

„Kombinierte Rasterelektronen- und
Mehr-Spitzen-Rastertunnelmikroskopie
als Methode zur Ladungstransportmessung
im Nanometerbereich“

Von der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen zur
Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der
Naturwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Dipl.-Ing. für Techn. Physik

Philipp Jaschinsky

aus Halle (Saale)

Berichter: Priv.-Doz. Dr. Bert Voigtländer
Univ.-Prof. Dr. Markus Morgenstern

Tag der mündlichen Prüfung: 27. August 2007

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Hochschulbibliothek
online verfügbar.

„...it's easy, just change the gravitational constant of the universe!“

Q in Star Trek: The Next Generation, Season 3, 1990

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	5
Abstract	6
1 Einleitung	7
2 Grundlagen	9
2.1 Rastertunnelmikroskopie	9
2.2 Rasterelektronenmikroskopie	12
3 Experimenteller Aufbau	15
3.1 Einführung	15
3.2 Die STM/SEM-Kombinationsapparatur	18
3.2.1 Das SEM	18
3.2.2 Das STM	20
3.2.3 Schwingungsisolierung	22
3.3 Das 2-Spitzen-STM	25
3.3.1 Einleitung	25
3.3.2 Das koaxiale Beetle-Konzept	27
3.3.3 STM-Modus (Sekundäre Schwingungsisolierung) und SEM-Modus	33
3.3.4 Proben- und Spitzenwechsel	36
3.3.5 Magnete und magnetische Abschirmung	38
3.3.6 Hochgelegter Vorverstärker und Master-PC/Slave-PC	40
3.3.7 Die Analysekammer	42
4 Anwendungen	44
4.1 Fähigkeiten der Kombinationsapparatur	44
4.1.1 Auflösung des SEM	44
4.1.2 Auflösung des 2-Spitzen-STM	48
4.1.3 SEM-Kontrolle beider STM-Spitzen im Nanometerbereich (STM-Überlappung)	51
4.2 Vertikale Transportmessungen an Nanostrukturen	54
4.2.1 Ohmsche Nano-Kontakte	54
4.2.2 Resonante Tunneldioden	61

4.3 Laterale Transportmessungen auf Si(111)-7x7	70
4.3.1 Die Raumladungszone	74
4.3.2 Das 2-Punkt-Modell	78
4.3.3 Ergebnisse	84
4.3.4 Diskussion	92
5 Zusammenfassung	101
6 Ausblick	104
7 Literaturverzeichnis	106
Danksagung	114
Lebenslauf	115
Veröffentlichungen	116

Kurzfassung

In dieser Arbeit werden Ladungstransportmessungen im Nanometerbereich unter Ultra-hochvakuum-Bedingungen präsentiert. Für diese Messungen ist eine Kombinationsapparatur aus Rasterelektronenmikroskop (engl. Scanning Electron Microscope, SEM) und Rastertunnelmikroskop (engl. Scanning Tunneling Microscope, STM) benutzt worden. Um neben vertikalen auch laterale Transportmessungen durchführen zu können, ist ein 2-Spitzen-STM entwickelt worden, welches in dieser Arbeit vorgestellt wird.

Das Design des 2-Spitzen-STM baut auf dem bewährten Beetle-Prinzip auf und ermöglicht es, zwei Beetle-STM koaxial zueinander, auf kleinem Raum anzuordnen. Dank dieses neuen Design-Konzepts, konnte das 2-Spitzen-STM sehr kompakt gebaut werden, sodass das Auflösungsvermögen und die Bewegungsfreiheit der STM-Spitzen vergleichbar sind, mit denen eines Ein-Spitzen-Beetle-STM.

Die Abbildungsfähigkeiten des 2-Spitzen-STM werden durch atomar aufgelöste STM-Aufnahmen einer Si(111)-7x7-Oberfläche von beiden Spitzen demonstriert. Die Auflösungsgrenze des SEM wurde mit ca. 50 nm bestimmt. Weiterhin wird gezeigt, dass das Zusammenspiel von SEM und 2-Spitzen-STM funktioniert. Dazu wurden die STM-Spitzen, unter SEM-Kontrolle, soweit einander angenähert, dass mit beiden STM-Spitzen derselbe Bereich einer atomar-gestuften Si(111)-Oberfläche aufgenommen werden konnte.

Die, in dieser Arbeit vorgestellten, Transportmessungen werden in vertikalen und lateralen Ladungstransport unterteilt. Bei den vertikalen Ladungstransportmessungen wurden neuartige ohmsche Nano-Kontakte, die auf Low-Temperature-Grown-GaAs basieren, untersucht. Dazu wurde die STM-Spitze, unter SEM-Beobachtung, auf den Nano-Kontakten positioniert. Des Weiteren wurden resonante Tunneldioden auf GaAs-Basis mit Seitenlängen bis zu 40 nm kontaktiert und charakterisiert. Zudem wurde die zweite STM-Spitze als Gate-Elektrode genutzt und ein Feld-Effekt konnte gefunden werden.

Für die lateralen Transportmessungen wurde die Si(111)-7x7-Oberfläche benutzt. Um Spitzen und Oberfläche nicht zu beschädigen, wurden die abstandsabhängigen 2-Punkt-Messungen im Tunnelkontakt durchgeführt. Die Ergebnisse wurden mit einem 2-Punkt-Modell für 3D- und 2D-Stromtransport verglichen. Dabei zeigte sich eine bessere Übereinstimmung mit dem 2D-Modell.

Abstract

Charge transport measurements on the nanometer scale are presented in this work. For these measurements, a combination of a scanning electron microscope (SEM) and a scanning tunneling microscope (STM) was used in ultrahigh vacuum environment. In order to perform vertical and lateral transport measurements, a double-tip STM was developed. The double-tip STM is described in this work.

The design of this double-tip STM is based on the well-proven beetle-type design. It makes it possible to coaxially combine two beetle-type STM with each other in a small space. Due to this new design concept, it was possible to construct the double-tip STM very compactly so that the resolution and the freedom of movement of the STM tips are comparable to those of a single-tip beetle-type STM. The imaging capabilities of the double-tip STM will be demonstrated by atomically resolved pictures of the Si(111)-7x7 surface, obtained with each tip. The resolution limit of the SEM was determined as approx. 50 nm. Furthermore, it is shown that the interaction of the SEM and the double-tip STM functions correctly. To this end, the two STM tips were brought close together, while being monitored by the SEM. The two STM were then able to image the same area at the Si(111) surface.

The charge transport measurements presented here are subdivided into vertical and lateral transport. New ohmic nanocontacts, based on low-temperature-grown GaAs, were investigated for the vertical transport measurements. For this purpose, one STM tip was brought into contact with these devices. Additionally, GaAs-based resonant tunneling diode structures with side lengths of down to 40 nm were contacted and characterized. In addition, a field effect was measured by using the second STM tip as a gate electrode.

The Si(111)-7x7 surface was used for the lateral transport measurements. In order to avoid damaging the STM tips and the 7x7-surface, the distance-dependent 2-point measurements were performed in tunneling contact. The results were compared with a 2-point model for 3D and 2D charge transport. This comparison showed better correlation with the results for the 2D model than for the 3D model.

Kapitel 1

Einleitung

Im Zuge der fortschreitenden Miniaturisierung elektronischer Bauelemente wird es immer wichtiger, grundsätzliche Transportvorgänge durch Nanostrukturen zu untersuchen. Dabei geht es aber nicht darum, zu fragen, wie klein die Bauelemente sein dürfen, damit sie noch funktionieren. Vielmehr steht die Suche nach neuen physikalischen Effekten und deren Umsetzung in neuartigen elektronischen Bauelementen im Vordergrund.

Um diese Nanostrukturen untersuchen zu können, müssen sie elektrisch kontaktiert werden. Eine Kontaktierung durch lithographische Verfahren ist nicht immer möglich. Einerseits muss dafür die Position der Nanostrukturen bekannt sein. Andererseits kann es sein, dass die Nanostrukturen durch die lithographische Prozessierung zerstört werden. Gerade bei Nanostrukturen, die durch Selbstassemblierung hergestellt wurden, ist deshalb eine lithographische Kontaktierung schwierig.

Es hat sich in den letzten 25 Jahren gezeigt, dass das Rastertunnelmikroskop (engl. Scanning Tunneling Microscope, STM) ein mächtiges Werkzeug ist, um Nanostrukturen bis auf die atomare Skala abzubilden und durch spektroskopische Methoden zu charakterisieren. Allerdings reicht eine Sonde nicht aus, um Ladungstransport durch Nanostrukturen entlang der Oberfläche zu studieren. Es wird eine weitere Sonde benötigt, um den zweiten elektrischen Kontakt herzustellen. Ein solches Mehr-Spitzen-STM, mit mehreren unabhängig voneinander positionierbaren Spitzen, würde aber nicht nur Ladungstransportmessungen durch Nanostrukturen möglich machen. Auch das Greifen von Objekten und deren Manipulation im Nanometerbereich ist vorstellbar.

Die Schwierigkeit besteht darin, die STM-Spitzen zueinander und in die Nähe der Nanostrukturen zu positionieren. Da der Abbildungsbereich eines STM auf wenige Mikrometer beschränkt ist, wird ein weiteres Mikroskop benötigt, welches einen größeren Abbildungsbereich abdeckt. Das Rasterelektronenmikroskop (engl. Scanning Electron Microscope, SEM) erlaubt es, Objekte sowohl im Millimeterbereich als auch im Nanometerbereich abzubilden und ist somit geeignet, die STM-Spitzen bei der Positionierung zu beobachten.

Kapitel 1 Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Entwicklung eines 2-Spitzen-STM und dessen Kombination mit einem SEM unter Ultrahochvakuum-Bedingungen. Die Funktionstüchtigkeit der Kombinationsapparatur wird durch verschiedene Beispiele demonstriert. In [Kapitel 2](#) werden zunächst die wichtigsten Grundlagen zur Rastertunnel- und Rasterelektronenmikroskopie behandelt, um dann in [Kapitel 3](#) detailliert den experimentellen Aufbau des 2-Spitzen-STM und der Kombinationsapparatur zu beschreiben. In [Kapitel 4](#) wird auf die Fähigkeiten der neuen Kombinationsapparatur als Messinstrument eingegangen, indem zuerst die Leistungsfähigkeiten des 2-Spitzen-STM und des SEM getrennt voneinander und anschließend in Kombination miteinander betrachtet werden. Abschließend werden Messungen zum Ladungstransport durch lithographisch hergestellte Nanostrukturen und entlang der Si(111)-7x7-Oberfläche im Nanometerbereich vorgestellt.

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel werden die physikalischen und technischen Grundlagen der verwendeten Untersuchungsmethoden dargelegt. Das ist zum einen die Rastertunnelmikroskopie. Mit deren Hilfe können auf leitfähigen Oberflächen selbst kleinste Objekte bis hin zum einzelnen Atom abgebildet werden. Allerdings ist der maximale Abbildungsbereich eines Rastertunnelmikroskops auf wenige Mikrometer beschränkt, sodass als weiteres Abbildungsverfahren, für die Betrachtung größerer Probenbereiche, die Rasterelektronenmikroskopie verwendet wurde.

2.1 Rastertunnelmikroskopie

Das erste funktionstüchtige Rastertunnelmikroskop wurde 1981 von Gerd Binnig und Heinrich Rohrer im IBM Forschungslabor in Rüschlikon entwickelt [BRGW82]. Zwar gab es schon früher ähnliche Ansätze zum Bau eines solchen Mikroskops [You71, YWS72], jedoch gelang es erstmals in Rüschlikon, unter anderem durch eine effektive Schwingungsisolation, einzelne Atome im Ortsraum darzustellen [BRGW83]. Da sich in verschiedenen Lehrbüchern¹ eine detaillierte Einführung zur Rastertunnelmikroskopie finden lässt, soll hier nur ein kurzer Überblick über die Funktionsweise eines Rastertunnelmikroskops, im Folgenden nur STM (Scanning Tunneling Microscope) genannt, gegeben werden.

Um mit dem STM zu mikroskopieren, nutzt man den quantenmechanischen Tunneleffekt aus. Dieser erlaubt es Elektronen eine endliche Potentialbarriere Φ zwischen zwei Elektronenreservoirn zu überwinden (Abbildung 2.1). Im STM stellt die zu untersuchende elektrisch leitende Probe das eine Reservoir dar. Im Abstand von wenigen Ångström zur Oberfläche der Probe, wird eine Metallspitze gebracht - das zweite Reservoir. Zwischen Metallspitze und Probe wird eine elektrische Spannung U von wenigen mV bis einigen V angelegt.

¹Eine Umfassende Darstellungen zur Geschichte des STM sowie zum theoretischen und apparativen Hintergrund bieten die Bücher „*Introduction to Scanning Tunneling Microscopy*“ von J. Chen [Che93] und „*Scanning Probe Microscopy and Spectroscopy*“ von R. Wiesendanger [Wie94]

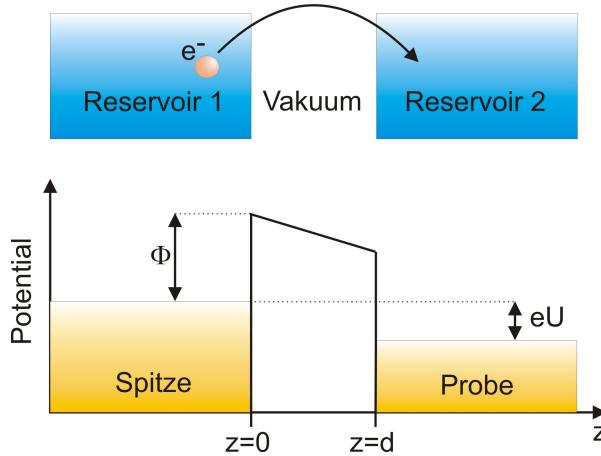


Abbildung 2.1: Das Elektron kann von einem Reservoir zu einem anderen Reservoir durch eine Vakuumbarriere tunneln. Wird eine Tunnelspannung U angelegt fließt ein Tunnelstrom, obwohl die Höhe der Potentialbarriere Φ größer ist als die kinetische Energie der Elektronen. Der Tunnelabstand d beträgt dabei nur wenige Ångström.

Zwischen Spitze und Probe fließt nun ein Strom, der in der Größenordnung von wenigen pA bis einigen nA liegt. Dieser Tunnelstrom I hängt exponentiell vom Abstand d zwischen Spitze und Probe ab [FN28].

$$I(d) \propto e^{-A\sqrt{\Phi}d} \quad (2.1)$$

$A \approx 1 \text{ \AA}^{-1} \text{ eV}^{-1/2}$ ist eine Konstante und $\bar{\Phi}$ die gemittelte Barriereförderung. Typische Werte für die Barriereförderung sind $\bar{\Phi} \approx 4 \text{ eV}$. Daraus folgt, dass der Tunnelstrom mit dem Faktor $e^2 \approx 7,4$ pro Ångström abnimmt. Aus Gleichung 2.1 wird ersichtlich, dass der Tunnelstrom sehr empfindlich auf eine Änderung des Abstandes reagiert. Genau diese Eigenschaft wird beim STM ausgenutzt, um Abstände im sub-atomaren Bereich zu messen.

Beim sogenannten *constant-current-mode* wird über einen Regelkreis ein konstanter Tunnelstrom eingestellt, indem die z-Position der Spitze, also der relative Abstand zwischen Spitze und Probenoberfläche, geändert wird. Man kann nun durch Abrastern der Probenoberfläche mit der Tunnelspitze ein 3-dimensionales Abbild der Oberflächenstruktur aufnehmen.

Die extrem genaue Positionierung der Spitze im sub-Ångström-Bereich wird mit Hilfe von piezo-elektrischen Keramiken erreicht [Kit86]. Typische Materialien für solche Keramiken sind modifizierte Blei-Zirkontitanate (PZT), denen beim Herstellungsprozess, durch ein äußeres elektrisches Feld, eine piezo-elektrische Polarisierung aufgeprägt wird. Solche piezo-elektrischen Elemente, nachfolgend kurz Piezos genannt, verformen

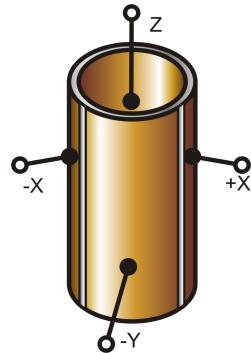


Abbildung 2.2: Prinzip eines Röhrenpiezosensors. Das Keramikrohr ist innen und außen mit einem Metall beschichtet. Wird eine Spannung zwischen Innen- und Außenelektrode angelegt, kontrahiert bzw. expandiert der Scanner. Die Außenelektrode ist in vier Segmente unterteilt. Eine Ansteuerung gegenüberliegender Elemente führt zu einer Verbiegung des Scanners in die entsprechende Richtung.

sich durch Anlegen einer äußeren Spannung. Die Längenänderung dieser Scanner-Piezos, also Piezos die für die Scan-Bewegung der Tunnelspitze verwendet werden, liegt in der Größenordnung von 10 nm/V . Es können Spannungen von einigen 100 V angelegt werden, woraus sich ein Scan-Bereich von einigen μm ergibt. Als gebräuchlichste Bauform hat sich der Röhrenscanner [BS86] durchgesetzt, da er es ermöglicht, die Position der Tunnelspitze in allen drei Raumrichtungen mittels eines einzigen Aktuators, zu ändern ([Abbildung 2.2](#)).

Um mit dem STM atomare Auflösung zu erreichen, muss das STM, oder genauer: der Tunnelkontakt, vor allem gegen mechanische Vibratoren isoliert werden. Typischerweise zeigen atomar aufgelöste Oberflächen Korrugationen von weniger als 1 \AA . Daher sollte der Tunnelabstand nur im Bereich von $0,1 \text{ \AA}$ schwanken dürfen. Die effizienteste Schwingungsdämpfung wird durch zweistufige Federlagerung des STM erreicht [OKW⁺87]. In der ersten Stufe wird die gesamte Messapparatur von Gebäudeschwingungen isoliert. Dies erreicht man z.B. durch pneumatische Füße, auf denen die Apparatur aufgebaut ist. Die Eigenfrequenz der Füße beträgt üblicher Weise wenige Hz. Dadurch werden alle Vibratoren mit höheren Frequenzen unterdrückt. In der zweiten Stufe wird nun das STM selbst von internen Schwingungen in der Meßapparatur entkoppelt. Dazu wird das STM an Stahlfedern mit niedriger Eigenfrequenz aufgehängt. Um mögliche Resonanzen zu unterdrücken werden verschiedene Dämpfungssysteme, wie z.B. Wirbelstrombremsen oder Vitongummi, verwendet. Letztendlich sollte aber das STM selbst eine möglichst hohe Eigenfrequenz haben, damit es äußeren Schwingungen leicht folgen kann und nicht durch diese zum Schwingen angeregt wird. Hohe Eigenfrequenzen werden durch ein stabiles und kompaktes Design des STM erreicht.

2.2 Rasterelektronenmikroskopie

Da die Technik der Elektronenmikroskopie bereits schon 1931 von Ernst Ruska und Max Knoll [RK31] entwickelt wurde, haben sich in der Zwischenzeit viele Abwandlungen und Erweiterungen der ursprünglichen Technik ergeben. Bereits 1965 kam das erste kommerzielle Rasterelektronenmikroskop (SEM - Scanning Electron Microscope) auf den Markt [McM89], sodass diese Art der Mikroskopie heute sehr verbreitet ist. Deshalb werden sich die Ausführungen in diesem Kapitel ausschließlich auf die Grundlagen der in dieser Arbeit verwendeten Techniken beschränken. Für eine umfassende Darstellung dieses Themengebietes sei wiederum auf verschiedene Textbücher verwiesen [Sa94, Rei98].

Beim SEM wird als Sonde ein fokussierter hochenergetischer (primärer) Elektronenstrahl verwendet, der zeilenweise über die Probenoberfläche gerastert wird. Die Primärelektronen können elastische oder inelastische Stöße mit den Probenatomen ausführen. Elastisch gestreute Elektronen werden ohne Energieverlust abgelenkt und teilweise reflektiert. Die reflektierten Elektronen werden RückstreuElektronen genannt. Bei inelastischen Stößen werden unter anderen schwach gebunden Elektronen aus den äußeren Elektronenschalen der Probenatome heraus gelöst. Diese sogenannten Sekundärelektronen (im Folgenden kurz SE genannt) können aufgrund ihrer geringen kinetischen Energie (kleiner 50 eV) nur oberflächennahe Schichten von 1-10 nm verlassen. Die emittierten SE werden von einem Detektor mit Hilfe einer positiven Ansaugspannung von bis zu 200 V eingefangen und vervielfältigt. Die Anzahl der vom SE-Detektor eingefangenen Elektronen hängt von verschiedenen Faktoren ab. Dazu gehören vor allem:

- Die lokale Austrittsarbeit der Elektronen. Diese ändert sich durch die unterschiedliche chemische Zusammensetzung der Probenoberfläche.
- Die lokale Neigung der Oberfläche. Je größer der Winkel zwischen eintreffenden Elektronenstrahl und Oberflächennormale ist, desto mehr Atome aus oberflächennahen Schichten werden vom Elektronenstrahl getroffen und desto mehr SE werden aus der Oberfläche herausgelöst.
- Der Orientierung des SE-Detektors. Durch die asymmetrische Anordnung des Detektors bezüglich Probe und Elektronenstrahl ergeben sich Schatteneffekte. SE von Flächen, die dem Detektor zugewandt sind, erreichen ihn mit einer höheren Wahrscheinlichkeit.

Stellt man nun das gemessene Detektorsignal in Abhängigkeit der Ablenkkoordinaten des Elektronenstrahls dar, erhält man ein SEM-Bild, in dem sowohl Materialeigenschaften als auch topographische Merkmale ortsaufgelöst dargestellt sind.

Der prinzipielle Aufbau des in dieser Arbeit verwendeten SEM-Elektronensäule von FEI² ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Der Elektronenstrahl wird durch eine sogenannten

²FEI Two Lens Electron Column (2LE), FEI Beamtechnology Devision, Hillsboro, Oregon 97124, USA

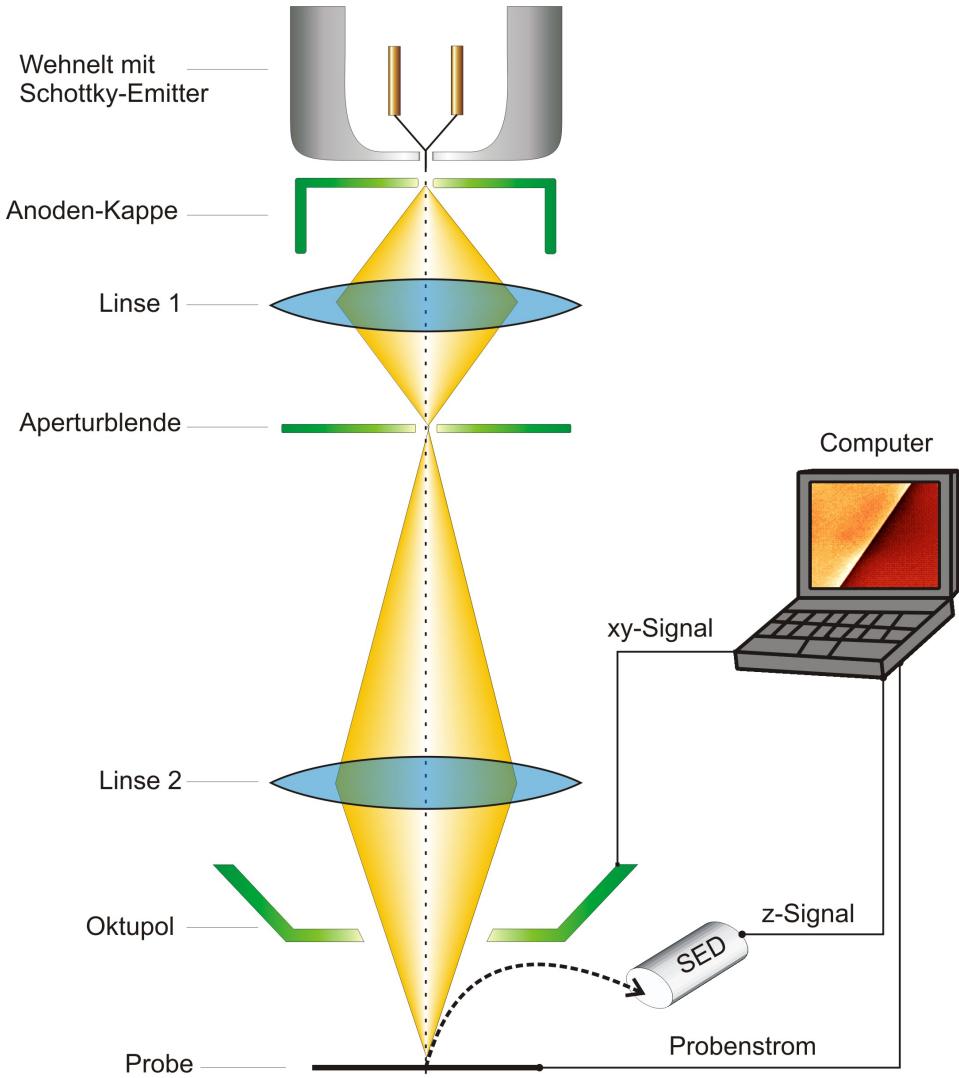


Abbildung 2.3: Prinzipieller Aufbau des SEM. Der Schottky-Emitter befindet sich in einem Wehnelt-Zylinder. Die Anoden-Kappe beschleunigt die emittierten Elektronen auf bis zu 25 keV. Linse 1 projiziert den Emitter auf den sogenannten Crossover-Punkt. Liegt dieser Punkt genau auf der Höhe der Aperturblende, wird der maximale Strahlstrom von ca. 100 nA durch Linse 2 geschickt. Linse 2 fokussiert den Strahl dann auf die Probenoberfläche. Mit Hilfe der Oktupol-Ablenkeinheit kann die Form und die Position des Strahls auf der Probe verändert werden. Die dafür benötigten Ablenksignale werden von einem Computer geliefert. Der Elektronenstrahl erzeugt auf der Oberfläche Sekundär-Elektronen, die vom SED (Sekundärelektronen-Detektor) aufgesammelt und verstärkt werden. Das SED-Signal wird vom Computer verarbeitet und als Bild dargestellt. Neben dem SED-Signal kann auch der gemessene Probenstrom in Abhängigkeit der xy-Ablenkung des Elektronenstrahls dargestellt werden.

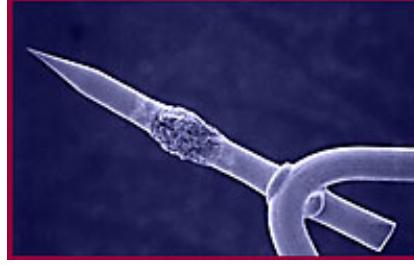


Abbildung 2.4: Elektronenmikroskopische Aufnahme des Schottky Emitters. Der Wolframmeinkristall ist mit einem Zirkoniumoxid-Reservoir zur Reduzierung der Austrittsarbeit versehen. (aus: [FEI])

Schottky-Emitter erzeugt (Abbildung 2.4). Bei diesem wird eine scharfer mit Zirkoniumoxid beschichteter Einkristall aus Wolfram auf ca. 1800 K erhitzt und auf eine hohe negative Spannung von 4-8 kV gelegt [TSO79, SS97]. Die so emittierten Elektronen werden über eine Anode auf bis zu 25 keV beschleunigt und anschließend über ein Linsensystem aus zwei elektrostatischen Linsen fokussiert. Der Elektronenstrahl verlässt die Säule über den Deflektor-Oktupol. Dieser verfügt über acht sternförmig angeordnete Elektroden (vgl. Abbildung 4.2) mit deren Hilfe der Elektronenstrahl in x- und y-Richtung abgelenkt werden kann. Weiterhin wird über den Deflektor-Oktupol die Strahlform beeinflusst, sodass Abbildungsfehler wie Astigmatismus korrigiert werden können.

Die theoretische Auflösungsgrenze des SEM lässt sich nicht so einfach wie in der optischen Mikroskopie bestimmen. Dort wird die Auflösung A durch Beugung von Lichtwellen begrenzt [Hec01] und ist gegeben durch:

$$A = \frac{0,61 \cdot \lambda}{\sin \alpha} \quad (2.2)$$

Hier ist λ die Wellenlänge des Lichts und $\sin \alpha$ die Numerische Apertur der Linse. Daher ergibt sich eine Auflösungsgrenze von etwa 300 nm bei $\lambda = 500$ nm (blaues Licht) für eine maximale Numerische Apertur von $\sin \alpha = 1$. Da auch Elektronen eine Wellenlänge haben, ergibt sich für ein Elektron mit der Energie $E = eU = 25 \text{ keV} = \frac{p^2}{2m_e}$ über die de Broglie Beziehung $p = \hbar k = \frac{\hbar}{\lambda}$

$$\lambda = \frac{1,226}{\sqrt{U}} \text{ nm} \approx 0,008 \text{ nm} \quad (2.3)$$

Die Auflösungsgrenze würde damit nach Gleichung (2.2) bei $A = 0,004 \text{ nm}$ liegen. Diese Auflösung wird durch das SEM nicht erreicht. Die Auflösung im SEM ist viel mehr bestimmt durch Abbildungsfehler des Linsensystems und durch den Bereich auf der Oberfläche, der mit dem Elektronenstrahl in Wechselwirkung tritt. Bei der verwendeten Elektronensäule liegt die vom Hersteller angegebene Auflösungsgrenze bei ca. 20 nm.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Dieses Kapitel widmet sich der Beschreibung der verwendeten Messapparaturen. Im [Abschnitt 3.1](#) wird eine allgemeine Einführung gegeben. [Abschnitt 3.2](#) beschreibt die, bei Beginn der Doktorarbeit bereits bestehende STM/SEM-Apparatur und beschäftigt sich mit grundlegenden Fragen zur Schwingungsisolierung und zum Vakuumssystem. [Abschnitt 3.3](#) widmet sich dann ausführlich der Entwicklung eines 2-Spitzen-STM.

3.1 Einführung

Wie in [Kapitel 2.1](#) bereits dargelegt wurde, eignet sich das STM sehr gut um topographische Strukturen auf leitenden Oberflächen bis in atomare Dimensionen zu untersuchen. Jedoch beträgt der maximale Messbereich eines STM nur wenige μm^2 . Das ist bei homogenen Oberflächen kein Problem, da die lokalen Eigenschaften auf der gesamten Probe identisch sind und man sich somit auf einen μm -großen Bereich beschränken kann. Ist die Probenoberfläche aber über einen größeren Bereich inhomogen, ist es nötig, die Tunnelspitze samt Scanner zu verschieben und an einem anderen Ort zu positionieren. Wie dies technisch realisiert wird, ist in den folgenden Kapiteln genauer beschrieben. Um die Tunnelspitze aber kontrolliert auf bestimmte Bereiche der Probe zu setzen, benötigt man ein Mikroskop, welches Spitze und Probe in einem variablen Messbereich von weniger als einem μm bis zu einigen mm abbilden kann. Solche Anforderungen erfüllt nur das Rasterelektronenmikroskop. Dieser Sachverhalt wird in [Abbildung 3.1](#) dargestellt.

Schon unmittelbar nach der Erfindung des STM, gab es, wiederum in der Arbeitsgruppe um Gerd Binnig und Heinrich Rohrer, die Idee, SEM und STM zu kombinieren [[BR82](#), [GBH⁺86](#)]. Seit dem gibt es eine ganze Reihe verschiedener Varianten für solche Kombinationsapparaturen [[WKS97](#), [ECP⁺01](#), [KHH05](#)]. Grundsätzlich haben sich Ultrahochvakuum(UHV)-kammern, in denen sowohl das STM als auch das SEM beinhaltet ist, für derartige Kombinationsapparaturen durchgesetzt. Die UHV-Umgebung gewährleistet einerseits die Präparation von geordneten Oberflächen auf denen atomare Strukturen gemessen werden können. Andererseits wirkt sich die geringe Restgasmenge

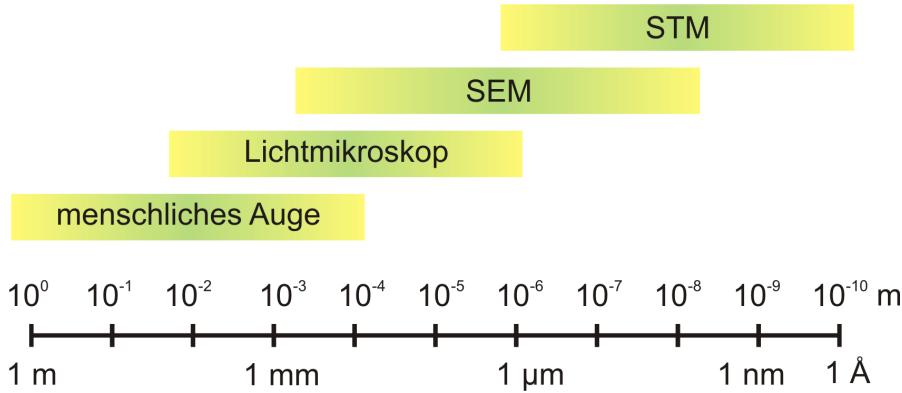


Abbildung 3.1: Die Abbildungsbereiche vom menschlichem Auge, Lichtmikroskop, SEM und STM im Vergleich.

auch positiv auf die Leistungsfähigkeit von SEM und STM aus. So deponiert der Elektronenstrahl des SEM weniger Kohlenstoff auf der Probenoberfläche und die Tunnelbarriere im STM ist stabiler weil weniger Fremdatome zwischen Spitze und Probe hin und her springen.

