
Rastertunnelmikroskop

Friedrich Schüßler und Volker Karle

6. September 2014

INHALTSVERZEICHNIS

I	Versuchsprotokoll	1
1	Einführung in die Rastertunnelmikroskopie	1
1.1	Historischer Abriss	1
1.2	Theoretische Grundlagen	2
1.2.1	Überblick	4
1.2.2	Grundlagen der Festkörperphysik	4
1.3	Charakterisierung von Kristallgittern	4
1.4	Grundlagen der Festkörperoberflächen	5
1.5	Struktur von Graphit, Gold und MoS ₂	7
2	Theorie des Quantentunnelns	8
2.1	Mathematische Herleitung von Quantentunneln	11
3	Durchführung des Versuchs	11
3.1	Versuchsaufbau	12
3.2	Durchführung der Messungen	12

TEIL I

VERSUCHSPROTOKOLL

1 EINFÜHRUNG IN DIE RASTERTUNNELMIKROSKOPIE

In der Rastertunnelmikroskopie (engl. *scanning tunneling microscope*, **STM**) wird die Oberfläche von Festkörpern auf atomarer Größenskala untersucht. Dabei wird der quantenmechanische Tunneleffekt ausgenutzt, der einen minimalen Stromfluss dort erlaubt, wo klassisch die Potentialbarriere zu hoch wäre. Eine Spitze, die im Idealfall mit einem Atom endet, fährt die Oberfläche in einem festen Raster am, während ein Computer Stromfluss im nA-Bereich und die Verschiebung misst. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron durch die Potentialbarriere zwischen Oberfläche und Spitze "tunnelt", hängt stark von dem Abstand dazwischen ab – daher kann der Tunnelstrom als Messgröße für diesen Abstand benutzt werden. Mit Hilfe des entsprechenden theoretischen Zusammenhanges und Modellen aus der Festkörperphysik können so Bilder von der Geometrie der Oberfläche erstellt werden und beispielsweise Parameter wie die Gitterkonstante berechnet werden. Gängige Auflösungen liegen bei 0.1 nm in der Ebene sowie 0.01 nm in der Tiefe. Untersucht werden in diesem Versuch die Oberflächen von Graphit, einer mit Gold beschichteten Struktur und des Halbleiters MoS₂.

1.1 HISTORISCHER ABRISS

Die ursprüngliche Idee der Erfinder des RTMs war es nicht, ein Mikroskop zu konstruieren, sondern Spektroskopie in einer Größenordnung von 100 Å durchzuführen [2]. Mit der ersten experimentellen Realisation [12] des Tunnelns mit einer positionierbaren Spitze tauchte das Konzept des Tunnelns in der Festkörperphysik auf, als versucht wurde, durch Vakuum bzw. durch eine Vakuumbarriere zu tunneln [5]. Erst dann wurde festgestellt, dass mit dieser Methode nicht nur Spektroskopie, sondern eine neue Art des Mikroskops entwickelt werden konnte. Diese waren zunächst aufgrund der Vibrationen nicht erfolgreich. Nun sind die Vorteile des Vakuumtunnelns aber evident: Zum einen handelt es sich um die konzeptuell am einfachsten herzustellende Barriere, zum anderen ist ein freier Zugang der Elektroden für die Untersuchung anderer physikalischer und chemischer Prozesse möglich. Die Fragen, die sich in diesem Zusammenhang ergaben und gelöst bzw. beantwortet werden mussten, waren:

1. Wie können die mechanischen Vibrationen, die die Spitze erschüttern und sich gegenseitig aufschaukeln, unterdrückt bzw. verringert werden?
2. Wie stark sind die (Anziehungs-)kräfte zwischen der Spitze und der Probe? Wie sollte die Form der Spitze aussehen und wie ist es möglich eine solche Form auf dieser Skala herzustellen?

1981 führten die Autoren G.Binnig, H.Rohrer, Ch.Gerber und E.Weibel in Zürich zum ersten Mal ein erfolgreiches Tunnelexperiment [5] mit einem justierbarem Vakuum Spalt durch. Ziel

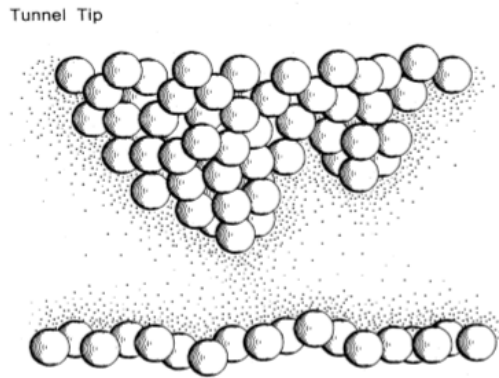


Abbildung 1.1: Schematische Abbildung aus [2] auf der der strukturelle Aufbau der Spitzen und der Probe zu sehen ist.

war hierbei, das Phänomen des Tunnelns so zu erforschen, um es in der Spektroskopie und andere Methoden einsetzen zu können. Offensichtlich war der schwierige Teil der, die Vibrationen, die vergangene Experimente fehlschlügen ließen, hinreichend zu unterdrücken, um somit das eigentliche Signal noch identifizieren zu können. Dies wurde in dem erwähnten Experiment durch eine Dämpfung des Tunnelbauteils erreicht, und zwar durch einen Schutz von akustischen Rauschen durch eine das Mikroskop umgebende Suspension innerhalb einer Vakuumkammer. Mithilfe von Levitation durch Supraleiter-induzierte Magneten sowie der Steuerung mit Piezoelementen erfolgt das Abrastern einer Probe.

Der Trick liegt darin, die charakteristischen Frequenzen so zu wählen, dass die Eigenfrequenzen des Materials für Vibrationen weit darüber liegen. Dies ist möglich, indem die Größe des Bauteils sehr klein skaliert wird, somit können sich keine Vibrationen ausbilden. Für die erste Realisation eines RTMs wurde Gerd Binnig und Heinrich Rohrer 1986 der **Nobelpreis für Physik** verliehen. Die Frage nach der Form der Spitze ist komplizierter, da es nicht unbedingt möglich ist, die Spitze als Sphere mit einer bestimmten Krümmung und Radius zu beschreiben, da die Rauheit der Spitze die Existenz vieler kleiner Spitzen implizieren. Diese sogenannten *Minispitzen* reagieren sehr sensitiv auf die anliegende Tunnelstromstärke; die jeweils nächste bildet dann die Verbindung zur Probe (siehe Abbildung 1.1).

