

Praktikum für Fortgeschrittene I
Wintersemester 2003/2004

Protokoll zum Versuch 12

Rastertunnelmikroskopie

Christian Dehne

Sebastian Fleischmann

Versuchsdatum: 1. März 2004

Inhaltsverzeichnis

1 Ziel des Versuches	1
2 Theorie zum Versuch	1
2.1 Tunneleffekt	1
2.2 Funktionsweise des Rastertunnelmikroskops	4
2.2.1 Piezo-Aktuatoren	4
2.2.2 Betriebsmodi des Rastertunnelmikroskops	5
3 Das Experiment	7
3.1 Aufbau	7
3.2 Durchführung und Ergebnisse	8
3.2.1 Herstellung der Spitzen	8
3.2.2 Scan der Goldfolie und Kalibrierung der Bildgrösse	8
3.2.3 Untersuchung einer Graphitoberfläche	12
3.2.4 Untersuchung von Molybdändisulfid	13
4 Fazit	15

Abbildungsverzeichnis

1 Wellenfunktion bei einem Potentialwall	1
2 Idealisierter Potentialverlauf beim Rastertunnelmikroskop	3
3 Prinzipieller Aufbau eines Rastertunnelmikroskops	4
4 Piezo-Aktuator zur dreidimensionalen Positionierung	5
5 Burleigh-Rastertunnelmikroskop	7
6 Aufnahme des Goldgitters	9
7 Goldgitter mit Markierungen zur Bestimmung des Skalierungsfaktors	10
8 Höhenprofil des Goldgitters	11
9 Goldgitter bei höherer Auflösung	11
10 Graphit in atomarer Auflösung	12
11 Molybdändisulfid	13

Literatur

[Bar] J. Bardeen, *Tunneling from a many-particle point of view*, (Phys. Rev. Lett. Vol. 6 No. 2, 1961)

[BiR] G. Binnig, H. Rohrer, *Scanning Tunneling Microscopy — From Birth to Adolescence*, (Nobel-Vortrag, 1986)

[Ger] D. Meschede, *Gerthsen Physik* (Springer, Berlin, Heidelberg, 21. Auflage 2002)

Literatur

- [HaW] H. Haken, H. C. Wolf, *The Physics of Atoms and Quanta*, (Springer, Berlin, Heidelberg, 6th ed. 2000)
- [Kit] Ch. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, (Oldenbourg Verlag, München, Wien, 11. Auflage 1996)
- [Mil] R. J. Miller, H. A. Mizes, A. Samsavar, *Workbook – Instructional Scanning Tunneling Microscope*, (Burleigh Instruments, 1992)
- [Pup] N. Pupeter, *Aufbau eines UHV-Rastertunnelmikroskops für hochauflösende Feldemissionsuntersuchungen an Niob*, (Universität Wuppertal, 1992)
- [Anl] Anleitung zu diesem Versuch

1 Ziel des Versuches

Im Rahmen dieses Versuches sollen Aufnahmen atomarer Auflösung einer Graphit- und einer Molybdändisulfid-Oberfläche mit einem Rastertunnelmikroskop gewonnen werden. Hierzu werden Grundkenntnisse im Umgang Rastertunnelmikroskopen und der einfachen Herstellung von Tunnelspitzen erworben.

2 Theorie zum Versuch

Die Rastertunnelmikroskopie wurde 1981 von Gerd Binnig und Heinrich Rohrer am IBM-Forschungslaboratorium Zürich entwickelt. Seitdem hat das Verfahren eine rasante Entwicklung erfahren und besitzt heute weite Einsatzbereiche in der Festkörper- und Oberflächenphysik, aber auch in anderen Gebieten. Wie der Name suggeriert stellt das Verfahren eine Anwendung des Tunneleffekts von Elektronen zwischen zwei nahe beieinander befindlichen Metallen dar. Die nachfolgenden Abschnitte sollen die zugrundeliegenden Prinzipien erklären.

2.1 Tunneleffekt

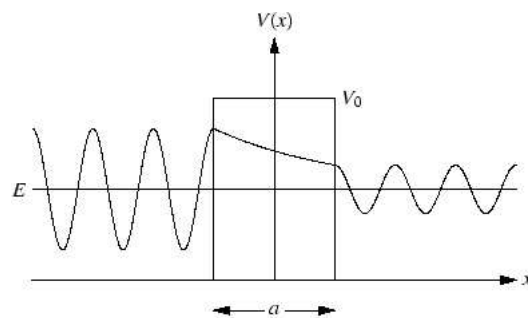


Abbildung 1: Wellenfunktion bei einem Potentialwall

Der Tunneleffekt ist ein typisch quantenmechanischer Effekt, der auf der Welleneigenschaft von Elektronen basiert. Sind zwei Raumbereiche durch einen Potentialwall getrennt, so kann ein Teilchen, dessen Energie geringer als die Höhe des Potentialwalls ist, im klassischen Fall diesen Wall nicht überqueren. In der quantenmechanischen Beschreibung ist dies anders. Die Lösung der stationären SCHRÖDINGER-Gleichung wird durch eine Wellenfunktion beschrieben. Die Wellenfunktion des Teilchens endet am Potentialwall nicht abrupt, sondern nimmt exponentiell ab (siehe Abbildung 1). Dies bedeutet jedoch, dass bei einem ausreichend schmalen Potentialwall noch ein gewisser Anteil auf der gegenüberliegenden Seite vorhanden ist. Da die quantenmechanische Wellenfunktion die Aufenthaltswahrscheinlichkeitsdichte des Teilchens beschreibt, bedeutet dies, dass das Teilchen eine gewisse Wahrscheinlichkeit besitzt auf der anderen Seite des Potentialwalls aufzutauchen. Geht man von der zunächst stationären Lösung der Schrödin-

2 Theorie zum Versuch

gleichung zur zeitabhängigen Lösung über, so kann man die Wahrscheinlichkeit berechnen mit der der Übergang stattfindet (vgl. [HaW, S. 432]). Die Berechnung der Reflexions- und Transmissionskoeffizienten für einfache eindimensionale kastenförmige Potentialwälle findet sich in jedem Lehrbuch der theoretischen Quantenmechanik und soll daher hier nicht weiter ausgeführt werden, sondern nur die wesentlichen Punkte beschrieben werden.