Für einige der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen zum vertikalen Transport durch Nanostrukturen, wurde eine Messapparatur verwendet, die von Arndt Emundts, Peter Coenen, Bert Voigtländer, Gerd Pirug und Hans P. Bonzel konzipiert und aufgebaut wurde [ECP⁺01, Emu01]. Ihnen gelang es, in einer UHV-Kammer ein sogenanntes beetle-type STM [FWBT89, Bes87] mit einer kostengünstigen an die UHV-Kammer montierbaren Elektronensäule zu kombinieren. Abbildung 3.2 zeigt die Geometrie der gesamten UHV-Apparatur. Diese besteht im linken Teil aus der Präparationskammer und, durch ein Plattenventil von der Präparationskammer getrennt, aus der Analysekammer. In der Präparationskammer können die Proben durch Heizen gereinigt und, mit Hilfe der angebrachten Verdampfer mit verschiedenen Materialien bedampft werden. In der Analysekammer befinden sich das STM und SEM-Säule die schräg von unten an die Kammer montiert ist. Die einzelnen Komponenten werden in Abschnitten 3.2.1 und 3.2.2 näher beschrieben werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde diese STM/SEM-Kombinationsapparatur genutzt, um damit vertikalen Ladungstransport durch lithographisch hergestellte Nanostrukturen zu messen. Dabei wurden die Nanostrukturen mit der STM-Spitze unter SEM-Kontrolle kontaktiert und der Stromfluss durch diese Strukturen, in Abhängigkeit der zwischen Spitze und Probe angelegten Spannung, gemessen (siehe Abschnitt 4.2). Bei dieser Methode der Ladungstransportmessung stellt also die STM-Spitze einen lokalen und der Probenhalter einen globalen elektrischen Kontakt dar. Um aber Strukturen wie z.B. Nanodrähte, die selbst-organisiert entlang der Probenoberfläche gewachsen sind [KPCV03], hinsichtlich ihrer elektrischen Transporteigenschaften untersuchen zu können, sind min-

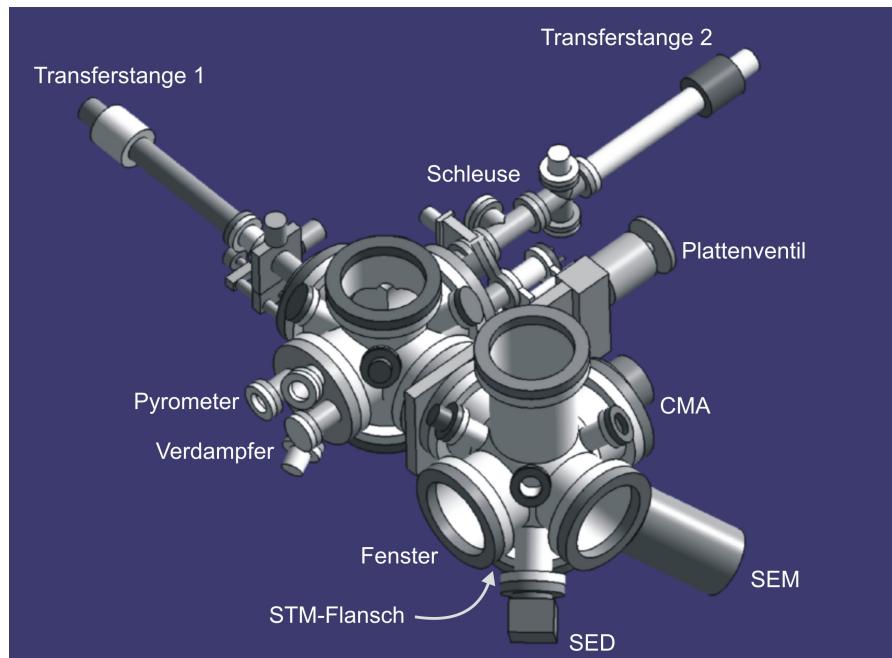


Abbildung 3.2: Darstellung der UHV-Kammer. Die STM/SEM-Kombination ist im rechten Teil, der Analysekammer, untergebracht. Das STM befindet sich in der Kammer (nicht zu sehen) und SEM-Säule und SE-Detektor sind von schräg unten angeblascht. Außerdem kann mit Hilfe des CMA (engl.: cylindrical mirror analyser) Augerelektronenspektroskopie durchgeführt werden.

destens zwei lokale Kontakte notwendig. Diese Kontakte können nicht immer durch lithographische Strukturierung bereitgestellt werden. Denn zum einen ist es dafür notwendig, die genaue Position der Nanostrukturen auf der Probe zu kennen und zum anderen können die Nanostrukturen durch die lithographischen Prozessschritte zerstört werden.

Viel einfacher wäre es daher, solche Nanostrukturen mittels lokaler Rastersonden erst sichtbar zu machen und dann mit den gleichen Sonden auch direkt zu kontaktieren. Ein Mehr-Spitzen-STM würde diese Bedingungen erfüllen und wäre ein ideales Instrument, um Nanostrukturen hinsichtlich ihrer elektrischen Transporteigenschaften zu untersuchen. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neues Konzept für ein 2-Spitzen-STM entwickelt und erprobt.

Für das neue 2-Spitzen-STM sollte die Vakuumanlage der STM/SEM-Kombination, wie sie in [Abbildung 3.2](#) dargestellt ist, benutzt werden. Nur die Analysekammer wurde durch eine mechanisch stabilere Vollmetallkammer ersetzt. Das 2-Spitzen-STM wird im Detail im [Abschnitt 3.3](#) beschrieben.

3.2 Die STM/SEM-Kombinationsapparatur

Die Kombination eines STM mit einem Rasterelektronenmikroskop hat verschiedene Vorteile. So ist es beispielsweise möglich, die Tunnelspitze des STM während der Grobannäherung zu beobachten. Die Grobannäherung ist gerade bei unebenen Probenoberflächen kritisch und führt oft zum Tip-Crash bei dem die Spitze verformt wird und an Abbildungsqualität verliert. Mit Hilfe des SEM kann die STM-Spitze aber kontrollierter in bestimmte Probenbereiche manövriert und sicher in den Tunnelkontakt gebracht werden. Außerdem kann die Form der Spitze ständig überwacht werden, sodass bei schlechter STM-Auflösung, überprüft werden kann, inwiefern die Spitze durch Tip-Crashes verformt wurde. Der hier beschriebene Aufbau einer STM/SEM-Kombination nutzte erstmalig den großen mechanischen Spielraum eines Beetle-STM aus, um es mit einer SEM-Säule zu kombinieren. Bevor das Beetle-STM in [Abschnitt 3.2.2](#) beschrieben wird, soll jedoch erst auf das SEM eingegangen werden.

3.2.1 Das SEM

Wie schon in [Abschnitt 2.2](#) erwähnt wurde, besteht das hier verwendete SEM aus einer anflanschbaren Elektronensäule der Firma FEI. Diese Säule enthält alle Elemente die zur Strahlerzeugung, Strahlfokussierung und Strahlablenkung notwendig sind. Ein wesentlicher Vorteil dieser Säule, ist, neben ihrer Kompaktheit und ihrer relativ geringen

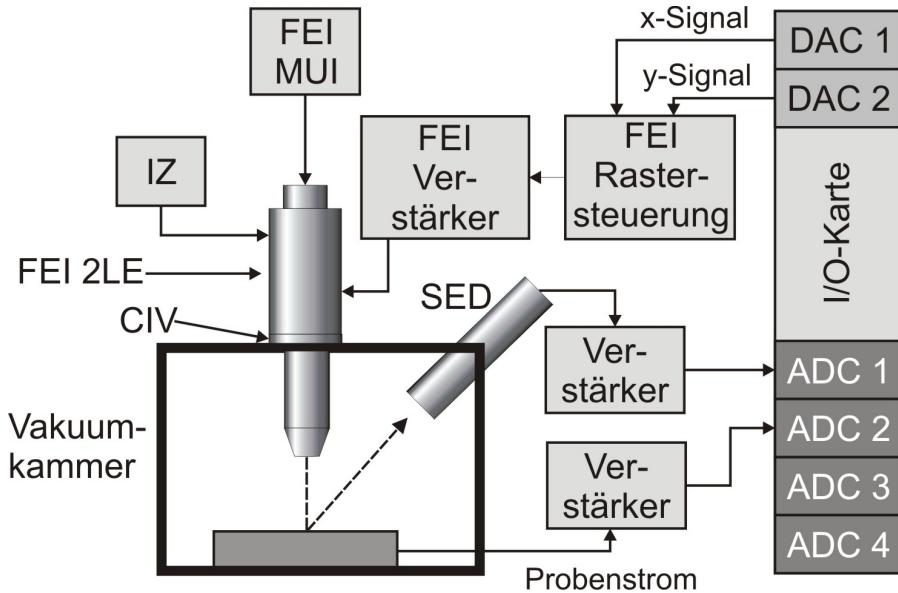


Abbildung 3.3: Blockdiagramm des kompletten SEM-Systems. DAC: Digital to Analog-Converter, ADC: Analog to Digital-Converter, SED: Sekundärelektronendetektor, IZ: Ionen-Zerstäuber-Pumpe, FEI MUI: Manual User Interface von FEI, CIV: Column Isolation Valve

Anschaufungskosten, der große Arbeitsabstand von 20-27 mm. Das ist der Abstand zwischen Austrittsöffnung der Säule und Fokuspunkt des Elektronenstrahls. Dieser große Abstand erleichtert die Integration von verschiedenen beweglichen Teilen im STM deutlich.

Für den Betrieb der Säule ist im Emitterbereich ein Druck von weniger als $5 \cdot 10^{-9}$ mbar erforderlich. Dieser Druck wird im wesentlichen durch eine direkt an der Säule angebrachte Ionenpumpe erreicht. Die Säule kann durch ein kleines VitonTM-Ventil (CIV - Column Isolation Valve) von der UHV-Kammer getrennt werden, sollte der Druck in der UHV-Kammer derart ansteigen, dass der Maximaldruck in der Säule nicht mehr gehalten werden kann.

Das gesamte SEM-System ist in [Abbildung 3.3](#) als Blockdiagramm dargestellt. Die xy-Signale zum Ablenken des Elektronenstrahls werden von zwei 12 bit Digital-Analog-Wandlern (DAC, engl.: Digital to Analog-Converter) auf einer PCI I/O-Karte¹ von National Instruments erzeugt. Die xy-Signale werden an die Rastersteuerung von FEI übergeben. Hier können verschiedene Einstellungen wie Vergrößerung, Bildrotation oder Bildverschiebung geändert werden. Die modifizierten xy-Signale werden anschließend über einen Nachverstärker an die Ablenkeinheit der SEM-Säule übergeben. Stromstärke

¹Input/Output PCI-Karte: PCI-MIO-16E-1, National Instruments Corporation, Austin, TX, USA (1997)

und Energie des Elektronenstrahls sowie die Spannung der elektrostatischen Linsen werden mit Hilfe des FEI MUI (MUI: Manual User Interface) eingestellt. Die vom Elektronenstrahl erzeugten Sekundärelektronen werden von einem SED von PHI² mit einer positiven Spannung von ca. 200 V angesaugt. Im SED werden die Elektronen mit Hilfe eines Channeltrons, welches auf einer Spannung von 2-4 kV liegt, vervielfältigt. Das verstärkte SE-Signal wird dann einem der vier 12 bit Analog-Digital-Wandler (ADC), die sich ebenfalls auf der PCI I/O-Karte befinden, übergeben. Außerdem ist es noch möglich den Probenstrom über einen weiteren ADC-Kanal zu messen und in Abhängigkeit der xy-Rasterkoordinaten als Probenstrombild (oder EBIC-Mode³ [Bre82]) darzustellen. Die Steuerung der PCI-Karte und die Erfassung der Messdaten wird von einer Software übernommen, die am Lehrstuhl für Elektronik der Universität Wuppertal entwickelt wurde [LJB99, Joa97]. Leider ist es aufgrund der geringen Abtastfrequenz der I/O-Karte nicht möglich, das SEM-Bild mit Videogeschwindigkeit, also mindestens 15 Bilder pro Sekunde, darzustellen. Dadurch wird vor allem das Einstellen des optimalen Fokus und die Korrektur des Astigmatismus deutlich erschwert.

3.2.2 Das STM

Wie schon in der Einführung erwähnt, handelt es sich bei dem STM um ein Besocke-Beetle-Typ. Eine ähnliche Ausführung wird durch Voigtländer et al. [VZW96] beschrieben. Dabei handelt es sich um eine invertierte Form des beetle-type Design wie es von K. Besocke [Bes87] und Frohn et al. [FWBT89] entworfen wurde. Diese Bauart zeichnet sich durch eine kleine Temperatur-Drift und durch einen einfachen Probenwechsel aus. Das Mikroskop wird in Abbildung 3.4 gezeigt. Zu sehen sind drei äußere Röhrenpiezos die den sogenannten Rampenring tragen und ein zentraler Scannerpiezo, an dem die Tunnelspitze befestigt ist. Der Rampenring besteht aus drei 120°-Rampen, sodass jede Rampe auf einem Piezo sitzt. Auf dem Rampenring ist der Probenhalter mit der zu untersuchenden Probe abgelegt. Der Rampenring kann durch sogenannte stick-slip-Bewegung der äußeren Piezos rotiert oder verschoben werden. Wird der Rampenring rotiert, ändert sich der Abstand zwischen Tunnelspitze und Probenoberfläche. Auf diese Weise wird die Spitze der Oberfläche angenähert und in Tunnelkontakt gebracht.

Der STM-Kopf ist auf drei Piezo-Micro-Slides⁴ aufgebaut. Diese können den STM-Kopf in allen drei Raumrichtungen gegenüber dem Elektronenstrahl vom SEM ausrichten. Um bei Benutzung der Micro-Slides eine Relativbewegung des Rampenrings auszuschließen, sind in den äußeren Piezoröhrchen kleine Magnete eingelassen, sodass der aus magnetischem Edelstahl bestehende Rampenring stärker an die Piezos gekoppelt wird. Dadurch

²Modell 04-202, PHI Physical Electronics GmbH, Ismaning, Deutschland

³EBIC-Mode, engl.: Electron Beam Induced Current Modus

⁴Modell: Micro Piezo Slide MS 5, Omicron NanoTechnology GmbH, Taunusstein

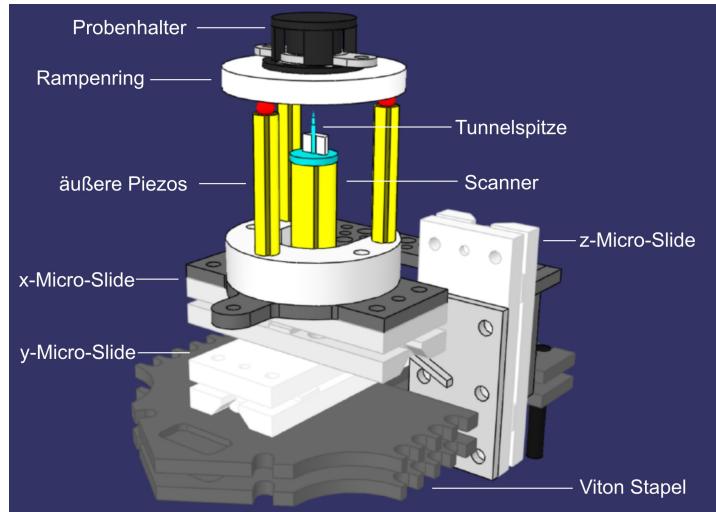


Abbildung 3.4: Messkopf des STM mit Micro-Slides, Rampenring und Probenhalter.

werden ungewollte Relativbewegungen zwischen Tunnelspitze und Probenoberfläche effektiv unterdrückt [MKR00]. Der Elektronenstrahl vom SEM wird durch diese Magnete nicht abgelenkt oder verzerrt, da die Primärelektronen eine hohe kinetische Energie besitzen. Allerdings werden die Sekundärelektronen, die eine deutlich geringere kinetische Energie haben, stark beeinflusst, sodass beispielsweise der Schatten der Tunnelspitze mehrfach vorhanden ist [ECP⁺01]. Um eine Übertragung der Vibrationen der Analysekammer auf das STM zu unterdrücken, wurde die STM Einheit auf einen Stapel aus Stahlplatten gesetzt. Zwischen den Stahlplatten befinden sich weiche VitonTM-Elemente, welche die Schwingungsenergie aufnehmen und in Wärme umwandeln. Eine Schwingungsisolierung durch Stahlfedern kommt nicht in Betracht, da die Verbindung zwischen SEM und STM möglichst starr sein muss, um auch mit dem SEM eine gute Auflösung auf der Probe zu erreichen.

Die STM/SEM-Kombination ist in Abbildung 3.5 aus Sicht der Präparationskammer gezeigt. Der STM-Kopf ist zusätzlich mit vier Piezoschilden versehen. Diese verhindern, dass der SEM-Elektronenstrahl durch Anlegen einer Spannung an die Piezoelektroden gestört wird. Die Einfallsrichtung des Elektronenstrahls schließt mit SED-Achse einen Winkel von 90° ein. Dadurch ist eine gute Sichtbarkeit des Spitzenschattens gewährleistet. Der Winkel zwischen STM-Spitze und Elektronenstrahl beträgt 55°.

Die verwendeten Tunnel spitzen werden standardmäßig aus polykristallinem Wolfram-Draht hergestellt. Dazu wird der Wolfram-Draht elektrochemisch in 2,5 molarer NaOH-Lösung geätzt [IB⁺90]. Die dabei auftretende chemischen Reaktion bewirkt eine Art zyklische Strömung der Natronlauge. Dadurch wird der Wolfram-Draht viel stärker unterhalb der Oberfläche der Elektrolytlösung geätzt. Wenn die entstehende Verjüngung des Drahtes dessen Eigengewicht nicht mehr halten kann, reißt der Draht und eine

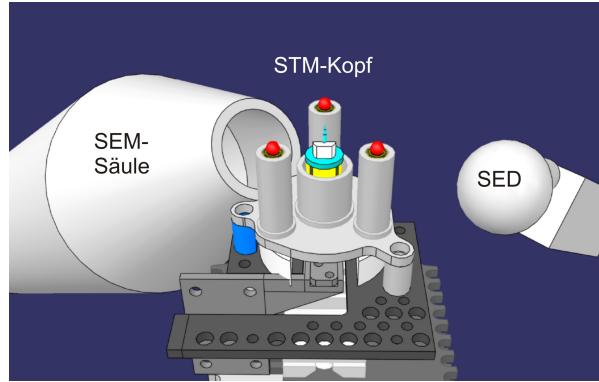


Abbildung 3.5: Darstellung der STM/SEM-Kombination. Damit der Elektronenstrahl nicht abgelenkt oder verzerrt wird, sind die vier Röhrenpiezos im STM-Kopf von geerdeten Edelstahlhüllen umgeben.

scharfe Spitze wird gezogen. Um die Spitze von Ätzrückständen zu reinigen wird sie in destilliertem Wasser gespült und anschließend im Vakuum bei ca. 700 °C gegläut.

3.2.3 Schwingungsisolierung

Die Schwingungsisolierung bei einer STM/SEM-Kombinationsapparatur ist ein grundlegendes Problem und soll deshalb etwas näher betrachtet werden. Obwohl zur genauen Beschreibung der Schwingungseigenschaften der Apparatur die analytische Beschreibung aller gekoppelten Oszillatoren notwendig ist, können die wesentlichen Schlussfolgerungen auch aus dem einfachen Modell eines harmonischen Oszillators gewonnen werden⁵.

In Abbildung 3.6 wird ein Körper mit der Masse m in eine Schwingung $u(t)$ durch eine äußere Erregung $x(t)$ versetzt. Nach dem Einschwingvorgang haben $x(t)$ und $u(t)$ die gleiche Frequenz ω und sind um ϕ phasenverschoben. Man erhält die Differenzialgleichung

$$\frac{d^2u}{dt^2} + 2\delta\left(\frac{du}{dt} - \frac{dx}{dt}\right) + \omega_0^2(u - x) = 0 \quad (3.1)$$

Dabei ist $\omega_0^2 = k/m$ die Eigenfrequenz des ungedämpften Oszillators und δ die Dämpfungskonstante. Mit der periodischen Erregung

$$x(t) = x_0 \sin(\omega t), \text{ und dem Lösungsansatz: } u(t) = u_0 \sin(\omega t - \phi) \quad (3.2)$$

folgt für das Verhältnis von erregter Amplitude und Erregeramplitude:

$$\frac{u_0}{x_0} = \sqrt{\frac{\omega_0^4 + (2\delta\omega)^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (2\delta\omega)^2}} \quad (3.3)$$

⁵Für eine detailliertere Betrachtung sei erneut auf das Lehrbuch von C. J. Chen verwiesen [Che93].

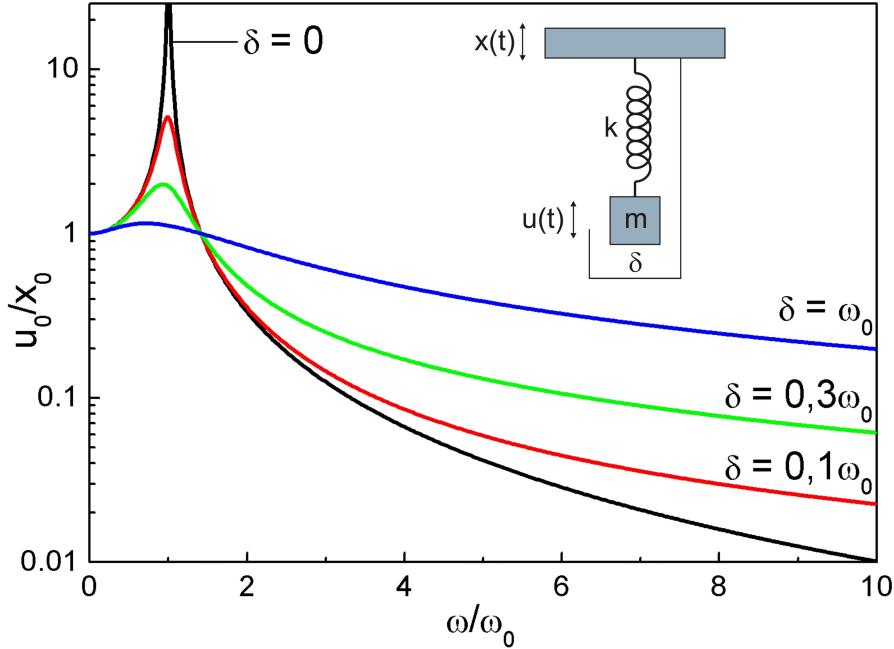


Abbildung 3.6: Modell eines gedämpften harmonischen Oszillators und Übertragungsfunktion in Abhängigkeit der Erregerfrequenz ω für verschiedene Dämpfungskonstanten δ .

Das Verhältnis u_0/x_0 wird Übertragungsfunktion genannt und ist mit verschiedenen Dämpfungskonstanten in Abbildung 3.6 dargestellt. Man kann erkennen, dass für kleine Erregerfrequenzen $\omega \ll \omega_0$ beide Schwingungsamplituden gleich sind. Das heißt, die Erregung geschieht so langsam, dass die Masse m der Erregung problemlos folgen kann. Bei $\omega \approx \omega_0$ tritt Resonanz ein und kann bei einer kleiner Dämpfung zu großen Amplituden $u(t)$ führen. Für große Frequenzen $\omega \gg \omega_0$ findet nur noch eine geringe Auslenkung der Masse m statt. Dabei ist zu beachten, dass je größer die Dämpfung ist, desto größer ist auch die erregte Amplitude $u(t)$.

Für die Schwingungsisolation einer STM/SEM-Kammer ist das oben beschriebene Modell aus zwei Sichtweisen zu betrachten.

1. Starke Kopplung: $\omega \ll \omega_0 \longrightarrow$ Übertragungsfunktion ≈ 1
2. Schwache Koppung: $\omega \gg \omega_0 \longrightarrow$ Übertragungsfunktion ≈ 0

Für einen stabilen Tunnelabstand im STM ist eine starke Kopplung notwendig. Das heißt, die Spitze sollte jeder Bewegung der Probe folgen können. Demzufolge sollte die Eigenfrequenz ω_0 des STM-Kopfes so groß wie möglich sein. Das erreicht man einerseits durch geringe Massen, also durch eine kompakte Konstruktion des STM, und andererseits durch stabile Verbindungen der Bauteile, was im obigen Modell einer großen

Federkonstante k entspricht. Das gleiche gilt für das SEM: Der Elektronenstrahl sollte jeder Schwankung der Probe folgen können. Aus diesem Grund ist eine starke Kopplung der SEM-Säule an die UHV-Kammer angebracht. Diese Bedingung ist bei der Kombinationsapparatur aus [Abbildung 3.2](#) nicht so gut erfüllt, da die schräg angeflanschte Säule einen langen Hebelarm darstellt, bei dem sich die angreifenden Drehmomente deutlich verstärken. Eine verbesserte Kopplung zwischen SEM und Kammer wurde während der Realisierung des 2-Spitzen-STM (vgl. [Abschnitt 3.3](#)) erreicht.

Der zweite Fall - die schwache Kopplung - tritt bei der Isolation der UHV-Kammer von Gebäudeschwingungen ein. Dazu steht die Kammer auf vier pneumatischen Schwingungsdämpferfüßen der Firma Newport (Modellserie: I-2000). Um eine schwache Kopplung zu gewährleisten sollte die Federkonstante der Füße möglichst klein und das Gewicht der Kammer groß sein. Um auch das STM von Schwingungen der Kammer zu entkoppeln ist eine zweite Federstufe Standard. Dazu wird das STM mit Spiralfedern aus Edelstahl in der UHV-Kammer aufgehängt. Obwohl diese Kombination aus erster und zweiter Federstufe die beste Schwingungsdämpfung im STM erzeugt, ist sie für den gleichzeitigen Betrieb von SEM und STM ungeeignet, da somit wiederum keine starke Kopplung zwischen SEM und STM gewährleistet ist. Bei der STM/SEM-Kombination in [Abbildung 3.5](#) wurde daher die zweite Federstufe durch einen Stapel aus Stahlplatten mit dazwischenliegenden Viton-Dämpfern ersetzt. Dieses System bietet einen guten Kompromiss aus starker Kopplung und gleichzeitiger Dämpfung [[GBH⁺86](#)].

Das neue [2-Spitzen-STM](#) ist trotzdem mit einer zweiten Schwingungsdämpferstufe ausgestattet: Der STM-Kopf kann in Federn gehängt werden, um dann ausschließlich hochauflösende Tunnel-Mikroskopie zu betreiben. Für hochauflösende Elektronenmikroskopie, muß der STM-Kopf allerdings wieder fest mit der UHV-Kammer verbunden werden. Da aber die oben beschriebenen Grundsätze für die Konstruktion eines Rastertunnelmikroskops, also kompaktes und stabiles Design, auch bei dem 2-Spitzen-STM bedacht worden sind, ist es auch ohne zweite Schwingungsdämpferstufe möglich einzelne Atome aufzulösen (vgl. [Abschnitt 4.1.2](#)).

3.3 Das 2-Spitzen-STM

In diesem Kapitel wird die Neuentwicklung eines 2-Spitzen-STM diskutiert. Das 2-Spitzen-STM basiert auf dem bekannten Beetle-Konzept und verfügt zur Navigation der beiden Spitzen über eine angeflanschte SEM-Säule (vgl. [Abschnitt 3.2.1](#)). In der anschließenden Einleitung wird ein kurzer Überblick über bisherige Mehr-Spitzen-Konstruktionen und den aktuellen Entwicklungsstand gegeben. [Abschnitt 3.3.2](#) beschreibt dann das koaxiale Beetle-Konzept mit dem auch die Integration von bis zu vier Spitzen möglich sein wird. In [Abschnitt 3.3.3](#) werden die verschiedenen Betriebsweisen des STM und in [Abschnitt 3.3.4](#) der Proben- bzw. Spitzenwechsel erläutert. Da in dem neuen 2-Spitzen-STM eine Vielzahl von Magneten in der Umgebung des Elektronenstrahls verwendet wurde, geht [Abschnitt 3.3.5](#) näher auf diese Problematik ein. In [Abschnitt 3.3.6](#) wird auf die elektronische Steuerung der beiden STM eingegangen während in [Abschnitt 3.3.7](#) abschließend die neue Analysekammer betrachtet wird.

3.3.1 Einleitung

Das STM hat sich im Laufe seiner Geschichte zu einem der besten Werkzeuge im Bereich der Nanotechnologie entwickelt. Mit dem STM ist es inzwischen routinemäßig möglich Nanostrukturen bis hin zur atomare Skala abzubilden, durch spektroskopische Methoden zu charakterisieren [SWH98] und durch Manipulation einzelner Atome oder Moleküle herzustellen [ES90, BMR97, SMV07]. Gerade die Ladungstransporteigenschaften von selbst organisierten Nanostrukturen versprechen interessante Quanteneffekte [Dat95]. Jedoch reicht eine Tunnelspitze allein nicht aus um den lateralen Ladungstransport durch Nanostrukturen zu messen. Eine weitere Spalte ist notwendig um den zweiten Kontakt herzustellen.

So gab es mehrere Bemühungen eine Art Doppel-Spitze zu entwickeln: die Versuche reichten von der Steuerung zweier STM-Spitzen mit nur einer Abstandsregelung [TSN91] über die Erfindung einer „*Nano-Pinzette*“, bei der zwei Kohlenstoff-Nanoröhren als Spitzen verwendet wurden [KL99], bis hin zur lithographisch hergestellten Doppel-Spitzen, mit denen lokale Gate-Spektroskopie an 20 nm großen Au-Clustern möglich war [GCK00].

1998 veröffentlichten M. Aono et al. einen interessanten Artikel über eine AFM/STM-Kombination mit bis zu drei unabhängigen Rastersonden im UHV [AJN⁺98]. Allerdings ist die Publikation in Japanisch, und die Arbeitsgruppe um Masakazu Aono sehr zurückhaltend mit der Veröffentlichungen zu technischen Details, sodass eine genaue Beurteilung der Apparatur schwer ist. Trotzdem bewiesen sie die außergewöhnlichen Fähigkeiten ihrer Anlage als sie 2006 in einem Zwei-Spitzen-Experiment Widerstandsmessungen an Eribiumsilizid Nanodrähten mit Spitzentabständen bis ca. 70 nm realisierten [KSN⁺06].

Als nächstes sind Arbeiten die Arbeiten von H. Watanabe und seiner Arbeitsgruppe zu erwähnen. Sie zeigten erst ein funktionsfähiges 2-Spitzen-STM mit zwei unabhängig voneinander arbeitenden Kohlenstoff-Nanoröhren-Spitzen die sich bis auf 10 nm annähern konnten [WMSS01]. Später nutzten sie die „*Nano-Pinzette*“ [KL99] um ihr Mikroskop zu einem 3-Terminal-AFM auszubauen [WMS⁺01]. Zwar konnten sie mit ihren Arbeiten die Funktionsfähigkeiten des Mikroskops eindrucksvoll belegen, allerdings lässt der mechanische Aufbau vermuten, dass sowohl die Spitzenpräparation als auch die Annäherung der Spitzen sehr schwierig ist, da es keine Möglichkeiten gibt die Spitzen über eine Grobannäherung unter Kontrolle eines Elektronenmikroskops zu bewegen.

Die erste Arbeit über die Integration zweier voll funktionsfähiger STM im UHV mit atomarer Auflösung auf Silizium (111)-7x7 wird von H. Grube et al. berichtet [GHJB01]. Allerdings zeigte sich, dass die Annäherung der beiden Spitzen zueinander und zur Oberfläche sehr schwierig und zeitaufwendig ist, wenn keine Möglichkeit besteht die Position der Spitzen mit Hilfe eines SEM zu beobachten. Fast zeitgleich publizierten H. Okamoto und D. Chen ihr Design eines 2-Spitzen-STM im UHV mit angeschlossenem Helium-Kryostat, der es erlaubte die Proben bis auf 4,2 K abzukühlen [OC01]. Zur Positionierung der Spitzen verwendeten sie drei unabhängige Referenzebenen mit denen die relativen Koordinaten jeder Spitze gemessen werden konnten. Obwohl dieses System sehr raffiniert ist, bleibt die Spitzenannäherung doch recht mühevoll.

Shuiji Hasegawa und seine Arbeitsgruppe stellten im Jahr 2001 erstmals eine Kombination aus vier unabhängig arbeitenden STM-Einheiten und einer SEM-Säule im UHV vor [STH⁺01a]. Sie erkannten, dass zwei Spitzen zur elektrischen Charakterisierung von Nanostrukturen nicht ausreichen, da der Kontaktwiderstand der beiden Spitzen unbekannt ist. Obwohl die STM-Einheiten aufgrund der fehlenden Stabilität keine atomare Auflösung zeigen, konnte mit Hilfe dieser Apparatur eine ganze Reihe interessanter 4-Punkt-Messungen im Mikrometerbereich durchgeführt werden [OMH⁺05, MUH⁺04, KHM⁺03].

2005 stellten O. Guise et al. ihre „*Nanoworkbench*“ vor [GMY⁺05]. Sie kombinierten vier Nano-Manipulatoren der Firma Kleindiek Nanotechnik [KKC95] mit einer FEI-2LE SEM-Säule (vgl. [Abschnitt 3.2.1](#)). Auch hier bestand das Problem, dass die Manipulatoren aufgrund ihrer Größe mechanisch sehr instabil waren, sodass atomare Auflösung nicht erreicht werden konnte.

Mehr-Spitzen-STM werden auch von kommerziellen Unternehmen entwickelt. Dazu gehört vor allem die *Omicron Nanotechnology GmbH*. Mit ihrer „UHV-Nanoprobe“ bieten sie ein 4-Spitzen-STM in Kombination mit einem SEM an. Die vier STM-Einheiten bestehen aus den Omicron Micro-Slides (vgl. [Abbildung 3.4](#)) und sind unabhängig voneinander steuerbar. Wie man in [Abbildung 3.7](#) erkennen kann, ist die gesamte Anordnung nicht sehr kompakt, was sich unvorteilhaft auf die mechanische Stabilität auswirken sollte. Allerdings gibt es von der Arbeitsgruppe um Gao Hong-Jun einige Veröffentlichungen



Abbildung 3.7: Das Omicron 4-Spitzen-STM UHV-Nanoprobe ist auf einem CF350-Flansch aufgebaut. Die Länge eines STM-Armes (im Bild rot eingefärbt) beträgt ca. 35 mm. (Foto aus [Omi])

die einerseits atomare Auflösung mit zumindest einer Spalte zeigen [LHL⁺⁰⁵] und andererseits die Anwendung der „UHV-Nanoprobe“ zur Messung von Ladungstransport durch Nanodrähte demonstrieren [LHY⁺⁰⁶].

Es gibt also inzwischen eine ganze Reihe von funktionsfähigen Mehr-Spitzen-Systemen, die sowohl UHV kompatibel sind als auch ein SEM zur Positionierung der Spitzen besitzen. Außerdem verfügen schon einige Systeme über ein Kryostaten und zuschaltbares Magnetfeld [LHL⁺⁰⁵]. Allerdings zeigt sich auch, dass diese Apparaturen aufgrund ihrer enormen Baugröße, grundlegende Konstruktionsvorschriften für Rastertunnelmikroskope vernachlässigen. So wird sich oft die Komplexität durch fehlende Stabilität erkauft.

Demgegenüber stellt das hier vorgestellte 2-Spitzen-STM eine Erprobung eines neuen Konzeptes dar, mit dem zukünftig mehrere STM auf kleineren Raum integriert werden können. Dabei wurde das bewährte Beetle-Design, welches eines der am häufigsten verwendeten STM-Designs ist, erweitert, um zwei oder mehr Rastertunnelmikroskope vollkommen unabhängig voneinander auf kleinem Raum zu integrieren. Dadurch soll eine insgesamt bessere Leistungsfähigkeit des Mehr-Spitzen-STM erzielt werden, um dann Transporteigenschaften von Nanostrukturen auf atomarer Skala bestimmen zu können. Die bisherigen Ergebnisse zeigen, dass dieses neuartige koaxiale Beetle-Design die nötige Stabilität gewährleistet, die für atomare Auflösung notwendig ist, und gleichzeitig ein komfortables Manövrieren der Spitzen unter SEM-Kontrolle ermöglicht [JCPV06].

3.3.2 Das koaxiale Beetle-Konzept

Wie schon im [Abschnitt 3.2.2](#) beschrieben ist, besteht das ursprüngliche Beetle-STM aus einem Rampenring, der von drei äußeren Röhrenpiezos gehalten wird. Wird der

Rampenring gedreht, ändert sich die Entfernung zwischen Tunnelspitze und Probenoberfläche. Die Drehbewegung des Rampenrings wird erzeugt, indem man an die äußeren Röhrenpiezos in tangentialer Richtung sägezahn-förmige Spannungspulse anlegt. Darauf hin vollführen die Piezos eine stick-slip-Bewegung und der Rampenring dreht sich. Der Rampenring lässt sich natürlich auch transversal in xy-Richtung verschieben, indem man die Spannungspulse so anlegt, dass sich alle drei Piezos parallel in eine Richtung verbiegen.

Allerdings zeigt sich, dass bei einer transversalen Verschiebung des Rampenrings, auch der Abstand zwischen Spalte und Probe leicht geändert wird. Dies kann unter Umständen dazu führen, dass dabei die Tunnelspitze die Probe berührt und unbrauchbar wird. Für STM-Messungen auf homogenen Oberflächen ist dies kein Problem, weil die Spalte überall in Tunnelkontakt gebracht werden kann und nicht an bestimmte Stellen verschoben werden muss. Um allerdings Nanostrukturen zu kontaktieren, muss die Position der Spalte mittels dieser Grobverschiebung entsprechend geändert werden. Dabei wäre es von Vorteil, wenn sich die Entfernung zwischen Spalte und Probe nicht ändern würde.