Die erste Anwendung, welche die RTMs bekannt machte, war die Oberflächenrekonstruktion von Silizium(111) [?] (siehe Abbildung 1.2). Dabei handelte es sich um ein offenes Problem in der Festkörperphysik. Wie sich später durch die experimentelle Aufarbeitung zeigte, waren die theoretischen Vorhersagen nicht korrekt und mussten korrigiert werden, gerade auch deswegen erlangte die Rastertunnelmikroskopie ab 1985 große Bekanntheit.

Auf ihr baut die gesamte Rastersondenmikroskopie auf, welche in einigen Spielarten in der Zeit danach weiterentwickelt wurde. So war ist mit dem *Rasterkraftmikroskop* und dem *optische Rasternahfeldmikroskop* möglich, sogar nichtleitende Proben zu untersuchen, da das Abrastern nicht auf einen geschlossenen Stromkreis basiert, sondern auf Kräften atomarer Ebene (Coulomb, Pauliprinzip). Somit bilden sie die Basis für viele Anwendungen in der Chemie und Biologie.

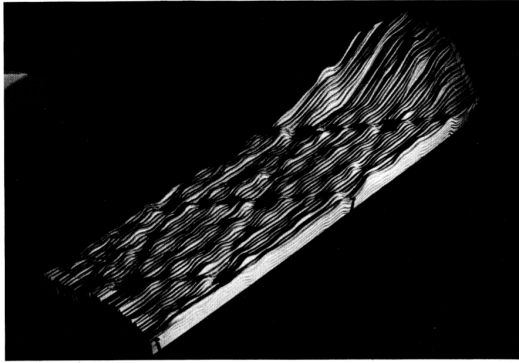


Abbildung 1.2: Erste Anwendung des Rastertunnelmikroskops [?]: Oberflächenrekonstruktion von Silizium(111) (siehe Millersche Indizes im Theorieteil), welches eine komplexe (7x7) Überstrukturzelle besitzt

1993 gelang es M.F. Crommie, C.P. Lutz und D.M. Eigler [7] dann ein *Quantengehege* aufzubauen (engl. *Quantum Corral*). Somit konnten mithilfe des RTMs sogar Interferenzphänomene von Atomen sichtbar gemacht werden (siehe Abbildung 1.3).

2 THEORIE DES QUANTENTUNNELNS

Quantentunneln, oder kurz *Tunneln* bezeichnet das quantenmechanische Phänomen, wenn die Durchtrittswahrscheinlichkeit eines Teilchens durch eine Potenzialbarriere nicht null ist, selbst wenn die Energie des Teilchens geringer ist als das Potenzial selbst ($E < V$), was in der klassischen Mechanik nicht möglich wäre. Dies spielt eine wichtige Rolle bei vielen Phänomenen in Natur und Technik, beispielsweise bei der Kernfusion der Sonne, bei der Diode und daher auch beim Transistor und somit bei der Funktionsweise eines Computers an sich, aber auch beim Quantencomputer oder eben in unserem Fall beim RTM. Das Phänomen des Quantentunnelns wurde Anfang des 20ten Jahrhunderts mit der Entdeckung der Quantenmechanik postuliert und Mitte des Jahrhunderts bestätigt.

2.1 MATHEMATISCHE HERLEITUNG VON QUANTENTUNNELN

In den folgenden Ausführungen werden Kenntnisse der Quantenmechanik vorausgesetzt. Betrachten wir zunächst die zeitunabhängige Schrödingergleichung für ein Teilchen in einer Dimension:

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2m} \partial_x^2 + V(x) \right] \psi(x) = E \psi(x) \quad (2.1)$$

$$\Leftrightarrow \left[\frac{-\hbar^2}{2m} \partial_x^2 \right] \psi(x) = [E - V(x)] \psi(x) \quad (2.2)$$

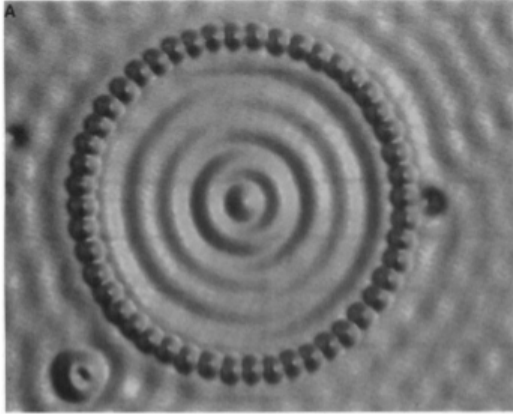


Abbildung 1.3: Die Abbildung zeigt die Visualisierung des Quantengeheges, welches 1993 von Crommie, Lutz und Eigler mithilfe des RTMs konstruiert werden konnte [7]. Speziell in dieser Abbildung ist eine 48-Eisen-atomige Ringkonstruktion zu sehen, welche auf Kupfer(111) aufgebaut wurde. Der Durchschnittsdurchmesser des Rings beträgt 142.6\AA .

Im Spezialfall wenn $V(x)$ konstant ist, können wir die Gleichung sofort mit planaren Wellen lösen:

$$k^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(V - E) \quad (2.3)$$

$$\psi(x) \sim \exp(kx) \quad (2.4)$$

Wenn $V(x)$ nicht konstant ist, können wir mithilfe der WKB-Methode [8] immerhin noch den Transmissionskoeffizienten berechnen, sofern das Potenzial zwischen zwei Rändern x_1 und x_2 eingespannt ist und ausserhalb davon null wird. Dazu setzen wir für die Wellenfunktion $\psi(x) = \exp(\phi(x))$ an, mit einer komplexen Funktion $\phi(x)$.

sectionTheoretische Grundlagen

2.2 GRUNDLAGEN DER FESTKÖRPERPHYSIK

Wir gehen in unserer Beschreibung der untersuchten Metalle und Halbleiter vom Bändermodell aus. Durch die gegenseitige Beeinflussung der Atome im Gitter werden die im Einzelatom noch stark voneinander abgetrennten Energie-Eigenzustände der Elektronen aufgespalten und folgen so dicht aufeinander, dass Elektronen sehr leicht zwischen den einzelnen Zuständen wechseln können. Die atomaren Energieniveaus bleiben jedoch zum Großteil soweit getrennt, dass klar definierte "Bänder" entstehen. Das für $T = 0\text{ deg K}$ äußere Energieband ist das Valenzband. Die zur chemischen Bindung beitragenden Elektronen gehören genau diesem Band an (Valenz = Bindung, Valenzelektronen). Das über dem Valenzband liegende Band wird als Leitungsband bezeichnet. Elektronen im Leitungsband sind räumlich nicht mehr gebunden, da sich die Orbitale der jeweiligen Atome überlagern – diese Elektronen können

daher leicht Energie eines elektrischen Feldes aufnehmen und sich in dem Gitter bewegen.

