

2. Grundlagen der Rasterkraftmikroskopie

2.1. Entwicklung der Rastersondenmikroskopien

Die Rastersondenmikroskopie-Techniken untersuchen eine Probe im sogenannten Nahfeld, d.h. die Sonde, die aus einer Spitze an einem herausgeätzten Trägerplättchen, dem sogenannten Cantilever besteht, wird bis auf wenige Ångström an die zu untersuchenden Oberfläche herangebracht. Anschließend wird die Oberfläche entlang ihrer x- und y-Richtung gerastert. Die Spitze mißt auf diese Weise lokale Wechselwirkungen mit der Oberfläche.

Die älteste Rastersondenmikroskopie-Technik ist die 1982 von Binnig und Rohrer^{67,68} entwickelte Rastertunnelmikroskopie. Dabei wird eine leitfähige Spitze auf eine Entfernung von wenigen Ångström an die zu messende Probe herangeführt. Eine Potentialdifferenz wird zwischen den beiden Komponenten aufgebaut, so daß ein Tunnelstrom fließen kann, dessen Stärke von der Entfernung zwischen Spitze und Probe und der elektronischen Struktur der Oberfläche abhängt. Die Messung kann bei konstanter Höhe oder bei konstantem Tunnelstrom erfolgen. Auf diese Weise gelang es 1983 erstmalig eine Si(111)-Fläche mit atomarer Auflösung abzubilden⁶⁹.

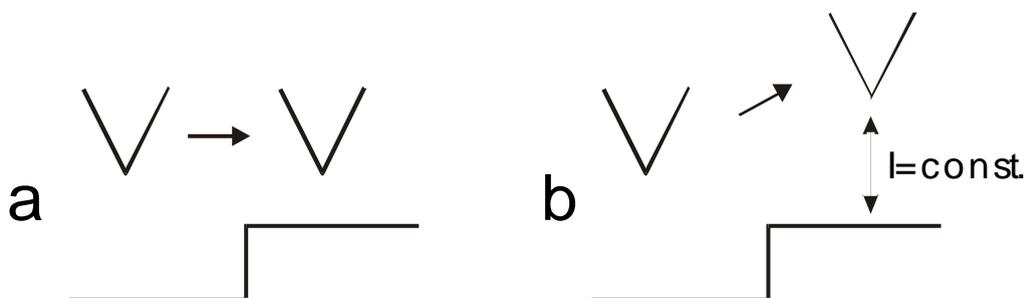


Abb. 2.1. Schematische Darstellung der möglichen Meßmodi in der Rastertunnelmikroskopie:

a) konstante Höhe; b) konstanter Strom

Obwohl die Rastertunnelmikroskopie der 1986 erfundenen Rasterkraftmikroskopie⁵⁵ (AFM) an Auflösung überlegen ist, hat sie einen für die organische Chemie entscheidenden Nachteil: Nur leitende oder zumindest halbleitende Proben können vermessen werden. Aus diesem Grunde wurde im Rahmen dieser Doktorarbeit die Rastertunnelmikroskopie nicht angewendet, sondern ausschließlich die Rasterkraftmikroskopie.

2.2. Kräfte in der Rasterkraftmikroskopie

Die Rasterkraftmikroskopie mißt die Kräfte, die zwischen der verwendeten Sonde und der Oberfläche der Probe herrschen. Die Größe der Wechselwirkung der Spitze mit der Probe wird durch deren Art bestimmt. In erster Näherung lassen sich die herrschenden Kräfte mit dem Lennard-Jones Potential⁷⁰ beschreiben:

$$V(r) = -\frac{b}{r^6} + \frac{a}{r^{12}}$$

α und β stellen Konstanten dar.