Die zeitunabhängige eindimensionale SCHRÖDINGER-Gleichung

$$H\Psi(x) = E\Psi(x) \quad (1)$$

lautet für ein zeitunabhängiges Potential

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} - V(x) + E \right) \Psi(x) = 0 \quad (2)$$

für die man allgemein die Lösung

$$\Psi(x) = \begin{cases} A_1 e^{ikx} + A_2 e^{-ikx} & x < -a \\ B_1 e^{i\kappa x} + A_2 e^{-i\kappa x} & -a < x < a \\ C_1 e^{ikx} & x > a \end{cases} \quad (3)$$

mit $k = \sqrt{2mE}/\hbar$ und $\kappa = \sqrt{2m(V_0 - E)}/\hbar$ findet. Die Koeffizienten werden über die Stetigkeitsbedingungen und die Normierungsbedingung festgelegt. Für den Tunneleffekt ist nur die Transmissionsamplitude $S(E) = \frac{C_1}{A_1}$ relevant. Für breite Potentialbarrieren ($\kappa a \gg 1$) erhält man die Näherung

$$|S(E)|^2 = \frac{16E(V_0 - E)}{V_0^2} e^{-\frac{4a}{\hbar} \sqrt{2m(V_0 - E)}} \quad (4)$$

Bei nicht-kastenförmigen Potentialen verwendet man die WKB-Näherung, die das Potential in Rechtecke zerlegt.

$$|S(E)|^2 \approx \prod_i^N \exp\left(-\frac{2\Delta x_i}{\hbar} \sqrt{2m(V(x_i) - E)}\right) \quad (5)$$

$$\approx \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{-a}^{+a} dx \sqrt{2m(V(x) - E)}\right) \text{ für } \Delta x_i \rightarrow 0 \quad (6)$$

Das Phänomen des Tunnelns ist für viele Effekte der Atom- und Kernphysik entscheidend, so wird zum Beispiel der α -Zerfall erst durch den Tunneleffekt ermöglicht. Beim Rastertunnelmikroskop wird der Tunneleffekt genutzt, indem der Abstand zwischen einer metallischen Spitze und einer leitenden bzw. halbleitenden Probenoberfläche über die Stärke des Stromes von Elektronen, die durch das Vakuum zwischen Spitze und Probe tunneln, bestimmt wird. Da die Wahrscheinlichkeit eines Übergangs durch einen Potentialwall wie beschrieben exponentiell von dessen Breite abhängt, sind an diesem Tunnelstrom nur wenige Atome der Spitze beteiligt, die der Oberfläche am nächsten sind.

2 Theorie zum Versuch

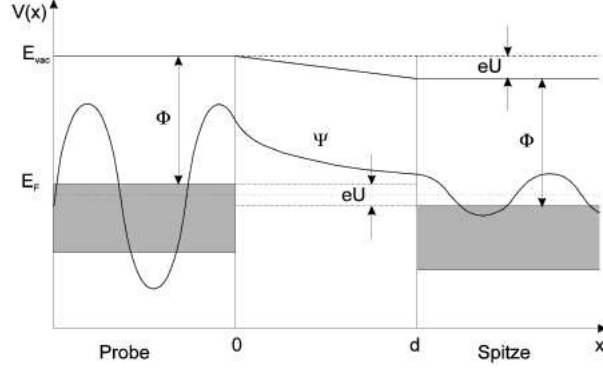


Abbildung 2: Idealisierter Potentialverlauf beim Rastertunnelmikroskop

Gegenüber dem in Abbildung 1 gezeigten Fall besteht beim Rastertunnelmikroskop jedoch der Unterschied, dass das Potential auf beiden Seiten des Walls nicht das gleiche ist, sondern eine Spannung U zwischen Spitze und Oberfläche angelegt wird. Das Potential Φ und die Wellenfunktion Ψ haben daher annähernd die in Abbildung 2 gezeigte Form, wenn man das Problem auf ein eindimensionales zurückführt. Durch unterschiedliche Materialien in Probe und Spitze liegen ausserdem unterschiedliche Austrittsarbeiten vor, die eine Trapezform der Barriere verursachen. Die Austrittsarbeit ϕ ist die minimale Energie, die notwendig ist, um ein Elektron von der FERMIenergie E_F , d.h. dem höchsten bei $T = 0$ besetztem Zustand, auf die Vakuumenergie E_V zu bringen. Die Differenz zwischen den FERMIenergien ist die angelegte Spannung U .

Bei dem in Abbildung 2 gezeigten Fall hat man besetzte Zustände auf der Probe, die unbesetzten Zuständen auf der Spitze gegenüberstehen. Damit ist ein Elektronenfluss von Probe zu Spitze möglich. Befindet sich auf der Probenseite ein Elektron im Energiezustand ψ_n so ergibt sich nach (6) die Tunnelwahrscheinlichkeit

$$|S|^2 \sim |\psi_n|^2 e^{-2\kappa d} \quad (7)$$

mit $\kappa = \sqrt{2m\phi}/\hbar$. Den Strom zwischen Spitze und Probe erhält man durch Summation über die Energiezustände zwischen $E_n = E_F - eU$ und der FERMIenergie E_F

$$I \sim \sum_{E_n}^{E_F} |\psi_n|^2 e^{-2\kappa d} \quad (8)$$

Dies lässt sich zu

$$I \sim eU \rho(0, E_F) e^{-2 \frac{\sqrt{2m\phi}}{\hbar} \cdot d} \quad (9)$$

vereinfachen, indem man die *lokale Zustandsdichte* (LDOS, local density of states) der Probenzustände definiert durch

$$\rho(x, E) = \sum_{\nu} |\psi_{\nu}(x)|^2 \cdot \delta(E_{\nu} - E) \quad (10)$$

Bisher unberücksichtigt blieb die Geometrie der Spitze, diese führt jedoch nur zu quantitativen Veränderungen des Ergebnisses in Form gewisser Faktoren, die qualitativen Zusammenhängen bleiben korrekt. Verschiedene Näherungsverfahren, die die Geometrie der Spitze berücksichtigen finden sich in [Bar] und [Pup].