2.3 CHARAKTERISIERUNG VON KRISTALLGITTERN

Vor der Beschreibung der Oberflächen von Kristallen wenden wir uns dem darunter liegenden Gitter zu, das die Basis für die Oberfläche darstellt. Die charakteristischen Größen sind auch für die Oberflächen wichtig. Die Untersuchung der Kristallgitter findet vor Allem durch Beugungsexperimente statt, da diese die periodische Struktur am besten Ausnutzen und so zu höherer Genauigkeit kommen, als direkte Abbildung der Oberflächen. Für die gemessene Intensität $I(\mathbf{K})$ gilt für große Abstände \mathbf{R} zwischen Strahlungsquelle und streuendem Medium sowie \mathbf{R}' zwischen Streuer und Schirm am Ort B:

$$I(\mathbf{K}) \propto |A_B|^2 \propto \left| \int \rho(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \right|^2 \quad (2.5)$$

Dabei ist $|A_B|$ die Amplitude der gemessenen Wellen am Schirm, $\rho(\mathbf{r})$ die komplexe Streudichte an Position \mathbf{r} (siehe Abb. 1.4) und $\mathbf{K} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$ der Streuvektor, \mathbf{k}_0 der k-Vektor der auf das Streumedium auftreffenden Wellen und \mathbf{k} der k-Vektor der am Schirm auftreffenden Welle. Für ein periodisches Gitter ist auch die Streudichte periodisch und lässt sich daher in eine Fourierreihe zerlegen:

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \rho_{\mathbf{G}} e^{i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}} \quad (2.6)$$

$$\mathbf{r} = n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3 \quad (2.7)$$

$$\mathbf{G} \cdot \mathbf{r} = 2\pi m \quad (2.8)$$

$$n_1, n_2, n_3, m \in \mathbb{N} \quad (2.9)$$

Daraus folgt, dass der Vektor \mathbf{G} als ganzzahlige Linearkombination reziproker Gittervektoren \mathbf{g}_i mit der folgenden Bedingung darstellbar ist:

$$\mathbf{G} = h\mathbf{g}_1 + k\mathbf{g}_2 + l\mathbf{g}_3 \quad (2.10)$$

$$\mathbf{g}_i \cdot \mathbf{a}_j = 2\pi \delta_{ij} \quad (2.11)$$

Schließlich lassen sich die Basisvektoren des reziproken Gitters berechnen:

$$\mathbf{g}_1 = 2\pi \frac{\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3}{\mathbf{a}_1 \cdot (\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3)} \quad (2.12)$$

Der Zusammenhang mit den experimentell messbaren Daten für \mathbf{K} ist dann wie folgt gegeben:

$$I(\mathbf{K}) \propto \frac{|A_0|^2}{R'^2} \left| \sum_{\mathbf{G}} \rho_{\mathbf{G}} \int e^{i(\mathbf{G}-\mathbf{K}) \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \right|^2 \quad (2.13)$$

Im Grenzwert unendlich ausgedehnten Volumens wird das Integral zur Deltafunktion, sodass für die Intensität gilt:

$$I(\mathbf{K} = \mathbf{G}) \propto \frac{|A_0|^2}{R'^2} |\rho_{\mathbf{G}}|^2 V \quad (2.14)$$

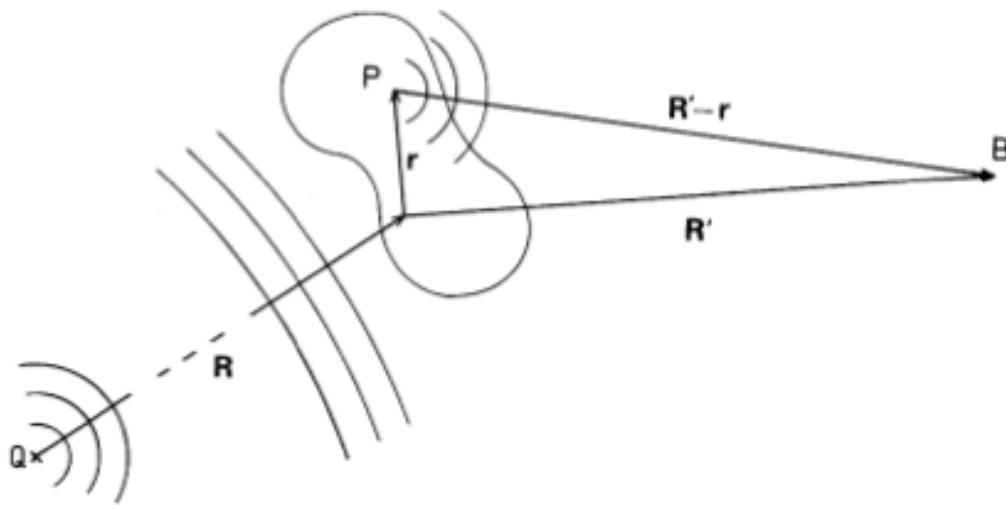


Abbildung 2.1: Zur Herleitung der Streukinematik, aus [?]]