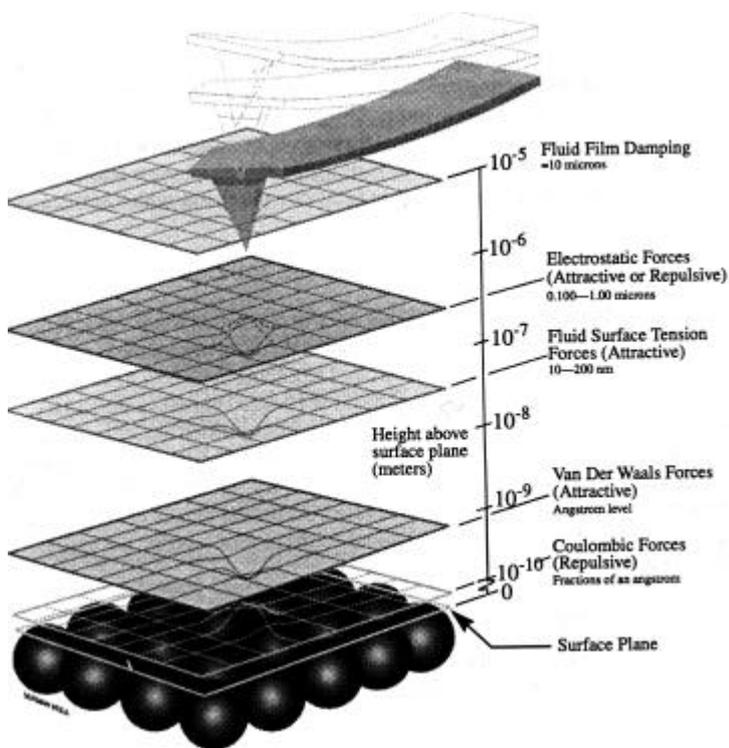


Abb. 2-2: Kräfte in der direkten Umgebung einer Oberfläche

höhere Auflagedrucke, die die mögliche Auflösung beeinträchtigen. Diese Problematik kann durch Verwendung einer Flüssigzelle für Messungen unter Wasser umgangen werden. Die größte Reichweite haben elektrostatische Kräfte, die speziell bei ionischen Oberflächen zu erheblichen Beeinträchtigungen der Messung führen können. Einen Überblick über die verschiedenen Kräfte gibt Abbildung 2-2⁷¹.

Die Messungen finden zumeist im Bereich der repulsiven Kräfte statt, da es in den meisten Fällen unmöglich ist, im attraktiven Bereich ein stabiles Bild zu erhalten. Mit Hilfe eines noch

Die dominanten Kräfte im interatomaren Abstand sind repulsiver Natur. Grund dafür sind die sich abstoßenden Elektronenwolken, die in dieser Entfernung beginnen, sich zu überlappen. In einer Entfernung von ca. 1 nm von der Probe wirken attraktive van der Waals-Kräfte auf die Spitze. Diese rühren von Dipol-Dipol-Wechselwirkungen zwischen der Probe und den Molekülen der Spitze her. Attraktive Kapillarkräfte haben eine Reichweite von 10-200 nm und bewirken

nicht serienreifen aktiven Rückkopplungskreises könnten Messungen im attraktiven Bereich in Zukunft möglich werden⁷².

Im statischen Meßmodus (Contact Mode), bei dem die Spitze lateral über die Probe gerastert wird, treten Scherkräfte auf, die neben einer Verschlechterung der Auflösung auch die Probe selbst beschädigen können. Speziell bei in der organischen Chemie häufigen weichen Proben kann die Spitze schon bei moderaten Auflagedrücken die Probe zur Seite schieben, was insbesondere bei den Faseraggregaten in Kapitel 3 ein Problem darstellt (Abbildung 2-3).

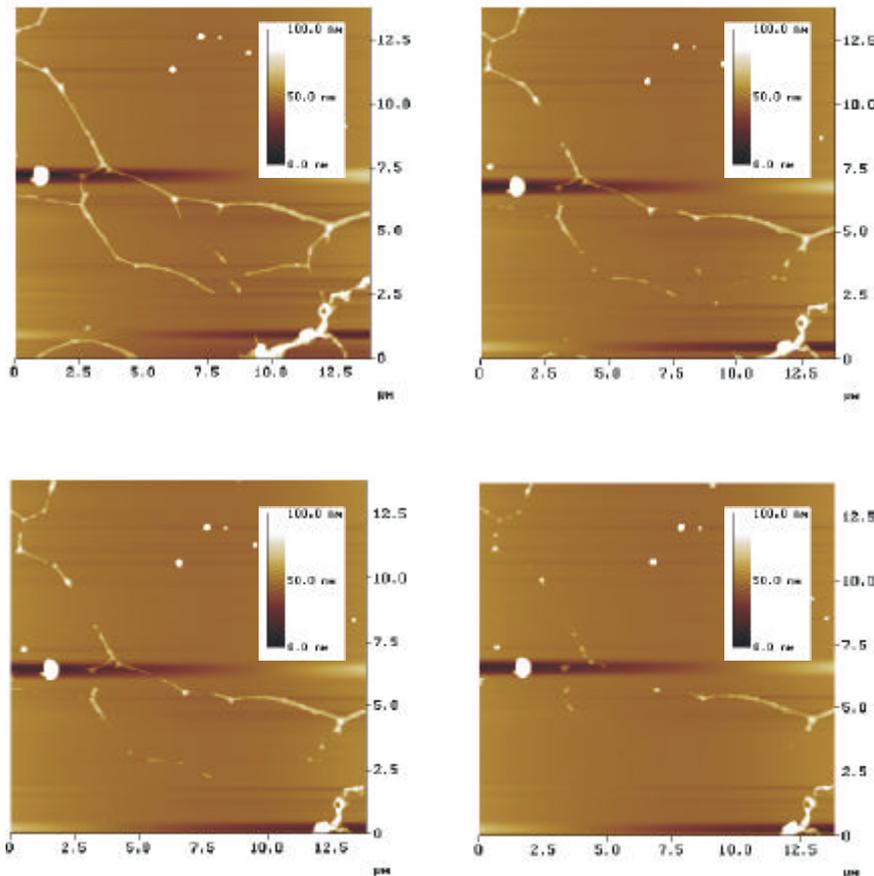


Abb. 2-3: Vier aufeinander folgende Rasterungen eines Faseraggregats im Kontakt-Modus. Das Aggregat wird im Laufe der Messung von der Spitze zur Seite geschoben.