Aus diesem Grund wurde das ursprüngliche Beetle-Design um einen weiteren planaren Ring erweitert. Dieser planare Ring wird ausschließlich für die Grobabweichung der Spalte in xy-Richtung benutzt und der Abstand zwischen Spalte und Probe bleibt konstant. Um bei der Rotation des Rampenrings eine gleichzeitige laterale Bewegung des Rings auszuschließen - dies kann z.B. durch eine nicht ganz tangentiale stick-slip-Bewegung der Piezos erfolgen - sind in dem Rampenring zwei kreisförmige V-Nuten eingearbeitet. Dadurch gleiten die Kugeln in der Nut und der Rampenring vollführt eine reine Rotation.

Mit Hilfe dieser zwei Ringe lässt sich nun die Position der Spalte in allen drei Raumrichtungen unabhängig voneinander ändern. Wie in [Abbildung 3.8](#) zu erkennen ist, sind die beiden Ringe übereinander gestapelt und liegen auf einem stabilen Dreibein aus Edelstahl. Der Scannerpiezo, der die Feinbewegung der Spalte ausführt, ist mit dem oberen Rampenring verbunden und folgt somit jeder Bewegung von planarem Ring und Rampenring. Außerdem kann die Rotation des Rampenring durch eine entgegengesetzte Rotation des planaren Ring kompensiert werden. Dadurch ist es im Prinzip möglich die Spalte an die Probe anzunähern ohne deren Position zu ändern.

Um den planaren Ring zu bewegen, werden drei weitere Piezoelemente benötigt. Also sind insgesamt sechs äußere Piezos für die Grobabweichung einer Spalte notwendig. Um die Kompaktheit des ursprünglichen Beetle-Designs zu bewahren, wurden deshalb die Röhrenpiezos durch kleinere Scherpiezoelemente⁶ ersetzt [[PBR04](#)]. Um den planaren Ring zu bewegen werden drei Scherpiezos ($3 \times 3 \times 5 \text{ mm}^3$) mit zwei Achsen für die x- und y-Richtung benötigt. Während für die Bewegung des Rampenrings drei kürzere ($3 \times 3 \times 3.5 \text{ mm}^3$) Scherpiezos mit nur einer aktiven Achse gebraucht werden. Trotz ihrer

⁶PI Ceramic GmbH, Lederhose, Deutschland

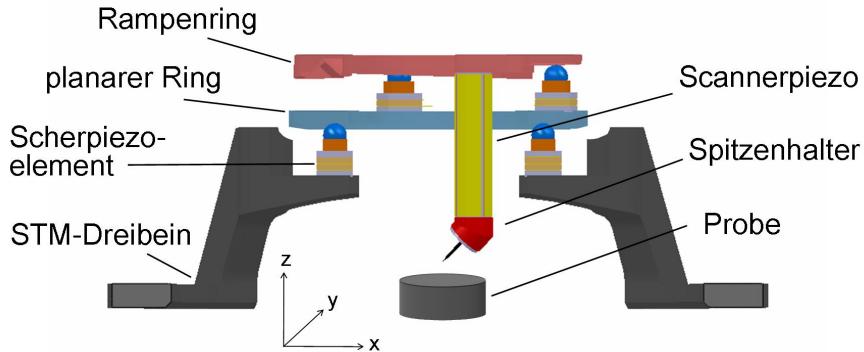


Abbildung 3.8: Schnittansicht der inneren STM-Stufe. Der planare Ring für die Grobbewegung der Tunnelspitze in xy-Richtung liegt auf einem stabilen Dreibein aus Edelstahl. Auf dem planaren Ring liegt der Rampenring an dem der Scannerpiezo mit Spitzenhalter befestigt ist.

hohen Steifigkeit und der damit verbundenen hohen Resonanzfrequenz von 250 kHz haben diese Piezos einen Stellweg von $1 \mu\text{m}$ bei einer angelegten Spannung von -250 V bis $+250 \text{ V}$.

Auf den Scherpiezos sind kleine Samarium-Cobalt-Magnete aufgeklebt auf denen wiederum kleine Halbkugeln aus magnetischem Stahl befestigt sind. Da die Ringe auch aus magnetischem Edelstahl gefertigt sind, ist eine starke Kopplung des Ringsystems gewährleistet. Dies bewirkt neben der verbesserten Stabilität, dass sich der obere Rampenring nicht bewegt, wenn sich der untere planare Ring bewegen soll, und umgekehrt. Wäre der obere Rampenring nicht durch die Magnete auf den Scherpiezos fixiert, würden die Vibrationen, die bei einer stick-slip-Bewegung des unteren planaren Rings auftreten, dazu führen, dass sich der Rampenring aufgrund der Gravitationskraft langsam nach unten dreht. Durch die stärkere magnetische Kopplung zwischen den Ringen, wird eine solche ungewollte Bewegung aber verhindert. Andererseits kann bei einer Rotation des Rampenrings auch zu einer ungewollten Bewegung des planaren Rings kommen. Da die, auf dem planaren Ring angebrachten, Scherpiezos auch eine Gegenkraft auf den planaren Ring ausüben, wäre es möglich, dass bei einer Rotation des Rampenrings auch der planare Ring eine stick-slip-Bewegung ausführt. Um dies zu verhindern, sollte die Kopplung zwischen planarem Ring und STM-Dreibein größer sein, als die Kopplung zwischen Rampenring und planarem Ring. Wenn man davon ausgeht, dass die magnetische Anziehungs kraft zwischen STM-Dreibein und planarem Ring genauso groß ist wie die magnetische Anziehungs kraft zwischen planarem Ring und Rampenring, sollte im Prinzip die größere Gewichtskraft, die auf dem STM-Dreibein lastet, für eine stärkere Kopplung des planaren Rings sorgen. Allerdings stellte sich heraus, dass diese größere

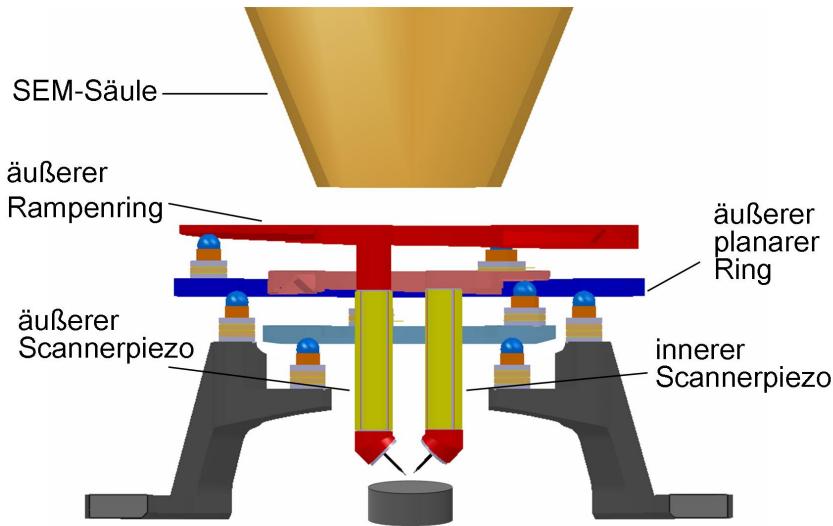


Abbildung 3.9: Schnittansicht auf das 2-Spitzen-STM mit innerer und äußerer STM-Stufe. Die SEM-Säule ist koaxial über den beiden Ringsystemen angeordnet und hat einen Abstand von ca. 27 mm zur Probenoberfläche

Gewichtskraft nicht ausreicht um eine gleichzeitige Bewegung des planaren Rings zu verhindern. Aus diesem Grund wurde die Kopplung zwischen STM-Dreibein und planarem Ring verstärkt, indem die drei Magnete, die den planaren Ring mit dem STM-Dreibein verbinden, durch stärkere Magnete ersetzt wurden.

Für das zweite STM werden Ringe mit einem größeren Durchmesser verwendet. Die beiden größeren Ringe werden koaxial über die beiden kleineren auf das STM-Dreibein gestellt (siehe [Abbildung 3.9](#)). Jedes Ringpaar besitzt eine zentrale Öffnung. Durch diese werden die Scannerpiezos und der SEM-Strahl geführt.

Die SEM-Säule ist von oben an die STM-Kammer angebaut und hat einen Abstand von ca. 27 mm zur Probenoberfläche. Die Tunnelspitzen haben einen Winkel von 45° zur Oberfläche der Probe welche sich unterhalb der Spitzen befindet. Da das Ende der Tunnelspitze außerhalb der Scannerpiezoachse liegt, wird bei einer Auslenkung des Piezos in y-Richtung auch die z-Koordinate der Tunnelspitze geändert. Das Prinzip ist schematisch in [Abbildung 3.10a](#) dargestellt. Dieser Effekt wurde auch schon in anderen Publikationen erwähnt [OKW⁺87, STH⁺01a] und ist ein generelles Problem bei Mehr-Spitzen-STM, die mit derartigen Scannerpiezos arbeiten.

Betrachtet man die Ablenkung eines Piezoröhrchen bei einer angelegten Spannung von $+V$ und $-V$ zwischen zwei gegenüberliegenden Elektroden (vgl. [Abbildung 3.10a](#)), dann

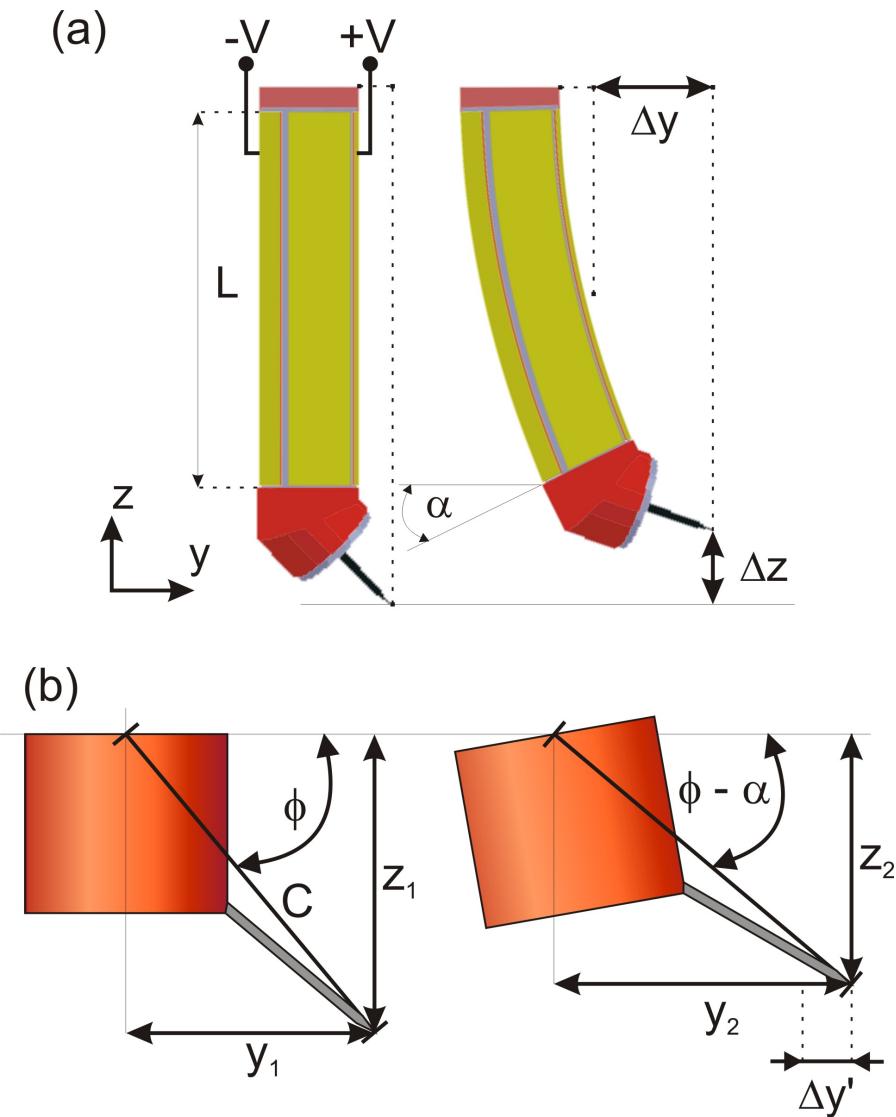


Abbildung 3.10: Einfluss der Piezokrümmung auf die z-Position der Tunnelspitze. (a) Schema der Änderung des Abstandes Δz zwischen Spitze und Probe bei einer Krümmung des Scannerpiezos in y-Richtung. Durch die Krümmung wird der Spitzenthalter um den Winkel α gedreht. (b) Auslenkung der Spitze in z- und in y-Richtung bei einem Spitzenthalter der um den Winkel α gedreht ist. Die Länge C ist die Distanz zwischen Piezoende und Spitzenspitze und ϕ der Winkel der zwischen C und der Horizontalen eingeschlossen wird. Bei den verwendeten Spitzenthaltern ist $C = 8,5\text{ mm}$ und $\phi = 60^\circ$.

ergibt sich für den Krümmungsradius R des Röhrchens folgende Abhängigkeit [Che91]:

$$R = \frac{\pi D h}{4\sqrt{2}d_{31}V} \quad (3.4)$$

Dabei ist D der Außendurchmesser, h die Wandstärke und d_{31} der piezoelektrische Koefizient des Piezoröhrchens⁷. Aus dem Krümmungsradius lässt sich einfach der Krümmungswinkel α berechnen:

$$\alpha = \frac{180^\circ \cdot L}{\pi R} \quad (3.5)$$

Hier ist L die Länge des Piezos. Für ein Piezoröhrchen mit den Parametern:

$$d_{31} = 1,73 \text{ Å/V} ; D = 3,15 \text{ mm} ; L = 16 \text{ mm} ; h = 0,5 \text{ mm} ; V = 200 \text{ V}$$

ergibt sich ein Krümmungsradius von $R = 25,4 \text{ m}$ und ein Krümmungswinkel von $\alpha = 0,036^\circ$. Die daraus resultierende Höhenänderung von ca. 5 Å ist vernachlässigbar.

Betrachtet man nun aber den Spitzenthalter mit Tunnelspitze, der um den Winkel α geneigt ist (Abbildung 3.10b), so ergibt sich eine Höhenänderung von Δz , die nicht mehr vernachlässigbar ist:

$$\Delta z = z_1 - z_2 = C \cdot (\sin(\phi) - \sin(\phi - \alpha)) \quad (3.6)$$

Dabei ist C die Strecke zwischen Piezoende und Spitzenende und ϕ der zwischen C und der Horizontalen eingeschlossene Winkel. Wird das Piezoröhrchen durch Anlegen einer Spannung um den Winkel α gekrümmmt, vermindert sich ϕ entsprechend um α . Bei den verwendeten Spitzenthaltern (vgl. Abbildung 3.13) ist $C = 8,5 \text{ mm}$ und $\phi = 60^\circ$. Mit diesen Werten ergibt sich nach Gleichung 3.6 für $V = 200 \text{ V}$ eine Höhenänderung von $\Delta z \approx 2,6 \mu\text{m}$.

Verstehen lässt sich dieser Effekt durch Betrachten der Sinusfunktion in Gleichung 3.6. Der Anstieg der Sinusfunktion für $\phi = 90^\circ$ ist für kleine Winkeländerungen α ungefähr Null. Aus diesem Grund ist dieser Effekt auch bei einem STM, bei dem die Tunnelspitze auf der Achse des Piezoröhrchens liegt, vernachlässigbar. Für $\phi = 0^\circ$ ist der Anstieg der Sinusfunktion hingegen maximal und auch die Höhenänderung Δz wäre entsprechend groß.

Zusätzlich ändert sich durch die Neigung des Spitzenthalters auch die Auslenkung der Tunnelspitze in y-Richtung:

$$\Delta y' = y_2 - y_1 = C \cdot (\cos(\phi - \alpha) - \cos(\phi)) \quad (3.7)$$

⁷EBL Nr. 2, EBL Products Inc., USA

Mit den oben genannten Werten erhält man nach Gleichung 3.7 eine Auslenkung von $\Delta y' \approx 4,6 \mu\text{m}$. Die gesamte Auslenkung der Tunnelspitze in y-Richtung Δy ist also eine Überlagerung der Auslenkung des Piezoröhrchens und der Neigung des Spitzenhalters:

$$\Delta y = \frac{2\sqrt{2}d_{31}L^2}{\pi Dh} \cdot V + \Delta y' = K_y \cdot V + \Delta y' \quad (3.8)$$

Dabei ist $K_y = 252 \text{ \AA/V}$ die Piezokonstante für ein Piezoröhrchen mit den oben beschriebenen Parametern [Che91]. Für eine Spannung von $V = 200 \text{ V}$ ergibt sich die gesamte Auslenkung in y-Richtung zu $\Delta y \approx 9,6 \mu\text{m}$.

Nach Gleichung 3.5 und 3.4 ändert sich der Winkel α proportional zur angelegten Spannung V . Da α nur sehr kleine Werte annehmen kann (maximal $0,036^\circ$), ergeben sich für Δz in Gleichung 3.6 und Δy in Gleichung 3.8 lineare Abhängigkeiten von der Spannung V . Das bedeutet, dass, bei einer Auslenkung des Scannerpiezos in y-Richtung, sich Spitzenende entlang einer Geraden bewegen muß. Die Neigung der Geraden ergibt sich zu

$$\arctan\left(\frac{\Delta z}{\Delta y}\right) = \arctan\left(\frac{2,5\mu\text{m}}{9,5\mu\text{m}}\right) \approx 15,5^\circ \quad (3.9)$$

Die STM-Regelelektronik muß also bei jeder Auslenkung des Piezos in y-Richtung die Höhenänderung Δz durch eine Expansion bzw. Kontraktion des Piezos kompensieren. Dadurch wird eine ansonsten waagerechte Probenoberfläche durch eine um $15,5^\circ$ geneigte Ebene dargestellt. Da die Expansion des Piezos aber begrenzt ist, kann die Höhenänderung Δz ab einer bestimmten y-Auslenkung nicht mehr kompensiert werden. Die Expansion ΔL eines Piezoröhrchens ist gegeben durch:

$$\Delta L = \frac{d_{31}L}{h} \cdot V = K_z \cdot V \quad (3.10)$$

Man erhält mit den bekannten Piezoparametern eine Piezokonstante von $K_z = 55 \text{ \AA/V}$ und damit, bei einer angelegten Spannung von $V = 200 \text{ V}$, eine Expansion von $\Delta L = 1,1 \mu\text{m}$. Daraus folgt, dass die maximal kompensierbare Auslenkung in y-Richtung bei ca. $4 \mu\text{m}$ liegt. Das bedeutet, dass eine Tunnelspitze, deren Ende nicht auf der Achse des Scannerpiezos liegt, nicht nur eine virtuelle Neigung der Probenoberfläche erzeugt, sondern auch den maximalen Rasterbereich des STM einschränkt.

3.3.3 STM-Modus (Sekundäre Schwingungsisolierung) und SEM-Modus

Neben der Schwingungsisolierung durch die vier Schwingungsdämpferfüße, auf denen die UHV-Kammer aufgebaut ist (vgl. Abschnitt 3.2.3), verfügt das 2-Spitzen-STM über eine weitere Schwingungsdämpferstufe, die das STM von Schwingungen der UHV-Kammer

entkoppelt ([Abbildung 3.11](#)). Solche Schwingungen werden vor allem durch Schall und angeschlossene Kabel auf die Kammer übertragen. Im *STM-Modus* kann das gesamte STM mit Hilfe einer Lineardurchführung abgesenkt und an drei Stahlfedern aufgehängt werden. Die belasteten Federn sind im Vergleich zu unbelasteten um $\Delta L \approx 7 \text{ cm}$ ausgelenkt. Danach ergibt sich nach

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g}{\Delta L}} \approx \frac{5,0}{\sqrt{\Delta L(\text{cm})}} \quad (3.11)$$

mit $g \approx 9,81 \text{ m/s}^2$, eine niedrige Eigenfrequenz des Systems von ca 2 Hz.

Außerdem verfügt die zweite Schwingungsdämpferstufe über eine Wirbelstrombremse. Diese besteht aus einem Stator mit starken Permanentmagneten. In deren Nähe befinden sich mit dem STM verbundene Kupferplatten. Jede Bewegung der Kupferplatten erzeugt Wirbelströme, die ein Magnetfeld erzeugen, welches der Bewegungsrichtung entgegenwirkt. Die Schwingungsenergie wird dabei in Wärme umgewandelt und nach außen abgeführt.

Wenn das 2-Spitzen-STM in den Federn hängt, sind zwar hochauflösende STM-Aufnahmen möglich. Allerdings ist in diesem *STM-Modus* das SEM nicht zu benutzen, da keine starre Verbindung zwischen SEM und STM besteht. Aus diesem Grund kann das 2-Spitzen-STM noch in den *SEM-Modus* gebracht werden. Dazu wird das STM von unten mit Hilfe der Lineardurchführung nach oben gefahren und gegen Halteklemmen gedrückt. Das STM ist dann starr über die Kammer mit dem SEM verbunden und kann hochauflösend vom SEM betrachtet werden. Um das STM vom *SEM-Modus* wieder in den *STM-Modus* abzusenken, muss es nur ca. 2 mm nach unten gelassen werden. Durch diesen kurzen Weg wird vermieden, dass mechanische Erschütterungen die Position der beiden Tunnelspitzen verändern. Es sollte also möglich sein, die Spitzen erst im *SEM-Modus* mit Hilfe des SEM genau zu positionieren und dann das STM in den *STM-Modus* zu überführen um dort hochauflösend Rastertunnelmikroskopie betreiben zu können.

Wenn sich das STM im *SEM-Modus* befindet, sind nicht nur die Spitzen relativ zur Probe auszurichten. Auch die Position des STM relativ zur optischen Achse des SEM muss einstellbar sein. Da die maximale Ablenkung des Elektronenstrahls nicht ausreicht, um mit dem SEM den gesamten Probenbereich untersuchen zu können, muß es möglich sein das gesamte 2-Spitzen-STM inklusive Probenhalter in die Nähe des SEM-Elektronenstrahls zu bewegen. Zu diesem Zweck ist der STM-Kopf auf drei weiteren Scherpiezos aufgebaut. Diese Scherpiezos verfügen über zwei aktive Achsen und sind mit $10 \times 10 \times 9,5 \text{ mm}^3$ deutlich größer als die Scherpiezos im STM selbst. Allerdings erreichen sie auch deutlich höhere Scherkräfte von bis zu 200 N, was zur Verschiebung des STM-Kopfes ausreichen sollte.

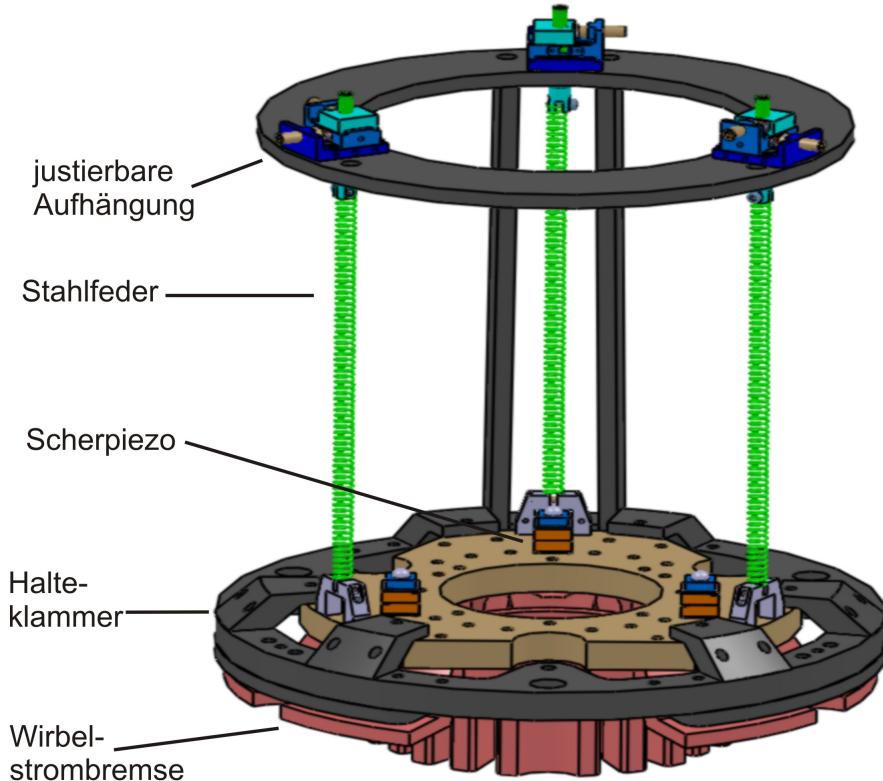


Abbildung 3.11: Zweite Stufe der Schwingungsdämpfung des 2-Spitzen-STM. Der STM-Kopf (nicht dargestellt) steht auf den drei Scherpienos, die ihn relativ zum SEM-Strahl bewegen können. Die STM-Basisplatte hängt an drei Stahlfedern und kann für SEM-Aufnahmen gegen die Halteklemmen gedrückt und fixiert werden. Mit der STM-Basisplatte ist auch der Cu-Block der Wirbelstrombremse verbunden. Diese enthält sowohl Platten für die Dämpfung der Federschwingung als auch Elemente zur Dämpfung einer Pendelbewegung der STM-Basisplatte. Der Stator, der die Magnete für die Wirbelstrombremse enthält ist aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt.

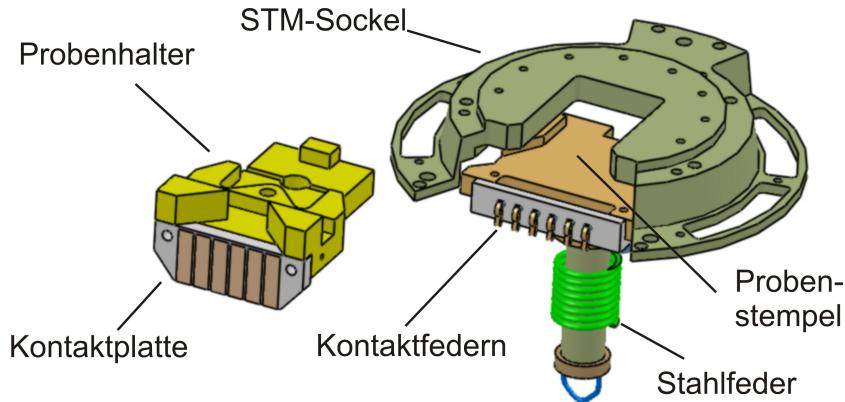


Abbildung 3.12: Probenwechsel im 2-Spitzen-STM. Der Probenhalter kann über die zwei schrägen Blöcke oberhalb der Kontaktplatte vom Manipulator gegriffen werden. Die Keramik-Kontaktplatte ist mit 6 Leiterbahnen versehen. Diese stellen über die Kontaktfedern am Probenstempel Kontakt zum STM her. Der Probenstempel kann über einen Seilzug nach unten gezogen werden. Zum Einsetzen der Probe in das STM, wird der Probenhalter auf den Probenstempel gelegt und gegen die Kontaktfedern gedrückt. Die Stahlfeder am Probenstempel drückt dann den Probenhalter von unten gegen das STM.

3.3.4 Proben- und Spitzenwechsel

Die verwendeten Probenhalter wurden von der Firma SPS-CreaTec GmbH bezogen und sind in [Abbildung 3.12](#) dargestellt. Sie bestehen aus einer vergoldeten Basisplatte aus Kupfer auf der zwei Blöcke hervorstehten, die mit dem Manipulator gegriffen werden können. Unterhalb dieser Blöcke ist eine Keramikplatte angeschraubt, die auf beiden Seiten mit sechs Leiterbahnen versehen ist. Mit Hilfe dieser Leiterbahnen kann die Probe sowohl vom Manipulator als auch vom STM kontaktiert werden [Zöp00]. Dazu wird der Probenhalter mit Hilfe des Manipulators auf den Probenstempel gelegt und gegen die sechs Kontaktfedern am Probenstempel gedrückt. Der Probenstempel kann über einen Seilzug für den Probentransfer geöffnet werden und verfügt über eine starke Stahlfeder die den Probenhalter von unten an das STM drückt.

Für den Probenhalter gibt es je nach Probenart verschiedene Aufsätze die über Keramikstücke elektrisch isoliert angebracht werden. So werden z.B. Halbleiterproben von zwei Molybdän-Blöcken gehalten. Über diese Blöcke kann die Probe durch direkten Stromdurchgang geheizt werden.

Da mit dem 2-Spitzen-STM Nanostrukturen auf Oberflächen kontaktiert werden sollen, ist davon auszugehen, dass die Lebensdauer der Tunnelspitzen sehr kurz ist. Aus diesem

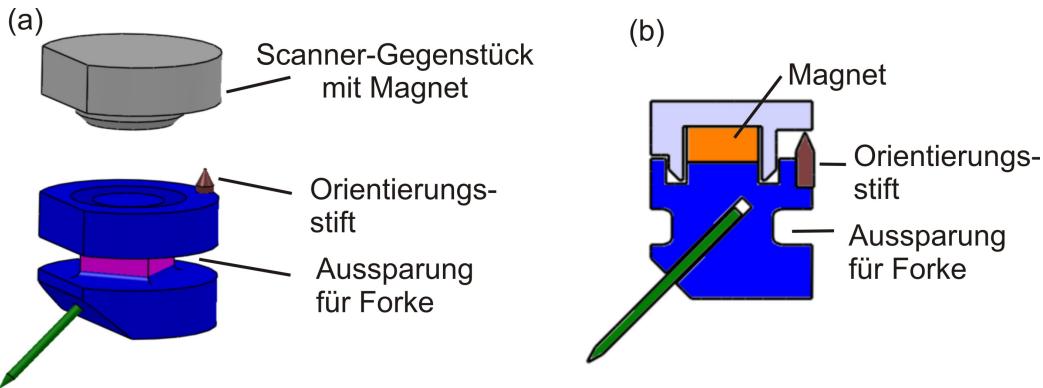


Abbildung 3.13: Magnetischer Spitzenhalter. Das in (a) grau dargestellte Scanner-Gegenstück enthält einen 1 mm hohen SmCo-Magnet (siehe (b) Schnittansicht) und ist an den Scannerpiezo geklebt. Der blau dargestellte Spitzenthalter wird vom Magneten angezogen und justiert seine Position mit Hilfe des Orientierungsstiftes und der Führungsschrägen am Scanner-Gegenstück. Der Spitzenthalter und sein Scanner-Gegenstück sind zusammen 5 mm hoch.

Grund sollte es möglich sein, verbrauchte Spitzen in-situ zu tauschen. Für das 2-Spitzen-STM wurde deshalb eine magnetische Fixierung der Spitzenthalter an die Scannerpiezos gewählt. Dadurch ist es möglich, die Spitzenthalter ohne Kraftaufwand mit den Scannerpiezos zu verbinden. Eine Fixierung durch Federn wäre nicht möglich, da die magnetische Kopplung der Rampenringe nicht stark genug ist, um einer von unten wirkenden Kraft entgegen zu wirken. Die Spitzenthalter können mit Hilfe einer am Manipulator befestigten Forke in das STM eingeschleust werden. Der Aufbau der Spitzenthalter ist in [Abbildung 3.13](#) in zu sehen. Das an den Scannerpiezo geklebte Gegenstück zum Spitzenthalter enthält einen kleinen Samarium-Cobalt-Magneten, der den aus magnetischem Eisen bestehenden Spitzenthalter anzieht. Ein Orientierungsstift auf dem Spitzenthalter sorgt dafür, dass dieser sich nicht gegenüber dem Scanner-Gegenstück verdreht und somit die Tunnel spitzen eine festgelegte Orientierung zueinander haben. In der Mitte des Spitzenthalters befindet sich eine quadratische Taille, die dazu dient, den Spitzenthalter mit der Forke aufzunehmen. Durch die quadratische Form wird gewährleistet, dass sich die Spitzenthalter in der Forke nicht drehen und in der richtigen Orientierung im STM eingebaut werden können. An der Vorderseite befindet sich eine 0,3 mm große Bohrung, welche die Wolframspitzen aufnehmen kann. Der Spitzenthalter und das Scanner-Gegenstück sind aus Mu-Metall⁸ gefertigt um eine Störung des SEM durch den Magneten zu verhindern (siehe [Abschnitt 3.3.5](#)).

⁸weichmagnetische Cobalt-Nickel-Eisen-Legierung mit hoher magnetischer Permeabilität

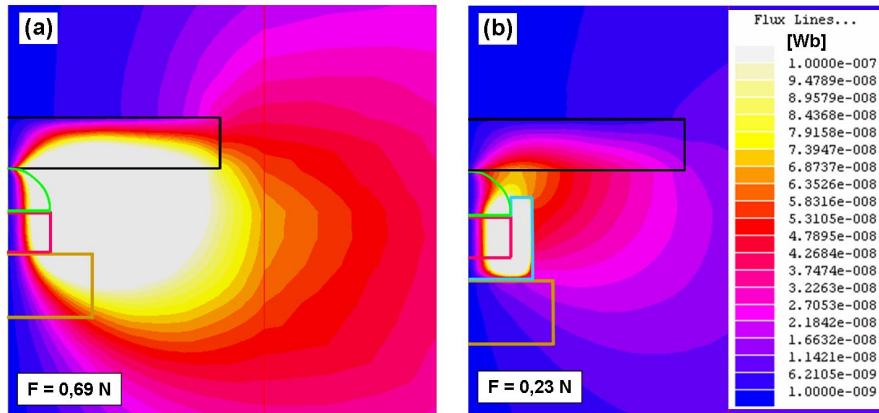


Abbildung 3.14: Rotationssymmetrische Simulation des magnetischen Fluß Φ für verschiedene Geometrien. Farbkodierung: braun - Scherpiezo, pink - SmCo-Magnet, grün - Stahlkugel, schwarz - planarer Stahlring, hellblau - Mu-Metall Topf. (a) Simulation ohne magnetische Abschirmung. Der magnetische Fluß tritt weit in den freien Raum aus. Die Anziehungskraft zwischen Stahlkugel und Stahlring wurde mit $F = 0,69 \text{ N}$ berechnet. (b) Simulation mit magnetischer Abschirmung. Der magnetische Fluß ist deutlich konzentrierter. Die resultierende Anziehungskraft beträgt jedoch nur noch $F = 0,23 \text{ N}$.

3.3.5 Magnete und magnetische Abschirmung

Wie in [Abschnitt 3.3.2](#) beschrieben ist, werden die Ringsysteme des 2-Spitzen-STM über kleine Samarium-Cobalt-Magnete zusammengehalten. Auch der Spitzenhalter ist mit Hilfe von Magnetkräften an den Scannerpiezo gekoppelt. Das bedeutet, dass der Elektronenstrahl des SEM insgesamt von 14 Magneten umgeben ist. Bei ersten Versuchen das 2-Spitzen-STM mit einem SEM abzubilden, hat sich gezeigt, dass der Elektronenstrahl so stark abgelenkt und verzerrt wurde, dass keine ausreichend große Vergrößerung erzielt werden konnte.