2.2 Funktionsweise des Rastertunnelmikroskops

Bei einem Rastertunnelmikroskop wird die Oberfläche der Probe mit einer Metallnadel gescannt, die im Idealfall nur ein Atom an ihrer Spitze aufweist. Die Spitze kann mit Piezo-Aktuatoren dreidimensional über die Probe gefahren werden. Eine Steuerelektronik übernimmt dabei die Ansteuerung der Piezos und die Auswertung des gemessenen Tunnelstroms. Abbildung 3 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines Rastertunnelmikroskops.

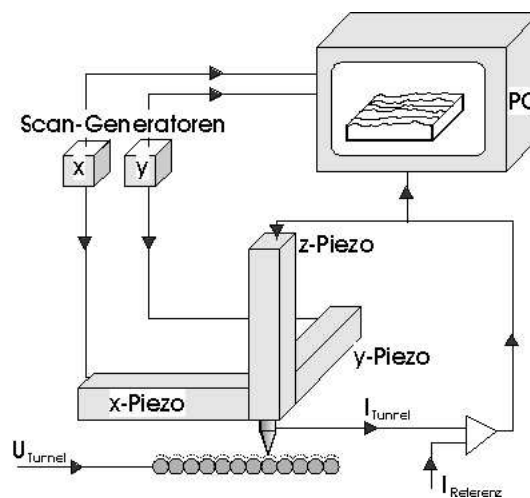


Abbildung 3: Prinzipieller Aufbau eines Rastertunnelmikroskops

2.2.1 Piezo-Aktuatoren

Unter dem Piezo-Effekt versteht man die Eigenschaft gewisser Festkörper unter dem Einfluss einer von aussen angelegten Spannung in einer Richtung zu expandieren und in der Richtung senkrecht dazu zu kontrahieren. Solche Festkörper besitzen ein permanentes elektrisches Feld, das durch zumindest zwei verschiedene Atomsorten im Kristallgitter erzeugt wird. Wenn ein äusseres Feld angelegt wird bewegen sich die negativ geladenen Atome in die eine Richtung, die positiv geladenen Atome entgegengesetzt dazu. Dadurch wird die Kristallstruktur des Festkörpers deformiert und seine äusseren Dimensionen ändern sich.

Mit solchen Piezo-Kristallen lassen sich Längenänderungen von weniger als einem Atomdurchmesser sehr genau einstellen. Die Empfindlichkeit derartiger Aktuatoren liegt

2 Theorie zum Versuch

typischerweise im Bereich von etwa $150\text{\AA}/\text{V}$. Um eine dreidimensionale Ausrichtung der Spitze zu erreichen können entweder drei Aktuatoren in Form eines Dreibeins angeordnet werden, oder man verwendet spezielle zylinderförmige Piezo-Keramiken, an denen Elektroden wie in Abbildung 4 gezeigt, angebracht sind.

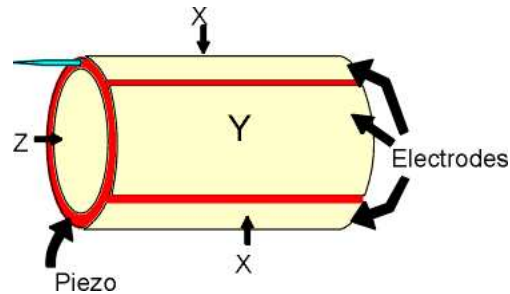


Abbildung 4: Piezo-Aktuator zur dreidimensionalen Positionierung

2.2.2 Betriebsmodi des Rastertunnelmikroskops

Wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben bildet sich zwischen einer leitenden Probe und einer metallischen Spitze bei angelegter Spannung ein Tunnelstrom aus, der exponentiell vom Abstand zwischen Probe und Spitze abhängt. Desweiteren hängt der Tunnelstrom von der lokalen Zustandsdichte ab, so dass sich verschiedene Anwendungen des Tunnelstroms ergeben.

Im *Constant Current Mode* wird der Abstand der Spitze zur Probe während des Scans konstant gehalten. Ein Regelkreis sorgt dafür, dass der Tunnelstrom den vom Benutzer eingestellten Soll-Wert beibehält. Messgröße ist somit an jedem Punkt die z -Auslenkung der Spitze.

Im *Constant Height Mode* hingegen wird die Spitze nur in xy -Richtung bewegt und der Tunnelstrom an jedem Messpunkt aufgezeichnet. Durch die exponentielle Abhängigkeit des Tunnelstroms von der lokalen Zustandsdichte erhält man so Informationen über die Oberflächenstruktur der Probe. Dieser Modus kann nur bei sehr glatten Oberflächen verwendet werden, da sonst ein Kontakt zwischen Probe und Spitze nicht auszuschließen ist. Vorteil dieser Methode ist die höhere Scangeschwindigkeit, da die Regelung der z -Auslenkung entfällt.

Da der Tunnelstrom gemessen wird, misst das Rastertunnelmikroskop also nicht direkt die topographische Struktur, sondern die Elektronenverteilung in der Probe. Bei Metallen liegt ein freies Elektronengas vor, in dem die Leitungselektronen gleich verteilt sind. Daher sind bei Metallen meist nur einheitliche Flächen, jedoch kein benachbarten Atome zu erkennen. Stufenkanten können jedoch aufgelöst werden. Bei Halbleitern hingegen liegen an der Oberfläche ungesättigte Bindungen vor, die stark lokalisiert sind und somit gut abgebildet werden können.