Andererseits kann eine Manipulation der Probe auch gezielt zur Oberflächenmodifikation eingesetzt werden⁶⁰. Zur Minimierung der Scherkräfte wurde der dynamische Modus (Tapping Mode, Intermittent Contact Mode) entwickelt^{73,74}. Bei dieser Meßmethode wird die Spitze selbst vertikal in Schwingung versetzt, so daß der Kontakt zur Probe nicht permanent ist. Dieser Meßmodus

wurde in der vorliegenden Arbeit beinahe ausschließlich verwendet. Die genaueren Bedingungen für die einzelnen Systeme werden im experimentellen Teil erläutert.

2.3. Meßprinzip

Die verwendeten Cantilever bestehen aus Siliziumnitrid (statischer Modus) oder reinem Silizium (dynamischer Modus). Ihre Länge beläuft sich typischerweise auf 100-200 μm , ihre Breite auf 10-20 μm und ihre Dicke ca. 0,5 μm . Die Federkonstante der Siliziumcantilever beträgt 10-100 N/m, und die Resonanzfrequenz liegt zwischen 100 kHz und 350 kHz.

Wie in der Rastertunnelmikroskopie wird der Abstand zwischen Spitze und Probe durch Konstanthaltung eines Meßwertes reguliert. Dies geschieht mit Hilfe eines Rückkopplungs-Mechanismus (Abbildung 2-4):

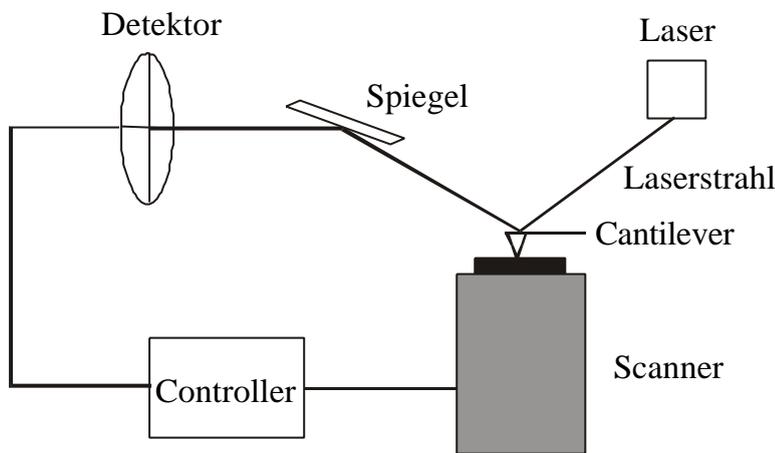


Abb. 2-4: Schematischer Aufbau des Rückkopplungs- Mechanismus

Der Cantilever wird in den dafür vorgesehenen Halter eingesetzt, und ein Laserstrahl auf seiner Rückseite positioniert. Der Laserstrahl wird über einen Spiegel in einen Detektor reflektiert. Der Strahl muß zu Beginn der Messung in die Mitte des vierteiligen Detektors justiert werden.

Laterale oder vertikale Abweichungen der Position des Lasers während der Messung werden vom Detektor erfaßt und zum Controller weitergeleitet. Der Controller wiederum gibt ein Signal zum Piezo des Scanners, der den konstant zu haltenden Meßwert wiederherstellt.

Beim statischen Meßmodus fungiert die Krümmung des Cantilevers infolge der Wechselwirkung mit der Oberfläche als Detektionswert. Durch die Krümmung des Cantilevers verändert der Laserstrahl seine Position im Detektor (Abbildung 2-5). Dabei wird

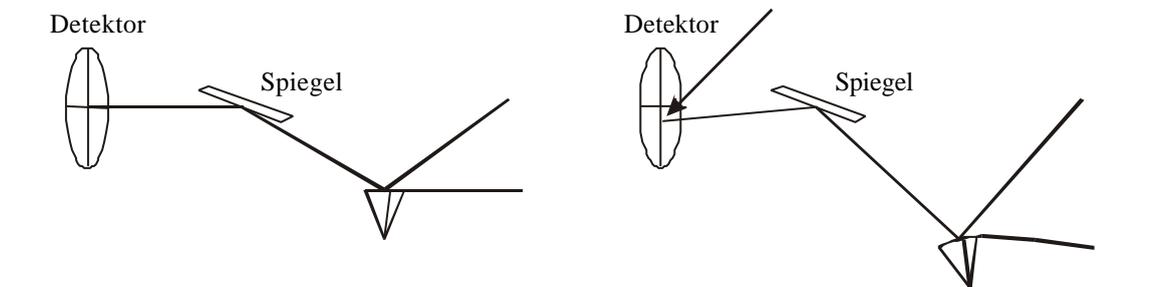


Abb.2-5: Detektionsmechanismus im statischen Modus (Contact Mode): Die Krümmung der Spitze infolge Wechselwirkung mit der Oberfläche bewirkt eine Änderung der Position des Lasers im Detektor.

eine bestimmte Position konstant gehalten, die zunächst vom Controller automatisch ermittelt wird und später je nach gewünschter Auflagekraft verändert werden kann. Dieser vom Rückkopplungs-Mechanismus konstant zu haltende Wert wird als Setpoint bezeichnet.

