (1972).
- [95] J. E. Xypteras und E. E. Kriezis, Arch. Elektrotech. **63**, 309 (1981).
- [96] K. Nagaya, H. Kojima, Y. Karube und H. Kibayashi, IEEE Trans. Magn. **MAG-20**, 2136 (1984).
- [97] S. M. Panas und E. E. Kriezis, Arch. Elektrotech. **68**, 293 (1985).
- [98] G. Lohöfer, SIAM J. Appl. Math. **49**, 567 (1989).
- [99] P. I. Beda und Yu. G. Putnikov, Defektoskopiya **4**, **52** (1993).
- [100] N. Esposito, M. Raugi und A. Tellini, IEEE Trans. Magn. **MAG-29**, 2407 (1993).
- [101] U. B. Sathuvalli und Y. Bayazitoglu, IEEE Trans. Magn. **MAG-32**, 386 (1996).
- [102] G. Brändli und J. L. Olsen, Mater. Sci. Eng. **4**, 60 (1968).
- [103] C. D. Wright und E. W. Hill, Appl. Phys. Lett. **67**, 433 (1995).
- [104] C. Schönenberger und S. F. Alvarado, Z. Phys. B **80**, 373 (1990).
- [105] E. Kamke, *Differentialgleichungen: Lösungsmethoden und Lösungen* (Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1956).
- [106] H. Vogel, *Gerthsen Physik* (Springer, Berlin, 1995), 18. Auflage, S. 383.
- [107] I. Mertig, in *24. IFF-Ferienkurs: Magnetismus von Festkörper und Grenzflächen* (KFA-Jülich GmbH, Jülich, 1993). Kap. 3.
- [108] Digital Instruments, Application Notes.
- [109] F. Krause, private Mitteilungen (1995).

- [110] W. Denk und D. W. Pohl, Appl. Phys. Lett. **59**, 2171 (1991).
- [111] E. Krause, Dissertation (in Vorbereitung), Universität des Saarlandes (1997).
- [112] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik* (de Gruyter, Berlin, 1983).

9 Anhang

In Kap. 5.3 wurde zur Berechnung der Kräfte zwischen der Sonde und dem von ihr induzierten Wirbelstrom die Lorentzkraft verwendet. Es ist allerdings auch möglich, die Kraft zu berechnen, die auf den Monopol bzw. Dipol wirkt, wenn er sich im Feld bzw. Feldgradient des Wirbelstroms befindet. Diese Berechnungen führen zu den gleichen Ergebnissen. Um dies zu veranschaulichen, soll hier der vereinfachte Fall einer punktförmigen Sonde mit Monopolmoment q und Dipolmoment $\mathbf{m} = m_z \mathbf{e}_z$ betrachtet werden, welche sich im Abstand z über dem Zentrum einer Leiterschleife des Radius r befinden möge. In der Leiterschleife fließt ein konstanter Strom der Stärke I (Abb. 9.1).

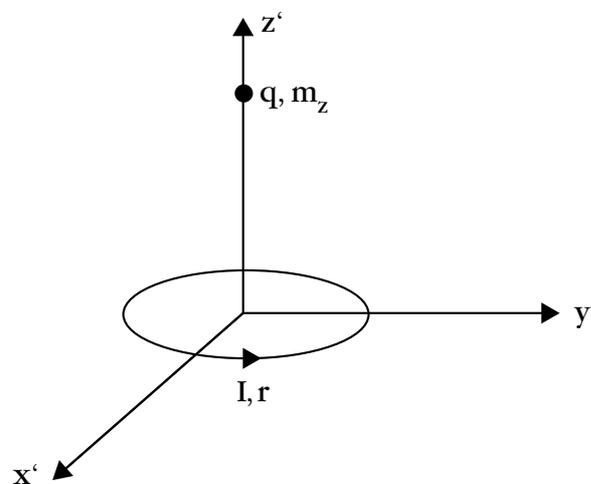


Abb. 9.1: Prinzipdarstellung der betrachteten Situation.

Die Lorentzkraft (5.13) berechnet sich in diesem Fall zu

$$\mathbf{F} = \mu_0 \oint I \cdot (\mathbf{H}^q + \mathbf{H}^m) \times d\mathbf{l}, \quad (9.1)$$

wobei \mathbf{H}^q das Streufeldes des Monopols (5.38) und \mathbf{H}^m das Streufeldes des Dipols (5.42) bezeichnet. Die resultierende Kraft hat nur eine Komponente in vertikaler Richtung der Größe

$$F_z = \mu_0 \frac{I r^2}{2} \left[\frac{q}{(r^2 + z^2)^{3/2}} + \frac{3 m_z z}{(r^2 + z^2)^{5/2}} \right]. \quad (9.2)$$

Das magnetische Feld der Leiterschleife am Ort der Sonde beträgt [112]

$$\mathbf{H} = \frac{I r^2}{2(r^2 + z^2)^{3/2}} \mathbf{e}_z. \quad (9.3)$$

Zusammen mit

$$F_z = \mu_0 \left(q + m_z \frac{\partial}{\partial z} \right) H_z \quad (9.4)$$

erhält man wiederum (9.2).