Neben den topographischen Verfahren, wie sie in diesem Versuch zum Einsatz kommen, kann auch Tunnelspektroskopie betrieben werden. Auch hierbei stehen zwei Ver-

2 Theorie zum Versuch

fahren zur Auswahl. Wird die Spitze in allen drei Raumrichtungen festgehalten und die angelegte Spannung kontinuierlich variiert, so kann die Abhängigkeit des Tunnelstroms von der Spannung ermittelt werden. Die $I(U)$ -Kurve gibt das Integral über die lokale Zustandsdichte an. Bei Metallen geht die Kurve mit endlicher Steigung $\frac{dI}{dU}$ durch $U = 0$ (Durchlauf des Fermi-Niveaus) und gibt somit die endliche Zustandsdichte beim Fermi-Niveau an. Bei Halbleitern sind im Bereich der Bandlücke keine Zustände vorhanden, so dass die Steigung der $I(U)$ -Kurve im Bereich um $U = 0$ gleich Null ist.

Wird die Spannung U konstant gehalten und der Tunnelstrom $I(z)$ in Abhängigkeit vom Abstand der Spitze zur Probe ausgemessen, kann hieraus die lokale Potentialbarrierenhöhe bestimmt werden. Aus Gleichung (9) folgt $\phi \sim \left(\frac{dI}{dz}\right)^2$ mit $d = z$.

Für den Bereich unmittelbar zwischen Spitze und Probenoberfläche kann man die Feldstärke annähernd zu $E = \frac{U}{d}$ berechnen. Bei einer typischen Spannung von 1 V und einem Abstand von 10 Å ergibt sich damit eine Feldstärke von 1 GV/m. Die Stromdichte berechnet sich zu $\rho = \frac{I}{A}$, wobei sich die Fläche durch die der Strom tritt nur grob abschätzen lässt.

3 Das Experiment

Die folgenden Abschnitte beschreiben den verwendeten Versuchsaufbau und die Durchführung des Experiments.

3.1 Aufbau

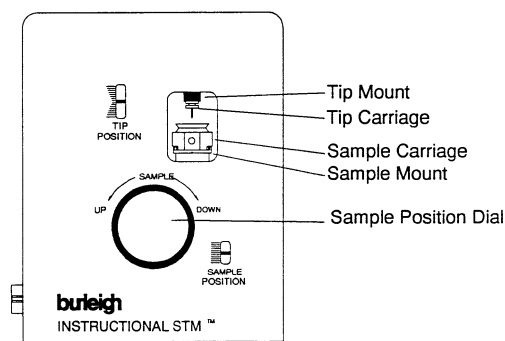


Abbildung 5: Burleigh-Rastertunnelmikroskop

Bei diesem Experiment kommt ein Rastertunnelmikroskop der Firma Burleigh zum Einsatz. Abbildung 5 zeigt die Messeinheit des Rastertunnelmikroskops. Spitzen- und Probenhalter werden magnetisch fixiert und können getrennt entnommen werden. Die Proben sind auf verschiedenen Probenhaltern bereits fertig aufgebracht. Nach der Installation von Spitze und Probe kann die Probe mit dem Handrad an der Vorderseite der Mikroskopeinheit bis auf etwa 1 mm an die Spitze herangefahren werden. Die weitere Positionierung erfolgt dann mit der Steuerelektronik durch Bewegung der Spitze. Zur Grobpositionierung ist die Spitze über einen Hebel mit einem Schrittmotor verbunden. Die Feinpositionierung und Rasterung des Bildes erfolgt über Piezo-Aktuatoren, wie sie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben sind.

Die Schwingungsdämpfung des Mikroskops erfolgt durch eine schwere Steinplatte, die auf einem Gummireifen gelagert ist. Das Mikroskop selbst verfügt zur Vibrationsisolierung über einen Stapel aus vier Metallplatten, die über Elastomerstempel miteinander verbunden sind. Insofern ist diese Anordnung relativ schwingungsempfindlich, was sich im Versuch negativ bemerkbar machte.

Die Elektronik zur Steuerung und Auswertung ist in einer getrennten Steuereinheit untergebracht. Die Steuereinheit besitzt im Wesentlichen vier verschiedene Bereiche.

Tunnelstrom-Einstellung Über zwei Potentiometer kann die Bias-Spannung zwischen Spitze und Probe und der Referenzstrom, der bei der Positionierung der Spitze benutzt wird, eingestellt werden. Die eingestellten Werte können über eine Digitalanzeige abgelesen werden. Hiermit kann auch der aktuelle Tunnelstrom angezeigt werden.

Servo-Regelkreis Mit drei Potentiometern kann die Zeitkonstante, die Verstärkung und die Stärke des Hochfrequenzfilters des Servo-Regelkreises eingestellt werden. Diese Einstellungen können bei der Messung im Constant Current Mode variiert werden. Während die Spitze an die Probe herangefahren wird, sollte die Zeitkonstante auf Minimum und die Verstärkung auf Maximum stehen, um ein Aufsetzen der Spitze auf der Probe zu vermeiden.

Scan-Kontrollen Mit diesen Einstellung kann die Vergrößerungsstufe und der gescannte Bildbereich verändert werden. Der Scanbereich hängt auch von dem in der Software eingestellten maximalen Bereich ab.

Spitzenpositionierung Drei Taster ermöglichen die Spitze bis zum Einsetzen des gewählten Tunnelstroms an die Probe heranzufahren.

Die Auswertung der Daten erfolgt an einem angeschlossenen PC auf dem die Steuer- software des Rastertunnelmikroskops installiert ist.

3.2 Durchführung und Ergebnisse

In chronologischer Reihenfolge wird das durchgeführte Versuchsprogramm beschrieben und die gewonnen Ergebnisse dargestellt.