Bei der Bezeichnung von Oberflächen werden die sogenannten Millerschen Indizes benutzt. Spannt man mit drei nicht auf einer Geraden liegenden Gitterpunkten, so ist diese durch drei ganze Zahlen m, n, o gekennzeichnet. Aus diesen erhält man ein teilerfremdes Triplet (h, k, l) , indem man die reziproken Werte $h' = 1/m, k' = 1/n, l' = 1/o$ mit einer ganzen Zahl p multipliziert. Es lässt sich nun zeigen, dass der reziproke Gittervektor \mathbf{G} senkrecht auf dem mit (h, k, l) beschriebenen Gitter steht, und für die in 1.9 gegebene Bedingung $\mathbf{G} = \mathbf{K}$ die Braggsche Reflexionsbedingung

$$\gamma = 2d_{hkl} \sin \Theta \quad (2.15)$$

gilt, wobei

$$d_{hkl} = 2\pi / |\mathbf{G}_{hkl}| \quad (2.16)$$

der Netzebenenabstand ist und der Θ der in Abb. 1.5 definierte Glanz- oder Braggwinkel ist

2.4 GRUNDLAGEN DER FESTKÖRPEROBERFLÄCHEN

Das zuvor angenommen, unendlich ausgedehnte, periodische Kristallgitter spielt bei der Untersuchung der Oberflächen nur noch eine untergeordnete Rolle – schließlich ist eine Oberfläche zunächst einmal eine Abweichung dieser Eigenschaft. Im Allgemeinen kann es Abweichungen in null, ein, zwei oder drei Dimensionen geben. Letztere sind Abweichungen der unterliegenden Baustruktur, die zum Teil eine Mosaikstruktur bilden, die sich auch auf größere Skalen erstrecken. Zweidimensionale Strukturen tauchen als großflächige Überstrukturen oder kleinere Facetten auf. Eine Kategorisierung verschiedener Oberflächen wird von

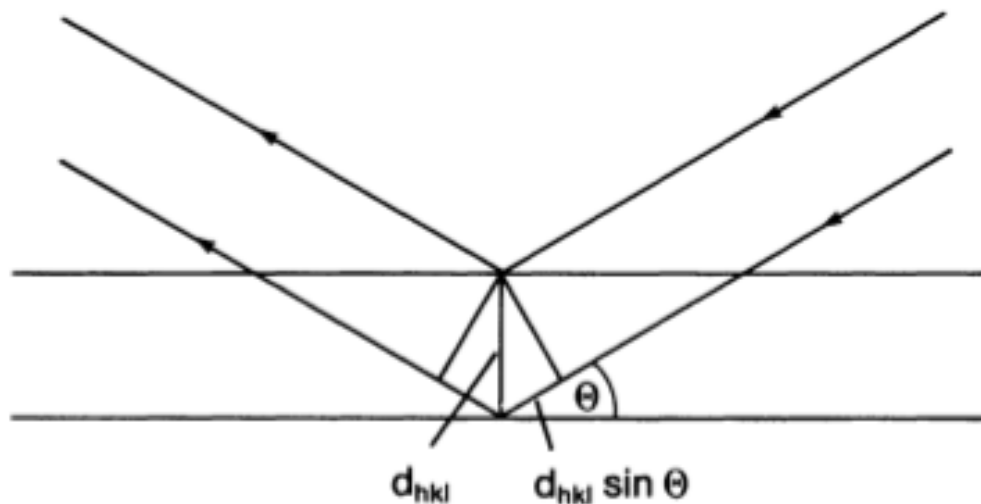


Abbildung 2.2: Definition des Braggwinkels, aus [?]]

Henzler und Göpel [9] gegeben (Abb.: 1.6). In jedem Fall erfahren die Atome der Oberfläche erfahren nicht mehr das regelmäßige Potential von allen Seiten. Die resultierenden Veränderung werden je nach Art als Oberflächenrelaxation oder -rekonstruktion. Ersteres bezeichnet lediglich eine globale Verschiebung der oberen Schicht gegen die Basis, beispielsweise normal oder lateral, wobei die Symmetrien der Oberfläche nicht verändert werden und sich die freie Energie verringert. Dieser Effekt wird bei den meisten Metallen beobachtet [?]. Bei der Oberflächenrekonstruktion bilden sich meist größere Einheitszellen, als die des darunter liegenden Kristalls. Bei Halbleitern hängt das oft damit zusammen, dass die Anzahl nicht abgesättigter Bindungen minimiert wird, so beispielsweise bei Silizium entlang der (100)-Fläche, bei der nach gedanklichem Aufspalten zwei Bindungen frei wären. Je zwei Atome verbinden sich zu sog. Dimeren, wobei die Oberfläche räumlich verzogen wird und sich volle bzw. leere Reihen mit einer Höhe von bis zu fünf Schichten und über große Entfernungen bilden [?]. Die bereits in der historischen Einleitung gezeigte Si-Oberfläche entlang der (111)-Ebene zeigt ebenfalls eine Oberflächenrekonstruktion, allerdings mit deutlich anderen Mustern. Die kubisch-flächenzentrierten Edelmetalle der 6. Periode, Ir, Pt und Au bilden als Ausnahme unter den Metallen ebenfalls Oberflächenrekonstruktionen, die sog. *missing row*-Konstruktion, wie weiter unten bei der Beschreibung von Gold verdeutlicht wird [10]. Zur mathematischen Beschreibung regelmäßiger Oberflächen werden die Gittervektoren aus dem Ortsraum benutzt, die in der Oberfläche liegen. Ausreichend sind meistens jene aus der obersten Atomschicht. Die Atome befinden sich dann an den Positionen