Aus diesem Grund wurde versucht, alle Magnete mit Hilfe von Mu-Metall-Schilden nach außen abzuschirmen. Außerdem wurden die Rampenringe so modifiziert, dass die dem Elektronenstrahl nahen Bereiche aus Kupfer aufgebaut wurden. Eine komplette Abschirmung der Magnete in den Ringsystemen ist allerdings nicht möglich, da sich die Ringe auf den magnetisierten Stahlkugeln frei bewegen müssen und somit immer Bereiche frei bleiben aus denen das Magnetfeld austritt. Trotzdem kann das Magnetfeld durch den Einsatz von Mu-Metall-Schilden örtlich begrenzt werden. Um den Verlauf der magnetischen Feldlinien besser verstehen zu können, wurde das Problem mit Hilfe einer Finite-Elemente-Software analysiert [[Ans](#)]. In [Abbildung 3.14a](#) ist der errechnete magnetische Fluss Φ für das System ohne magnetische Abschirmung und in [Abbildung 3.14b](#) mit magnetischer Abschirmung dargestellt. Die Abschirmung stellt in diesem Fall

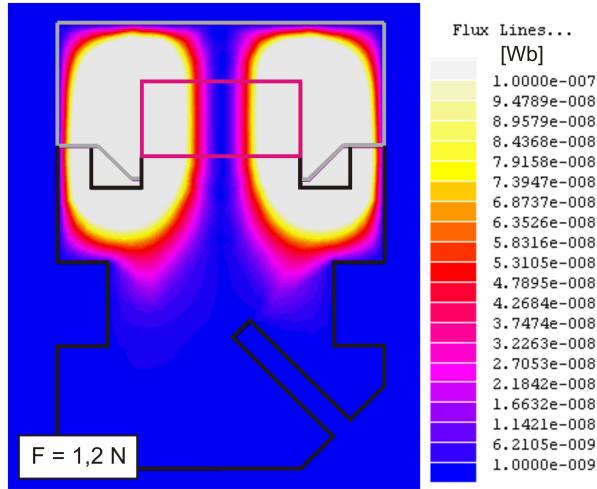


Abbildung 3.15: Simulation des magnetischen Fluß Φ im Spitzenhalter. Trotz der großen Anziehungskraft von $F = 1,2 \text{ N}$ zwischen Spitzenhalter und Scanner-Gegenstück, wird das Magnetfeld sehr effektiv durch das Ineinandergreifen beider Bauteile nach außen abgeschirmt. Farbkodierung: schwarz - Spitzenhalter, pink - SmCo-Magnet, grau - Scanner-Gegenstück

ein kleines Töpfchen aus Mu-Metall dar, in das der Magnet eingeklebt wird. Es ist gut zu erkennen, wie die Flußlinien auf das Mu-Metall konzentriert werden und nicht nach außen dringen. Dadurch wurde laut Simulation die magnetische Flußdichte B in der Nähe des Elektronenstrahls um eine Größenordnung verringert. Allerdings zeigte die Rechnung auch, dass die resultierende Kraft zwischen Stahlkugel und Stahlring um den Faktor drei reduziert werden würde, was eine schwächere Kopplung zwischen den Ringen bedeutet.

Der Magnet im Spitzenhalter ist dagegen vollkommen von der Abschirmung aus Mu-Metall umschlossen. Wie effektiv das Magnetfeld in diesem Fall abgeschirmt werden kann zeigt [Abbildung 3.15](#). Da der Spitzenshalter und das Scanner-Gegenstück regelrecht miteinander verzahnt sind, kann das Magnetfeld nicht nach außen dringen.

Wie in den folgenden Abschnitten anhand von SEM-Bildern gezeigt wird, ist die oben beschriebene Abschirmung der Magnete im 2-Spitzen-STM sehr wirkungsvoll. Zwar konnte die vom Hersteller angegebene SEM-Auflösung von 20 nm nicht erreicht werden, allerdings wurde die Auflösung wesentlich durch Vibratoren begrenzt und nicht durch magnetische Verzerrungen.

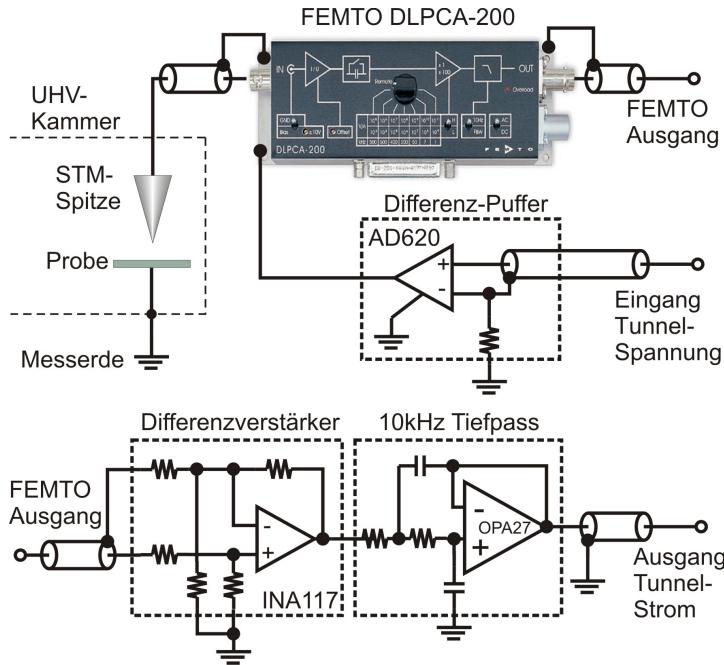


Abbildung 3.16: Schema der Schaltung zum „Hochlegen“ des Tunnelstrom-Vorverstärkers FEMTO DLPCA-200. Über die STM-Spitze kann sowohl der Tunnelstrom gemessen als auch die Tunnelspannung bestimmt werden. Dazu wird die Tunnelspannung mit dem Gehäuse des Vorverstärkers verbunden. Ein Differenz-Puffer trennt die Erdverbindung zwischen Tunnelspannungsausgang des STM-Computers und Messerde. Ein Differenz-Verstärker stellt die Spannung am FEMTO-Ausgang bezüglich der Messerde dar und übergibt diese der STM-Regelelektronik.

3.3.6 Hochgelegter Vorverstärker und Master-PC/Slave-PC

Damit die beiden Tunnelspitzen im 2-Spitzen-STM wirklich unabhängig voneinander sind und Ladungstransportmessungen zwischen den Spitzen möglich sind, ist es erforderlich, die Tunnelspannungen an den Spitzen anzulegen, während die Probe geerdet ist. Dazu wurden die beiden Spitzen mit jeweils einem Stromverstärker vom Typ FEMTO DLPCA-200⁹ verbunden, wie es in [Abbildung 3.16](#) für eine Spitzte dargestellt ist. Dieser erlaubt es, den Tunnelstrom mit einer einstellbaren Verstärkung von $G = 10^4 \dots 10^9 \text{ V/A}$ bei einem niedrigen Rauschlevel in eine Spannung umzuwandeln, die von der STM-Steuerelektronik¹⁰ ausgelesen werden kann. Die Tunnelspitze liegt dann auf dem gleichen Potential wie das Gehäuse des Verstärkers. Um also die Spitzte auf eine bestimmte Tunnelspannung zu legen, muss das Gehäuse des Vorverstärkers mit dem Tunnelspannungsausgang der STM-Elektronik verbunden werden. Dabei ist zu beachten, dass so-

⁹FEMTO Messtechnik GmbH, Berlin, Deutschland

¹⁰PC32 4-Channel DSP Karte, Innovative Integration, CA, USA

wohl Tunnelspannung als auch der Tunnelstrom gegenüber einem gemeinsamen Referenzpunkt gemessen werden. Werden unterschiedliche Referenzpunkte benutzt, kann es zur Einkopplung von 50 Hz-Rauschen kommen. Um dies zu vermeiden wird der Tunnelspannungsaustritt in Abbildung 3.16 mit einer Differenz-Puffer-Schaltung verbunden. Diese Schaltung benutzt als Referenzpunkt die Messerde die mit der UHV-Kammer verbunden ist. Der Puffer trennt also die Erdverbindung zwischen Ausgang und Eingang und verstärkt das Eingangssignal mit dem Faktor 1.

Der Ausgang des FEMTO Vorverstärkers liefert eine, dem Tunnelstrom entsprechende Spannung von bis zu ± 10 V. Diese Spannung bezieht sich dabei aber auf das Gehäusepotential des Vorverstärkers, sodass sich im Extremfall Ausgangsspannungen von bis zu ± 20 V gegenüber der Messerde ergeben. Aus diesem Grund wird der Ausgang des FEMTO-Vorverstärkers mit einem Differenzverstärker verbunden, der die Differenzspannung zwischen FEMTO-Ausgang und FEMTO-Gehäuse misst und diese bezüglich der Messerde ausgibt. Anschließend wird das (durch die zusätzlichen Widerstände der Schaltungen) eingekoppelte Rauschen mit einem Tiefpass heraus gefiltert. Der hochgelegte Vorverstärker zeigt im Vergleich zum geerdeten Vorverstärker nur ein geringfügig höheres Grundrauschen von unter einem pA.

In Abbildung 3.16 ist zu beachten, dass das Schild vom Koaxial-Kabel zur STM-Spitze mit dem Gehäuse des FEMTO-Verstärkers verbunden ist. Damit liegt dieses Schild auf der gleichen Spannung wie die innere Signalleitung. Würde der äußere und innere Leiter des Koaxial-Kabels nicht auf gleicher Spannung liegen, würde jede Änderung der Tunnelspannung einen kapazitiven Strom zwischen beiden Leitern verursachen, der dem gemessenen Tunnelstrom überlagert ist. Im Prinzip müsste daher die Abschirmung bis direkt zur STM-Spitze geführt werden. Da dies aber praktisch nur sehr schwer durchführbar ist, muss immer mit einem kapazitiven Strom gerechnet werden. Für die in Abschnitt 4.3. gezeigten Transportmessungen wurde die Abschirmung sogar nur bis zur UHV-Kammer geführt. Die Kapazität C zwischen Spitzendraht und Umgebung kann bestimmt werden, indem an die Spitze eine Spannungsrampe dU/dt angelegt und der kapazitive Strom I_C über den FEMTO-Verstärker gemessen wird

$$C = \frac{I_C}{dU/dt} \quad (3.12)$$

Die Messung ergab eine Restkapazität von $C \approx 16$ pF.

Da bei einer Zweipunktmessung die beiden Spitzen zur gleichen Zeit an einem bestimmten Ort auf der Oberfläche sein sollten, ist es notwendig einen Kommunikationskanal zwischen den beiden STM-Steuerelektroniken zu haben, über den der Startzeitpunkt der Messung synchronisiert werden kann. Die Kommunikation zwischen den beiden STM-Elektroniken wird über die digitalen Ein-/Ausgänge der PC32-Karten in den Messrechnern durchgeführt. Wie in Abbildung 3.17 dargestellt wird, sind die beiden Messrechner in *Master-PC* und *Slave-PC* eingeteilt. Vor der Messung werden in der STM-Software

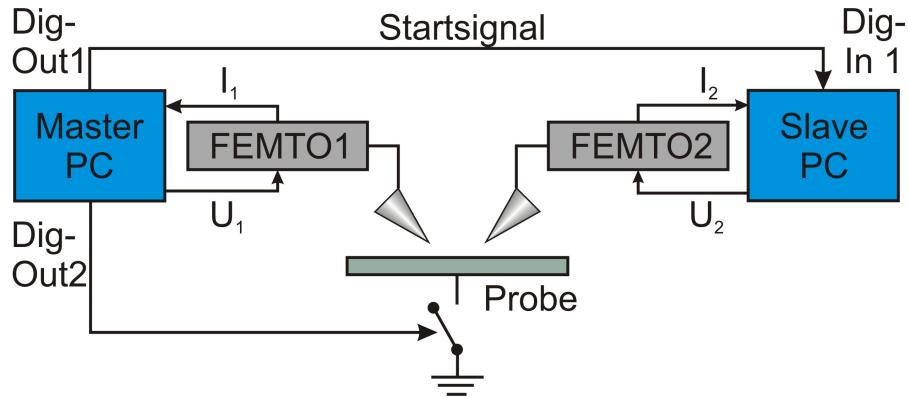


Abbildung 3.17: Kommunikation zwischen den beiden Messrechnern. Der Master-PC sendet über den digitalen Ausgang der PC32-Karte ein Startsignal an den Slave-PC. Darauf hin starten beide Messrechner ihr Messprogramm. Gleichzeitig kann der Master-PC über einen zweiten digitalen Ausgang einen Relaischalter zwischen Probe und Masse steuern. So kann die Masseverbindung während einer Zwei-Punkt-Messung automatisch geöffnet und anschließend wieder geschlossen werden.

Parameter wie Spannungsrampen oder z-Höhe für beide Spitzen definiert. Der Meßvorgang wird gestartet, indem am Slave-PC eine Messposition durch Klicken im STM-Bild festgelegt wird. Die Spitzenspitze wird dann von der Slave-STM-Elektronik an diese Position gefahren und verharrt dort im Tunnelkontakt bis ein Startsignal vom Master-PC an den Slave-PC gesendet wird. Am Master-PC wird ebenfalls die Position der Master-Spitze durch Klicken im STM-Bild festgelegt. Sobald die Position erreicht ist, sendet der Master-PC das Startsignal an den Slave-PC und beide beginnen gleichzeitig mit der Messung.

Da für eine Zwei-Punkt-Messung die Probe potentialfrei, also von Masse getrennt, sein muss, öffnet der Master-PC beim Start der Messung ein an die Probe angeschlossenes Relais (vgl. [Abbildung 3.17](#)) und schließt dieses nach der Messung auch wieder, damit beide Spitzenspitzen in den geregelten Tunnelkontakt zurückkehren können.

3.3.7 Die Analysekammer

Während die in [Abschnitt 3.1](#) beschriebene Präparationskammer beibehalten werden konnte, musste die Analysekammer für das 2-Spitzen-STM vollständig neu aufgebaut werden. Zum einen verlangte der komplexere Aufbau des STM mehr Platz in der Kammer, zum anderen musste es möglich sein, die SEM-Säule senkrecht von oben an die Kammer zu flanschen. Zu diesem Zweck wurde eine neue Analysekammer konstruiert, wie sie in [Abbildung 3.18](#) dargestellt ist.

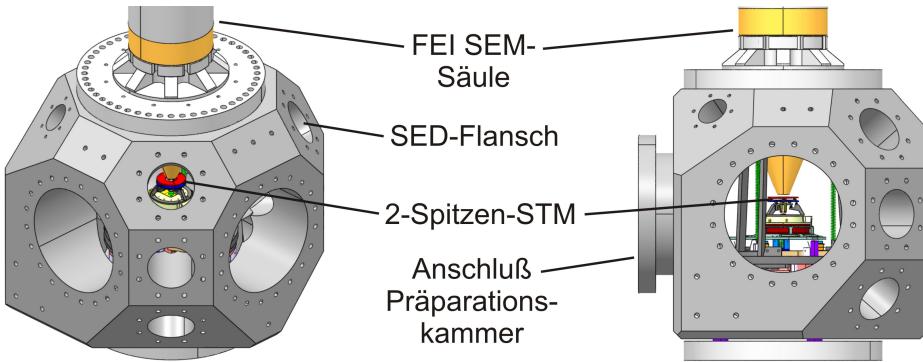


Abbildung 3.18: Darstellung der Vollmetall-Analysekammer mit SEM-Säule und 2-Spitzen-STM. Der SEM-Elektronenstrahl trifft von oben senkrecht auf die Probe. Die Sekundärelektronen-Detektor (SED, nicht dargestellt) hat einen Winkel von 45° zur Probenoberfläche.

Bei der Herstellung der Kammer wurde auf das übliche Zusammenschweißen von einzelnen Edelstahlrohren verzichtet. Statt dessen ist die Kammer aus einem einzigen Stück Edelstahl gefräst worden. Der Grund dafür ist, dass Schweißnähte mechanische Schwachstellen sind, durch die es zu Schwingungen der an die Kammer angeflanschten Bauteile kommen kann. Das wirkt sich vor allem negativ auf das Auflösungsvermögen der SEM-Säule aus, die ja wie in [Abschnitt 3.2.3](#) ausgeführt ist, sehr starr mit dem STM bzw. der Probe verbunden sein muss. Aber auch die STM-Auflösung kann durch schwingende Schweißnähte beeinträchtigt werden. Da das 2-Spitzen-STM mit einer ganzen Reihe von Kabeln verbunden ist, werden Gebäudeschwingungen über diese Kabel auf das STM übertragen. Wenn das STM allerdings sehr starr mit der Kammer verbunden ist, wird ein Großteil der Schwingungsenergie auf die Kammer und nicht auf das STM übertragen. So zeigte sich, dass einerseits das Auflösungsvermögen des SEM deutlich von 80 nm auf 40 nm gesteigert werden konnte und andererseits das 2-Spitzen-STM im SEM-Modus, also ohne jegliche Schwingungsisolierung zweiter Ordnung (vgl. [Abschnitt 3.3.3](#)), atomare Auflösung erreichte.

Kapitel 4

Anwendungen

In diesem Kapitel soll auf die Eigenschaften der Kombinationsapparatur aus 2-Spitzen-STM und SEM als Messinstrument näher eingegangen werden. Dabei werden zuerst im [Abschnitt 4.1](#) die Leistungsfähigkeiten von STM und SEM getrennt voneinander betrachtet, um dann abschließend das Vermögen der Instrumente in Kombination miteinander zu demonstrieren. Im [Abschnitt 4.2](#) werden vertikale Ladungstransportmessungen durch Nanostrukturen gezeigt. Für die Durchführung dieser Messungen ist nur eine STM-Spitze als Kontakt notwendig gewesen. Denn den zweiten Kontakt zur Probe stellte der Probenhalter selbst her. Aus diesem Grund konnte auch für erste Messungen auf die alte STM/SEM-Kombinationsapparatur (vgl. [Abschnitt 3.2](#)) zurückgegriffen werden. Sobald das neue 2-Spitzen-STM fertig gestellt war, wurden diese Messungen mit der neuen Apparatur fortgesetzt. Im [Abschnitt 4.3](#) kommen dann erstmals die Fähigkeiten des 2-Spitzen-STM als 2-Punkt-Sonde zum Einsatz, um laterale Transportmessungen auf einer Silizium(111)-7x7-Oberfläche durchzuführen.

4.1 Fähigkeiten der Kombinationsapparatur

4.1.1 Auflösung des SEM

Der Rasterbereich eines SEM hängt von mehreren Faktoren ab. Das sind der Arbeitsabstand zwischen Austrittsöffnung der SEM-Säule und Probe, die Beschleunigungsspannung der Primärelektronen, der am FEI MUI (Manual User Interface von FEI, vgl. [Abbildung 3.3](#)) einstellbare Vergrößerungsfaktor und letztendlich die xy-Ablenkspannungen die vom Messrechner an die SEM-Steuerelektronik übergeben werden. Deshalb ist es notwendig, für jeden dieser Parametersätze die SEM-Software so zu kalibrieren, dass die richtigen Längen angezeigt werden. Zu diesem Zweck wurde eine Probe mit lithographisch hergestellten Strukturen verwendet wie sie in [Abbildung 4.1](#) zu sehen ist.

Der Vorteil eines SEM besteht darin, neben hochauflösenden Bildern im Nanometerbereich auch wesentlich Größere Objekte im Millimetebereich mit großer Tiefenschärfe

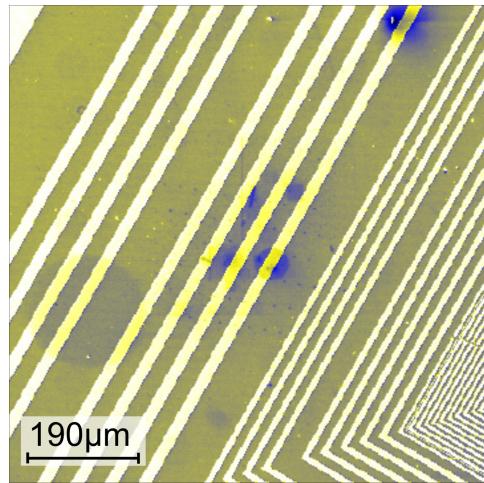


Abbildung 4.1: SEM-Aufnahme des verwendeten SEM-Kalibriergitters. Auf der Probe sind definierte Goldstrukturen lithographisch aufgebracht mit denen die SEM-Software kalibriert werden kann.

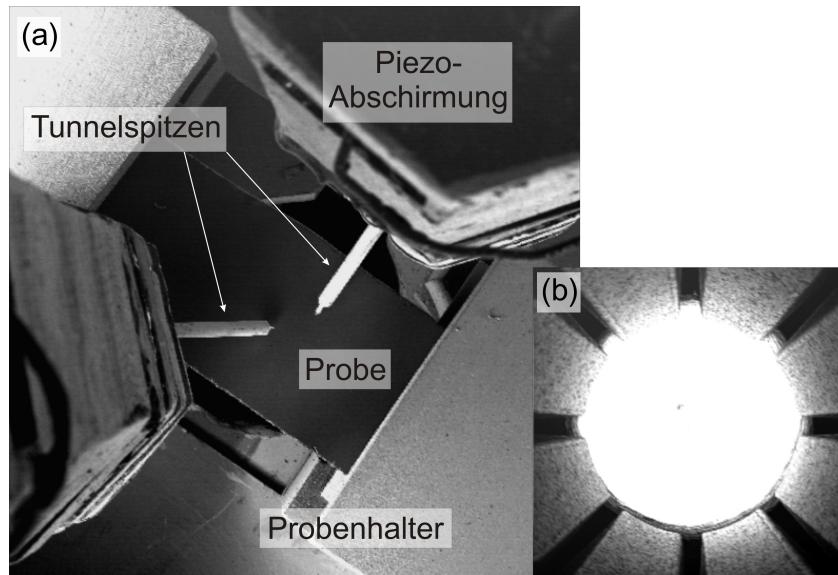


Abbildung 4.2: Maximale Ablenkung des Elektronenstrahls. (a) Bei einer Beschleunigungsspannung von 5 kV sind sowohl der Probenhalter als auch die zwei Abschirmungen der Scannerpiezos zu sehen. Die Breite der Probe beträgt 3 mm. (b) SEM-Aufnahme bei einer Beschleunigungsspannung von 2 kV. Zu sehen ist die Austrittsstößnung der SEM-Säule und die acht Elektroden der Oktupol-Ablenkeinheit.

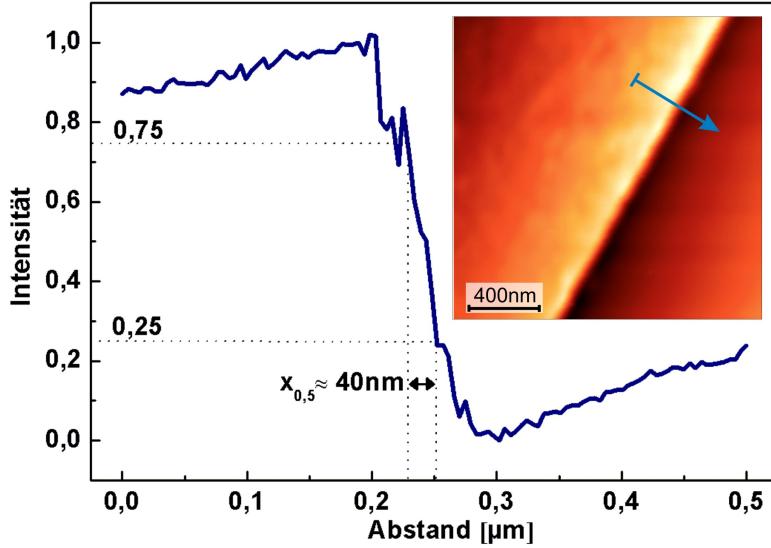


Abbildung 4.3: Diagramm eines Intensitätsprofils entlang der im SEM-Bild dargestellten Goldkante. Der angegebene Abstand $x_{0,5}$ ist ein Maß für die Kantenauflösung des SEM.

darstellen zu können. So ist es beispielsweise möglich, mit Hilfe einer kleinen Beschleunigungsspannung das 2-Spitzen-STM inklusive Probenhalter und Scannerpiezos abzubilden. In Abbildung 4.2a wurde dies mit einer Beschleunigungsspannung von 5 kV erreicht. Reduziert man die Beschleunigungsspannung weiter, vergrößert sich die abgerasterte Bereich derart, dass sogar die Austrittsöffnung der SEM-Säule inklusive Oktupol-Ablenkelektroden zu erkennen sind Abbildung 4.2b.

Die messbare Auflösungsgrenze eines SEM hängt von einer Vielzahl von Faktoren ab. Neben den zu messenden Strukturen spielt beispielsweise auch der Verstärkungsfaktor des SE-Detektors eine wichtige Rolle. Aber auch die Art, wie die Auflösung definiert und gemessen wird, ist entscheidend. So kann man z.B. eine Fouriertransformation des SEM-Bildes machen und das Reziprok der größten Raumfrequenz als Auflösungsgrenze angeben. Am häufigsten wird die Auflösungsgrenze bestimmt, indem die kürzeste Abstand zwischen zwei Objekten im SEM-Bild gemessen wird. Dafür wird allerdings eine Probe mit entsprechend kleinen und dichten Partikeln benötigt. Eine andere gebräuchliche Definition ist die sogenannte Kantenauflösung. Hier wird der Elektronenstrahl über die Kante eines Objekts bewegt und anhand der dargestellten Kantenschärfe die Auflösung des Elektronenmikroskops bestimmt. Dabei geht man davon aus, dass der Elektronenstrahl eine radiale Gaussverteilung der Stromstärke zeigt:

$$J_b(x) = J_b(0) \cdot e^{-(x/r_b)^2} \quad (4.1)$$

Hier ist x die Entfernung von der Strahlmitte und r_b der Strahlradius, bei dem die Stromstärke auf das $1/e$ -fache des Maximums gefallen ist. Wird ein solcher Strahl über

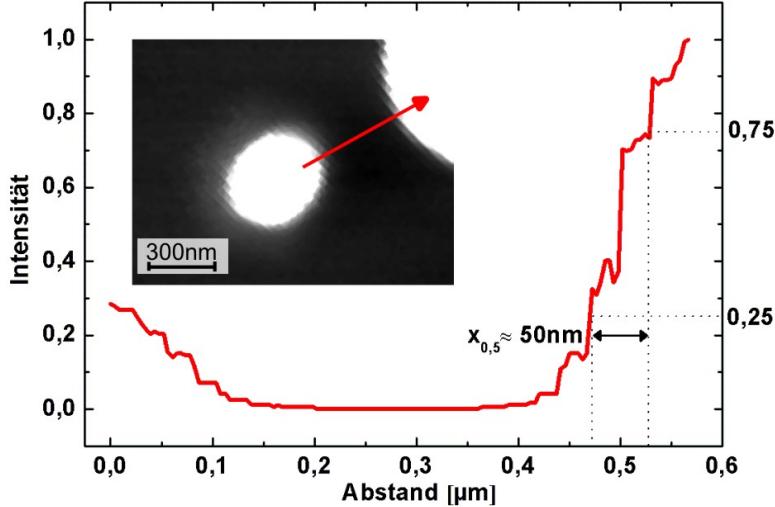


Abbildung 4.4: Intensitätsprofil entlang der im SEM-Bild dargestellten Pfeilmarkierung. Das SEM-Bild zeigt Schmutzpartikel auf einer Siliziumoberfläche. Der angegebene Abstand $x_{0,5} \approx 50 \text{ nm}$ ist ein Maß für die Kantenauflösung des SEM.

eine scharfe Kante bewegt, wird die Kante nicht in Form einer Sprungfunktion sondern als Faltung zwischen Strahlform und Kantenform dargestellt. Man kann zeigen, dass der im SEM-Bild angezeigte Abstand zwischen dem die Intensität auf 25% und 75% des maximalen Wertes angestiegen ist, dem Wert r_b entspricht. Dieser Wert wird als Auflösungsgrenze des SEM definiert [SS97].

Bevor das 2-Spitzen-STM in die neue Analysekammer gesetzt wurde, wurde die Leistungsfähigkeit des SEM in dieser neuen Kammer bestimmt, indem die Kantenschärfe mit Hilfe der Probe aus Abbildung 4.1 gemessen wurde. In Abbildung 4.3 ist eine SEM-Aufnahme des Kalibriergitters mit 100.000-facher Vergrößerung gezeigt. Im Diagramm ist das Intensitätsprofil entlang der Stufenkante dargestellt. Der angegebene Abstand $x_{0,5}$ zwischen dem die Intensität 25% bzw. 75% der maximalen Intensität erreicht, entspricht wie oben erwähnt der Kantenauflösung. Diese liegt, wie im Diagramm zu erkennen ist, bei $x_{0,5} \approx 40 \text{ nm}$. Mehrere Messungen entlang der Kante bestätigten diesen Wert. Diese erreichte Auflösung bedeutet eine deutliche Verbesserung gegenüber dem Aufbau aus Abbildung 3.2, bei dem, unter erheblichem Aufwand, die SEM-Säule zu stabilisieren, bestenfalls 80 nm erreicht wurden [ECP⁺01].

Trotz der viel versprechenden Simulationen der magnetischen Abschirmungen im 2-Spitzen-STM (vgl. Abschnitt 3.3.5), gab es vor dem Einbau des Instrumentes Unsicherheiten, wie sich die das 2-Spitzen-STM auf die Leistungsfähigkeit der SEM-Säule auswirken würde. Es stellte sich jedoch bald heraus, dass sich die Auflösung des SEM, wenn überhaupt, nur leicht verschlechtert hat.

Um dies zu demonstrieren ist in [Abbildung 4.4](#) exemplarisch eine SEM-Aufnahme von Schmutzpartikeln auf einer Siliziumoberfläche mit 100.000-facher Vergrößerung dargestellt. Im Diagramm ist das Intensitätsprofil entlang der Pfeilmakierung im SEM-Bild abgebildet. Der eingezeichnete Abstand $x_{0,5}$ kann erneut als Kantenauflösung angesehen werden und entspricht in diesem Fall einem Wert von $x_{0,5} \approx 50 \text{ nm}$. Weil die Flanke des vermessenen Partikels nicht einer idealen Kante entspricht, ist die gemessene Kantenauflösung immer geringer als die tatsächliche Auflösung des SEM.

Diese Beispiele zeigen, dass es möglich ist, die zwei Tunnelspitzen des 2-Spitzen-STM mit Hilfe des SEM mit einer Genauigkeit von ca. 50 nm auf der Oberfläche zu navigieren.

4.1.2 Auflösung des 2-Spitzen-STM

Nanostrukturen, die nur aus wenigen Atomen bestehen, gelten als viel versprechende Bauteile für die zukünftige Quantenelektronik. Um diese Strukturen mit einem STM abbilden und studieren zu können, ist atomare Auflösung für das Instrument unabdinglich. Auch Mehr-Spitzen-STM, die ja für elektrische Untersuchungen an derartigen Bau- teilen prädestiniert sind, sollten über atomare Auflösung verfügen. Atomare Auflösung bedeutet aber nicht nur, dass einzelne Atome dargestellt werden können. Es bedeutet auch, dass der Abstand zwischen Spitze und Oberfläche sehr stabil ist und nur wenig durch Vibrationen gestört wird. Dies ist besonders wichtig, wenn man mit dem STM spektroskopische Messungen an Nanostrukturen durchführen möchte. Wie in der Einleitung in [Abschnitt 3.3](#) dargelegt wurde, wird atomare Auflösung nur von wenigen Mehr-Spitzen-STM erreicht und ist oft durch eine unkomfortable Handhabung der Tunnelspitzen erkauft [[GHJB01](#)].

Um die Fähigkeit des 2-Spitzen-STM zu demonstrieren, einzelne Atome abbilden zu können, wurde die markante Silizium(111)-7x7-Oberfläche gewählt [[TTTT85a](#)]. In [Abbildung 4.5](#) ist deutlich zu erkennen, dass die Adatome der 7x7-Rekonstruktion mit beiden STM-Stufen aufgelöst werden können. An dem Höhenprofil einer hochaufgelösten 7x7-Einheitszelle in [Abbildung 4.5b](#) kann man außerdem das geringe z-Rauschen der inneren STM-Stufe (im Folgenden kurz STM1 genannt) ablesen. Aufgrund der größeren Abmessungen des Ringsystems und des um 4 mm längeren Scannerpiezos, zeigt die äußere STM-Stufe (im Folgenden STM2 genannt) nicht die selben hochauflösenden Eigenschaften wie das kompaktere STM1.

Allerdings lassen sich nicht nur relativ große Einheitszellen wie die der 7x7-Rekonstruktion erkennen. In [Abbildung 4.6](#) ist eine STM-Messung dargestellt, in der eine Insel mit $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Struktur zu sehen ist. Wahrscheinlich handelt es sich dabei um eine Nickel-Insel die durch Kontamination der Silizium-Probe mit Edelstahl entstanden ist. Die $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Insel ist von einer Vielzahl von sogenannten Ring Clustern mit $\sqrt{19} \times \sqrt{19}$ -Struktur umgeben (nicht im Bild sichtbar), die ein Indiz für Nickel auf der Silizium-Oberfläche

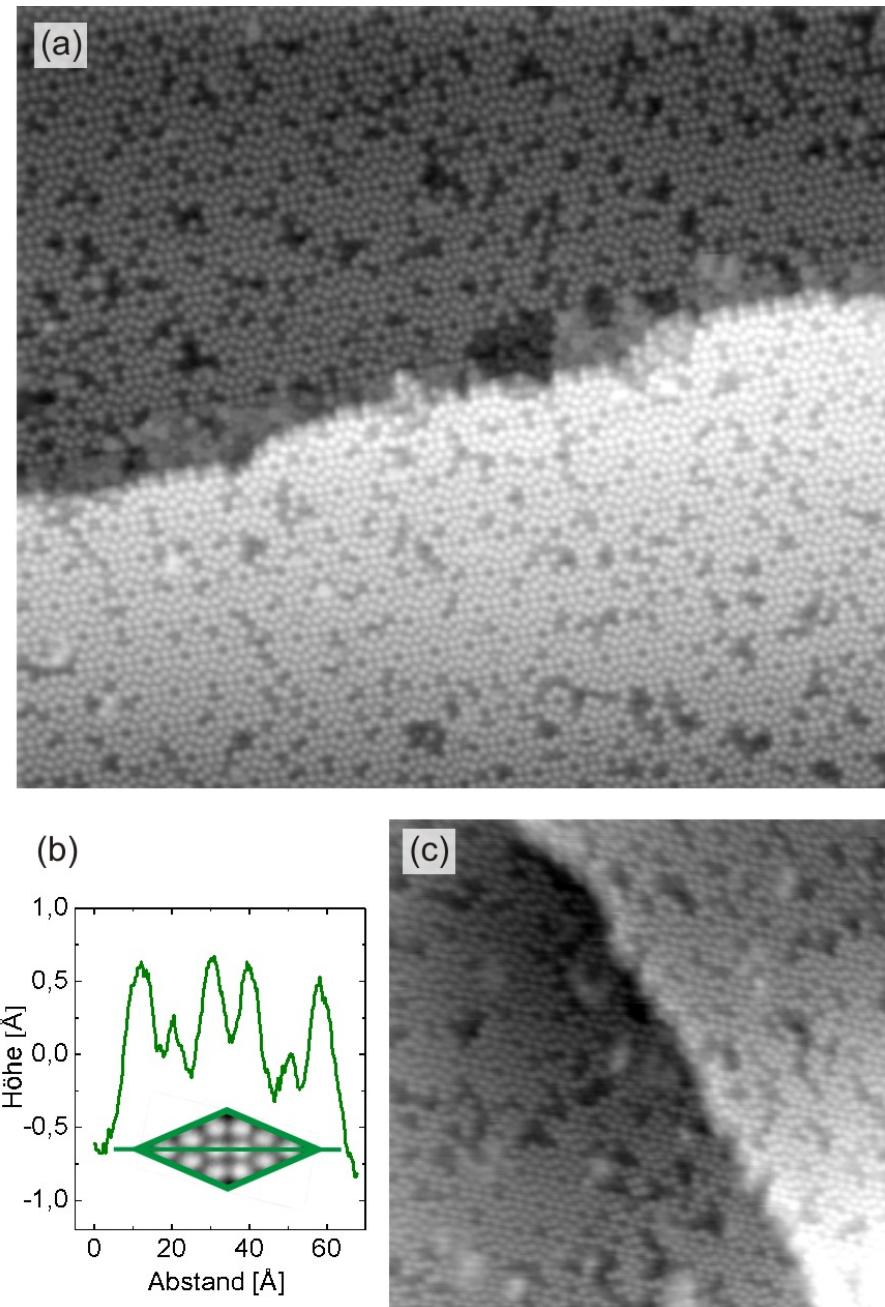


Abbildung 4.5: Atomare Auflösung des 2-Spitzen-STM auf einer Silizium(111)-7x7-Oberfläche. (a) 64x64 nm²-Scan, aufgenommen mit dem inneren STM (STM1) bei einer Tunnelspannung von $U_T = 2\text{ V}$ und einem Tunnelstrom $I_T = 0,1\text{ nA}$. (b) Hochauflösende Darstellung der 7x7-Einheitszelle und dazugehöriges Höhenprofil gemessen mit STM1. $U_T = 2,0\text{ V}$; $I_T = 0,1\text{ nA}$. (c) 40x40 nm²-Scan, aufgenommen mit der äußeren STM-Stufe (STM2). ($U_T = 2,2\text{ V}$; $I_T = 0,1\text{ nA}$)

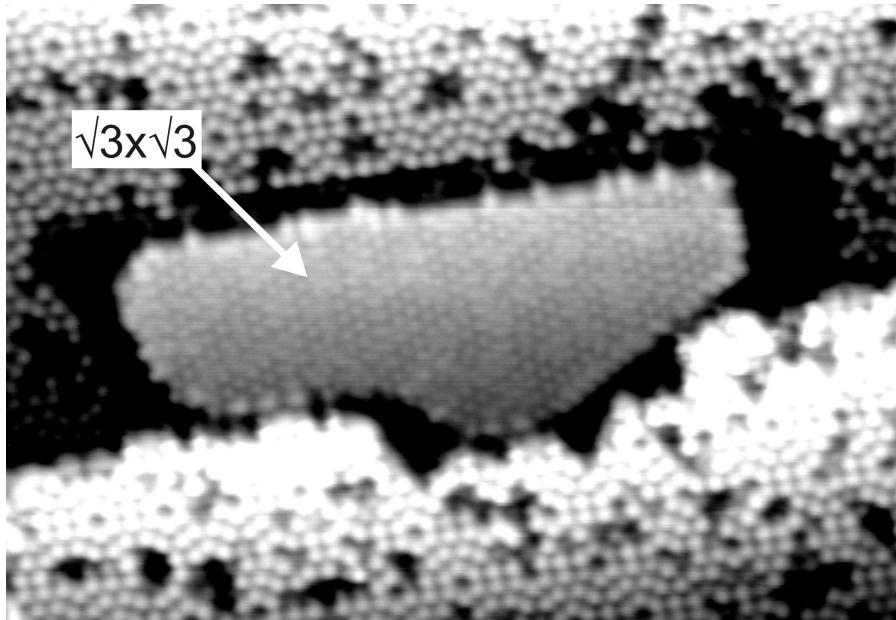


Abbildung 4.6: STM-Bild einer $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Insel auf der Si(111)-7x7-Oberfläche. $36 \times 25 \text{ nm}^2$ -Scan aufgenommen mit STM1. ($U_T = 1,2 \text{ V}$; $I_T = 0,1 \text{ nA}$)

sind [YS96]. Während die 7x7-Rekonstruktion eine relativ große z-Korrugation von ca. 1 \AA zeigt, ist sie bei der $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Struktur mit ca. $0,3 \text{ \AA}$ deutlich geringer. Trotzdem reichen solche kleinen Korrugationen aus, um zumindest mit STM1 einzelne Atome darstellen zu können, wie dies in Abbildung 4.6 demonstriert ist.