Beim dynamischen Meßmodus wird der Cantilever durch einen im Cantileverhalter befindlichen Piezo in Schwingung versetzt. Die Meßfrequenz wird ein wenig unterhalb der Resonanzfrequenz des Cantilevers gewählt, da auf diese Weise die Auflagekraft der Spitze verkleinert werden kann⁷⁵, was bei empfindlichen Proben wünschenswert ist. Geregelt wird auf die Amplitude dieser Schwingung, die durch den Kontakt mit der Probe gedämpft wird. Ein bestimmter Betrag an Dämpfung wird konstant gehalten (Setpoint).

Neben den primären Meßgrößen Krümmung, beziehungsweise Amplitude können weitere Größen gemessen werden: Im Höhenmodus wird das an die die Probe bewegende Rasterungsvorrichtung, den sogenannten Scanner, gesandte Sekundärsignal aufgezeichnet. Dabei können durch Messung der zurückgelegten Wegstrecke des Piezos in vertikaler Richtung direkt Rückschlüsse auf die Oberflächentopographie gezogen werden. Zu beachten ist hierbei, daß der Rückkopplungsmechanismus zwischen Meßdaten und Regulierung des Scanners in z-Richtung über eine Feinregulierung in Form von Faktoren beeinflussbar ist, mit der festgelegt wird, wie schnell der Piezo nachreguliert. Diese Faktoren werden als gains bezeichnet. Hohe Faktoren bewirken eine schnelle Nachregulierung des Piezos, was von Vorteil für das Höhenbild ist, während niedrigere Faktoren das Primärsignal verbessern. Es ist unmöglich, beide Signale zugleich zu optimieren.

Außerdem können noch die Phasenverschiebung der Schwingung im dynamischen Meßmodus aufgezeichnet werden (Kapitel 2.5).

2.4. Spitzeninduzierte Meßfehler

Neben Artefakten, die durch mangelhafte Spitzen verursacht werden, wie zum Beispiel durch Doppelspitzen, treten auch systemimmanente Meßfehler auf. Dies ist immer dann der Fall, wenn unebene Proben vermessen werden, die steile Kanten aufweisen. Hierbei muß die Geometrie der Spitze berücksichtigt werden. Siliziumspitzen haben aufgrund des Ätzprozesses zu ihrer Herstellung verschiedene Winkel. Die steilste Flanke der Spitze ist deren Rückseite mit 10° , die seitlichen Flanken haben einen Winkel von 17° und die Vorderseite 35° . Daraus folgt ein unsymmetrisches Abbilden einer Vertiefung oder eines hohen Partikels bei einem Rasterwinkel von 0° , dagegen ein symmetrisches Abbilden mit

einem Rasterwinkel von 90° . Der steile Winkel von 10° kann dabei jedoch nicht erreicht werden, was zu einem Verlust an Information führt.

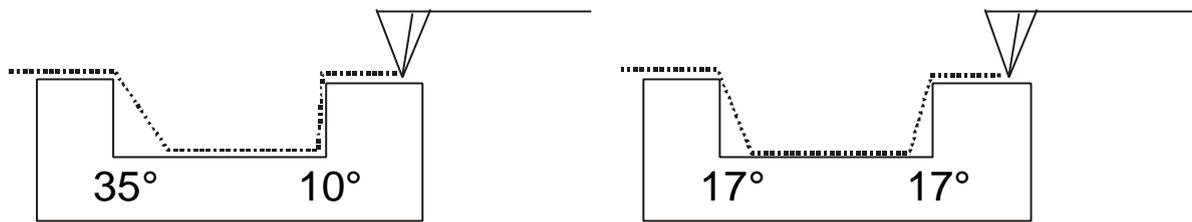


Abb.2-6: Beeinflussung der Rasterlinie bei Abbildung einer Vertiefung im Rasterwinkel 0° (links) und 90° (rechts) für eine Siliziumspitze

Im Falle einer für den Kontaktmodus gebräuchlichen Siliziumnitrid-Spitze sind die Winkel noch ungünstiger mit $35-45^\circ$. Kanten, die steiler als die jeweilige Flanke der Spitze sind, können also nicht abgebildet werden. Statt dessen gleitet die Spitze entlang der oberen Ecke der Kante und wird durch die Probe abgebildet. Daher gibt es eine Region am Fuße der Kante, die für Messungen unzugänglich ist. Eine Möglichkeit zur Verbesserung der Auflösung an Kanten sind lange, spitz zulaufende Spitzen. Diese sind zugänglich über Ablagerung von amorphem Kohlenstoff im Elektronenstrahl eines Rasterelektronenmikroskops⁷⁶⁻⁸⁰ (Electron Beam Deposition, EBD) oder über Fixierung von Kohlenstoff-Nanoröhrchen an der Spitze⁸¹⁻⁸³.