$$\mathbf{r} = m_1 \mathbf{a}_1 + m_2 \mathbf{a}_2, \quad (2.17)$$

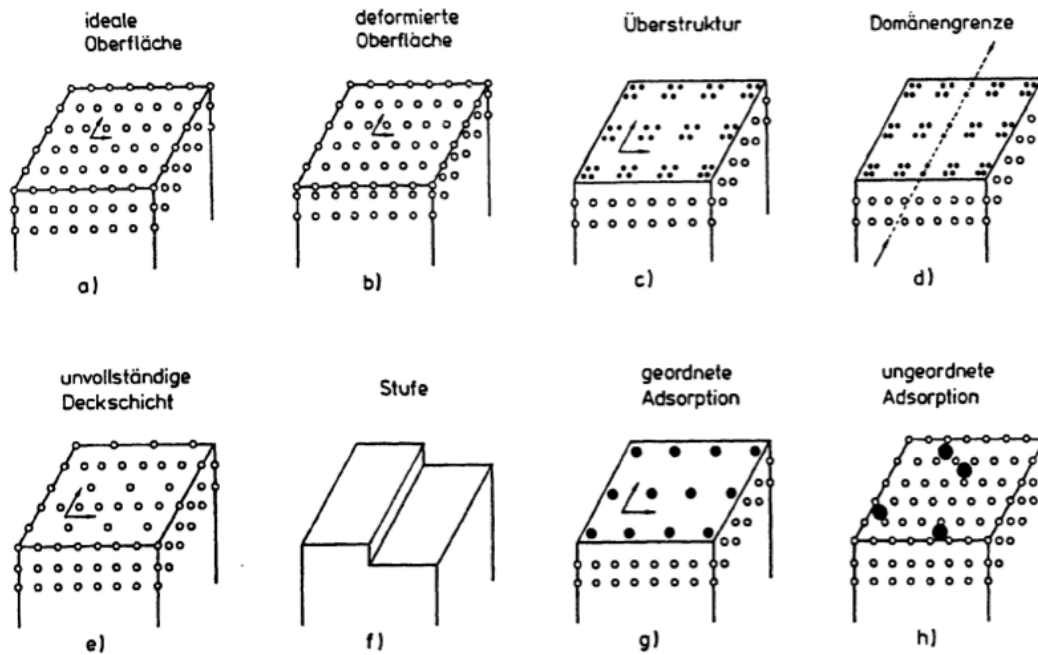


Abbildung 2.3: Die ideale Oberfläche und einige mögliche Oberflächenstrukturen, aus [9]

wobei nach Konvention $|\mathbf{a}_1| \leq |\mathbf{a}_2|$ und $\gamma = \angle(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2) > 90^\circ$ der Winkel zwischen den beiden Vektoren ist. Da die Atome in einer Ebene liegen, ist die Anzahl möglicher Anordnungen, die sog. Bravais-Netze, deutlich kleiner als für einen 3D-Kristall. Es gibt genau fünf, wie in Abb. 1.7 gezeigt [9]. Zur vollständigen Beschreibung fehlen dann allerdings noch die Angaben zur Lage der Oberflächenatome relativ zur darunter befindlichen Basis.

Zur Beschreibung der Oberfläche wird zuerst die ideale Oberfläche angenommen, die sich aus dem darunter liegenden Kristallgitter ergäbe, und deren Vektoren mit $|\mathbf{a}_1| \leq |\mathbf{a}_2|$ bezeichnet werden. Die tatsächliche Struktur, soweit periodisch, kann dann als Verhältnisse $\frac{a_1}{b_1}$, $\frac{a_2}{b_2}$ und Winkel zwischen Basis und Oberfläche angegeben werden. Zusammen mit der Millerschen Schreibweise für die Kristallfläche der Basis ergibt sich so eine kompakte Schreibweise, z. B. $\text{Si}(111)(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$. Ist diese Schreibweise ungeeignet aufgrund fehlender Symmetrien, so kann eine Matrixschreibweise benutzt werden. Sind die Einträge ganze Zahlen, so liegen die Atome der Oberfläche direkt auf der Basis. Bei rationalen Zahlen gibt es auch zwischen den Basisatomen Oberflächenatome, während bei irrationalen Zahlen die Oberfläche quasi unabhängig von der Basis gesehen werden muss. Sie wird dann auch als inkommensurabel bezeichnet. [9]

2.5 STRUKTUR VON GRAPHIT, GOLD UND MoS_2

Die Kristallstruktur von Graphit zeichnet sich vor allem durch seine Schichtenstruktur aus. Die Kohlenstoffatome sind in den aus kovalent gebundenen Sechsecken bestehenden Basal-

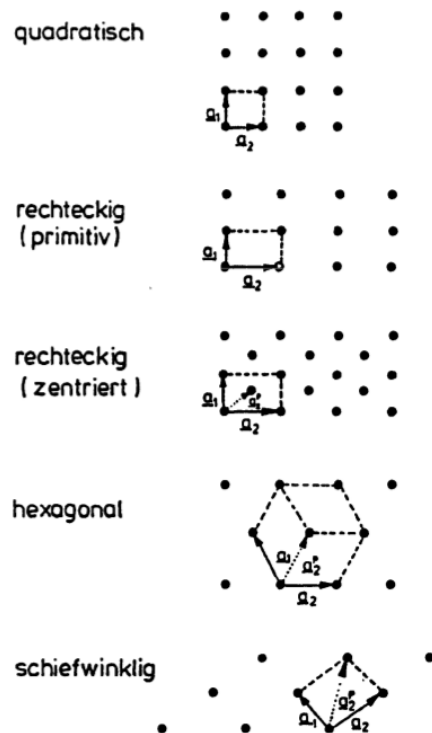


Abbildung 2.4: Bravais-Gitter zur Oberflächenstrukturbeschreibung. Die kleinstmöglichen Zellen sind in den unteren drei Gittern mit \underline{a}_2^p beschriftet. Aus [9]

ebenen oder Graphenschichten deutlich fester aneinander gebunden (4.3 eV), als an solche aus benachbarten Schichten (0.07 eV). Daher ist Graphit entlang dieser Linien sowohl mechanisch deutlich stabiler als auch sehr viel leitfähiger (für Wärme und elektrischen Strom). Die Unterschiede in der Bindungsenergie spiegeln sich auch in den Abständen wider: So sind nächsten Nachbarn innerhalb einer Schicht nur 0.142nm entfernt, während die Schichten 0.335nm auseinander liegen. Graphit tritt nicht nur in zueinander korrelierten Schichten auf, sondern auch unkorreliert (sog. turbostratischer Kohlenstoff). Die hier untersuchte Form ist jedoch regelmäßig - die Winkelabweichung für das verwendete HOPG (highly orientated pyrolytic graphite) beträgt weniger als 1 deg [?]. Diese synthetische Form des Graphit wird auf Grund von ihrer Regelmäßigkeit und Reinheit heute zur Kalibrierung von Rastertunnelmikroskopen verwendet [?]. Es liegen in der Schichtung jedoch nicht alle Atome übereinander, sondern lediglich jedes zweite aus jedem Sechseck (siehe Abb. 1.8). Dadurch kommt es an der Oberfläche zu einem oft beobachteten Effekt: Anstatt sämtliche Atome der Sechsecke zu beobachten, taucht nur die Hälfte auf den STM-Bildern auf. Erklärt wird das dadurch, dass die Elektronendichte in der Fermienergie für Atome mit Nachbarn darunter höher liegt als bei solchen ohne [?]. Selloni et al. [1] berechneten den Abstand der Atome mit bzw. ohne direkten Nachbarn in der Schicht darunter mit 0.15Å.