Die oben gezeigten STM-Messungen wurden im STM-Modus (vgl. Abschnitt 3.3.3), also mit Unterstützung der zweiten Schwingungsdämpferstufe, aufgenommen. Allerdings ist in diesem Modus das SEM nicht in der Lage, die beiden Tunnel spitzen mit ausreichender Genauigkeit zueinander zu positionieren. Aus diesem Grund wäre es sehr vorteilhaft, wenn das 2-Spitzen-STM auch in der SEM-Position atomare Auflösung erreichen würde. So könnte man die Spitzen mit maximaler Genauigkeit positionieren und trotzdem mit ausreichender Auflösung STM betreiben.

In Abbildung 4.7 ist eine STM-Aufnahme von STM1 dargestellt. Die Messung wurde in der SEM-Position, also ohne zweite Schwingungsdämpferstufe, durchgeführt. Obwohl die Adatome der 7x7-Rekonstruktion klar zu erkennen sind, konnte nicht die gleiche Qualität, wie sie beispielsweise in Abbildung 4.5b gezeigt ist, erreicht werden. Die zusätzlichen Vibrationen in der SEM-Position wirken sich besonders auf das größere STM2 störend aus, da der geringere Grad an Kompaktheit deutlich niedrigere Eigenfrequenzen des STM bewirkt (vgl. Abschnitt 3.2.3). Ein Ansatz, die Auflösung des 2-Spitzen-STM in der SEM-Position noch weiter zu verbessern, ohne die SEM-Auflösung zu verschlechtern, wäre, den STM-Kopf auf VitonTM-Elementen aufzubauen und somit

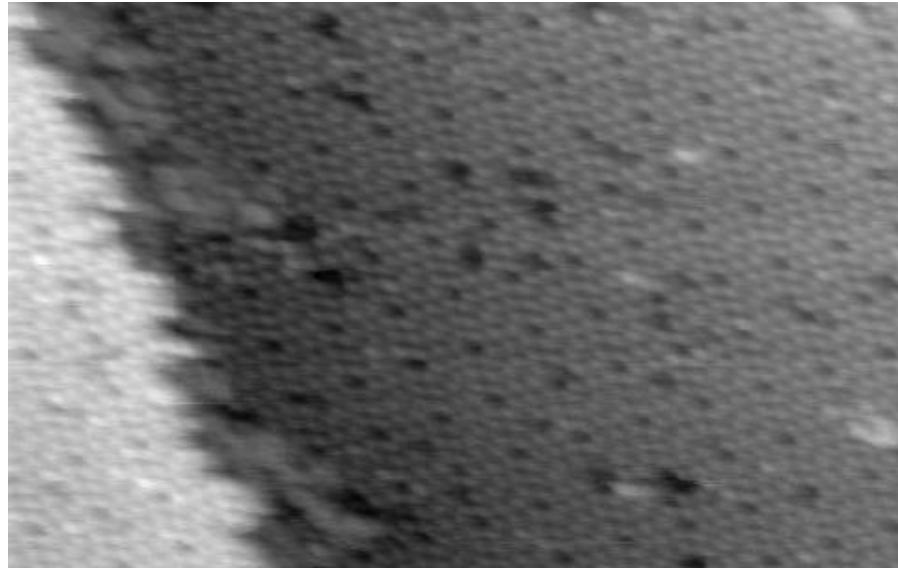


Abbildung 4.7: $32 \times 20 \text{ nm}^2$ -Scan mit STM1 in SEM-Position. Auch ohne zweite Schwingungsdämpferstufe ist atomare Auflösung auf der Si(111)-7x7-Oberfläche möglich. ($U_T = 2,0 \text{ V}$; $I_T = 0,1 \text{ nA}$)

von Schwingungen der UHV-Kammer zu isolieren [GBH⁺86].

4.1.3 SEM-Kontrolle beider STM-Spitzen im Nanometerbereich (STM-Überlappung)

Um zu zeigen, dass beide Tunnelspitzen relativ zueinander und relativ zur Oberfläche mit Hilfe des SEM im Nanometerbereich positioniert werden können, wurde versucht, mit beiden STM-Spitzen den selben Bereich auf einer Silizium (111)-Oberfläche zu scannen, und dort nanometergroße Objekte wiederzuerkennen.

Dazu wurden die beiden Tunnelspitzen bis auf ca. $2 \mu\text{m}$ angenähert, indem die planaren Ringe der beiden STM-Stufen aufeinander zubewegt wurden. Anschließend wurden die Spitzen nacheinander an die Probenoberfläche angenähert. Die Entfernung zwischen Probenoberfläche und Tunnelspitze kann mit Hilfe des Spitzenschattens im SEM-Bild abgeschätzt werden. Je weiter der Schatten von der Tunnelspitze entfernt ist, desto größer ist der Abstand zwischen Tunnelspitze und Probe. Nachdem beide Tunnelspitzen auf diese Weise in Tunnelkontakt gebracht worden sind, scheint der Spitzenschatten die Tunnelspitzen unmittelbar zu berühren (Abbildung 4.8). Um die Tunnelspitzen nun weiter zusammenzubringen, muß eine erschütterungsfreie Methode benutzt werden. Eine weitere stick-slip-Bewegung würde aufgrund der geringen Distanz zwischen Spalte und Oberfläche zu einem Tip-Crash führen. Aus diesem Grund wurden die beiden Spitzen im

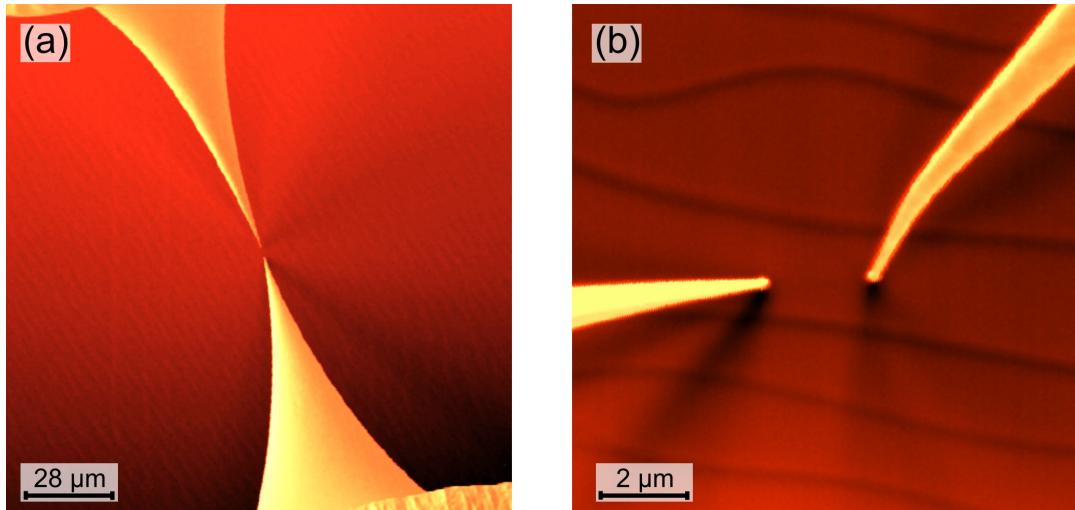


Abbildung 4.8: SEM-Aufnahme zweier STM-Spitzen im Tunnelkontakt mit einer Silizium-Oberfläche. (a) Aufnahme mit 2.000-facher Vergrößerung. Die Spitzen sind bis auf ca. $4\text{ }\mu\text{m}$ angenähert. (b) Aufnahme mit 15.000-facher Vergrößerung. Die Spitzen sind bis auf ca. $2\text{ }\mu\text{m}$ angenähert und befinden sich im Tunnelkontakt mit der Oberfläche, wie an den Spitzenschatten, die direkt die Spitzen zu berühren scheinen, zu erkennen ist. Bei den gut sichtbaren Stufen handelt es sich um sogenannte step-bunches.

Tunnelkontakt mit Hilfe eine Auslenkung der Scannerpiezos bis auf ca. $1\text{ }\mu\text{m}$ aufeinander zubewegt. Während anschließend die STM-Spitze von STM1 einen ca. $1\times 1\text{ }\mu\text{m}^2$ -Scan ausführte, verharrte die Spitze von STM2 in einer Warteposition. Nachdem STM1 seine Aufnahme beendet hatte, wurde die Tunnelspitze ebenfalls in einer Warteposition geparkt, während STM2 eine Abrasterung des selben Bereichs durchführte.

Nach mehreren Versuchen Übereinstimmungen in beiden STM-Aufnahmen zu finden, wurde erst mit Hilfe eines kleinen Kratzers auf der Oberfläche die Deckungsgleichheit der Messungen von STM1 und STM2 deutlich. Dies liegt zum einen daran, dass bei gegenüberliegenden Spitzen (wie in [Abbildung 4.8b](#)) die STM-Aufnahmen ebenfalls zueinander verdreht sind. Zum anderen zeigen sich bei derart großen STM-Scans creep-Erscheinungen¹, die die STM-Aufnahmen unterschiedlich stark verzerrten können.

In [Abbildung 4.9](#) sind zwei solche Aufnahmen von STM1 und STM2 gegenübergestellt. [Abbildung 4.9a](#) zeigt die Messung von STM1. Im linken unteren Bereich ist der erwähnte Kratzer zu sehen. In [Abbildung 4.9b](#) ist eine um 180 Grad gedrehte Aufnahme von STM2 zu sehen. Neben dem Kratzer sind auch andere Objekte aus [Abbildung 4.9a](#) wiederzuerkennen. Identische Objekte wurden mit gleichen Farben und Buchstaben markiert, um

¹creep - engl. kriechen. Bezeichnet die Eigenschaft des Scannerpiezos sich einer, durch die angelegte Spannung vorgegebene Position, asymptotisch zu nähern.

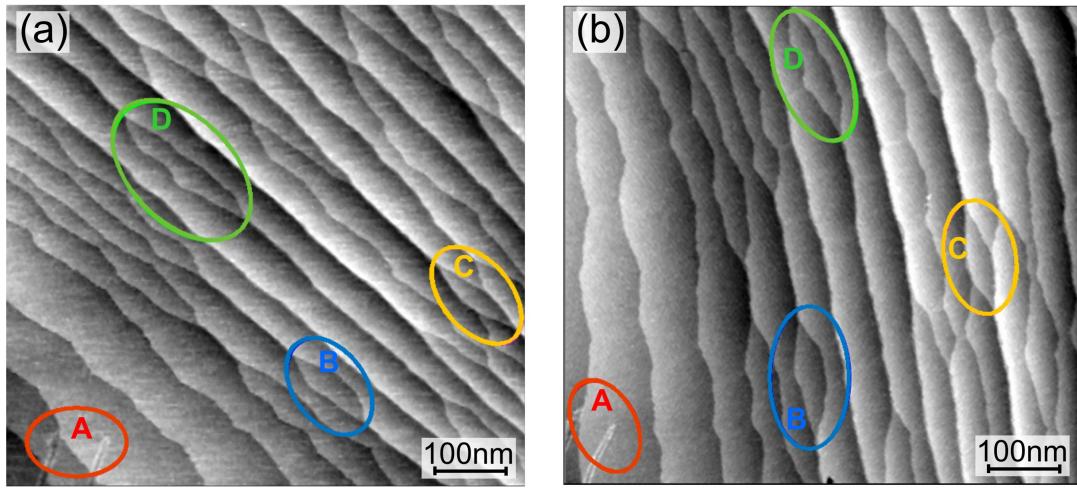


Abbildung 4.9: STM-Bilder vom selben Bereich auf einer Silizium (111)-Oberfläche. (a) STM-Bild der atomar gestuften Oberfläche aufgenommen mit STM1. Verschiedene markante Objekte wie Kratzer oder kleine Terrassen, sind farbig markiert. Die selben Objekte ließen sich auch mit STM2 wiederfinden (b).

dem Betrachter die Orientierung zu erleichtern. Da die beiden STM-Spitzen nicht um 180 Grad sondern ca. 160 Grad zueinander verdreht sind (vgl. Abbildung 4.8b), werden die Stufen in beiden Bildern mit unterschiedlicher Richtung angezeigt. Aber selbst durch eine genaue Rotation der Aufnahme von STM2 wären beide Bilder nicht exakt deckungsgleich, da durch Piezo-Creep beide Bilder unterschiedlich stark verzerrt sind. Trotzdem ist anhand der markierten identischen Objekte in beiden Bildern davon auszugehen, dass es sich um den selben Oberflächenbereich handelt.

Dieses Beispiel zeigt, dass es mit Hilfe des SEM möglich ist, beide STM-Spitzen derart nahe zueinander zu positionieren, dass mit beiden Spitzen die selben nanometergroßen Objekte vermessen werden können. Diese Fähigkeit wird unentbehrlich sein, um später Nanostrukturen kontaktieren und elektrisch charakterisieren zu können.

4.2 Vertikale Transportmessungen an Nanostrukturen

In diesem Abschnitt werden Messungen an ohmschen Nano-Kontakten und resonanten Tunneldioden auf Galliumarsenid-Substraten behandelt. Diese Strukturen wurden durch Elektronenstrahllithographie im klassischen top-down-Verfahren² erzeugt. Neben der eigentlichen Herstellung stellt die elektrische Kontaktierung solcher Strukturen im Nanometerbereich ein weiteres Problem dar. Dazu müssen die zu untersuchenden Bauteile mit großflächigen Metallkontakte versehen werden, um sie mit Hilfe von Tastspitzen unter einem optischen Mikroskop kontaktieren zu können. Dabei ergeben sich, vor allem bei der Kontaktierung von kleineren Strukturen mit Dimensionen im zweistelligen Nanometer-Bereich, Schwierigkeiten, die lithographischen Masken, die für die verschiedenen Prozess notwendig sind, deckungsgleich zu machen. Die großflächigen Metallkontakte könnten an einigen Stellen Kurzschlüsse verursachen oder die elektrischen Eigenschaften der Bauteile verändern. Einen anderen Ansatz stellt die hier benutzte Methode zur elektrischen Charakterisierung von elektronischen Bauteilen im Nanometer-Maßstab dar. Die auf einem Trägersubstrat freistehenden Strukturen wurden untersucht, indem die Tunnelspitze eines STM einen direkten mechanischen Kontakt mit den Strukturen herstellte, während die metallisierte Rückseite der Probe den zweiten elektrischen Kontakt bildete. Mit Hilfe des SEM konnte die Position der Strukturen auf der Probe bestimmt werden und die Tunnelspitze zu diesen Positionen navigiert werden.

4.2.1 Ohmsche Nano-Kontakte

Während die moderne Halbleiter-Technologie mit der herkömmlichen auf Silizium basierenden CMOS-Technologie³ noch immer erfolgreich ist, werden für die Zukunft Bauteile, die auf Galliumarsenid (GaAs) bzw. Aluminiumgalliumarsenid (AlGaAs) basieren, immer interessanter. Zum einen hat GaAs im Gegensatz zu Silizium eine direkte Bandlücke [SN06], was vor allem für Anwendungen im Bereich der Photonik interessant ist. Zum anderen verfügen die Ladungsträger im GaAs-Kristall über eine deutlich höhere Mobilität, die unter anderem dazu führt, dass sich Bauteile aus GaAs um ein Vielfaches schneller schalten lassen als entsprechende Bauteile aus Silizium [CK94]. Aber vor allem die Möglichkeit, durch Zugabe von Aluminium, die Bandlücke des Kristalls variieren zu können, und damit die Bewegungsfreiheit der Ladungsträger einzuschränken, macht GaAs zu einem interessanten Material für die Erforschung von grundlegenden physikalischen Transportphänomenen in niedrig dimensionalen Strukturen [PSP⁺⁰¹].

²top-down-Verfahren: bezeichnet die Strukturierung von Materialien durch Lithographie mit Licht oder Elektronenstrahl. Die Struktur wird über einen photoempfindlichen Lack auf die Materialien mittels verschiedener Ätztechniken übertragen.

³CMOS - Complementary Metal Oxide Semiconductor

In den letzten Jahren gab es einige Erfolge, die Strukturgrößen von GaAs-basierten Bauteilen bis in den Nanometerbereich zu verkleinern [RRA⁺88, GGSM⁺97, GFL98]. Jedoch verlangten die elektrischen Kontakte zu diesen Bauteilen Dimensionen im Bereich von einigen μm . Herkömmliche ohmsche Kontakte werden in Form von Metalllegierungen aus Au/Ge/Ni hergestellt. Obwohl diese Kontakte im μm -Bereich einen geringen spezifischen Widerstand haben, zeigte sich, dass deren Eigenschaften aufgrund ihrer geringen Homogenität nicht skalierbar sind. Diese geringe Homogenität sorgt dafür, dass bei Kontakten, die kleiner als $1 \mu\text{m}$ sind, ohmsches Verhalten nicht mehr vorausgesetzt werden kann und die spezifisch Widerstände sehr groß sein können [RYKM89, BRZ⁺97]. Demgegenüber stellen die hier gezeigten nicht-legierten ohmschen Nano-Kontakte einen neuen Ansatz dar. Die Kontakte wurden von J. Wensorra et al. entwickelt [WLI⁰⁶] und basieren auf einer Kombination aus einer undotierten amorphen GaAs-Schicht, die bei niedrigen Temperaturen von $250^\circ\text{C} - 300^\circ\text{C}$ gewachsen sind (LTG:GaAs⁴), und einer Titan/Gold-Metallisierung. LTG:GaAs zeigt aufgrund seiner hohen Dichte an Punktdefekten eine ganze Reihe interessanter elektronische Eigenschaften [MWH⁹⁵, LWM⁹⁰]. Des weiteren wurde beobachtet, dass die Oxidationsrate der Oberfläche an Luft bei LTG:GaAs im Vergleich zu GaAs deutlich vermindert ist [NJMW96].

Die Nano-Kontakte wurden am IBN1 im Forschungszentrum Jülich hergestellt und für die Messungen mit einer STM-Spitze vorbereitet. In Abbildung 4.10a ist die Struktur der Nano-Kontakte dargestellt. Auf dem n-dotierten GaAs-Substrat wurde erst eine 500 nm hoch-dotierte Schicht n^+ -GaAs ($n^+ = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), dann eine 10 nm hohe Lage mit sehr hoch-dotiertem n^{++} -GaAs ($n^{++} = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) und abschließend 10 Monolagen ($2,8 \text{ nm}$) mit undotiertem LTG:GaAs erzeugt. Danach wurden die Proben metallisiert, indem 5 nm Titan und 35 nm Gold aufgedampft wurden. Die Kontakte wurden erst durch Elektronenstrahllithographie auf einem Fotolack definiert und anschließend durch selektives Ätzen der Gold/Titan-Schicht strukturiert. Die Rückseiten der Proben wurden mit einem ohmschen Kontakt versehen, der auf einer konventionellen Pd/Ge/Au-Legierung basiert.

In Abbildung 4.10b ist eine SEM-Aufnahme eines 400 nm -Kontaktes auf dem GaAs-Substrat zu sehen. Aufgrund einer Fehlfunktion des SE-Detektors konnten die SEM-Aufnahmen nur durch Aufzeichnung des Probenstroms (vgl. Abbildung 2.3) gewonnen werden. Obwohl ein Probenstrombild nicht die gleiche Bildqualität liefert wie ein SE-Bild, war es möglich, die ca. 40 nm hohen Nano-Kontakte zu erkennen und die STM-Spitze unter SEM-Kontrolle auf diese Kontakte zu setzen. Für die hier gezeigten Messungen wurden Nano-Kontakte mit quadratischer Grundfläche mit einer Seitenlänge von $1 \mu\text{m}$ bis 100 nm verwendet.

Für die Messungen wurde versucht, die STM-Spitze mit Hilfe des SEM so genau wie möglich über einem Nano-Kontakt in einer Höhe von weniger als $1 \mu\text{m}$ zu navigieren. Da, wie oben erwähnt wurde, die natürliche Oxidschicht auf LTG:GaAs sehr dünn ist,

⁴LTG:GaAs: Low-temperature-grown GaAs

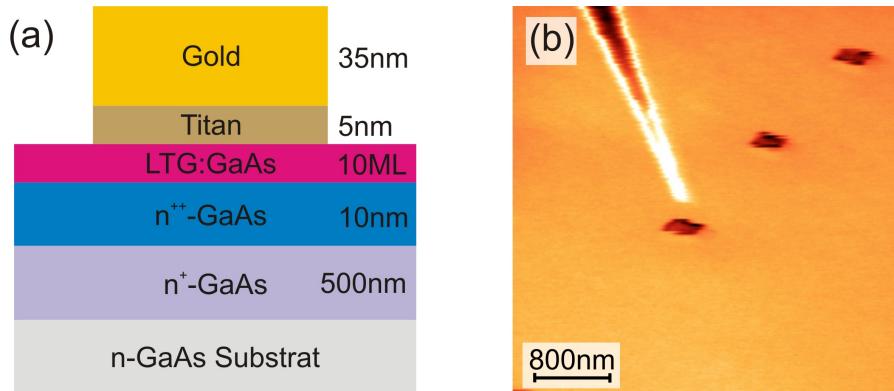


Abbildung 4.10: Nano-Kontakte auf GaAs-Substrat. (a) Schematische Ansicht der Kontaktstruktur. (b) SEM-Aufnahme einer STM-Spitze über einem 400nm-Kontakt.

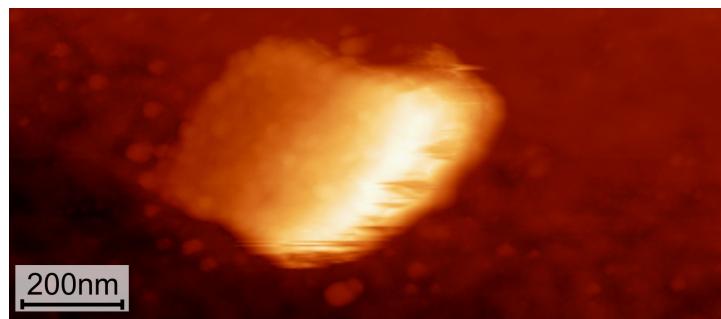


Abbildung 4.11: STM-Bild eines 200 nm-Kontaktes. Durch die Abrasterung der Nano-Kontakte konnte deren genaue Position für die anschließende Messung bestimmt werden. Weil die STM-Spitze eine bestimmte Breite hat, erscheinen die Kontakte im STM-Bild größer.

war es möglich, auf dieser Oberfläche Rastertunnelmikroskopie zu betreiben. Dazu wurde eine Tunnelspannung von ca. 3,5 V an die Probe gelegt und der Tunnelstrom auf 0,2 nA eingestellt. Es war somit möglich, die STM-Spitze in der Nähe der Nano-Kontakte in den Tunnelkontakt zur Oberfläche zu bringen, die Umgebung der Nano-Kontakte abzurastern und anhand des STM-Bildes die genaue Position der Nano-Kontakte zu bestimmen. In Abbildung 4.11 ist exemplarisch eine STM-Aufnahme eines 200 nm-Kontaktes zu sehen.

Um die Nano-Kontakte mit der STM-Spitze direkt zu kontaktieren, wurde die Tunnelspitze über diesen Kontakten in den Tunnelkontakt gebracht und anschließend in definierten Schritten der Oberfläche angenähert. Nach jedem Annäherungsschritt wurde an die Probe eine Spannungsrampe von -1 V bis +1 V angelegt, während der über die STM-Spitze abgeleitete Strom aufgezeichnet wurde. Durch die schrittweise Annäherung konnte einerseits der Übergang vom Tunnelkontakt zum mechanischen Kontakt bestimmt

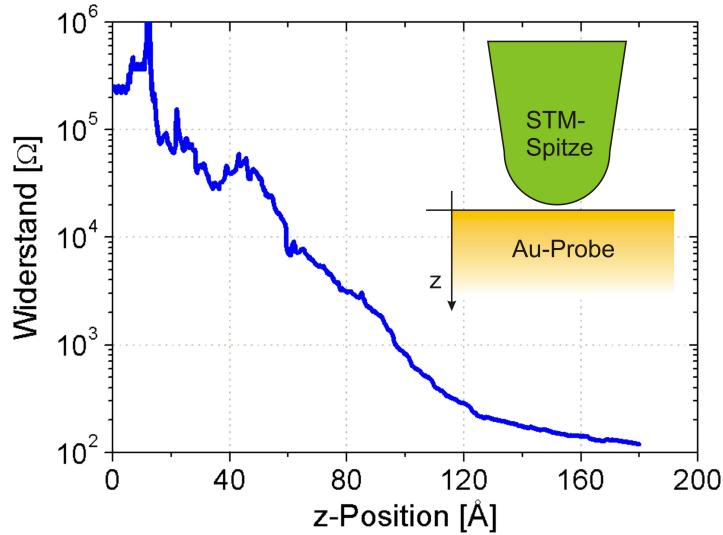


Abbildung 4.12: Elektrischer Widerstand zwischen STM-Spitze und einer Goldprobe in Abhängigkeit von der z-Position der STM-Spitze. An der Probe (*Au-Bead Crystal*) lag eine Spannung von 100 mV an und der Stromverstärker wurde auf eine Verstärkung von 10^4 eingestellt.

werden und andererseits der Kontaktwiderstand zwischen STM-Spitze und Rückseitenkontakt der Probe in Abhängigkeit der z-Position der STM-Spitze aufgezeichnet werden. Die Änderung der z-Position durch Creep bzw. Drift kann vernachlässigt werden, da einerseits bei der Aufnahme der STM-Bilder einige Minuten vergingen, in denen der Piezo ausreichend Zeit hatte zu relaxieren. Andererseits wurde für die Messung selbst nur eine Zeit von einer Sekunde pro Annäherungsschritt benötigt, sodass die durch Creep hervorgerufene Änderung der z-Position für die gesamte Messung unter einem Ångström lag.

Um eine Aussage über den Kontaktwiderstand der STM-Spitze in Abhängigkeit von der Eindringtiefe der STM-Spitze in eine Goldoberfläche machen zu können, wurde eine Vergleichsmessung auf einer *Gold Bead Crystal*-Probe durchgeführt [VLSB05]. Dazu wurde die STM-Spitze auf der Goldoberfläche in Tunnelkontakt gebracht und anschließend ca. 180 Å in die Oberfläche gefahren, während der über die STM-Spitze abgeleitete Strom aufgezeichnet wurde. Der daraus berechnete elektrische Widerstand, in Abhängigkeit von der Entfernung der STM-Spitze von der ursprünglichen Tunnelposition, ist in [Abbildung 4.12](#) dargestellt. Wie man erkennen kann, fällt der Kontaktwiderstand über mehrere Größenordnungen ab und erreicht bei 180 Å einen Wert von $R \approx 120 \Omega$.

Wie sich später noch zeigen wird, erreichen die Widerstände der Nano-Kontakte deutlich größere Werte, sodass, bei einer ausreichenden Eindringtiefe der STM-Spitze in die Probe, sowohl der Kontaktwiderstand zwischen STM-Spitze und Probe, als auch die

zusätzlichen Reihenwiderstände der elektrischen Zuleitungen zur Spitze und Probe vernachlässigt werden können.

In Abbildung 4.13a sind exemplarisch die gemessenen Strom-Spannung-Kennlinien (kurz I-U-Kennlinien) für neun verschiedene z-Positionen der STM-Spitze bei der Kontaktierung eines 200 nm-Kontakts gezeigt. Die in der Legende angezeigten z-Werte bezeichnen die Distanz, die die STM-Spitze von der ursprünglichen Tunnelposition entfernt ist. Die I-U-Kennlinien in Abbildung 4.13a zeigen im Spannungsbereich von -100 mV bis +100 mV ein lineares also ohmsches Verhalten. Der Anstieg der Kurven in diesem Spannungsbe- reich kann benutzt werden, um den Widerstand R der strukturierten Nano-Kontakte zu berechnen. In Abbildung 4.13b ist der ermittelte elektrische Widerstand für die I-U-Kennlinien aus Abbildung 4.13a in Abhängigkeit der z-Position der STM-Spitze zu sehen. Ab einer z-Position von ca. 110 Å hängt der elektrische Widerstand nicht mehr von der Eindringtiefe der STM-Spitze in den Nano-Kontakt ab. Das bedeutet, dass der Kontaktwiderstand zwischen STM-Spitze und Nano-Kontakt zu vernachlässigen ist und die konstanten Widerstände den Nano-Kontakten zugeordnet werden können.

Der spezifische Kontaktwiderstand ρ_{NK} der Nano-Kontakte eignet sich, um die Nano- Kontakte untereinander und gegenüber anderen Kontaktarten, wie z.B. Kontakte mit Metallegierung, vergleichen zu können. ρ_{NK} lässt sich einfach nach folgender Formel berechnen:

$$\rho_{NK} = \frac{\Delta U}{\Delta I} \cdot A = R \cdot A \quad (4.2)$$

Dabei ist A die gesamte Fläche des Nano-Kontakts - in diesem Fall 200 x 200 nm².

Die Messungen wurden für quadratische Nano-Kontakte mit Seitenlängen von 1 µm bis 100 nm durchgeführt. In Abbildung 4.14 sind die gemessenen Widerstände R_{NK} und die daraus nach Gleichung 4.2 berechneten spezifischen Widerstände ρ_{NK} der Nano- Kontakte in Abhängigkeit der Größe der Nano-Kontakte aufgetragen. Wie in Abbildung 4.14 zu erkennen ist, nimmt der Widerstand R_{NK} mit abnehmender Größe der Strukturen zu, während der spezifische Widerstand ρ_{NK} konstant bleibt. Der mittlere spezifische Widerstand der Nano-Kontakte wurde mit $\rho_{NK} = 3,7 \cdot 10^{-6} \Omega cm^2$ bestimmt.

Allerdings ist auch eine relativ große Streuung der Messwerte von bis zu einer Größenordnung zu erkennen. Ein Grund für diese große Streuung könnte zum einen eine schlechte Verbindung zwischen der LTG:GaAs-Schicht und der Titan-Schicht sein (vgl. Abbildung 4.10a). So wurde oft beobachtet, dass sich die Nano-Kontakte bei einem STM-Scan vom Substrat ablösten. Eine andere Ursache könnte in der zerstörerischen Kontaktierung der Strukturen liegen. Da die Wolframspitze wesentlich härter ist, als die Goldschicht der Nano-Kontakte, erzeugt die STM-Spitze ein tiefes Loch beim Kontaktieren. Um diesen Sachverhalt zu verdeutlichen, sind in Abbildung 4.15 zwei STM-Aufnahmen von einem 100 nm-Kontakt vor und nach der Kontaktierung dargestellt. Wie man in Abbildung 4.15b erkennen kann, hat sich die Grundfläche der Kontakte vergrößert. Da sich

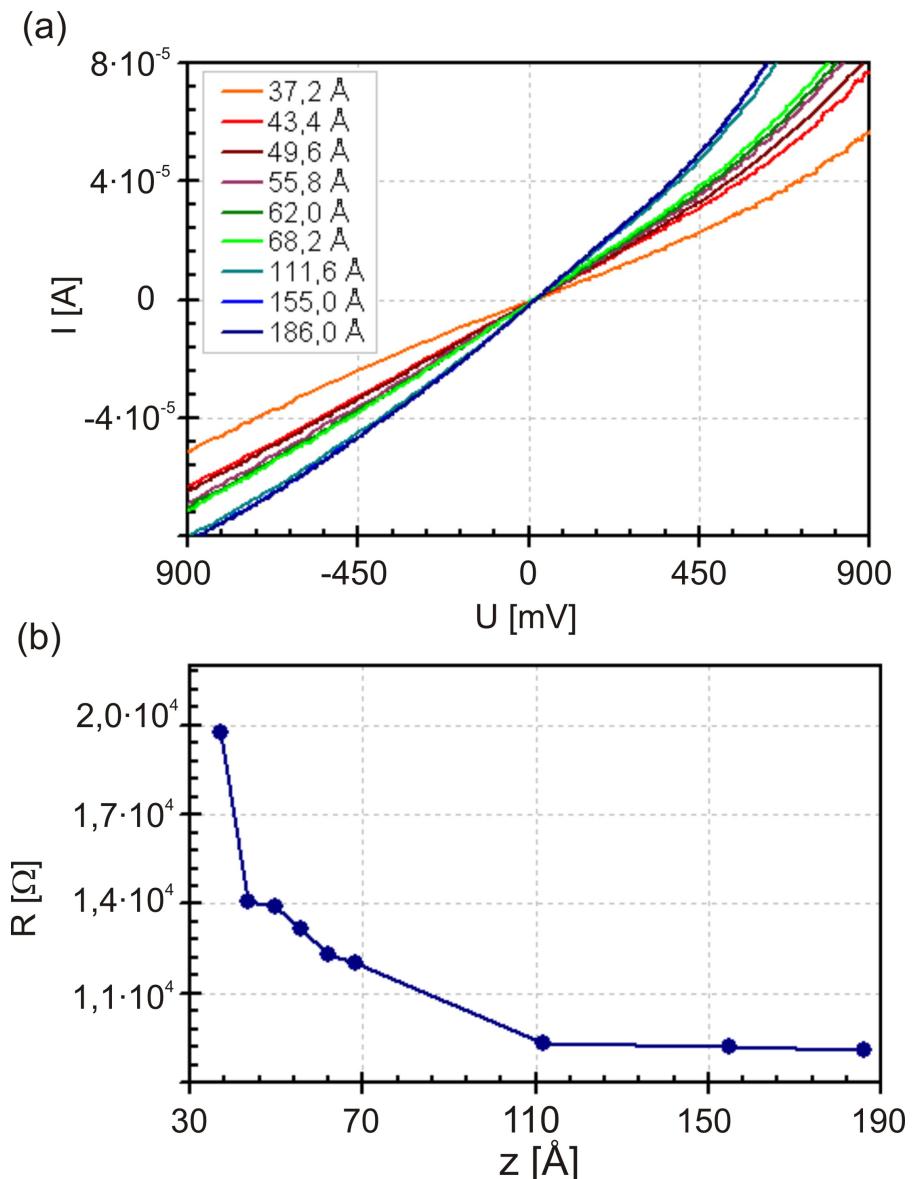


Abbildung 4.13: (a) Strom-Spannung-Kennlinien eines 200 nm-Kontakts für verschiedene z -Positionen der STM-Spitze. Die in der Legende angezeigten Werte sind die Entferungen der STM-Spitze von der ursprünglichen Tunnelposition. Die I-U-Kennlinien sind im Bereich von ± 100 mV linear. (b) Aus (a) ermittelter Widerstand in Abhängigkeit der z -Position der STM-Spitze. Ab einer z -Position von ca. 110 Å hängt der Widerstand nicht mehr von der Eindringtiefe der STM-Spitze ab.