Ähnliche Überlegungen muß man auch für Messungen an runden Partikeln anstellen. Während die Höhe direkt gemessen werden kann, ist die Breite der Partikel durch die Geometrie der Spitze beeinflusst. Abbildung 2-7 verdeutlicht diesen Sachverhalt.

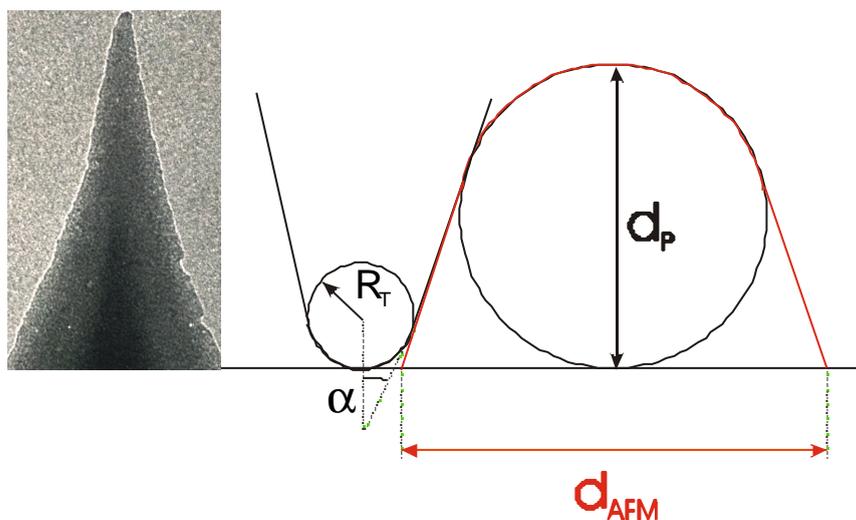


Abb.2-7: Rechts: Schematische Darstellung der Rasterlinie bei Abbildung einer Kugel. Links: Transmissions-Elektronenmikroskopische Aufnahme einer Silizium-Spitze

Zur Berechnung der tatsächlichen Breite der Kugel oder des ellipsoid verzerrten Partikels haben verschiedene Autoren Modelle aufgestellt⁸⁴⁻⁸⁹. Geht man wie Butt und Gerharz⁸⁴ von einer konusförmigen Spitze aus mit einem Öffnungswinkel von 2α und mit einem sphärischen Ende mit Radius r_t , so gilt für Partikel, deren Radius r größer als r_t ist:

$$d_p = d_{AFM} \cos a - 2r_t(1 - \sin a)$$

Der Spitzenradius konnte mittels Transmissionselektronenmikroskopie (Abb. 2-6) zu 5 nm bestimmt werden. Der halbe Öffnungswinkel des Konus α von bestenfalls 10° konnte auf diese Weise verifiziert werden.

2.5. Meßmethoden, die über Topographiemessungen hinausgehen

Im Folgenden werden Meßmethoden vorgestellt, die es ermöglichen zusätzliche Informationen über Eigenschaften der Probe zu erhalten. Diese Messungen werden gleichzeitig mit einer Topographiemessung durchgeführt. Die Aufzeichnung der Phasenverschiebungen im dynamischen Meßmodus ist dabei bezüglich der erzielbaren Auflösung eindeutig die beste Methode. Die Meßergebnisse sind jedoch nicht immer eindeutig erklärbar, da mehrere Faktoren Phasenverschiebungen auslösen. An Luft und mit herkömmlichen Cantilevern (Resonanzfrequenz ca. 300 kHz) dominiert die Steifigkeit der Probe die Phasenverschiebung. Bei langsameren Cantilevern gewinnen adhäsive Kräfte zunehmend an Bedeutung. Ein Adhäsionsanteil kann jedoch auch bei herkömmlichen Cantilevern nicht ausgeschlossen werden. Der Force Modulation Modus sowie der Pulsed Force Mode liefern eindeutigere Daten, die aber nicht die Auflösung der Phasenverschiebungen erreichen.

2.5.1. Phasenverschiebungen

Mit Hilfe eines zusätzlichen elektronischen Bauteils (Extender Box EX-II) ist es möglich, mit dem Nanoscope IIIa Phasenverschiebungen aufzuzeichnen. Dabei wird die Phase der Schwingung, mit der der Cantilever angeregt wird (welche der Schwingung des Cantilevers ohne Kontakt zur Probe entspricht), mit der Phase des in Wechselwirkung mit der Probe stehenden Cantilevers verglichen (Abb. 2-8).