Gold ist als kubisch-flächenzentriertes Kristallgitter aufgebaut. Die Gitterkonstante beträgt 407.82pm[?]. Im Gegensatz zum Graphit treten jedoch beim Gold enorme Veränderungen der Oberflächenstruktur gegenüber der darunter liegenden Basis auf. Bei dieser Oberflächenrekonstruktion

allerdings ist auf Grund der metallischen Struktur die Darstellung mit dem Rastertunnelmikroskop deutlich schwieriger als bei Halbleitern, da die Elektronen weniger stark räumlich lokalisiert sind.

3 DURCHFÜHRUNG DES VERSUCHS

In Abbildung 3.1 sehen wir das RTM, welches in der folgenden Versuchsdurchführung verwendet wurde. Es handelt sich um das Modell *easyScan 2 STM, Version 1.6* welches von der Firma *Nanoscience Instruments, Inc.* vertrieben wird. Laut der Beschreibung des Herstellers bilden hunderte *easyScan 2 STMs* einen *unersetzlichen* Bestandteil in der Lehre von Physik, Chemie und Materialwissenschaften, werden aber auch in der Forschung und Entwicklung eingesetzt. Anwendung findet das RTM in der Spektroskopie sowie in der Grundlagenforschung. In unserem Versuch spielt das *easyScan 2 STM* insofern eine Rolle, dass es ohne weitere Zwischeninstanzen direkt die gemessenen Abstände in ein Bild auf dem Computer sendet. Diese Bilder enthalten schon alle für den Versuch notwendigen Informationen, die Parameter können auch direkt von dem bereitgestellten Programm konfiguriert werden. Der Wandel vom ersten RTM, in dem die Dämpfung noch von Supraleitenden Magneten und einer Vakuumkammer hergestellt werden musste, zum diesem Modell und diese Fortschritt kommt uns in unserem FP zu Gute. Die Spezifikationen des Modells (Ausschnitt, entnommen aus dem beiliegendem Handbuch):

Da die Messapparatur für unseren Versuch schon aufgebaut worden war und nicht modifiziert

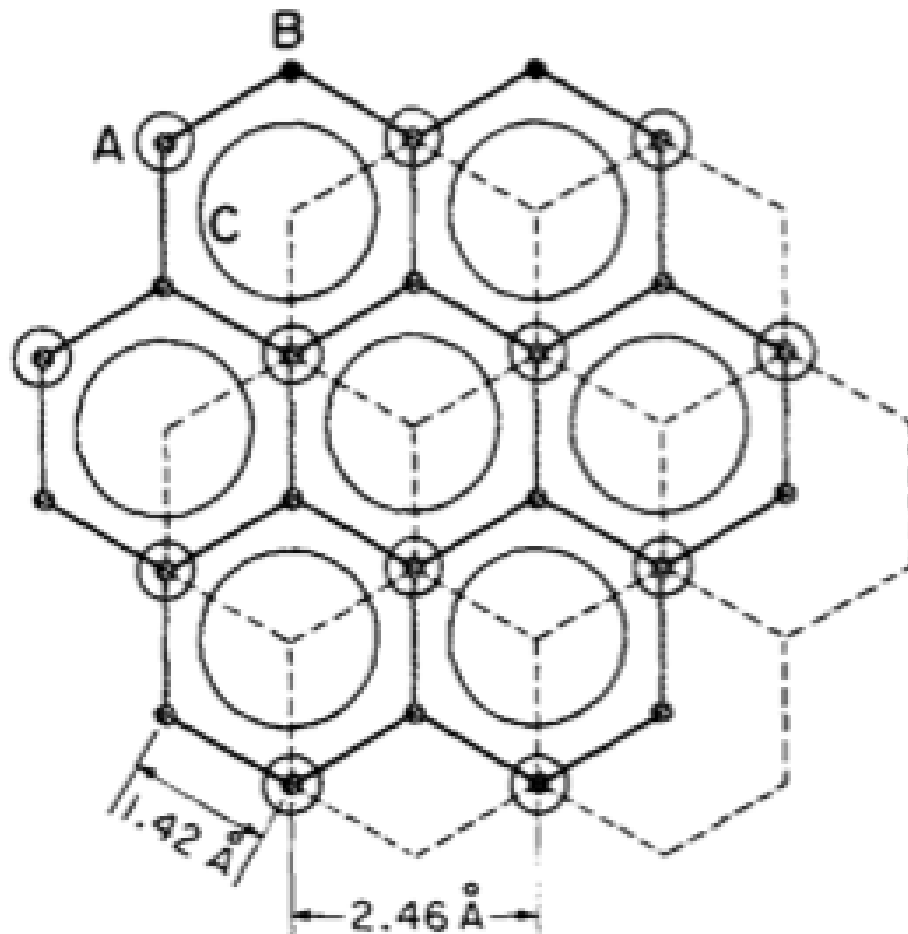


Abbildung 2.5: Hexagonale Oberflächenstruktur von Graphit, aus [11]

Größe des Controllers, Gewicht:	470x120x80 mm / 2.4 Kg
Leistung	90- 240 V / 30 W 50/60 Hz
Rastergeschwindigkeit	Bis zu 60ms pro Linie mit 128 Datenpunkten pro Linie
Rasterfläche	bis zu 2048x2048 Punkten
Darstellungsmöglichkeiten:	Liniengraph, Farbplot und 3D Perspektive
Abbildungsmodi	Konstante Stromstärke (<i>Constant Current</i>), konstante Höhe (<i>Constant Height</i>)
Maximale Auflösung in Z/ XY	3pm/ 7.6pm
Maximaler Rasterumfang in Z/ XY	200nm/ 500nm
Maximale Probengröße	10mm Durchmesser
Spitzenspannung	max. $\pm 10V$ in 5mV Schritten

Tabelle 3.1: Spezifikationen des Modells *easyScan 2 STM*

werden sollte, werden wir hier nicht auf die einzelnen Komponenten des *easy Scan 2 STM* Systems eingehen, sondern nur die für unseren Versuch relevanten Bauteile beschreiben.