3.2.1 Herstellung der Spitzen

Die Spitzen werden aus einem Platin-Iridium-Draht (PtIr) hergestellt, indem der Draht zunächst auf etwa 2 cm abgelängt wird und dann in der Mitte leicht gebogen wird. Der Draht wird durch eine zentrale Bohrung in der Spitzenhalterung geschoben und an der Oberseite umgebogen. Die leichte Biegung des Drahtes in der Mitte fixiert den Draht seitlich in der Bohrung. Das umgebogene Ende des Drahtes verhindert das Herausziehen des Drahtes. Der so im Probenhalter befestigte Draht kann dann für die Messung präpariert werden, indem mit einer Zange die obere Spitze abgekniffen wird, während am Draht gezogen wird. Mit etwas Glück entsteht so eine für die Messung geeignete Spitze. Die Spitze muss gegebenenfalls mehrfach abgekniffen werden, bis mit dem Rastertunnelmikroskop ein stabiles Bild erzeugt wird. Im Laufe des Versuches wurden mehrfach neue Spitzen hergestellt.

3.2.2 Scan der Goldfolie und Kalibrierung der Bildgröße

Im ersten Versuchsteil wurde ein Goldbedampftes Holographiegitter gescannt. Da die Abstände der Gitterlinien bekannt sind, kann das gewonnene Bild genutzt werden, um die xy -Auslenkung der Piezo-Aktuatoren zu kalibrieren. Da ein topographisches Bild der Oberfläche gewonnen werden sollte, wurde im Constant Current Mode gemessen. Folgende Einstellungen wurden gewählt

3 Das Experiment

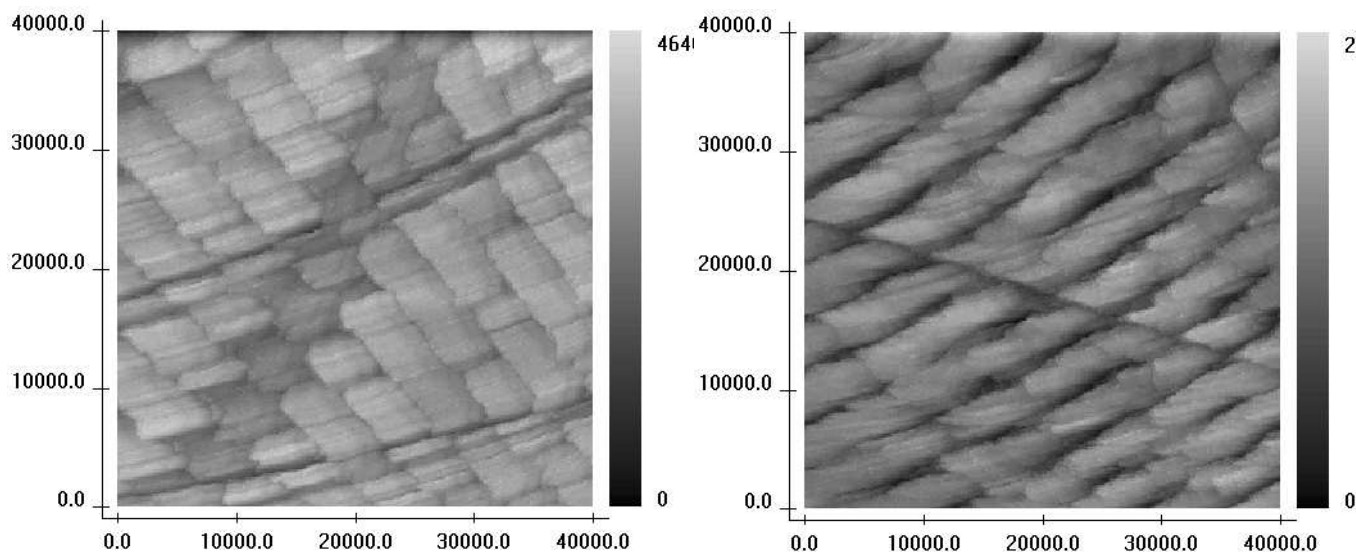


Abbildung 6: Aufnahme des Goldgitters: Scan im Constant Current Mode, Achsenskalierung in \AA nach Angaben der Software, d.h. noch nicht kalibriert

Biasspannung	$U_b = 1,01 \text{ V}$
Referenzstrom	$I_r = 8,0 \text{ nA}$
Zahl der Bildpunkte	256 Samples
Scannbereich	40000 \AA
Scan Delay	0,2 ms/Sample
Zeitkonstante	min.
Verstärkung	80%
Filter	max.

Diese Messung wurde genutzt, um sich mit der Funktionsweise des Rastertunnelmikroskops vertraut zu machen. Daher wurden zunächst mehrere Versuche gemacht eine funktionsfähige Spitze herzustellen. Bei den ersten gewonnen Aufnahmen zeigten sich sehr viele Kratzer auf der Oberfläche, die das Gitter überdeckten und somit eine sinnvolle Auswertung verhinderten. Die starke Zerstörung der Oberfläche an einigen Stellen fiel auch schon optisch auf. Danach ergaben sich Probleme, da die Oberfläche scheinbar stark geneigt war und erst nach dem Anwenden des Neigungsfilters der Software ein Bild des Gitters sichtbar wurde. Der Filter führte jedoch auch zu einer stärkeren Unschärfe der Bilder. Mit einer neuen, kürzeren Spitze konnten schliesslich gute Bilder der Gitters gewonnen werden. Abbildung 6 zeigt zwei der gewonnen Aufnahmen.