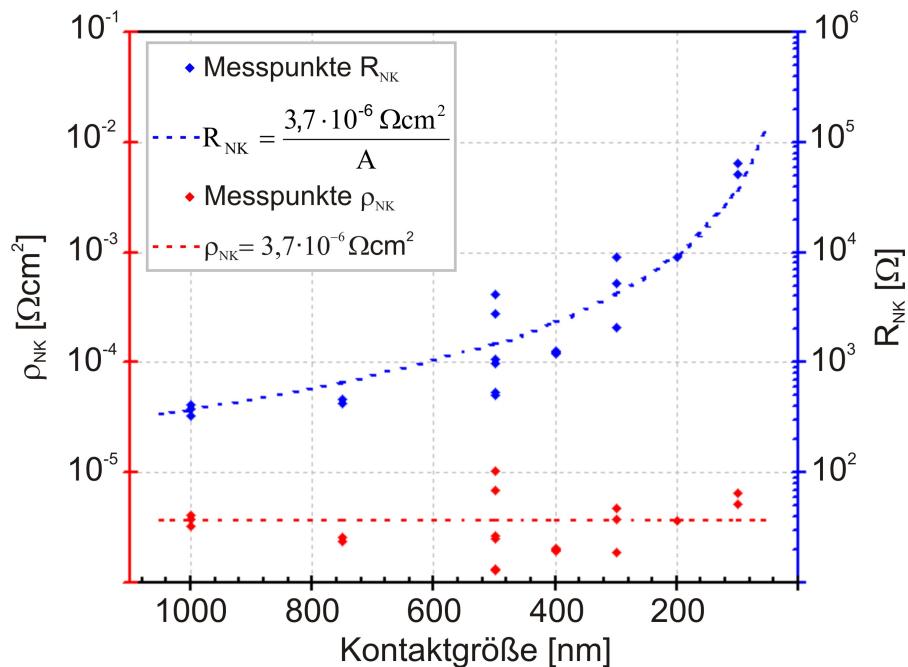


Abbildung 4.14: Darstellung des Kontaktwiderstands R_{NK} und des daraus berechneten spezifischen Widerstands ρ_{NK} als Funktion der Seitenlänge der Nano-Kontakte.

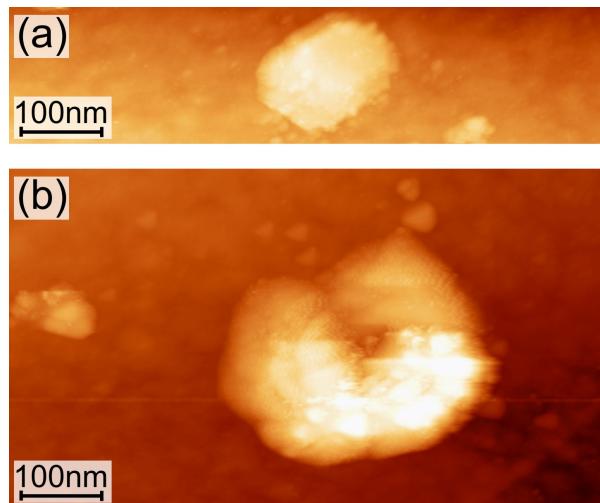


Abbildung 4.15: STM-Aufnahmen von einem 100 nm-Kontakt vor (a) und nach (b) der Kontaktierung mit einer STM-Spitze. Durch die Kontaktierung entsteht ein Loch und der Nano-Kontakt kann kein zweites Mal kontaktiert werden.

die Grundfläche der Strukturen auch auf den Kontaktwiderstand auswirkt, ist zu vermuten, dass sich der Kontaktwiderstand je nach Grad der Zerstörung der Strukturen verändert.

Obwohl die Nano-Kontakte im Vergleich zu Standard-Kontakten mit Metalllegierung einen größeren spezifischen Kontaktwiderstand haben, konnte gezeigt werden, dass die vermessenen Nano-Kontakte bis zu einer Größe von 100 nm ohmschen Verhalten für einen Spannungsbereich von $\pm 100 \text{ mV}$ besitzen. Aus diesem Grund wurden die resonanten Tunneldioden, die im folgendem Abschnitt behandelt werden, mit diesen Nano-Kontakten versehen.

4.2.2 Resonante Tunneldioden

In diesem Abschnitt werden STM-Transportmessungen an resonanten Tunneldioden (RTD) mit Dimensionen im Nanometerbereich beschrieben. Die resonante Tunneldiode ist ein elektronisches Bauelement, dessen Funktion auf quantenmechanischen Effekten beruht, die durch Interferenz von Elektronenwellen zu Stande kommen. Die quantenmechanischen Prozesse, die der resonanten Tunneldiode zu Grunde liegen, machen sie nicht nur für die Erforschung von Quantentransportvorgängen in niedrig dimensionalen Systemen, wie beispielsweise Ein-Elektron-Tunneln, interessant. Auch für die Halbleiterindustrie gewinnen solche Quantenbauelemente, gerade hinsichtlich einer fortschreitenden Miniaturisierung und dem erwarteten Ende der CMOS-Ara, immer mehr an Bedeutung.

Bereits 1974 beobachteten Chang et al. erstmals diese Effekte an einer Halbleiter-Doppelbarriere aus GaAlAs [CET74]. Diese Halbleiter-Doppelbarrieren bestehen aus Materialien mit unterschiedlich großer Bandlücke. Für die in diesem Abschnitt verwendeten resonanten Tunneldioden wurde das Materialsystem GaAs/AlAs benutzt. Zwischen den zwei Barrieren aus AlAs, die eine große Bandlücke aufweisen, befindet sich eine dünne Schicht von wenigen Nanometern aus GaAs mit geringerer Bandlücke (Abbildung 4.16a). In dieser Schicht kommt es zu einer Einschränkung der Bewegungsfreiheit der Ladungsträger. Es bilden sich zwischen den Barrieren stehende Wellen mit diskreten Energieniveaus aus. Elektronen können die Doppelbarriere durchqueren, indem sie durch die Barrieren tunneln. Dazu muß die Energie der Elektronen mit den diskreten Energieniveaus zwischen den Barrieren übereinstimmen. Ist diese Resonanzbedingung erfüllt, können entsprechend viele Elektronen die Barriere durchqueren, und die elektrische Leitfähigkeit der resonanten Tunneldiode wird maximal.

Die hier benutzten resonanten Tunneldioden wurden von J. Wensorra et al. konzipiert und bereits mittels lithographischer Kontaktierung elektrisch charakterisiert [WIL⁺⁰⁵]. Allerdings mussten die resonanten Tunneldioden dazu mit Hilfe eines anorganischen

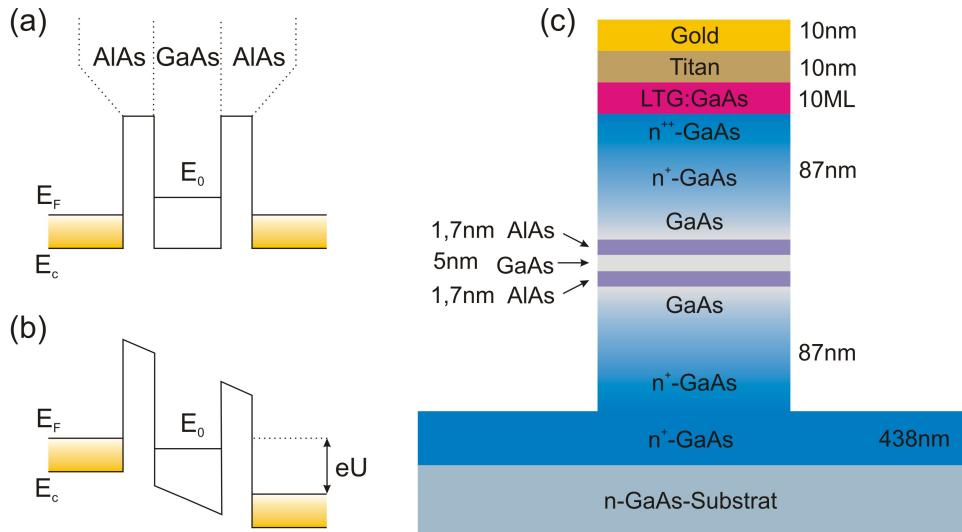


Abbildung 4.16: (a) Darstellung der Bandstruktur einer resonanten Tunneldiode. Innerhalb der Doppelbarriere bilden sich diskrete Energieniveaus E_n aus. (b) Wird eine Spannung U angelegt werden Fermikante E_F und Leitungskante E_C auf einer Seite angehoben und die Resonanzbedingung $E_C < E_0 < E_F$ ist erfüllt. (c) Schematische Schnittansicht einer resonanten Tunneldiode. Die RTDs sind ca. 200 nm hoch und haben eine kreisrunde oder quadratische Grundfläche.

elektronenstrahl-sensitiven Dielektrikums (HSQ⁵) von der Umgebung isoliert werden, und es war nicht klar, ob diese Isolierung Auswirkungen auf die Strom-Spannungs-Kennlinien der Dioden haben würde. Um eventuelle Auswirkungen der Isolierung auszuschließen, wurde auf eine lithographische Kontaktierung verzichtet, sodass die nun freistehenden RTDs mit Hilfe einer scharfen STM-Spitze elektrisch kontaktiert und charakterisiert werden konnten.

Der schematische Aufbau der RTD ist in Abbildung 4.16c gezeigt. Auf dem n-dotierten GaAs-Substrat wurde eine 500 nm hohe Schicht höher dotiertes GaAs erzeugt ($n^+ = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Dem folgt eine 25 nm breite Schicht GaAs mit schrittweise geringer werdender Dotierung von $n^+ = 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bis zu undotiertem GaAs. Die Doppelbarriere selbst besteht aus zwei 1,7 nm breiten Schichten undotiertem AlAs, die eine 5 nm breite Schicht aus ebenfalls undotiertem GaAs einschließen. Es folgen ca. 87 nm GaAs mit wieder ansteigender Dotierung auf bis zu $n^{++} = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Abschließend wird mit einer 2,8 nm breiten Schicht aus LTG:GaAs und einer Metallisierung durch Titan und Gold ein ohmscher Kontakt zur RTD hergestellt (vgl. Abschnitt 4.2.1). Die laterale Strukturierung wurde mittels Elektronenstrahllithographie und anschließendem reaktiven Ionenstrahlätzten erreicht. Die in diesem Abschnitt gezeigten Messungen wurden an RTDs mit kreisrunder und quadratischer Grundfläche mit einem Durchmesser bzw. einer

⁵HSQ - Hydrogen Silsesquioxan

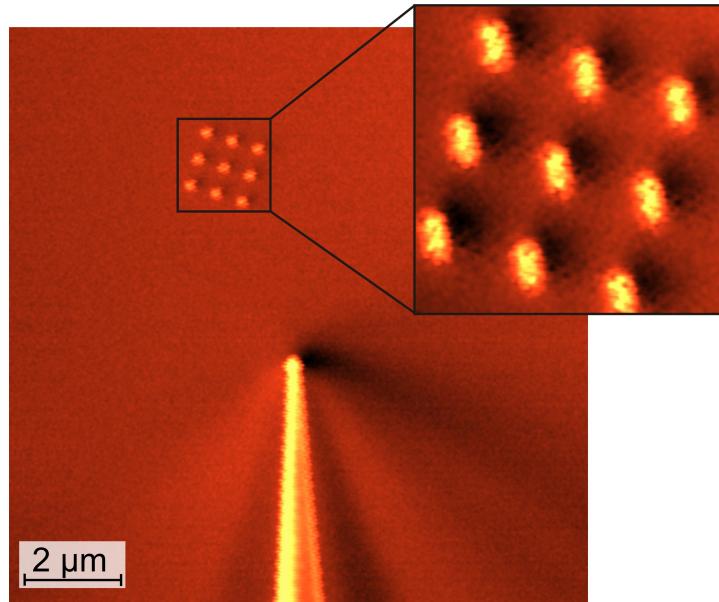


Abbildung 4.17: SEM-Bild mit 15.000-facher Vergrößerung von einer STM-Spitze im Tunnelkontakt in der Nähe eines Feldes mit 100 nm breiten RTDs. Eine SEM-Aufnahme mit 100.000-facher Vergrößerung zeigt das RTD-Feld im Detail.

Seitenlänge von 100 nm bis 40 nm durchgeführt.

Um die RTDs zu kontaktieren, wurde die STM-Spitze in deren Nähe in Tunnelkontakt gebracht. Dazu wurde eine Tunnelspannung von $U_T = 3,0 \text{ V}$ an die STM-Spitze angelegt und ein Tunnelstrom von $I_T = 0,1 \text{ nA}$ eingestellt. Anschließend wurde die STM-Spitze unter SEM-Kontrolle in Richtung der RTD-Strukturen bewegt, indem an den Scannerpiezo eine Offset-Spannung angelegt wurde. In [Abbildung 4.17](#) ist eine SEM-Aufnahme der STM-Spitze im Tunnelkontakt in der Nähe eines Feldes mit 100 nm breiten RTDs zu sehen. Da, wie in [Abbildung 4.16c](#) zu erkennen ist, die Strukturen ein sehr großes Aspektverhältnis aufweisen, wurde auf ein Abscannen der Strukturen, wie dies bei den Nano-Kontakten geschehen ist, verzichtet. Ein Abscannen der RTDs würde aufgrund der begrenzten Geschwindigkeit der Tunnelstromregelung zum Tip Crash und zur Zerstörung der RTD führen. Stattdessen wurde die STM-Spitze auf der oberen Gold-Schicht in Tunnelkontakt gebracht, indem die Offset-Spannung am Scannerpiezo per Hand so optimiert wurden, dass die STM-Spitze durch die Tunnelstromregelung maximal zurückgezogen wurde. Dadurch musste bei der anschließenden Spektroskopie nur die z-Koordinate der STM-Spitze geändert werden.

Da bei den RTD-Strukturen nicht die Messung des elektrischen Widerstands sondern die Beobachtung von charakteristischen Peaks in der Strom-Spannungs-Kennlinie im Vordergrund stand, wurde auf eine schrittweise Annäherung der STM-Spitze verzichtet. Bereits die Messungen auf den Nano-Kontakten zeigten, dass, bei einer Eindringtiefe der

STM-Spitze in die oberste Goldschicht von ca. 10 nm - 20 nm, der Kontaktwiderstand der STM-Spitze gegenüber dem intrinsischen Widerstand der Strukturen vernachlässigt werden kann (vgl. Abbildung 4.13b). Daher wurde für die Kontaktierung der RTDs die maximal zur Verfügung stehende Eindringtiefe, die durch die Breite der Goldschicht gegeben ist, ausgenutzt. Durch hochauflösende SEM-Aufnahmen der Proben wurde festgestellt, dass die obere Goldschicht nicht planar ist, sondern die Form eines Kranzes hat. Dadurch vergrößerte sich die effektive Höhe der Goldschicht auf ca. 30 nm. Das bedeutete, dass für die maximale Eindringtiefe der STM-Spitze 30 nm zur Verfügung standen.

In Abbildung 4.18 sind Strom-Spannungs-Kennlinien für resonante Tunneldioden mit quadratischer Grundfläche dargestellt. Bei allen I-U-Kennlinien ist bei positiven und negativen Spannungen ein exponentieller Anstieg des Stroms zu erkennen. Dieser wird im wesentlichen durch inelastische Tunnelprozesse in der Doppelbarriere der RTDs hervorgerufen. Bei der 100 nm breiten RTD in Abbildung 4.18a sind bei den Spannungen $\pm 900 \text{ mV}$ deutliche Peaks zu sehen. Diese Peaks bilden sich aus, wenn die Bedingung für resonantes Tunneln durch die Doppelbarriere erfüllt ist. Der symmetrische Aufbau der RTD (vgl. Abbildung 4.16c) spiegelt sich auch in der Symmetrie der I-U-Kennlinie wieder. Diese Symmetrie scheint bei der 80 nm breiten RTD in Abbildung 4.18b nicht mehr erfüllt zu sein. Hier zeigen sich bei positiven Spannung von ca. 1,5 V drei Peaks, während bei negativen Spannung nur ein Peak sichtbar ist. Es ist anzunehmen, dass diese Mehrfach-Peaks auch schon bei der 100 nm-RTD vorhanden sind, aber sich zu einem großen Peak vereinigen. Ein Indiz für diese Vermutung sind die gut sichtbaren Schultern. Der physikalische Ursprung dieser Mehrfach-Peaks ist im Moment noch unklar. Möglicherweise handelt es sich um weitere quantisierte Zustände innerhalb der Doppelbarriere, die durch eine laterale Einschnürung des Transportkanals entstehen. Für die zunehmende Asymmetrie der I-U-Kennlinien bei Strukturgrößen kleiner als 100 nm können verschiedene Ursachen angeführt werden. Zum einen verhält sich der Nano-Kontakt auf LTG:GaAs-Basis nur in einem kleinen Spannungsbereich von $\pm 100 \text{ mV}$ linear (vgl. Abschnitt 4.2.1). Dieses nicht-ohmsche Verhalten wird bei kleineren Strukturbreiten zunehmend ausgeprägter. Eine andere Ursache für die asymmetrischen Kennlinien könnte eine unterschiedliche Dicke der AlAs-Barrieren sein. Bereits eine Diskrepanz von einer Monolage reicht aus, um derartige Asymmetrien der I-U-Kennlinien hervorzurufen [Wen04].

Bei der Kennlinie der 70 nm breiten RTD in Abbildung 4.18c laufen die Mehrfach-Peaks noch weiter auseinander. So ist auch bei negativen Spannung ein zweiter Peak zu erkennen. Werden die Seitenlängen der RTDs kleiner als 70 nm, ist zu beobachten, dass sich die Peaks zu größeren Spannungen verschieben [WIL⁺⁰⁵]. Dieser Effekt, der stärker bei negativen Spannungen auftritt, bewirkt, dass bei der 60 nm-RTD in Abbildung 4.18d verschiedene Peaks im exponentiellen Anstieg des Diodenstroms untergehen und nicht mehr sichtbar sind. So sind bei negativen Spannungen keine und bei positiven Spannungen nur noch zwei Peaks zu sehen. Dieser Trend setzt sich bei noch kleineren RTDs fort, sodass ab einer Breite von 45 nm nur noch ein Peak bei positiven Spannungen auftritt.

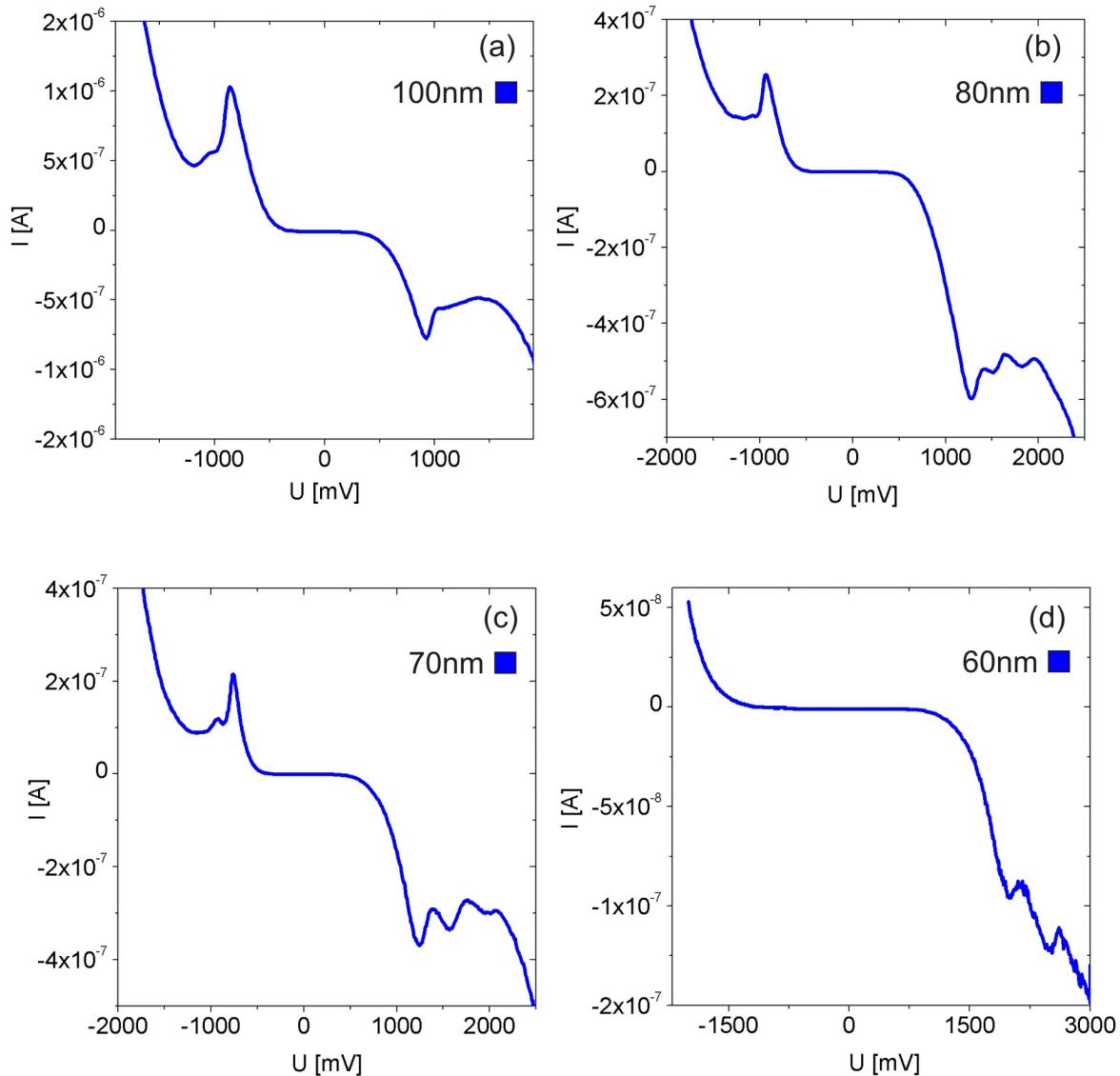


Abbildung 4.18: Strom-Spannungs-Kennlinien für rezonante Tunnelelektronenröhren mit einer quadratischen Grundfläche und einer Seitenlänge von (a) 100 nm bis (d) 60 nm. Während bei (a) noch eine symmetrische I-U-Kennlinie gemessen wurde, ist sie bei (d) vollkommen asymmetrisch.

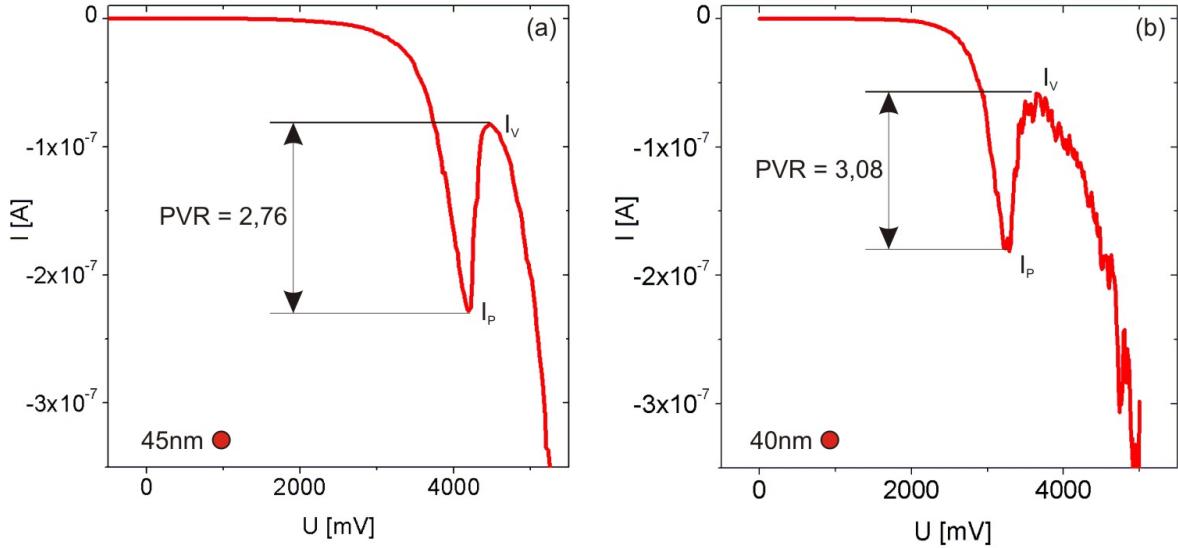


Abbildung 4.19: I-U-Kennlinien für rezonante Tunneldioden mit einer kreisrunden Grundfläche für positive Spannungen. (a) 45 nm breite RTD. Das *Peak to Valley Ratio* (PVR) beträgt 2,76. (b) 40 nm breite RTD mit einem PVR = 3,08.

In Abbildung 4.19 werden zwei Strom-Spannungs-Kennlinien für 45 nm und 40 nm breite rezonante Tunneldioden mit kreisrunder Grundfläche gezeigt. Es werden nur positive Spannungen betrachtet, weil, wie oben bereits erwähnt wurde, bei negativen Spannungen keine Peaks mehr sichtbar sind. Dafür werden bei positiven Spannungen deutlich ausgeprägte Peaks beobachtet.

Die Qualität einer RTD wird unter anderem durch das *Peak to Valley Ratio* (PVR) angegeben:

$$PVR = \frac{I_P}{I_V} \quad (4.3)$$

Dabei ist I_P der Peakstrom und I_V der Strom im lokalen Minimum des Peaks. Üblicherweise nimmt das PVR bei kleiner werdenden Strukturen ab. Grund dafür ist, dass das Verhältnis von Oberflächen-Streuprozessen zu Bulk-Transportprozessen für kleinere Strukturbreiten zunimmt. Das bedeutet für die RTDs, dass der Anteil des Tunnelstroms durch die Doppelbarriere gegenüber Leckströmen entlang der Oberfläche abnimmt und zu höheren I_V -Werten in den Kennlinien führt [WIL⁰⁵].

Ab einer Strukturbreite von ca. 50 nm nimmt das PVR jedoch wieder zu. Wie in Abbildung 4.19a zu sehen ist, liegt das PVR für eine 45 nm breite Diode bei 2,76 und steigert sich für eine 40 nm breite Diode in Abbildung 4.19b sogar auf 3,08. Der Grund für dieses ungewöhnliche Verhalten liegt darin, dass die Breite des Transportkanal durch die Doppelbarriere nicht nur durch die Strukturbreite der Dioden gegeben ist, sondern auch durch die Verarmungszonen, die sich am Rand der RTD aufgrund von elektronischen

Oberflächenzuständen bei GaAs bilden [Lüt95]. Bei den RTDs ab einer Strukturbreite von 60 nm ist dieser Kanal soweit eingeschnürt, dass er den Charakter eines eindimensionalen Leiters annimmt. Dadurch können weniger Schwingungsmoden der Elektronenwellen am Transportprozess teilnehmen und es kommt zu einer verbesserten Energiefilterung der Doppelbarriere, was sich in einem erhöhten PVR ausdrückt [WIL⁰⁵].

Abschließend ist zusammenzufassen, dass alle Effekte, die sich bei der Charakterisierung der resonanten Tunneldioden mit Hilfe von lithographisch bereitgestellten elektrischen Kontakten gezeigt haben, durch die hier beschriebenen STM-Messungen bestätigt haben. Ein Einfluss, der für die lithographischen Kontaktierung notwendigen Isolation, auf die Form der I-U-Kennlinien kann also ausgeschlossen werden.

Weiterhin wurde versucht, mittels der zweiten STM-Spitze eine Gate-Elektrode zu bilden. Wenn man diese Gate-Elektrode nahe genug an die RTD bringen könnte, würde die Gate-Spannung eine Änderung der elektronischen Zustände innerhalb der Doppelbarriere der RTD hervorrufen. Dadurch sollte es möglich sein, die Position der Peaks in den I-U-Kennlinien zu verschieben. Weiterhin wäre es möglich, die Verarmungszone, die sich an den Randzonen der RTD bildet, je nach angelegter Gate-Spannung zu verändern, und damit den Transportkanal innerhalb der RTD zu öffnen oder zu schließen.

[Abbildung 4.20a](#) zeigt eine SEM-Aufnahme des 2-Spitzen-STM über einem Feld mit resonanten Tunneldioden. Während die eine STM-Spitze (STM1) die RTD kontaktiert, wird die andere STM-Spitze (STM2) so nah wie möglich an die RTD bzw. an die erste STM-Spitze herangeführt. Das Prinzip ist schematisch in [Abbildung 4.20b](#) dargestellt. [Abbildung 4.20c](#) zeigt eine SEM-Aufnahme der beiden Spitzen kurz vor einer Messung. Dabei befindet sich die Spitze von STM1 über einer RTD im Tunnelkontakt, während die zweite Spitze in einem Abstand von ca. 200 nm ebenfalls im Tunnelkontakt neben der RTD verharrt. Die Distanz von 200 nm bezieht sich hier auf den Abstand D zwischen den Mittelpunkten von beiden STM-Spitzen (vgl. [Abbildung 4.20b](#)).

Für die Messung wird die Spitze von STM1 nun ca. 30 nm in die Goldelektrode der RTD abgesenkt, während die Gate-Spitze ca. 30 nm zurückgezogen wird, um einen möglichen Stromfluß durch diese Spitzte auszuschließen. Mit STM1 werden daraufhin Strom-Spannungs-Kennlinien der RTD aufgenommen und mit STM2 zeitgleich die Gate-Spannungen von -10 V bis +10 V geändert. In [Abbildung 4.21](#) ist exemplarisch eine Messung mit Gate-Elektrode an einer 70 nm breiten RTD dargestellt. Die Strom-Spannungs-Kennlinien sind vergleichbar mit anderen RTDs der selben Größe (vgl. [Abbildung 4.18c](#)). Auf der Seite mit positiver Spannung von Spalte 1 lassen sich die Mehrfach-Peaks bei allen Gate-Spannungen erkennen. Ein Trend, wie sich diese Peaks bei unterschiedlichen Gate-Spannungen verändern, konnte nicht gefunden werden. Bei negativen Spannung von Spalte 1 ist hingegen ein Trend zu sehen. Ändert sich die Gate-Spannung von -10 V auf +10 V, verschiebt sich der Peak zu negativeren Spannungen. Eine Ursache für dieses Verhalten, könnte die Verschiebung der elektronischen Zustände innerhalb der Doppelbarriere zu höheren Energien sein.

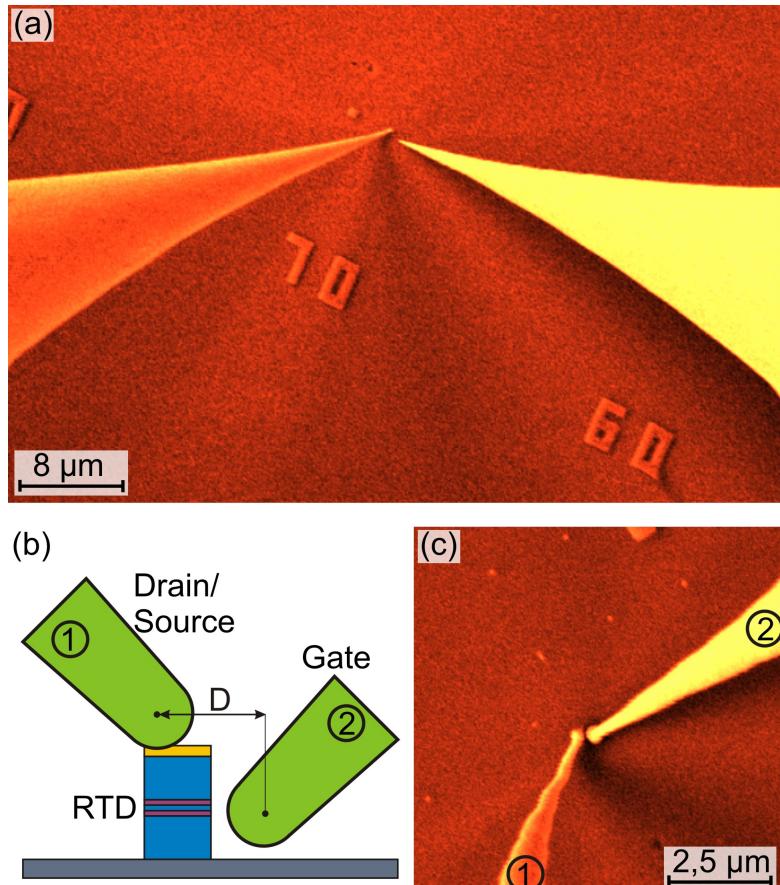


Abbildung 4.20: (a) SEM-Aufnahme mit 3.000-facher Vergrößerung von beiden STM-Spitzen über einem RTD-Feld. (b) Schema der Gate-Messung. Die Spitze von STM1 dient als Drain- bzw. Source-Elektrode und kontaktiert die RTD. Die Spitze von STM2 wird in die Nähe der RTD geführt und stellt die Gate-Elektrode dar. (c) SEM-Aufnahme mit 20.000-facher Vergrößerung beider STM-Spitzen kurz vor einer Messung. Spitze 1 befindet sich auf der RTD im Tunnelkontakt, während Spitze 2 im Abstand von ca. 200 nm (Abstand D zwischen den Mittelpunkten der Spitzen) ebenfalls im Tunnelkontakt verharrt.

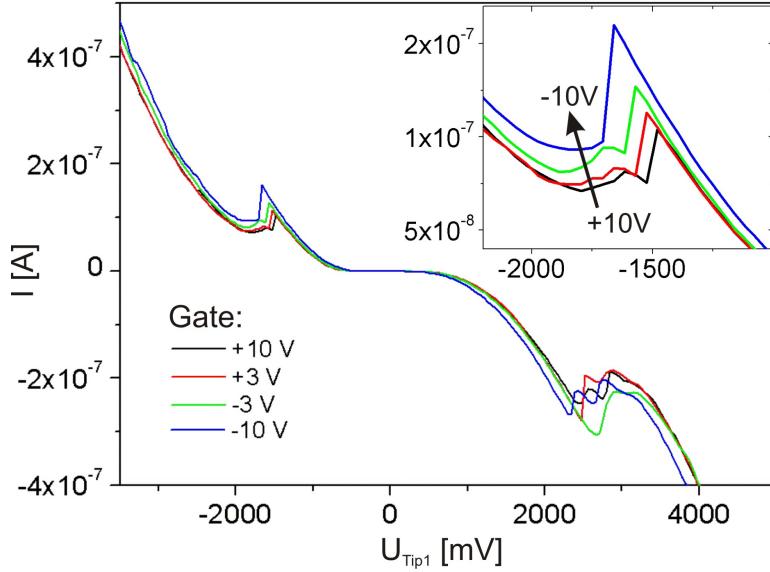


Abbildung 4.21: Strom-Spannungs-Kennlinien einer 70 nm breiten RTD bei Gate-Spannungen von -10 V bis +10 V. Der Peak auf der negativen Spannungsseite ist vergrößert dargestellt.