3.1 VERSUCHSAUFBAU

In Abbildung 3.2 ist der Rasterkopf des RTMs zu sehen. Über den Probenhalter mit dazugehörigem Fixierungsmagneten wird die Probe selbst angebracht; an den Spitzenhalter mit Klammer die Spitze aus Platin-Iridiumdraht, welche wir für die Messungen selbst hergestellt haben (siehe Abbildung 3.3 und Abbildung ??). Der Probenhalter stellt einen Zylinder dar, an dessen Kopf mithilfe eines Magneten die Probe, welche im Idealfall auf einer dafür passenden, ebenfalls magnetischen Schablone angebracht ist, befestigt wird, nachdem die Spitze angebracht wurde. Das Anbringen der Spitze erfolgt mit dafür passenden Zangen, indem die Klammer angehoben, die Spitze eingelegt und mit der Klammer fixiert wird.

3.2 DURCHFÜHRUNG DER MESSUNGEN

Sobald die Spitze angebracht und die Probe eingeführt wurde, kann der Annäherungsprozess der Spitze zu der Probe beginnen. Zunächst kann manuell mit einer groben Steuerung die Spitze (visuell) so nah wie möglich an die Probe herangebracht werden. Dabei ist es von Vorteil, wenn diese schon zu Beginn recht nahe aneinander liegen. Danach startet man den automatischen Annäherungsprozess, der die Spitze solange mit einer jeweils eingestellten Geschwindigkeit der Probe annähert, bis ein erster Tunnelstrom (in der Regel 1 nA) zwischen der Probe und der Spitze fließen kann. Dieser Annäherungsversuch verfügt über verschiedene Modi:

- **orange**: Der Annäherungsversuch ist noch nicht abgeschlossen
- **rot**: Der Annäherungsversuch ist in dem Sinne gescheitert, dass die Spitze mit der Probe kollidiert ist und womöglich Schaden erlitten hat.



Abbildung 3.1: Photographie des verwendeten RTMs *easyScan 2 STM Version 1.6* (entnommen aus Webseite des Herstellers)

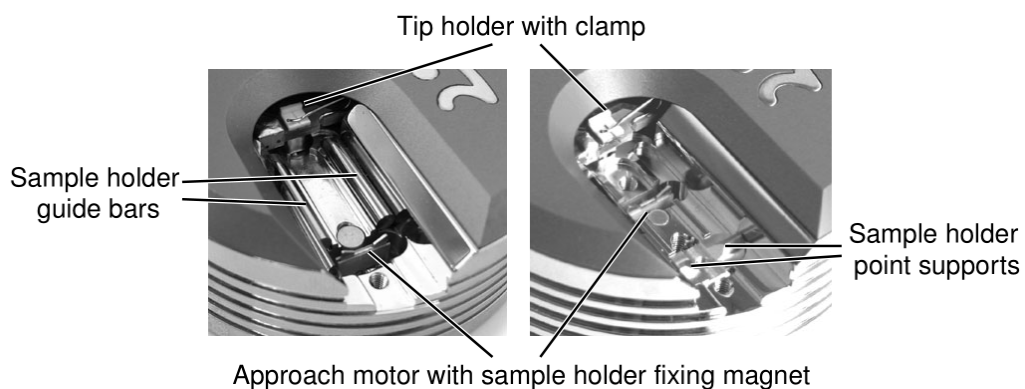


Abbildung 3.2: Rasterkopf des RTMs *easyScan 2 STM Version 1.6* (entnommen aus Webseite des Herstellers) Zu sehen ist der Probenhalter (*Sample holder*) mit dazu gehörendem Annäherungsmotor (*Approach motor* sowie dem Fixierungsmagneten (Fixing Magnet), sowie dem Spitzenhalter mit Klammer (*Tip holder with clamp*). Die Funktionsweise wird im Text beschrieben.

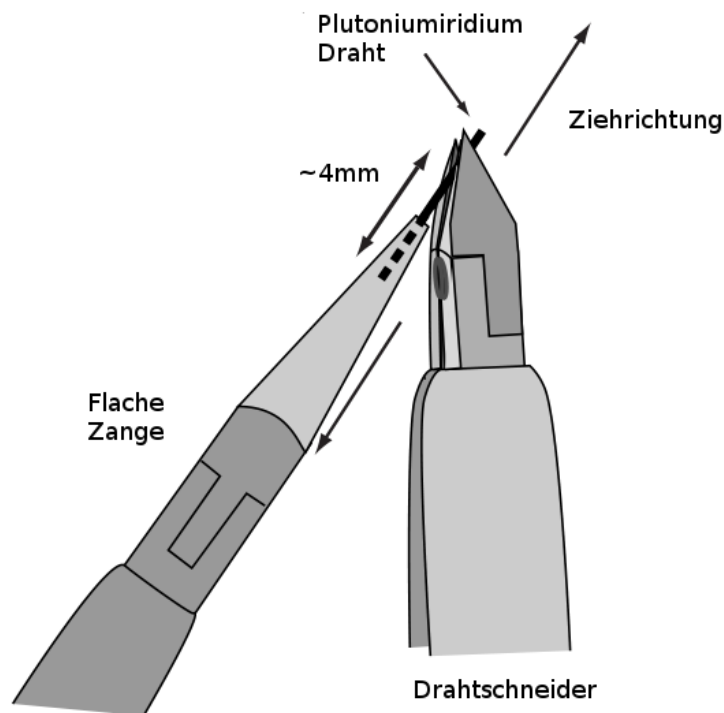


Abbildung 3.3: Vorbereitung des Drahtes. 1) Zunächst sollten die zur Herstellung der Spitze notwendigen Werkzeuge mit Ethanol gereinigt werden, von nun an sollte nur der Draht damit berührt werden. 2) Nun sollte der zu verknappende Draht mit den Zangen gehalten werden, 3) dem Drahtschneider umschlossen, aber nicht abgezwickelt, 4) in die angegebene Richtung **gezogen**, 5) und endlich **abgerissen** werden, mit dem Ziel eine einatomige Spitze zu erzeugen (siehe Abbildung 3.4)