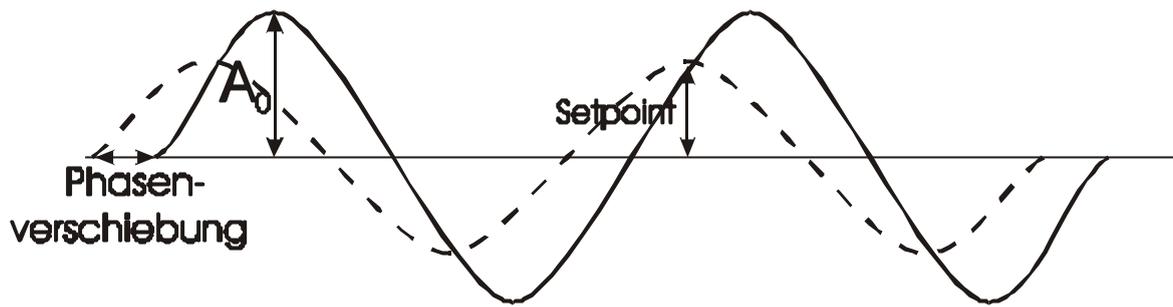


Abb. 2-8: Vergleich der Amplitude und Phase der Schwingung eines Cantilevers ohne (durchgezogene Linie) und mit Kontakt (gestrichelte Linie) zur Probe

Dabei zeigt sich, daß nicht nur die Amplitude von ihrem ursprünglichen Wert A_0 auf den Setpoint A_{Sp} gedämpft wird, sondern auch die Phase um einen bestimmten Winkel verschoben wurde. Diese Verschiebung ist charakteristisch für das Material der Probe, in erster Linie für seine viskoelastischen Eigenschaften. Zur Interpretation der Phasenkontraste wurde kürzlich ein Modell von Magonov et al.⁹⁰ vorgeschlagen, ausgehend von einer frei schwingenden Spitze mit einer Federkonstante k , einer Masse m und einem Qualitätsfaktor Q , der das Produkt der Eigenfrequenz ω_0 und der Lebensdauer der Schwingung τ ist. Die Resonanzfrequenz ω_0 ist mit der Federkonstanten und der Masse über folgende Gleichung verknüpft:

$$k = m\omega_0^2$$

Der Phasenwinkel der freien Schwingung in Abhängigkeit der Schwingungsfrequenz ω ergibt sich zu (in rad):

$$\Phi = \arctan\left(\frac{m\omega\omega_0}{Q(k - m\omega^2)}\right)$$

Der Phasenwinkel variiert stark in der Umgebung von ω_0 als Funktion von ω . Für $\omega = \omega_0$, $\phi = \pi/2$, für $\omega < \omega_0$, $\phi > \pi/2$, und für $\omega > \omega_0$, $\phi < \pi/2$. Für den Fall, daß repulsive Kräfte zwischen Spitze und Probe dominieren, wird ω zu größeren Frequenzen verschoben^{90,91}. Die Phasenkurve folgt dieser Verschiebung, so daß ϕ_0 kleiner als $\pi/2$ wird.

In erster Näherung wird durch die Wechselwirkungen zwischen Spitze und Probe die effektive Federkonstante verändert.

$$k_{eff} = k + S$$

mit

$$\mathbf{s} = \sum \frac{\partial F_i}{\partial z}$$

z ist der relative Abstand zwischen Spitze und Probe. Für $\sigma < k$ gilt:

$$\Phi(\mathbf{w}) = \arctan\left(\frac{m\mathbf{w}\mathbf{w}_0}{Q(k + \mathbf{s} - m\mathbf{w}^2)}\right)$$

und

$$\Phi(\mathbf{w}_0) = \Phi_0 = \arctan \frac{k}{Q\mathbf{s}}$$

Die Phasenverschiebung zwischen freier und wechselwirkender Spitze ist somit:

$$\Delta\Phi_0 = \frac{\mathbf{p}}{2} - \arctan\left(\frac{k}{Q\mathbf{s}}\right) \approx \frac{Q\mathbf{s}}{k}$$

Das Vorzeichen der Phasenverschiebung hängt von den abgeleiteten Kräften σ ab, d.h. die Phasenverschiebung ist positiv für vorherrschend repulsive Kräfte und negativ im adhäsiven Bereich.

Die Größe und Dauer der repulsiven Wechselwirkungen hängen von der Steifigkeit der Spitze und der Probe ab⁹². Für eine sphärische Spitze mit Radius r und eine glatte Oberfläche, die der Kraft F unterliegt, gilt bei einer runden Kontaktfläche A mit Radius a und einer Eindringtiefe d folgende Relation zwischen Oberflächensteifigkeit S und dem effektiven Young'schen Elastizitätsmodulus E^* ⁹³:

$$S = \frac{\partial F}{\partial d} = \mathbf{e} \cdot a \cdot E^*$$

\mathbf{e} ist eine Konstante mit Wert⁹⁴ zwischen 1,9 und 2,4. Wenn die Spitze und die Probe in Kontakt sind, ist es angebracht, die abgeleiteten Kräfte σ durch die Steifigkeit S anzunähern.

$$\mathbf{s} \approx \langle S \rangle = \mathbf{e} \cdot \langle a \rangle \cdot E^*$$