Leider ließ sich diese Beobachtung nicht bei allen Messungen mit Gate-Elektrode machen. Um eindeutige Aussagen über die Wirkung einer STM-Spitze als Gate-Elektrode machen zu können, wäre deshalb eine statistische Auswertung von vielen Messungen notwendig. Ein Grund für die schlechte Reproduzierbarkeit der Messungen könnte der schwer einzustellende minimale Abstand zwischen den STM-Spitzen sein. So war es, aufgrund einer Fehlfunktion des SEM nicht möglich, mit maximaler SEM-Auflösung die beiden Spitzen möglichst dicht zueinander zu positionieren. Ein möglicher Ansatz, auf eine hohe SEM-Auflösung verzichten zu können, wäre, die STM-Spitzen ausschließlich durch einen STM-Scan zu navigieren. So könnten die Koordinaten der STM-Spitzen bestimmt werden, indem bei einem STM-Scan die Position der RTD ermittelt wird und als Referenzpunkt für beide Spitzen genutzt wird. Weiterhin sollte versucht werden, eine der beiden Spitzen ausschließlich als Gate-Elektrode zu nutzen, um so eine scharfe Spitzenform zu gewährleisten. Wie in Abbildung 4.20c zu sehen ist, hat sich durch mehrmaliges Kontaktieren an beiden STM-Spitzen eine Art Kugel gebildet. Je schärfer aber die Spitzte ist, desto größer wäre auch die elektrische Feldstärke die von ihr ausgeht und die Doppelbarriere der RTD erreicht.

4.3 Laterale Transportmessungen auf Si(111)-7x7

Da, im Zuge der fortschreitenden Miniaturisierung, elektronische Bauelemente Dimensionen erreichen, bei denen die Anzahl der Oberflächenatome der Zahl der Volumenatome nahe kommt, gewinnen die Eigenschaften von Oberflächen immer mehr an Bedeutung. Trotzdem sind die Transporteigenschaften von Oberflächen weitestgehend unerforscht geblieben. Was erstaunlich ist, angesichts der Tatsache, dass die Oberfläche bei Halbleitern, im Gegensatz zum Volumen, metallischen Charakter und somit völlig gegensätzliche Transporteigenschaften besitzen kann. Aber auch die Tatsache, dass es sich bei der Oberfläche um ein zwei-dimensionales System handelt, macht sie zum Gegenstand der Erforschung von grundsätzlichen physikalischen Phänomenen. Gerade ein Mehr-Spitzen-STM bietet die Möglichkeit, die Transporteigenschaften einer Oberfläche zu messen und diese mit der atomaren Struktur der Oberfläche in Verbindung zu bringen. So könnte beispielsweise der Einfluss von unterschiedlichen Rekonstruktionen oder Stufenorientierungen auf die Transporteigenschaften bestimmt werden.

In diesem Abschnitt wird die Si(111)-7x7-Oberfläche als Modellsystem für laterale Transportmessungen mit dem Zwei-Spitzen-STM behandelt. Diese Oberfläche wurde ausgewählt, weil sie einerseits eine der am häufigsten untersuchten Oberflächen ist und aus diesem Grund eine gute Kenntnis ihrer geometrischen und elektronischen Struktur besteht. Andererseits werden aber auch in der Literatur ihre elektrischen Transporteigenschaften kontrovers diskutiert, sodass beispielsweise noch immer die Frage besteht, ob die Si(111)(7x7)-Oberfläche den Charakter eines metallischen Leiters hat oder nicht.

Die geometrische Anordnung der Si-Atome in der 7x7-Rekonstruktion wird entsprechend dem DAS-Modell (*dimer-adatom-stacking fault*) beschrieben, welches 1985 von Takayanagi et. al entwickelt wurde [TTT85b]. Die Bildung der 7x7-Rekonstruktion ist energetisch bevorzugt, da die Zahl der freien Bindungen von 49 (auf einer 1x1-Oberfläche der selben Größe) auf 19 reduziert ist. In Abbildung 4.22 ist das DAS-Modell der 7x7-Einheitszelle dargestellt. Die oberste Lage wird durch 12 Adatome mit jeweils einer freien Bindung gebildet. Darunter folgt eine Doppellage in der die Restatome eine erhöhte Position einnehmen. Diese 6 Restatome sind nicht an die Adatome gebunden und haben demzufolge ebenfalls eine freie Bindung. Eine weitere freie Bindung befindet sich an den Eckatomen in den sogenannten *corner holes*.

Weiterhin ist zu bemerken, dass die ersten drei Lagen der linken und rechten Seite der 7x7-Einheitszelle spiegel-symmetrisch sind. Nimmt man aber die vierte Lage hinzu, wird diese Symmetrie gestört. Man spricht von einem Stapelfehler (engl. stacking fault), der sich zwischen der dritten und vierten Lage auf der linken Seite der Einheitszelle bildet (faulted half). Auf der rechten Seite der Einheitszelle (unfaulted half) ist die dritte Lage ohne Stapelfehler, also entsprechend der Volumenstruktur, aufgebaut.

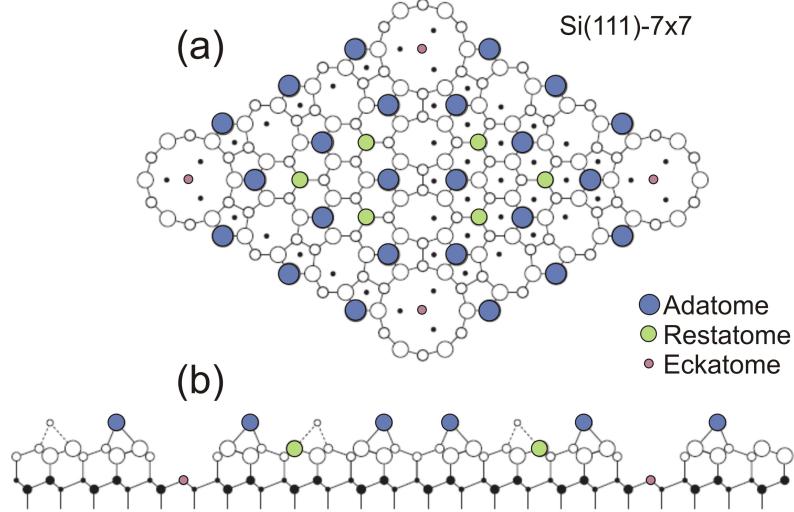


Abbildung 4.22: Atomare Anordnung der Si-Atome nach dem *dimer-adatom-stacking fault* (DAS) Modell. (a) Draufsicht auf die 7x7-Einheitszelle. Tiefer liegende Atome sind durch kleinere Kreise gekennzeichnet. (b) Schnittansicht durch die 7x7-Einheitszelle. Die schwarzen Kreise (inklusive der Eckatome) in der untersten Lage entsprechen nicht-rekonstruierten Si-Atomen.

Die elektronischen Eigenschaften der 7x7-Oberfläche werden durch die noch verbliebenen freien Bindungen der obersten Atomlage mitbestimmt. Man geht davon aus, dass 6 freie Elektronen der 12 Adatome zu den 6 ungepaarten Bindungen der Restatome und ein freies Adatom-Elektron zu der ungepaarten Bindung des Eckatoms transferiert werden [LAH00]. Das würde bedeuten, dass 5 ungepaarte Elektronen pro Einheitszelle vorhanden sind. Diese ungerade Anzahl lässt vermuten, dass es sich um eine metallische Oberfläche handelt. Dazu müssten die Adatom-Orbitale allerdings delokalisiert sein. Falls es sich um lokalisierte Orbitale handelt, könnte aber auch Hopping der Elektronen zwischen den Adatom-Orbitalen einen Elektronentransport entlang der Oberfläche ermöglichen, was aber eher einem Mott-Hubbard Isolator entspricht [Bec03, FBJ⁺06].

Es wurde versucht, die Oberflächenleitfähigkeit σ_S [Ω^{-1}] der Si(111)-7x7-Oberfläche, mit einer Vielzahl von verschiedenen Methoden zu bestimmen. 1986 leitete B.N.J. Persson σ_S aus der temperaturabhängigen Verbreiterung des quasi-elastischen Peaks bei EELS-Messungen ab und bestimmte σ_S in der Größenordnung von $10^{-5} \Omega^{-1}$ [Per86]. Y. Hasegawa et al. benutzten 1996 ein STM um die Leitfähigkeit der 7x7-Oberfläche mit Hilfe von Punktkontakten zwischen der STM-Spitze und der Si-Probe zu bestimmen. Sie fanden heraus, dass die gemessenen Werte von $\sigma_S \approx 1 \cdot 10^{-6} \Omega^{-1}$ nicht von der Art der Dotierung der Si-Probe aber sehr wohl von den Eigenschaften der Oberfläche, wie z.B. Sauerstoffbedeckung, abhängt [HLA96]. Heike et al. benutzten 1998 ebenfalls ein STM

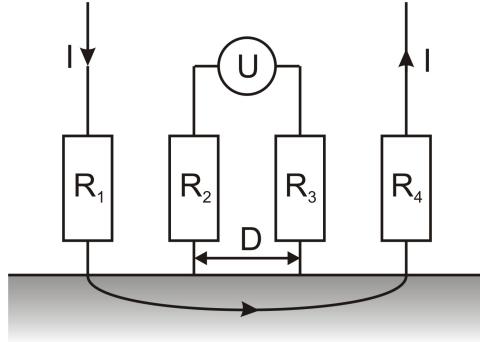


Abbildung 4.23: Schematische Darstellung einer 4-Punkt-Messung. Da die beiden inneren Messsonden keinen Strom führen, spielt deren Kontaktwiderstand bei der Bestimmung des Probenwiderstands keine Rolle.

um die Oberflächenleitfähigkeit zu bestimmen. Sie zerstörten in definierten Bereichen die 7x7-Rekonstruktion und leiteten aus dem sich daraus ergebenden Spannungsabfall entlang der Oberfläche eine Leitfähigkeit von $\sigma_S = 8.7 \cdot 10^{-9} \Omega^{-1}$ ab [HWWH98].

Die wohl direkteste Methode die Leitfähigkeit zu messen, ist die 4-Punkt-Methode [Smi58]. Dabei werden vier Messsonden in einer bestimmten geometrischen Anordnung auf die Oberfläche gebracht. In [Abbildung 4.23](#) ist das entsprechende Schaltbild vereinfacht dargestellt. Alle vier Sonden bilden mit der Oberfläche der Probe die Kontaktwiderstände R_1 bis R_4 . Über die beiden äußeren Sonden wird der Strom I in die Probe injiziert bzw. abgeführt, während die beiden inneren Sonden keinen Strom führen, sondern nur den Spannungsabfall $U = U_3 - U_2$ messen. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, dass der Kontaktwiderstand der Sonden keinen Einfluss auf die Messung hat, sodass sich der zu bestimmende Widerstand der Probe einfach ergibt durch:

$$R_{Probe} = \frac{U_3 - U_2}{I} \quad (4.4)$$

Die 4-Punkt-Methode (auch bekannt als Van-der-Pauw-Methode) ist ein Standardverfahren um die Transporteigenschaften von Halbleitern zu bestimmen [Pau58, Sch06]. Wird der Abstand D zwischen den Sonden ausreichend reduziert, fließt der Strom I nur in oberflächennahen Bereichen und zwischen den beiden inneren Sonden kann ein Spannungsabfall gemessen werden, der empfindlicher auf Eigenschaften der Oberfläche ist.

So wurde versucht mit monolithisch hergestellten 4-Punkt-Sonden im Mikrometermaßstab die Oberflächenleitfähigkeit der 7x7-Oberfläche zu bestimmten. T. Tanikawa et al. benutzten derartige Sonden mit $D = 8 \mu\text{m}$ und leiteten σ_S in der Größenordnung von 10^{-5} bis $10^{-7} \Omega^{-1}$ bei Raumtemperatur ab [TYM⁰³]. Auch ein 4-Spitzen-STM wurde bereits für 4-Punkt-Messungen auf der 7x7-Oberfläche verwendet: I. Shiraki et

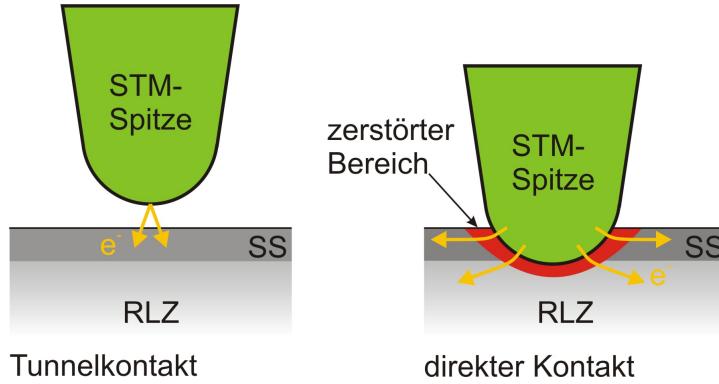


Abbildung 4.24: Unterschied zwischen Tunnelkontakt und direktem mechanischem Kontakt. Beim Tunnelkontakt werden die Ladungsträger effektiver in die Oberflächenzustände (SS) injiziert. Beim direkten Kontakt können die Ladungsträger auch direkt in die Raumladungszone (RLZ) gelangen. Außerdem wird die Oberflächenstruktur durch den direkten Kontakt zerstört.

al. konnten den Widerstand der Probe als Funktion des Abstands D in einem Bereich von 1 mm bis 1 μm bestimmen [STH^{+01b}]. Allerdings wurden keine Angaben zur Oberflächenleitfähigkeit der 7x7-Oberfläche gemacht.

Oft ist nicht klar, welche Bereiche der Oberfläche zum Transport beitragen. Zum einen können dies die oben angesprochenen elektronischen Zustände der Adatome sein. Zum anderen ist ein Beitrag der Raumladungszone, die sich unterhalb der Oberfläche ausbildet (vgl. [Abschnitt 4.3.1](#)), nicht ausgeschlossen. J.W. Wells et al. versuchten mit einem neuen Ansatz die Leitfähigkeit der Oberflächenzustände von der Leitfähigkeit der Raumladungszone zu trennen. Sie benutzten eine monolithische 4-Punkt-Sonde mit $D = 10 \mu\text{m}$ um die Leitfähigkeit der 7x7-Oberfläche für verschiedene Temperaturen zu bestimmen. Mit einem Modell, welches es erlaubt, numerisch den Stromverlauf durch die Raumladungszone zu berechnen, konnten sie zeigen, dass bei Temperaturen kleiner als 100 K die Raumladungszone als Isolator zwischen Oberfläche und Halbleitervolumen (engl. bulk) wirkt. Sie folgerten daraus, dass der gemessene Wert von $\sigma_S \approx 9 \cdot 10^{-9} \Omega^{-1}$ ausschließlich der Oberfläche zugeordnet werden kann [WKHP06].

Anders als bei den oben erwähnten 4-Punkt-Messmethoden stehen bei dem 2-Spitzen-STM nur zwei Sonden zur Verfügung. Das bedeutet, dass die zwei STM-Spitzen sowohl als Stromquelle / -senke als auch für die Spannungsmessung benutzt werden müssen. Der gemessene Widerstand ist somit eine Summe aus den Kontaktwiderständen R_1 und R_2 der STM-Spitzen und dem zu messenden Widerstand R_S :

$$U/I = R_1 + R_2 + R_S \quad (4.5)$$

Um R_S bestimmen zu können, müssen die Kontaktwiderstände für beide STM-Spitzen bekannt sein.

Für das hier vorgestellte Experiment, wurde versucht, die beiden STM-Spitzen im Tunnelkontakt zu belassen und den Kontaktwiderstand R_1 und R_1 als Tunnelwiderstand U_T/I_T zu betrachten. Diese Methode bietet gegenüber der direkten Kontaktierung verschiedene Vorteile: Wie in Abbildung 4.24 dargestellt ist, werden im Tunnelkontakt die Ladungsträger vollständig in die Oberflächenzustände injiziert. Während beim direkten Kontakt zwischen Spitze und Oberfläche ein Teil der Ladungsträger direkt in die Raumladungszone gebracht wird. Des weiteren kann man davon ausgehen, dass beim direkten Kontaktieren der Oberfläche diese auch zerstört wird, sodass die Ladungsträger erst über einen Umweg die Oberflächenzustände erreichen können.

4.3.1 Die Raumladungszone

Wie im vorausgegangenem Abschnitt bereits erwähnt wurde, bildet sich unterhalb der Si(111)-7x7-Oberfläche eine Raumladungszone (RLZ) aus. Da es über die RLZ in Halbleitern eine ganze Reihe von Lehrbüchern gibt, die dieses Thema ausführlich behandeln⁶, soll im Folgenden nur ein kurzer Überblick gegeben werden.

Der Grund für die Ausbildung der RLZ sind die elektronischen Zustände der 7x7-Oberfläche, die sich innerhalb der Bandlücke von Silizium befinden. Dies ist schematisch in Abbildung 4.25 dargestellt.

Die Position des Fermiplateaus der Oberflächenzustände E_{FS} liegt 0,65 eV über der Valenzbandkante E_V [HH83]. Das bedeutet, dass je nach Position des Fermiplateau E_F des Halbleitervolumens (Bulk), ein Ladungstransfer zwischen Oberfläche und Bulk stattfinden muss. Hat man es beispielsweise mit einem n-dotierten Halbleiter zu tun, gilt $E_F > E_{FS}$ und es fließen Elektronen vom Bulk in die freien Oberflächenzustände. Es kommt zu einer negativen Aufladung der Oberfläche, die durch ortsfeste positive Raumladungen unterhalb der Oberfläche, also in der Raumladungszone, abgeschirmt wird. Der elektrische Feldgradient zwischen Oberfläche und RLZ bewirkt, dass sich die Energiebänder innerhalb der RLZ verbiegen.

Die Ladungsträgerdichten (n und p) können als Funktion der Bandverbiegung $V(z)$ formuliert werden [Lüt01]:

$$n(z) = n_b \exp \left(\frac{eV(z)}{kT} \right), \quad (4.6)$$

$$p(z) = p_b \exp \left(\frac{-eV(z)}{kT} \right). \quad (4.7)$$

⁶Umfassende Darstellungen zur Ausbildung der Raumladungszone lassen sich in folgenden Büchern finden: „Oberflächenphysik des Festkörpers“ von M. Henzler/W.Göpel [HG91], „Semiconductor Surfaces and Interfaces“ von W. Mönnich [Mön01] und „Solid Surfaces, Interfaces and Thin Films“ von H. Lüth [Lüt01].

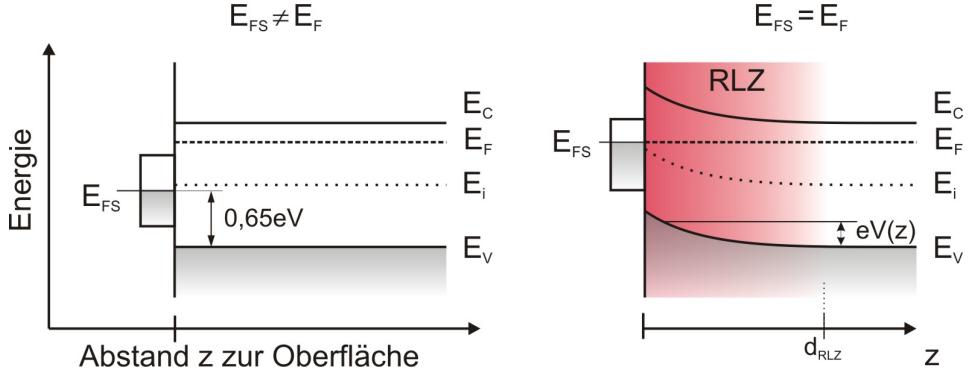


Abbildung 4.25: Energiebandschema für eine n-dotierte Si-Probe. Im Nicht-Gleichgewichtszustand sind die Ferminiveaus der Oberflächenzustände E_{FS} und die vom Halbleitervolumen E_F ungleich. Durch einen Ladungstransfer zur Oberfläche gleichen sich die Ferminiveaus an und es kommt zu einer Verbiegung der Valenzbandkante E_V und der Leitungsbandkante E_C . Dadurch bildet sich unterhalb der Oberfläche eine Raumladungszone RLZ mit geringerer Ladungsträgerkonzentration aus.

Dabei sind n_b und p_b die Ladungsträgerkonzentrationen in Bulk und kT die thermische Energie der Ladungsträger. Daraus folgt, dass die logarithmische Auftragung von $n(z)$ und $p(z)$ den gleichen Verlauf zeigt, wie die verbogenen Energiebänder in Abbildung 4.25. Die Bandverbiegung $V(z)$ wird durch die Poisson-Gleichung bestimmt:

$$\frac{d^2V}{dz^2} = -\frac{\rho(z)}{\epsilon_r \epsilon_0}. \quad (4.8)$$

Diese Gleichung gibt den Zusammenhang zwischen Raumladungsdichte $\rho(z)$ und Bandverbiegung $V(z)$ wieder. Eine vollständige Lösung der Poisson-Gleichung ist im Allgemeinen nur numerisch möglich. Allerdings lässt sich durch einige Vereinfachungen der qualitative Verlauf der Bandverbiegung $V(z)$ diskutieren.

In der sogenannten Schottky-Näherung wird von einer stark verarmten RLZ ausgegangen [Sch42]. $\rho(z)$ wird innerhalb der RLZ als konstant angenommen und ist durch die Donatorenkonzentration N_D (vollständig ionisierte Donatoren) bestimmt:

$$\rho(0 < z < d_{RLZ}) \cong eN_D. \quad (4.9)$$

Man erhält durch zweimalige Integration von Gleichung 4.8 den Verlauf der Bandverbiegung

$$V(z) = -\frac{eN_D}{2\epsilon_r \epsilon_0}(z - d_{RLZ})^2, \quad 0 \leq z \leq d_{RLZ}. \quad (4.10)$$

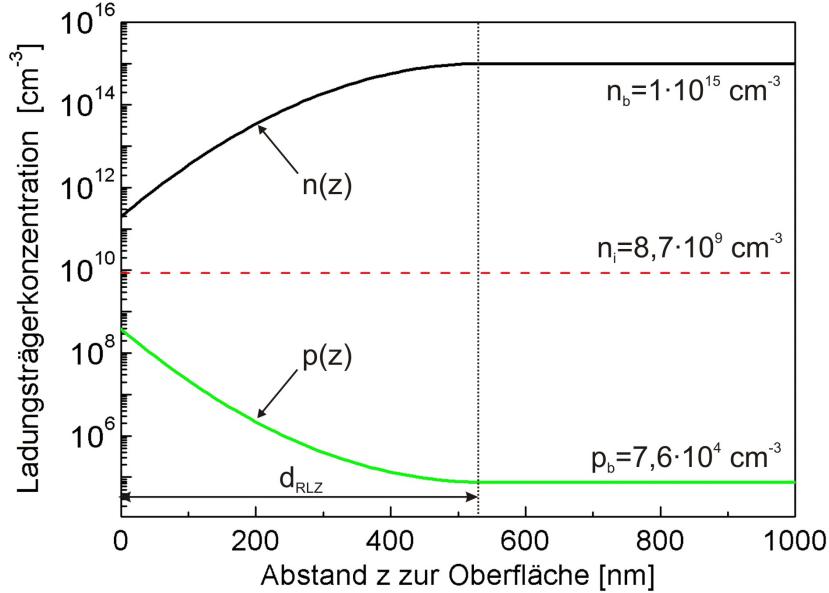


Abbildung 4.26: Verlauf von $n(z)$ und $p(z)$ unterhalb der Si(111)-7x7 Oberfläche bei einer Dotierung von $n = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und $T = 300 \text{ K}$. Die Breite der Raumladungszone beträgt $d_{RLZ} = 538 \text{ nm}$. Innerhalb der RLZ fällt n um ca. vier Größenordnungen ab.

Da N_D durch die Dotierung der Si-Probe vorgegeben wird, ist die einzige Unbekannte in Gleichung 4.10 die Breite der Raumladungszone d_{RLZ} . Um diese zu bestimmen, kann die Größe der Bandverbiegung an der Oberfläche $V(z = 0)$ aus Abbildung 4.25 abgelesen werden:

$$eV(z = 0) = E_{F,Bulk} - E_{FS}. \quad (4.11)$$

Wobei $E_{F,Bulk}$ der Abstand zwischen Fermi niveau E_F und Valenzbandkante E_V im Bulk ist. E_{FS} ist bei 0,65 eV über der Valenzbandkante *gepinnt* [HH83], während sich $E_{F,Bulk}$ aus der Dotierung des Halbleiters ergibt [Zeg04]. Mit Gleichung 4.11 und 4.10 erhält man die Breite der Raumladungszone

$$d_{RLZ} = \sqrt{\frac{2\epsilon_r\epsilon_0 \cdot (E_{F,Bulk} - 0,65 \text{ eV})}{eN_D}}. \quad (4.12)$$

Für eine Dotierung von $n = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ergibt sich bei $T = 300 \text{ K}$ eine Breite von $d_{RLZ} = 538 \text{ nm}$.

Damit ist nach Gleichung 4.10 die Berechnung der Bandverbiegung $V(z)$ möglich, die wiederum nach Gleichung 4.6 und 4.7 den Verlauf der Ladungsträgerkonzentrationen

$n(z)$ und $p(z)$ bestimmt. Der Verlauf von $n(z)$ und $p(z)$ ist für die obige Dotierung in [Abbildung 4.26](#) dargestellt. Zu erkennen ist, dass die Konzentration der Majoritätsladungsträger $n(z)$ vom Bulk bis zur Oberfläche um ca. vier Größenordnungen abnimmt.

Da sich die Ladungsträgerkonzentration in der RLZ ändert, muss sich auch die Leitfähigkeit σ innerhalb der RLZ ändern. Wenn man die geringe Dichte der Minoritätsladungsträger $p(z)$ vernachlässigt, ist σ gegeben durch:

$$\sigma(z) = e \cdot \mu_n \cdot n(z). \quad (4.13)$$

Wenn die Elektronenbeweglichkeit μ_n als konstant angenommen wird, nimmt $\sigma(z)$ im gleichen Verhältnis ab wie $n(z)$.

Mit einem einfachen Modell lässt sich die zu erwartende Leitfähigkeit der RLZ mit der der 7x7-Oberfläche vergleichen. Da es sich um dünne Sichten handelt (max. 538 nm dick), ist es sinnvoll die Flächenkonzentration $n_S(z)$ (in cm^{-2}) zu bestimmen:

$$n_S(z) = \int_0^z n(z) dz. \quad (4.14)$$

Daraus lässt sich die Leitfähigkeit σ_S (in Ω^{-1}) einer dünnen Schicht mit der Dicke z berechnen:

$$\sigma_S(z) = e \cdot \mu_n \cdot n_S(z). \quad (4.15)$$

Das Ergebnis der Rechnung ist in [Abbildung 4.27](#) dargestellt. Je nachdem, bis zu welcher Tiefe z der Stromtransport stattfindet erhält man eine andere Leitfähigkeit. Diese Stromtransporttiefe lässt sich durch einen unterschiedlichen Abstand D der Messsonden auf der Oberfläche einstellen (vgl. [Abbildung 4.23](#)). Je weiter die Sonden voneinander entfernt sind, desto tiefer findet auch der Stromtransport statt. In der einfachsten Näherung ist $z \approx D$ [[STH+01b](#)], sodass beispielsweise, bei einem Sondenabstand von $D = 1000 \text{ nm}$, der Strom zwischen beiden Sonden in einer Schicht mit der Breite von $z = 1000 \text{ nm}$ fließen würde. σ_S würde in diesem Fall ca. $2 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1}$ betragen.

Außerdem sind im Diagramm in [Abbildung 4.27](#) die, aus der Literatur entnommenen, Werte für die Oberflächenleitfähigkeit der 7x7-Oberfläche gekennzeichnet, sodass sich die zu erwartende Leitfähigkeit der 7x7-Oberfläche mit der der Raumladungszone vergleichen lässt. Zieht man die von T. Tanikawa et al. gemessene maximale Leitfähigkeit von $10^{-5} \Omega^{-1}$ als Vergleich heran [[TYM+03](#)], würde es bedeuten, dass bei einem kritischen Sondenabstand von $D_{Krit} \approx 750 \text{ nm}$, die gemessene Leitfähigkeit sich zu gleichen Teilen aus der RLZ und der 7x7-Oberfläche zusammensetzt. Für $D > D_{Krit}$ wäre die Leitfähigkeit durch die RLZ dominiert, während für $D < D_{Krit}$ der Anteil

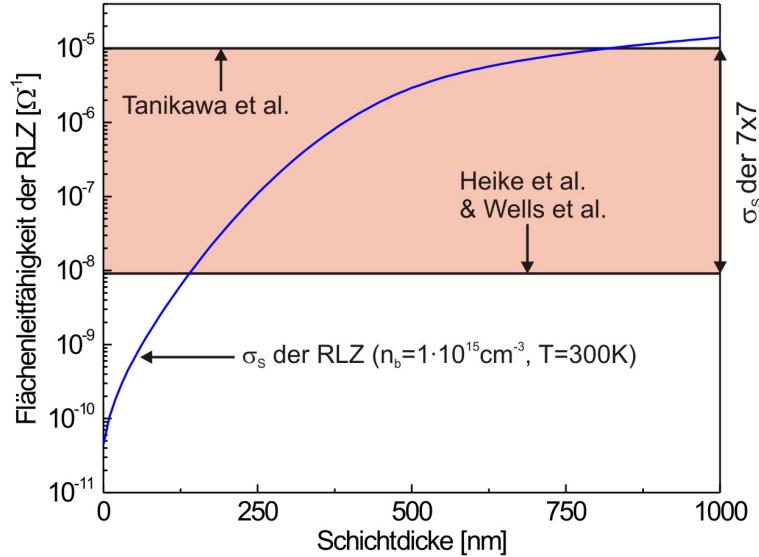


Abbildung 4.27: Flächenleitfähigkeit σ_s der Raumladungszone als Funktion der Dicke der Schicht. Zum Vergleich sind die aus der Literatur entnommen Werte für die Leitfähigkeit der 7x7-Oberfläche eingezeichnet.

der 7x7-Oberfläche überwiegt. Für die von S. Heike und J.W. Wells et al. bestimmte 7x7-Leitfähigkeit von ca. $10^{-8} \Omega^{-1}$ [HWWH98, WKHP06] verringert sich der kritische Sondenabstand auf $D_{Krit} \approx 125 \text{ nm}$.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die Verarmungsschicht unterhalb der 7x7-Oberfläche eine Messung der Oberflächenleitfähigkeit erleichtert. Da die Ladungsträgerkonzentration innerhalb der Raumladungszone um mehrere Größenordnungen abnimmt, kann man, bei bestimmten Bedingungen ($D < D_{Krit}$), von einer isolierenden Schicht sprechen. Diese Eigenschaft der Si(111)-7x7 Oberfläche lässt sich noch verbessern, wenn geringere Dotierungen verwendet werden und bei tiefen Temperaturen gemessen wird.

4.3.2 Das 2-Punkt-Modell

Bei dem 2-Spitzen-STM stehen nur zwei Messsonden zur Verfügung, um Transportmessungen auf Oberflächen durchzuführen. Das bedeutet, dass die zwei STM-Spitzen sowohl den Strom I durch die Probe liefern, als auch die Spannungsdifferenz U bestimmen. Um aus diesen Messwerten die Leitfähigkeit der Probe ermitteln zu können, ist es notwendig

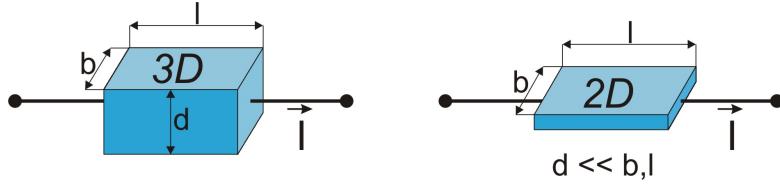


Abbildung 4.28: Definition der Leitfähigkeit σ für 3D-Systeme und σ_s für 2D-Systeme

ein Modell aufzustellen, welches den Potentialverlauf von einer Spitze zur anderen Spalte wiedergibt.

Vorher soll aber noch die Definition für die elektrische Leitfähigkeit geklärt werden. Wenn durch einen Körper, wie er in Abbildung 4.28 dargestellt ist, ein Strom I fließt, so ist der Leitwert durch den Strom-Spannungs-Gradienten $G = dI/dU$ in Ω^{-1} gegeben. Die Leitfähigkeit des Körpers wird je nach Dimensionalität anders definiert:

$$3D : \quad G = \sigma \frac{b \cdot d}{l} \quad (4.16)$$

$$2D : \quad G = \sigma_s \frac{b}{l} \quad (4.17)$$

wobei b die Breite, d die Dicke und l die Länge des Körpers ist. σ ist die 3D-Leitfähigkeit und σ_s die 2D-Leitfähigkeit, die als konstant betrachtet werden. σ wird in Einheiten von $\Omega^{-1} m^{-1}$ und σ_s in Einheiten von Ω^{-1} angegeben. Oft wird σ_s auch in Ω^{-1}/\square oder „ Ω^{-1} per square“ angegeben um eine Verwechslung mit G auszuschließen.