Zur Kalibrierung der Auflösung des Rastertunnelmikroskops wurden bei einer Aufnahme die Gitterlinien ausgezählt und mittels einer Bildverarbeitungssoftware die Abstände zwischen zwei Gitterlinien bestimmt (siehe Abbildung 7). Dazu wurde zunächst der Abstand zwischen 11 Linien in Bildpunkten und dann der Skala des Bildes ermittelt. Damit ergab sich der Abstand zwischen zwei Linien zu 4207\AA in Einheiten der RTM-Skala. Das Gitter hat laut Hersteller 2400 Linien/mm, was einem Linienabstand von 4167\AA ent-

3 Das Experiment

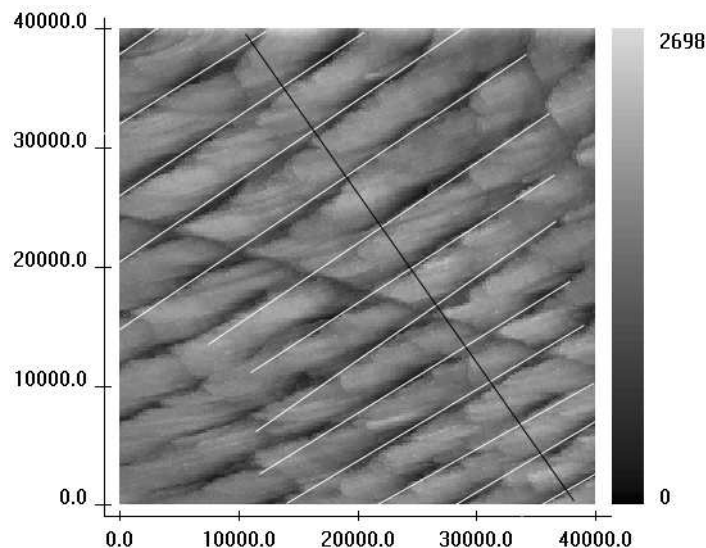


Abbildung 7: Goldgitter mit Markierungen zur Bestimmung des Skalierungsfaktors

spricht, wobei die Genauigkeit des Gitters nicht bekannt ist. Damit stimmen beide Werte auf weniger als 1% überein, was im Rahmen des erwarteten Fehlers der Gitterkonstanten und der Messung liegen dürfte, so dass im weiteren Verlauf auf eine Umrechnung der Angaben des Rastertunnelmikroskops verzichtet wurde.

Die Software des Rastertunnelmikroskops ermöglicht es Schnitte durch eine Aufnahme zu legen und das Höhenprofil entlang dieses Schnittes auszugeben. Dies wurde bei einer Aufnahme des Holographiegitters durchgeführt (siehe Abbildung 8), für die Auswertung des Gitterabstandes jedoch nicht berücksichtigt, da auf Grund der Kratzer auf der Oberfläche eine Auswertung mit einer Bildverarbeitungssoftware sinnvoller erschien.

Es wurden weitere topographische Bilder der Goldoberfläche mit kleinerem Scanbereich erstellt. Eine Aufnahme einer monoatomaren Stufe des Goldfilms gelang nicht, was insbesondere an Schwingungen des Rastertunnelmikroskops lag. Durch eine ungünstige Koordination bei der Raumbelugung fand während der Messung im selben Raum ein Seminar statt, wodurch sehr unruhige Umgebungsbedingungen geschaffen wurden. Während der Scans zeigten sich deutlich die Auswirkungen von Schwingungen, die auf umherlaufende Personen zurückgeführt werden konnten. Dies bereitete auch bei den nachfolgenden Versuchsteilen erhebliche Probleme, so dass Bilder mit atomarer Auflösung nur während der Mittagspause möglich waren.

Abbildung 9 zeigt zwei Aufnahmen der Goldoberfläche mit 2-facher und mit 50-facher Auflösung gegenüber der Auflösung in den Bildern, die zur Bestimmung des Gitterabstandes verwendet wurden.

3 Das Experiment

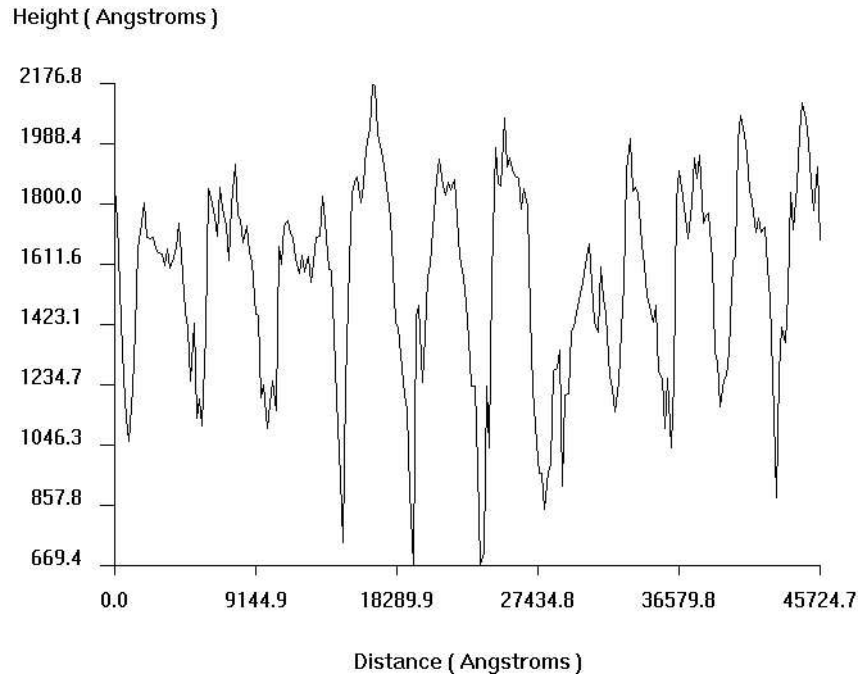


Abbildung 8: Höhenprofil des Goldgitters entlang eines Schnittes senkrecht zur Gitterrichtung, die Skalierung der z -Achse entstammt den RTM-Angaben und ist nicht explizit kalibriert worden