Berücksichtigt man ferner, daß im dynamischen Meßmodus der Kontakt zwischen Spitze und Probe nicht permanent ist, so muß man mit zeitlich gemittelten Werten $\langle S \rangle$ und $\langle a \rangle$ rechnen. Es gilt also:

$$\Delta\Phi_0 \approx \langle S \rangle \cdot \frac{Q}{k} = e \cdot \langle a \rangle \cdot E^* \cdot \frac{Q}{k}$$

Diese letzte Gleichung zeigt, daß man mit dem Phasen-Meßmodus eine Steifigkeitskarte der Probe anfertigen kann. Eine härtere Region hat einen größeren effektiven Young-Modulus E^* und wird somit eine größere Phasenverschiebung verursachen. Ein weiches Material hingegen führt zu einer größeren Kontaktfläche $\langle a \rangle$, was sich besonders bei größerem Auflagedruck auswirkt. In diesem Fall kann die Kontaktfläche $\langle a \rangle$ einen größeren Einfluß auf die Phasenverschiebung haben als der effektive Young-Modulus E^* . In einem solchen Fall beobachtet man eine Inversion der Phasenkontraste, und die weichen Regionen der Probe haben eine größere Phasenverschiebung.

Es zeigt sich also, daß die Wahl der freien Amplitude A_0 und besonders des Setpoints A_{Sp} von entscheidender Bedeutung für die Messung der Phasenverschiebung ist. Man unterscheidet daher drei Bereiche⁹⁰:

- a) geringer Auflagedruck: $r_{Sp} = A_{Sp}/A_0 > 0,9$
- b) mittlerer Auflagedruck: $r_{Sp} = A_{Sp}/A_0 = 0,8-0,9$
- c) großer Auflagedruck: $r_{Sp} = A_{Sp}/A_0 < 0,8$

Bei geringem Auflagedruck herrschen adhäsive Kräfte vor, so daß man aufgrund des Vorzeichenwechsels der abgeleiteten Kräfte σ ebenfalls eine Inversion der Phasenverschiebungen beobachten kann. An Luft ist es jedoch schwierig, unter diesen Meßbedingungen zu arbeiten, ohne stark an Bildauflösung einzubüßen⁹⁵, während es unter Wasser durchaus möglich ist⁹⁶.

Da bei hohem Auflagedruck die Gefahr einer Zerstörung der Probe besteht, sind Messungen bei mittlerem Auflagedruck der Regelfall. Um den Auflagedruck abschätzen zu können, kann man Kraft-Abstands-Kurven aufnehmen. In Kapitel 5.1.1.6 sind zwei Kurven bei verschiedenen Auflagedrücken für einen Tetracosansäurefilm abgebildet.

2.5.2. Force Modulation und Pulsed Force Mode

Während einer Messung im "Force Modulation" Meßmodus wird die Spitze an jeder Stelle der Oberfläche mit gleicher Auflagekraft angenähert und anschließend wieder vollständig entfernt. Gemessen wird, wie stark sich der Cantilever dabei infolge der Wechselwirkung mit der Oberfläche verbiegt. An härteren Stellen der Oberfläche wird der Cantilever stärker verbogen werden als an weicheren Stellen. Das Meßsignal wird aber durch die Software invertiert, so daß weiche Stellen einen größeren Kontrast auf dem Bild hinterlassen. Diese Meßmethode wurde bei den gemischten Monoschichten in Kapitel 5.2.2. angewandt.

Der von der Arbeitsgruppe Marti in Ulm entwickelte "Pulsed Force" Meßmodus basiert auf einem ähnlichen Prinzip. Die Spitze wird zunächst angenähert und tritt aufgrund der adhäsiven Wechselwirkungen abrupt in Kontakt mit der Oberfläche. Bei weiterer Annäherung überwiegen jedoch die repulsiven Wechselwirkungen, so daß die mit einem Oszilloskopen aufgezeichneten und in Abbildung 2-9 schematisch dargestellten Kurve ein erstes Minimum erreicht. Bei einem bestimmten Auflagedruck wird die Spitze wieder von der Oberfläche entfernt, so daß ein Maximum der Kurve entsteht. Zwischen dem ersten Kontakt und dem Umkehrpunkt wird anhand der Steigung die Steifigkeit der Probe ermittelt. Beim Entfernen der Spitze von der Oberfläche wird sie aufgrund der adhäsiven Wechselwirkungen von der Probe festgehalten. Schließlich reichen die anziehenden