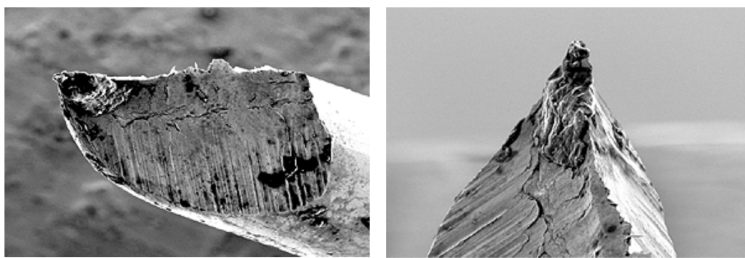


Abbildung 3.4: Das in Abbildung 3.3 beschriebene Verfahren hat zum Ziel, eine möglichst präzise Spitze herzustellen. Hier eine *Scanning Electron Microscope* Abbildung aus der Bedienungsanleitung des RTMs einer solchen hergestellten, idealen Spitze. Wie deutlich erkennbar ist, verjüngt sich die Spitze nach oben und bietet so unter Umständen die Möglichkeit, eine einatomige Tunnelverbindung mit der Probe einzugehen.

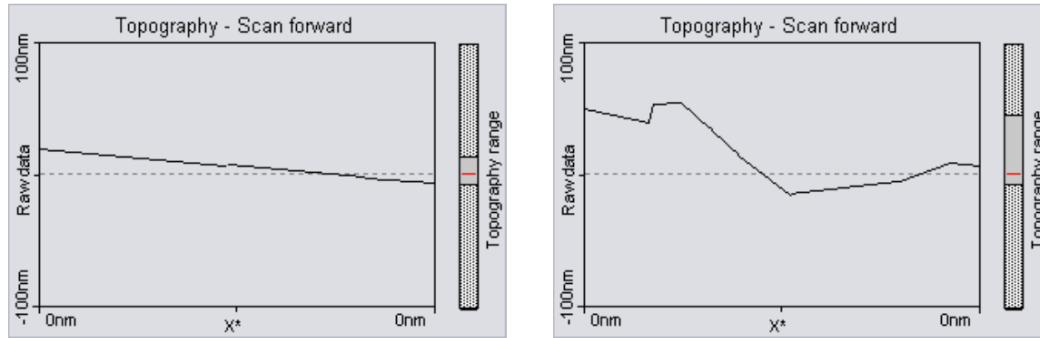


Abbildung 3.5: Screenshot aus dem Programm. Links zeigt eine Topographische Linie für einen guten Kontakt, während die rechte “nervöse” Linie aufgrund ihrer Nichtlinearität einen schlechten Tunneling Kontakt andeutet, was auf eine zu stumpfe oder instabile Spitze zurückgeführt werden kann.

- **grün:** Der Annäherungsversuch wurde ohne Fehlermeldungen abgeschlossen und ist vermutlich geglückt; der Tunnelstrom fließt wie vorgegeben.

Der erste Annäherung genügt in der Regel nicht, die Probe mit der gewünschten Auflösung betrachten zu können. Deswegen muss sukzessiv die Distanz durch weitere Annäherungen verkleinert werden, unter jeweils niedrigerer Tunnelspannung und veringelter Annäherungsgeschwindigkeit, ohne dass dabei die Spitze mit der Probe kollidiert. Wenn nun die Annäherung erfolgt ist, kann die Abrasterung der Probe beginnen. Die Qualität des Kontakts zwischen Probe und Spitze kann nun anhand verschiedener Kriterien beurteilt werden, darunter die der Spitze umgebende Höhenlinie (siehe Abbildung 3.5). Wenn nun eine erfolgreiche Abrasterung mit zufriedenstellender Auflösung vorliegt, kann ein Ausschnitt der Abrasterung vergrößert werden, dieser Ausschnitt wird dann erneut abgerastert (sofern die technisch mögliche Auflösung nicht überschritten wird, siehe Tabelle 3.1 auf Seite 12).

LITERATUR

- [1] E. Tosatti CD Chen A. Selloni, P. Carnevali.
- [2] Gerd Binnig and Heinrich Rohrer. Scanning tunneling microscopy—from birth to adolescence. *Reviews of Modern Physics*, 59(3):615–625, 1987.
- [3] Gerd Binnig, Heinrich Rohrer, Ch Gerber, and E Weibel. Surface studies by scanning tunneling microscopy. *Physical review letters*, 49(1):57, 1982.
- [4] Gerd Binnig, Heinrich Rohrer, Ch Gerber, and E Weibel. (111) facets as the origin of reconstructed au (110) surfaces. *Surface Science Letters*, 131(1):L379–L384, 1983.
- [5] Gerd Binnig, Heinrich Rohrer, Ch Gerber, and Eddie Weibel. Tunneling through a controllable vacuum gap. *Applied Physics Letters*, 40(2):178–180, 1982.

- [6] C Julian Chen. *Introduction to scanning tunneling microscopy*, volume 227. Oxford University Press New York, 1993.
- [7] MF Crommie, CP Lutz, and DM Eigler. Imaging standing waves in a two-dimensional electron gas. 1993.
- [8] Nanny Fröman et al. Transmission through a real potential barrier treated by means of certain phase-integral approximations. *Nuclear Physics A*, 147(3):606–626, 1970.
- [9] Martin Henzler and Wolfgang Göpel. Oberflächenphysik des festkörpers. *Oberflächenphysik des Festkörpers. Series: Teubner Studienbücher Physik*, ISBN: 978-3-519-03047-8. Vieweg+ Teubner Verlag (Wiesbaden), Edited by Martin Henzler and Wolfgang Göpel, 1, 1991.
- [10] Charles Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, 2013.
- [11] Sang-il Park and CF Quate. Tunneling microscopy of graphite in air. *Applied physics letters*, 48(2):112–114, 1986.
- [12] WA Thompson and SF Hanrahan. Thermal drive apparatus for direct vacuum tunneling experiments. *Review of Scientific Instruments*, 47(10):1303–1304, 1976.