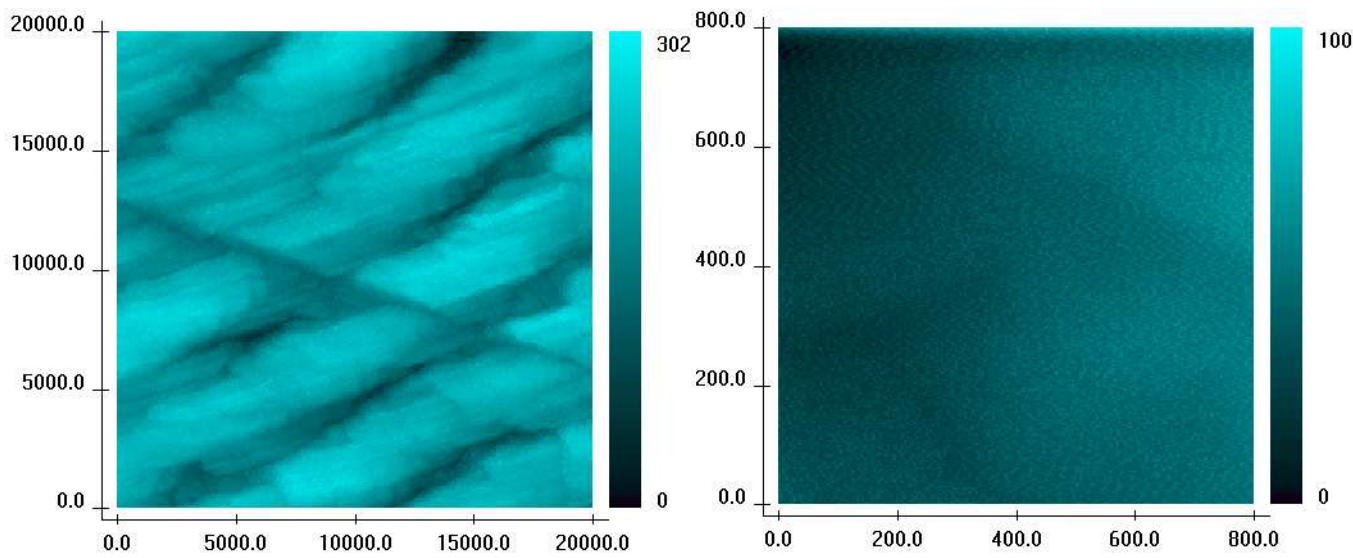


Abbildung 9: Goldgitter bei höherer Auflösung: 2-fache bzw. 50-fache Auflösung gegenüber den vorherigen Aufnahmen.

3 Das Experiment

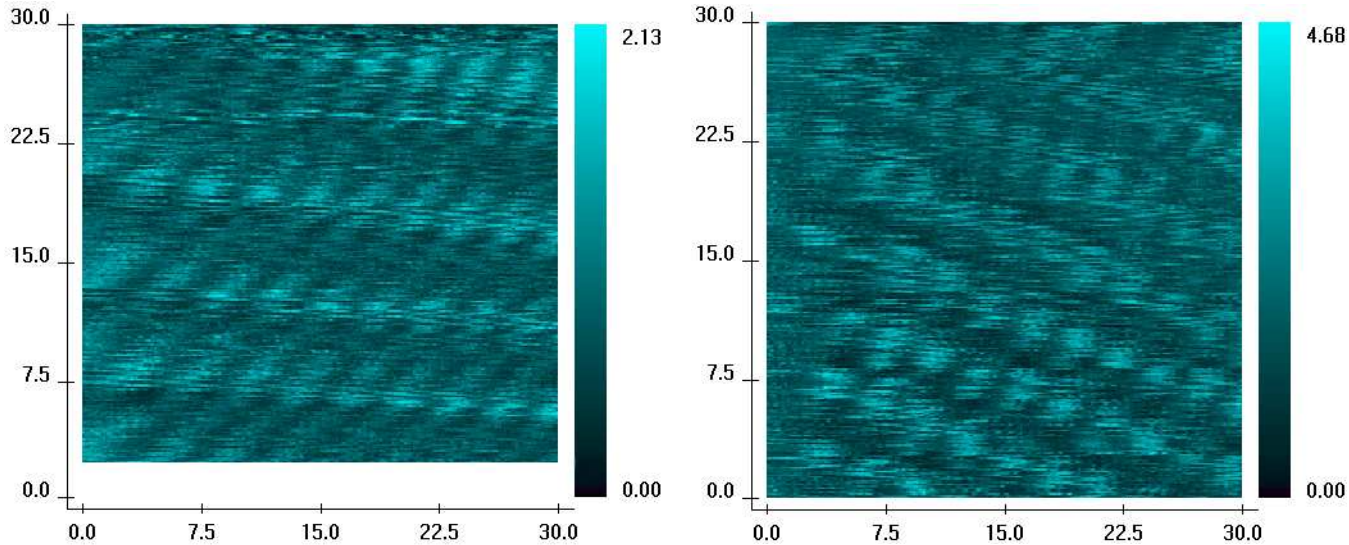


Abbildung 10: Graphit in atomarer Auflösung; linkes Bild: Testmessung zur Überprüfung der Spitze (im unteren Bildbereich Fehler durch Übertragung des Bildes auf PC), rechtes Bild: Messung im Constant Height Mode (xy -Achse in Å, z -Achse in nA)

3.2.3 Untersuchung einer Graphitoberfläche

Da es sich bei Graphit um einen Halbleiter handelt sind atomare Strukturen wie in Abschnitt 2.2 beschrieben gut mit einem Rastertunnelmikroskop abbildbar. Die Messung wurde im Constant Height Mode mit folgenden Einstellungen durchgeführt.

Biasspannung	$U_b = -0,02$ V
Referenzstrom	$I_r = 4,9$ nA
Zahl der Bildpunkte	256 Samples
Scannbereich	7500 Å
Scan Delay	0,0 ms/Sample
Zeitkonstante	80%
Verstärkung	10%
Filter	50%

Zur Annäherung der Spitze wurde die Zeitkonstante des Piezo-Regelkreises auf Minimum und die Verstärkung auf Maximum gesetzt. Zunächst wurden im Constant Current Mode einige Aufnahmen bei hoher Vergrößerung gemacht, um die Funktionsfähigkeit der Spitze zu kontrollieren. Nach mehreren Versuchen konnte eine Spitze hergestellt werden, mit der sich grobe Strukturen erkennen liessen, daraufhin wurde der Vergrößerungsfaktor auf 250-fach gestellt, so dass ein Bereich von 30×30 Å gescannt wurde. Die Einstellungen wurden solange variiert bis sich ein stabiles Bild der Graphitoberfläche ergab. Hierzu wurde auch mehrfach ein anderer Teil der Oberfläche angefahren. Besonders bei dieser Messung zeigte sich der Einfluss von äusseren Störfaktoren eindrucksvoll.