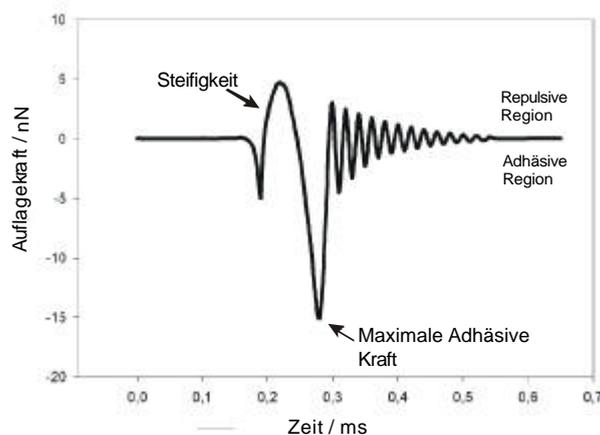


Abb.2-9: Schematische Kurve eines Annäherungszyklus im „Pulsed Force Mode“

diesem Punkt hat die aufgezeichnete Kurve ein zweites Minimum, das Aufschluß über die Größe der Anziehungskräfte gibt. Durch das Setzen eines sogenannten Triggers vor und nach dem Minimum kann dieser Wert genau bestimmt werden. Nach Verlust des Kontaktes mit der

Oberfläche schwingt die Spitze aus, bis sie ihre Ruheposition wieder erreicht, und ein neuer Zyklus beginnt.

Die Kontrastierung, die durch die Software vorgegeben ist, stellt bei Steifigkeitsmessungen weichere Bereiche dunkler dar und bei Adhäsionsmessungen Bereiche mit höherer Adhäsion ebenfalls dunkel. Auch diese Meßmethode wurde zur Analyse der gemischten Monoschichten in Kapitel 5.2.2 verwendet.

2.6 Optische Nahfeldmikroskopie (SNOM)

Die Auflösung optischer Mikroskope ist außerhalb des Nahfeldes durch die Abbesche Beugungsgrenze⁹⁷ beschränkt, die besagt, daß die maximale räumliche Auflösung der Hälfte der Wellenlänge des verwendeten Lichts entspricht. Zu höherer Auflösung gelangt man nur über die Minimierung der Wellenlänge, also mittels Elektronen- oder Röntgenbeugung. Doch bereits 1928 erkannte Syng⁹⁸, daß diese Beschränkung im optischen Nahfeld, d.h. wenn der Abstand zwischen Probe und abbildender Optik kleiner als die Wellenlänge ist, nicht mehr gültig ist. Doch erst 1972 gelang ein erstes erfolgreiches Experiment dieser Art mit Mikrowellenstrahlung⁹⁹ und weitere 12 Jahre später auch mit sichtbarem Licht¹⁰⁰.

Der Aufbau eines optischen Nahfeldmikroskops ähnelt dem eines AFMs (Abb. 2-10).

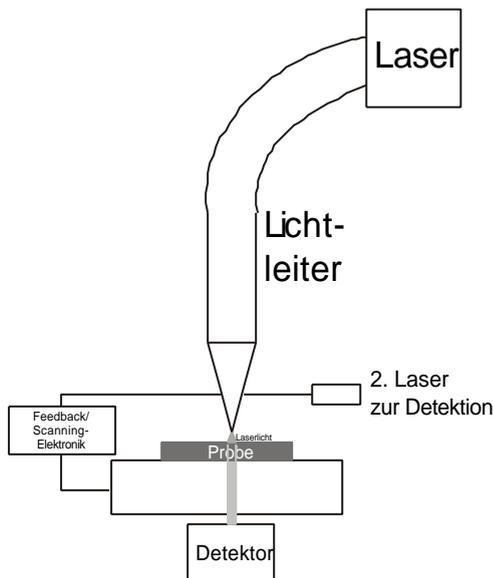


Abb 2-10: Schematischer Aufbau eines optischen Nahfeldmikroskops

Anstelle einer Spitze aus Silizium oder Siliziumnitrid wird ein sehr spitz zulaufender Lichtleiter, der vorne mit Aluminium ausgekleidet ist, verwendet. Als Lichtquelle dient ein Laser, der an das andere Ende des Lichtleiters angekoppelt wird. Das von der bestrahlten Probe kommende Licht kann entweder in Transmission (wie in Abb. 2-10) oder in Reflexion gemessen werden. Die Spitze hat mit 50-100 nm einen größeren Radius als eine AFM-Spitze, so daß deren Auflösung nicht erreicht werden kann. Trotzdem konnte eine optische Auflösung von 12 nm erreicht¹⁰¹ und die Fluoreszenz einzelner Moleküle detektiert

werden^{102,103}. Um den Lichtleiter in konstantem Abstand zur Probe zu halten, wird er in Schwingung versetzt und deren Dämpfung durch den Kontakt zur Probe detektiert. Dazu

werden verschiedene Systeme verwendet. Entweder wird die Dämpfung mit einem zweiten Laser, der senkrecht zum Lichtleiter angebracht ist, gemessen oder eine kleine Stimmgabel wird direkt auf dem Lichtleiter angebracht. Letzteres hat den Vorteil, daß kein Streulicht, das durch den zweiten Laser verursacht wird, die Messung beeinträchtigen kann.

Außer der orts aufgelösten Messung der Fluoreszenz kann mit der optischen Nahfeldmikroskopie auch orts aufgelöst ein Spektrum der Fluoreszenz¹⁰⁴ und deren Abklingzeiten^{105,106} gemessen werden.