3 Das Experiment

Bilder mit atomarer Auflösung waren nur möglich, da gerade Mittagspause war und somit die Schwingungen durch andere Personen auf ein Minimum reduziert waren. Abbildung 10 zeigt zwei Aufnahmen der Graphitstruktur.

Die Auswertung der rechten Aufnahme in Abbildung 10 mit einer Bildverarbeitungssoftware liefert einen Gitterabstand von etwa $2,9\text{\AA}$ in einer Achse und $4,6\text{\AA}$ in der anderen Gitterachse. Der Winkel zwischen beiden Achsen kann zu 115° ermittelt werden. Rein optisch scheint das Gitter leicht geneigt zu sein, was die Winkelmessung bestätigt. Die Abstände der nächsten Nachbarn beim Graphitgitter betragen $1,42\text{\AA}$ (aus [Mil]), was mit keinem der beiden Werte vereinbar ist. Die Messung liesse sich erklären, wenn man annimmt, dass nur die β -Atome des Gitters abgebildet wurden. Eine weitere Erklärung wären Effekte durch Doppelspitzen, die bei regulären Mustern zu einer Veränderung der Darstellung führen können, eine Vergrößerung des Abstandes um den Faktor zwei erscheint jedoch unwahrscheinlich. Zudem konnten Bilder mit ähnlichen Strukturen für verschiedene Stellen der Oberfläche und mit verschiedenen Scan-Einstellungen in beiden Scan-Moden gefunden werden.

3.2.4 Untersuchung von Molybdändisulfid

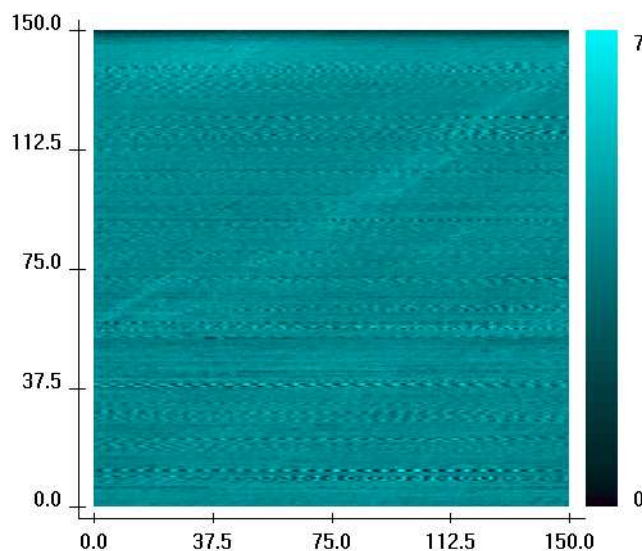


Abbildung 11: Molybdändisulfid: Versuch einer Abbildung der Oberfläche, Scan im Constant Current Mode, alle Angaben in \AA . Deutlich sind die fehlerhaften Zeilen zu erkennen, die durch äussere Schwingungen verursacht wurden

Die Untersuchung der Molybdändisulfidoberfläche schlug auf Grund der grossen Unruhe im Raum fehl. Schon bei geringerer Auflösung zeigten sich immer wieder fehlerhafte Zeilen, die durch Schwingungen hervorgerufen wurden. Entsprechend konnte auch keine sinnvolle Aufnahme mit hoher Auflösung gewonnen werden. Alle Ergebnisse bei hoher Auflösung waren nicht von Rauschen zu unterscheiden, so dass dieser Versuchsteil trotz

3 *Das Experiment*

wiederholten Versuchen und neuen Spitzen abgebrochen werden musste.

Es wurden folgende Einstellungen verwendet, die im Laufe der Versuchs leicht variiert wurden, was jedoch keinen sichtbaren Erfolg brachte.

Biasspannung	$U_b = 0,05 \text{ V}$
Referenzstrom	$I_r = 2,0 \text{ nA}$
Zahl der Bildpunkte	256 Samples
Scannbereich	5000 Å
Scan Delay	0,5 ms/Sample
Zeitkonstante	min.
Verstärkung	90%
Filter	max.

Bei geringerer Auflösung zeigte sich eine weitestgehend glatte Oberfläche auf der einzelne „Hügel“ sichtbar wurden. Abbildung 11 zeigt eine Aufnahme höherer Auflösung im Constant Current Mode.

4 Fazit

- Im gesamten Versuch machten sich äussere Störfaktoren negativ bemerkbar, die teilweise erhebliche Probleme bereiteten. Eine Messung mit dem gegebenen Rastertunnelmikroskop erscheint nur sinnvoll, wenn sich keine weiteren Personen im Raum befinden.
- Das goldbedampfte Holographiegitter konnte gut topographisch untersucht werden und die Skalierung des Mikroskops in xy -Richtung überprüft werden. Schwierigkeiten bereitete hierbei die zum Teil stark zerstörte Oberfläche der Probe.
- Während der ruhigen Phase im Raum konnten Aufnahmen der Graphitstruktur mit atomarer Auflösung gewonnen werden. Die ermittelten Werte der Gitterabstände konnten nur schlecht interpretiert werden, die Messung deutet jedoch daraufhin, dass es sich bei den abgebildeten Strukturen nicht um Artefakte handelt, sondern eventuell nur die β -Atome des Graphitgitters abgebildet wurden.
- Auf Grund der Störungen konnten leider keine Aufnahmen der Molybdändisulfidoberfläche mit höheren Auflösungen gewonnen werden.

Christian Dehne

Sebastian Fleischmann