Um nun die 3D- und 2D-Leitfähigkeiten bei der 2-Punkt-Methode bestimmen zu können, wird zuerst der Potentialverlauf einer kugelförmigen Stromquelle, wie sie in Abbildung 4.29a dargestellt ist, betrachtet. Die Stromdichte im 3D-Fall ist gegeben durch:

$$j(r) = \frac{I}{A} = \frac{I}{2\pi r^2} . \quad (4.18)$$

Dabei ist A eine Halbkugeloberfläche im Abstand r vom Zentrum der Stromquelle. Aus der Stromdichte lässt sich die elektrische Feldstärke E bestimmen:

$$E(r) = \frac{j(r)}{\sigma} = \frac{I}{2\pi\sigma r^2} \quad (4.19)$$

Da eine STM-Spitze, aufgrund der geringen Distanzen zwischen beiden Spitzen, nicht als Punktquelle angesehen werden kann, wird die Stromquelle in diesem Modell als Kugel mit einem Radius R betrachtet. Die Spannung zwischen der Kugelfläche und einem Punkt im Abstand r ergibt sich aus der Potentialdifferenz

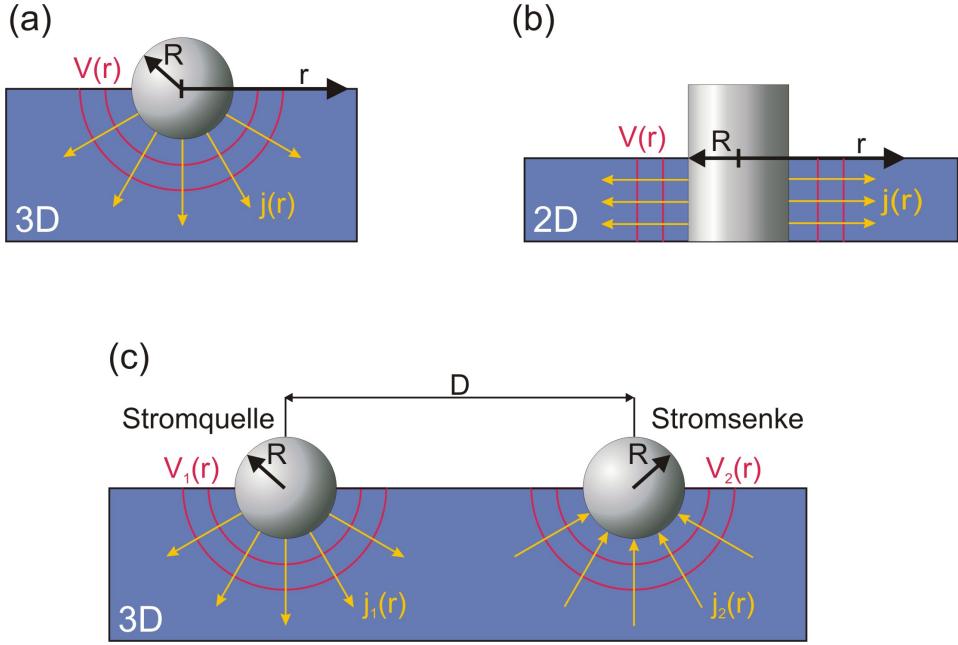


Abbildung 4.29: Potentialverlauf $V(r)$ für einen 3D-Halbraum (a) und eine 2D-Schicht (b). Für den Potentialverlauf mit Stromquelle und Stromsenke werden die Potentiale $V_1(r)$ und $V_2(r)$ addiert. Abbildung (c) zeigt dies exemplarisch für den 3D-Halbraum.

$$V_{3D}(r) = - \int_R^r E \, dr = \frac{I}{2\pi\sigma} \left[\frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right]. \quad (4.20)$$

Kann sich der Strom nur entlang einer dünnen 2D-Schicht mit der Dicke d ausbreiten, ändert sich natürlich auch der Potentialverlauf. In diese Fall wird eine zylindrische Stromquelle mit dem Radius R angenommen (vgl. Abbildung 4.29b). Die Stromdichte durch diese Schicht ist

$$j(r) = \frac{I}{A} = \frac{I}{2\pi r \cdot d}. \quad (4.21)$$

Das elektrische Feld und die Potentialdifferenz berechnen sich analog zum 3D-Fall, wobei nun $\sigma_S = \sigma \cdot d$ verwendet wird:

$$E(r) = \frac{j(r)}{\sigma} = \frac{I}{2\pi\sigma_S r} \quad (4.22)$$

$$V_{2D}(r) = - \int_R^r E \, dr = \frac{I}{2\pi\sigma_S} \ln \left[\frac{R}{r} \right]. \quad (4.23)$$

Um nun den Spannungsverlauf für eine Stromquelle und eine Stromsenke im Abstand D zu bestimmen, wird das Superpositionsprinzip ausgenutzt, sodass die Potentialdifferenzen $V_1(r)$ der Quelle und $V_2(r)$ der Senke einfach addiert werden können ([Abbildung 4.29c](#)). Dazu muss $r = D - R$ verwendet werden, da dies dem Abstand vom Mittelpunkt der Quelle bis zur Oberfläche der Senke (und umgekehrt) entspricht.

$$\Delta V(D) = V_1(D - R) + V_2(D - R) \quad (4.24)$$

Mit Gleichung [4.20](#) erhält man ΔV_{3D} und mit Gleichung [4.23](#) ΔV_{2D} :

$$\Delta V_{3D}^{2P} = \frac{I}{\pi\sigma} \left[\frac{1}{D - R} - \frac{1}{R} \right], \quad (4.25)$$

$$\Delta V_{2D}^{2P} = \frac{I}{\pi\sigma_S} \ln \left[\frac{R}{D - R} \right]. \quad (4.26)$$

Diese Gleichungen ermöglichen es, bei einer 2-Punkt-Messung dem gemessenen Widerstand $R = V/I$ eine Leitfähigkeit σ bzw. σ_S zuordnen zu können. Ob das 2D-Modell oder das 3D-Modell verwendet werden muss, könnte eine abstandsabhängige Messung des 2-Punkt-Widerstands klären.

Um den Verlauf von ΔV_{3D} und ΔV_{2D} für das 2-Punkt-Modell qualitativ vergleichen zu können, wird eine relative Spannungsdifferenz ΔV^* berechnet. Die Spannungsdifferenz $\Delta V(D)$ wird dabei auf die Spannungsdifferenz ΔV für einen Abstand $D = 2,5 \mu\text{m}$ bezogen, da σ bzw. σ_S unbekannt sind:

$$\Delta V^*(D) = \frac{\Delta V(D)}{\Delta V(D = 2,5\mu\text{m})} \quad (4.27)$$

In [Abbildung 4.30](#) ist der Verlauf der relativen Spannungsdifferenz $\Delta V^*(D)$ beim 2-Punkt-Modell für den 3D-Fall und den 2D-Fall aufgetragen. Zu erkennen ist, dass ΔV^* mit kleiner werdendem Abstand D abnimmt. Während im 3D-Fall ΔV^* von $2,5 \mu\text{m}$ bis $0,5 \mu\text{m}$ annähernd konstant ist und erst bei kleinerem D deutlich abfällt, verringert sich ΔV^* im 2D-Fall schon bei größeren Distanzen.

Außerdem ist zu bemerken, dass, sowohl für den 3D-Fall als auch für den 2D-Fall, eine größere Kontaktfläche (größerer Radius R), eine kleinere Spannungsdifferenz bewirken. Dieses Verhalten deutet darauf hin, dass beim 2-Punkt-Modell der Kontaktwiderstand der beiden Sonden einen erheblichen Einfluss auf den Spannungsabfall innerhalb der Probe haben könnte.

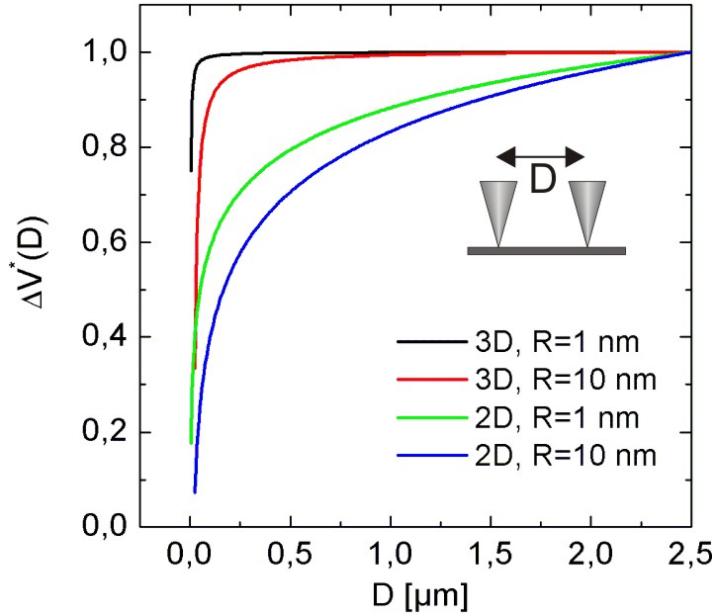


Abbildung 4.30: Relative Potentialdifferenz ΔV^* für das 2-Punkt-Modell als Funktion des Abstands D . Als Radien wurden $R = 1 \text{ nm}$ und $R = 10 \text{ nm}$ gewählt.

Aus diesem Grund ist es an dieser Stelle interessant, das 2-Punkt-Modell mit dem bekannteren 4-Punkt-Modell, welches entsprechend für 4-Punkt-Messungen benutzt wird, zu vergleichen. Da bei einer 4-Punkt-Messung die Kontaktwiderstände keine Rolle spielen, sollten deutliche Unterschiede zwischen 2- und 4-Punkt-Modell erkennbar sein.

Man stelle sich eine Anordnung vor, wie sie in [Abbildung 4.31](#) exemplarisch für den 3D-Fall dargestellt ist. Die beiden äußeren Kugelelektroden dienen als Stromquelle bzw. -senke. Die beiden inneren Elektroden messen den Spannungsabfall, der sich durch den Widerstand der Probe ergibt. Über diese inneren Elektroden wird kein Strom ein- oder abgeführt. Die Elektroden haben den gleichen Kugelradius R und den gleichen Abstand D zueinander.

Die Spannungsdifferenz zwischen den beiden inneren Elektroden lässt sich analog zum 2-Punkt-Modell für den 3D- und den 2D-Fall herleiten und ist gegeben durch:

$$\Delta V_{3D}^{4P} = \frac{I}{\pi\sigma} \left[\frac{1}{2D - R} - \frac{1}{D + R} \right], \quad (4.28)$$

$$\Delta V_{2D}^{4P} = \frac{I}{\pi\sigma_S} \ln \left[\frac{D + R}{2D - R} \right]. \quad (4.29)$$

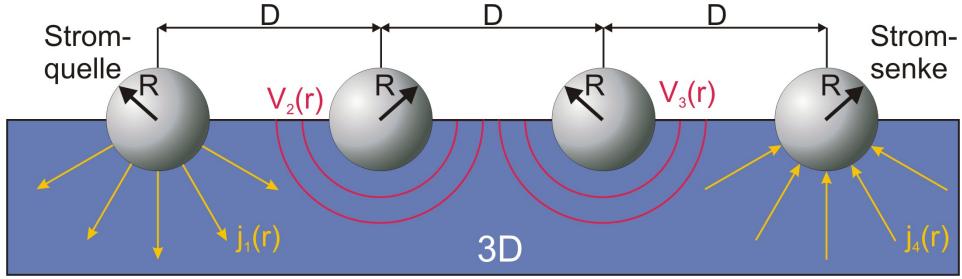


Abbildung 4.31: Das 4-Punkt-Modell für den 3D-Halbraum. Die beiden äußeren Elektroden dienen als Stromquelle und Stromsenke, während die beiden inneren Elektroden die Spannungsdifferenz auf der Probe messen.

Die relative Spannungsdifferenz ΔV^* wird wie beim 2-Punkt-Modell berechnet (Gleichung 4.27) und ist in Abbildung 4.32 für den 3D- und 2D-Fall als Funktion des Abstands D aufgetragen. Im Gegensatz zum 2-Punkt-Modell steigt ΔV^* für den 3D-Fall bei geringeren Abständen D an und bleibt für den 2D-Fall konstant. Erst bei $D < 100 \text{ nm}$ fällt ΔV^* leicht ab, da D in der selben Größenordnung liegt wie der Radius R .

Weiterhin ist in Abbildung 4.32 zu erkennen, dass, im Unterschied zum 2-Punkt-Modell, der Elektrodenradius R nur einen sehr geringen Einfluss auf die Spannungsdifferenz hat. Das bedeutet, dass der Kontaktwiderstand der Elektroden tatsächlich vernachlässigt werden kann. Erst wenn der Abstand D so klein wird, dass er in die Größenordnung von R kommt, ist die Größe der Kontaktfläche zu berücksichtigen. Vernachlässigt man den Elektrodenradius, ergeben sich für ΔV^* folgende Abhängigkeiten [Pau58]:

$$3\text{D-Fall: } \Delta V^* \propto 1/D$$

$$2\text{D-Fall: } \Delta V^* \propto \ln 2$$

Prinzipiell gelten diese Abhängigkeiten auch für das 2-Punkt-Modell. Allerdings sind diese durch den Einfluß der Radien R überlagert. Dieser Einfluß wird oft auch als *Spreading-Resistance* bezeichnet und ist für kugelförmige Elektroden definiert durch [Sch06]:

$$R_{\text{Spread}} = \frac{1}{2\pi\sigma \cdot R} \quad (4.30)$$

Je kleiner also der Kugelradius R ist, desto größer ist der „Spreading-Widerstand“. Bei der Berechnung der Graphen in Abbildung 4.30 und 4.32 wurde ein Radius von 1 nm und 10 nm benutzt. Die STM-Spitzen des 2-Spitzen-STM haben natürlich größere Radian. Allerdings sollen die STM-Spitzen bei der 2-Punkt-Messung keinen direkten mechanischen Kontakt zur Oberfläche haben sondern im Tunnelkontakt verharren. Dadurch reduziert

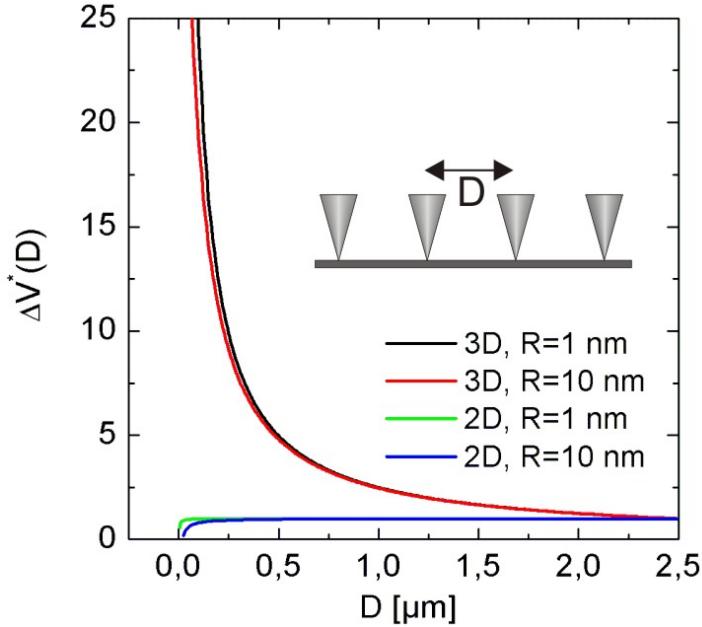


Abbildung 4.32: Relative Potentialdifferenz ΔV^* für das 4-Punkt-Modell. Der Verlauf von ΔV^* über dem Sondenabstand D ist für das 2-Punkt- und das 4-Punkt-Modell gegensätzlich.

sich die effektive Fläche, durch die der Strom in die Oberfläche eintritt deutlich, sodass R im Bereich von 1 nm bis 10 nm liegen sollte [Che93].

Neben der Vernachlässigbarkeit des Kontaktwiderstands der Messspitzen bietet die 4-Punkt-Messung gegenüber der 2-Punkt-Messung einen weiteren Vorteil. Wie in Abbildung 4.32 zu erkennen ist, verläuft der Spannungsabfall beim 2D-Fall vollkommen anders als beim 3D-Fall. Das bedeutet, dass eine abstandsabhängige Messung des Oberflächenwiderstands eindeutigere Aussagen, als bei einer 2-Punkt-Messung, zulässt, ob es sich um ein zweidimensionales oder dreidimensionales System handelt.

4.3.3 Ergebnisse

Für die 2-Punkt-Messungen auf der Si(111)-7x7-Oberfläche wurde eine Phosphor-dotierte Probe mit einem spezifischen Widerstand von $\rho \approx 5 \Omega\text{cm}$ ($n \approx 9 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) benutzt. Die Probe wurde nach dem in Ref. [SMWL89] beschriebenen Verfahren präpariert, sodass sich die 7x7-Rekonstruktion auf der Oberfläche ausbilden konnte.

Nachdem die 7x7-Rekonstruktion mit einer STM-Spitze verifiziert werden konnte, wurde die zweite STM-Spitze, unter SEM-Beobachtung, in die Nähe der ersten Spitzte manövriert. Für die Feinpositionierung der beiden Spitzen in einem Abstand von weniger

als $5\text{ }\mu\text{m}$, wurden die Spitzen in Tunnelkontakt zur Oberfläche gebracht und durch Verstellen der Offset-Spannungen an den Scannerpiezos positioniert. Da jede Änderung der Offset-Spannungen ein „Nachkriechen“ der Scannerpiezos bewirkt, wurde die Distanz zwischen den beiden Spitzen erst bestimmt, nachdem im SEM keine weitere Positionsänderung zu erkennen war.

Wie schon im vorherigen Abschnitt erwähnt wurde, sollte die 2-Punkt-Messung im Tunnelkontakt stattfinden. Dazu wurden für beide Spitzen die selben Tunnelparameter, also Tunnelspannung und Tunnelstrom, festgelegt. Um einen Einfluß des SEM-Elektronenstrahls auszuschließen, wurde dieser vor jeder Messung ausgeblendet. Bei jeder Messung wurden automatisiert folgende Schritte durchgeführt. Zuerst musste die Tunnelstromregelung, über die der Tunnelstrom konstant gehalten wird, abgeschaltet werden. Zwischen den beiden Spitzen wurde daraufhin eine Spannungsdifferenz angelegt und der Strom durch Spalte 1 und Spalte 2 gemessen. Anschließend wurde die Tunnelstromregelung mit den vorherigen Tunnelparametern wieder eingeschaltet.

Durch das Abschalten der Tunnelstromregelung besteht die Gefahr, dass sich die Entfernung zwischen den Spitzen und der Oberfläche ändert. Einerseits könnte dies dazu führen, dass bei einer längeren Messung die Spitzen mit der Oberfläche kollidieren. Andererseits würde sich auch der Tunnelwiderstand ändern, was sich wiederum auf den zu messenden Tunnelstrom auswirken würde. Aus diesem Grund wurde vor jeder 2-Punkt-Messung die Drift in z-Richtung bestimmt. In [Abbildung 4.33](#) ist eine solche Driftmessung dargestellt. Dabei wurde die von der Regelelektronik ausgegebene z-Spannung über ca. 40 Sekunden aufgezeichnet. Wie man sieht, ist die Drift linear und es kann eine konstante Driftgeschwindigkeit von $0,4\text{ }\text{\AA}/\text{s}$ bestimmt werden. Vor der 2-Punkt-Messung ist dies für beide Spitzen zu tun, sodass während der Messung versucht werden kann, die z-Drift durch eine z-Rampe zu kompensieren.

Wie in [Abschnitt 3.3.6](#) dargelegt wurde, besitzt die STM-Spitze und deren Anschlusskabel eine Kapazität zur Umgebung. Diese bewirkt, dass bei jeder Änderung der Tunnelspannung ein kapazitiver Strom gemessen wird. Um diese kapazitiven Ströme zu umgehen, wurden die Tunnelspannungen an beiden Spitzen nicht stetig in Form einer Rampe geändert, sondern stufenförmig. In [Abbildung 4.34](#) ist eine Messung der kapazitiven Ströme für eine stufenförmige Spannungsrampe dargestellt. Die STM-Spitze wurde für diese Messung von der Oberfläche zurückgezogen, sodass kein Tunnelstrom fließen konnte. Wie man im Diagramm erkennen kann, treten kapazitive Ströme nur kurzzeitig als Peak auf, sobald sich die Spannung sprungförmig ändert.

Bei ersten Tests wurde versucht, eine 2-Punkt-Messung durchzuführen, bei der die Probe auf Massepotential gelegt wurde. Es werden dabei also drei Elektroden an die Probe angelegt: die zwei STM-Spitzen und die Masse-Elektrode des Probenhalters. Wird der Strom zwischen den beiden STM-Spitzen als Funktion der Spannung zwischen einer Spitze

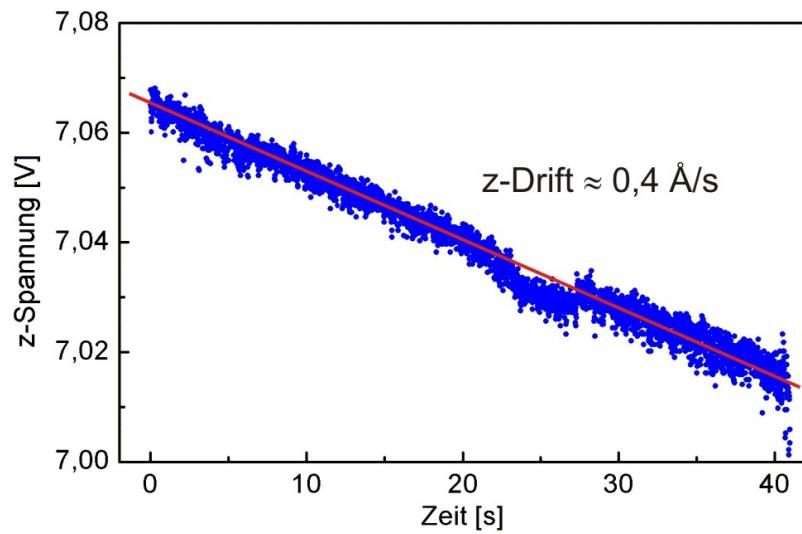


Abbildung 4.33: Bestimmung der z-Drift für eine Spitze. Die von der Regelelektronik an den Scannerpiezo angelegte z-Spannung wird aufgezeichnet und bei der 2-Punkt-Messung benutzt, um die z-Drift zu korrigieren.

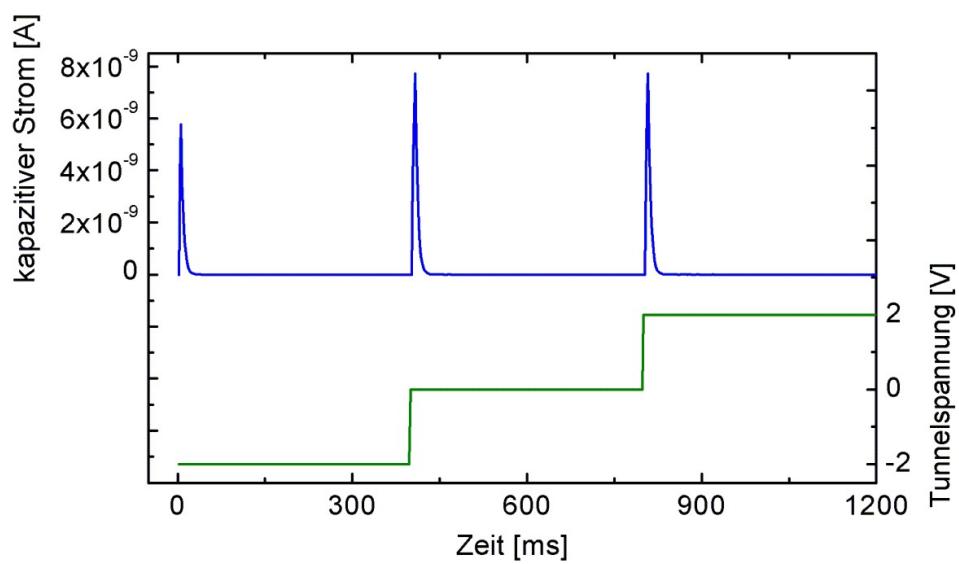


Abbildung 4.34: Kapazitive Stromspitzen bei einer stufenförmigen Spannungsrampe.

ze und der Probe gemessen, spricht man von einer *Transconductance-Messung*⁷. Zwar widerspricht eine solche Messung dem 2-Punkt-Modell, bei dem die Probe potentialfrei ist. Allerdings würde eine Messung mit geerdeter Probe es beispielsweise erlauben, die Green-Funktion eines Elektrons auf der Probenoberfläche zu bestimmen [NCS95, BF95]. Wird bei einer solchen 2-Spitzen-Messung, die Stromänderung δI_1 von Spitze 1 als Funktion der Spannungsänderung δU_2 an Spitze 2 gemessen, ist die Transconductance definiert als:

$$\sigma_{12} = \frac{\delta I_1}{\delta U_2} \propto |G(r_1, r_2, eU_2)|^2, \quad (4.31)$$

wobei $G(r_1, r_2, eU_2)$ die Green-Funktion zwischen den Orten r_1 und r_2 bei einer Energie von eU_2 ist.

Für diese Testmessung wurden beide Spitzen in einem Abstand von ca. $1\text{ }\mu\text{m}$ zueinander positioniert und bei einer Tunnelspannung von $U_T = -3\text{ V}$ und einem Tunnelstrom von $I_T = 0,5\text{ nA}$ stabilisiert. Für die Transconductance-Messung wurde an Spitze 2 eine Spannungstreppe von -2 V bis $+2\text{ V}$ angelegt ([Abbildung 4.35a](#)), während die Spannung von Spitze 1 konstant bei 0 V belassen wurde. Um mit Spitze 1 einen Strom messen zu können, der von Null verschiedenen ist, mussten beide Spitzen um ca. $8\text{ }\text{\AA}$ an die Oberfläche angenähert werden. Dabei erreichte der Tunnelstrom I_2 durch Spitze 2, wie in [Abbildung 4.35b](#) zu sehen ist, bereits $1\text{ }\mu\text{A}$ bei einer Spannung von -2 V . [Abbildung 4.35c](#) zeigt den Tunnelstrom I_1 durch Spitze 1. Da an Spitze 1 eine Spannung von 0 V anliegt, ist I_1 der Teil des Stroms I_2 der nicht durch die Probe zum Massekontakt abgeführt wird, sondern die $1\text{ }\mu\text{m}$ entfernte Spitze 1 erreicht.

Der Strom I_2 ist bei Spannungen $\Delta U \neq -2\text{ V}$ so klein, dass der Anteil, der Spitze 1 erreicht, nicht mehr messbar ist. Der Mittelwert von I_1 bei -2 V liegt bei ca. 3 pA . Das bedeutet für das Verhältnis der beiden Tunnelströme:

$$\frac{I_1}{I_2} \leq 3 \times 10^{-6}. \quad (4.32)$$

Dieses Verhältnis ist so klein, dass erst, nachdem beide Spitzen fast Kontakt mit der Oberfläche hatten, ein Transconductance-Strom gemessen werden konnte. Allerdings liegt dieser dann im Bereich des Rausch-Levels des Tunnelstrom-Vorverstärkers. Aus diesem Grund wurde von weiteren Versuchen, die Transconductance zu messen abgesehen. Um in Zukunft das Signal-Rausch-Verhältnis zu erhöhen, ist eine Messung mit

⁷Transconductance-Messungen sind bei elektronischen Bauelementen sehr gebräuchlich. Beispielsweise bezeichnet die Transconductance bei einem Feldeffekt-Transistor die Änderung des Drain-Source-Stroms bei veränderlicher Gate-Drain-Spannung und konstanter Drain-Source-Spannung [HH89].

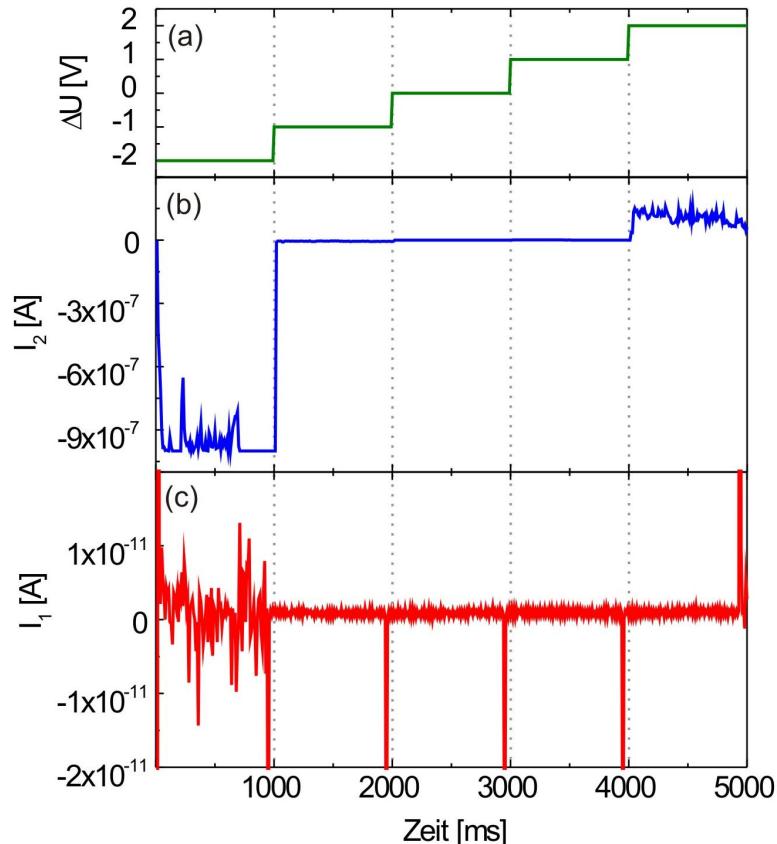


Abbildung 4.35: Versuch einer Transconductance-Messung. Beide Spitzen haben einen Abstand von $D = 1\mu\text{m}$ zueinander und sind um $\Delta z = 8\text{\AA}$ an die Oberfläche angenähert worden. (a) Die Spannungsdifferenz zwischen beiden Spitzen wird stufenförmig geändert. (b) Tunnelstrom durch Spitz 2, an der die Spannung von (a) anliegt. (c) Tunnelstrom durch Spitz 1 an der eine Spannung von 0 V anliegt.

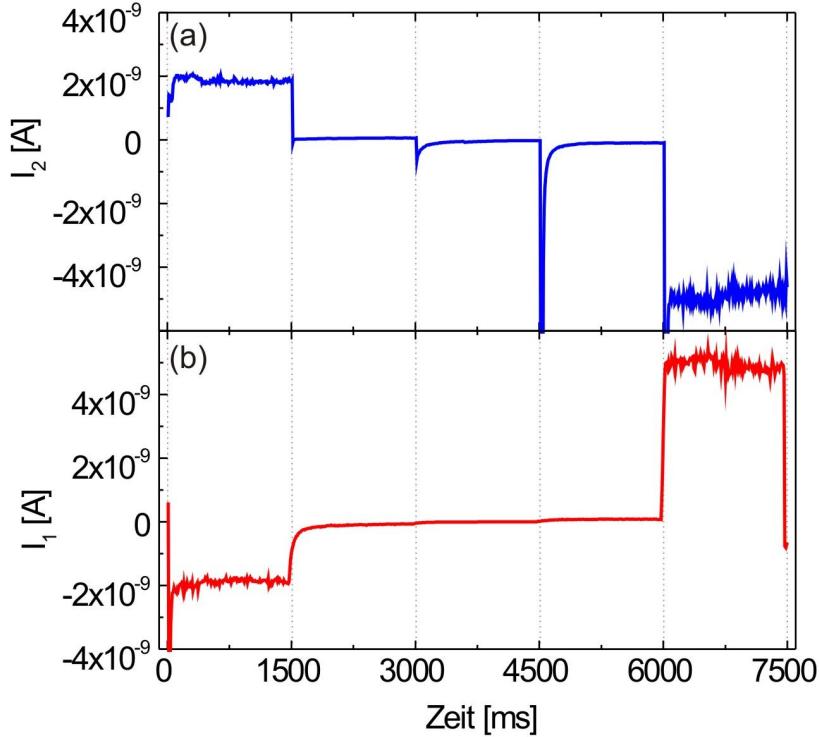


Abbildung 4.36: 2-Punkt-Messung bei einem Spitzentestabstand von $D = 500$ nm und einer Höhenänderung von $\Delta z = 5$ Å. (a) I_2 von Spitze 2, an der die Spannung stufenförmig von -2 V auf 2 V geändert wird. (b) I_1 von Spitze 1, bei der eine konstante Spannung von 0 V anliegt. Bis auf die kapazitiven Ströme, die bei einer Spannungsänderung entstehen, gilt für die gesamte Messung $I_1 = -I_2$.

Lock-in-Verstärker notwendig. Jedoch ist zu berücksichtigen, dass aufgrund der Kapazität der Tunnelspitze deren Spannung nicht moduliert werden kann. Eine Modulation der Tunnelspannung würde einen kapazitiven Strom verursachen, der eine Stabilisierung der Spitzen im Tunnelkontakt unmöglich macht. Eine andere Möglichkeit, den Tunnelstrom zu modulieren, ohne kapazitive Ströme zu induzieren, wäre, den Abstand zwischen Spitze 2 und Oberfläche zu modulieren.

Im Folgenden werden Messungen vorgestellt, bei denen die Probe mittels eines Relaischalters vom Masse-Potential getrennt ist (vgl. [Abbildung 3.17](#)). Dadurch wird der Strom durch eine Spitze in die Probe injiziert und durch die andere Spitze wieder abgeführt.

Die Spitzen wurden, wie bei der Transconductance-Messung, bei einem Tunnelstrom von $I_T = 0,5$ nA und einer Tunnelspannung von $U_T = -3$ V stabilisiert. Die Spannung an Spitze 2 wurde stufenförmig geändert, wie es in [Abbildung 4.35a](#) dargestellt ist, während Spitze 1 auf einer Spannung von 0 V lag. Um den Einfluß der Tunnelwiderstände stu-

dieren zu können, wurden die Spitzen in Ångström-Schritten von $\Delta z = 0 \text{ \AA}$ bis 5 \AA auf die Oberfläche zu bewegt. Wobei $\Delta z = 0 \text{ \AA}$ die Höhe der Spitzes bezeichnet, die durch die Tunnelparameter bestimmt ist. Insgesamt wurden die Messungen für drei verschiedene Spitzenabstände durchgeführt: $2,5 \mu\text{m}$, $1 \mu\text{m}$ und 500 nm . Der gemessene Tunnelstrom durch beide Spitzen wurde daher als Funktion von drei Parametern bestimmt: $I = I(\Delta U, \Delta z, D)$. Wobei ΔU die Spannungsdifferenz zwischen den Spitzen, Δz die Höhenänderung der Spitzen und D der Abstand der Spitzen zueinander ist.

In Abbildung 4.36 werden exemplarisch die Messwerte für I_1 und I_2 bei einem Spitzentabstand von $D = 500 \text{ nm}$ und einer Höhenänderung von $\Delta z = 5 \text{ \AA}$ gezeigt. Bei jeder Änderung der Spannung an Spalte 2 entstehen kurze kapazitive Ströme, die die Spalte und die Probe elektrisch aufladen. Davon abgesehen sind die Beträge der Tunnelströme durch beide Spitzen aber identisch. Bei -2 V an Spalte 2 beträgt der Tunnelstrom ca. 2 nA und bei $+2 \text{ V}$ sogar 5 nA . Bei einer Spannung von $\pm 1 \text{ V}$ fließen ca. $0,1 \text{ nA}$ und bei 0 V kein Strom durch beide Spitzen.

In Abbildung 4.37 sind die gemittelten Tunnelströme I_1 als Funktion der Spannung an Spalte 2, für die drei verschiedenen Spitzenabstände $2,5 \mu\text{m}$, $1,0 \mu\text{m}$ und 500 nm , dargestellt. Für jede Höhenänderung Δz ergibt sich eine andere I-U-Kennlinie. Die I-U-Kennlinien für $\Delta z = 0 \text{ \AA}$ und $\Delta z = 1 \text{ \AA}$ zeigen aufgrund der großen Tunnelwiderstände sehr kleine Ströme und wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit in Abbildung 4.37 nicht mit dargestellt.

Im Allgemeinen spiegeln die I-U-Kennlinien die nichtlineare Charakteristik eines einzigen Tunnelübergangs wieder. Weiterhin werden bei allen drei Spitzentabständen deutlich asymmetrische I-U-Kennlinien gemessen. Dieses Verhalten ist nicht sofort verständlich, da ein positiver Strom, genau wie ein negativer Strom, durch zwei Tunnelkontakte und die Probe fließen muss. Der positive Strom legt demnach den gleichen Weg zurück, wie der negative Strom. Wenn man aber annimmt, dass eine STM-Spitze eine asymmetrische Tunnelcharakteristik hat, während die andere STM-Spitze eine symmetrische Tunnelcharakteristik besitzt, müssen die I-U-Kennlinien für beide Tunnelübergänge ebenfalls ein asymmetrisches Verhalten aufweisen. Derartig unterschiedliche Tunnelcharakteristiken können beispielsweise auf Adsorbaten auf der STM-Spitze oder unterschiedliche Krümmungsradien der Spitzen zurückgeführt werden [FSF87].

Außerdem ist in Abbildung 4.37 zu beobachten, dass der Tunnelstrom nicht nur bei einer Verringerung des Abstandes der Spitzen zur Oberfläche zu nimmt, sondern auch bei einer Verringerung des Abstands zwischen den Spitzen. Um dies zu verdeutlichen, sind in Abbildung 4.38 die gemittelten Tunnelströme für $\Delta U = \pm 2 \text{ V}$ als Funktion des Abstands D dargestellt. Die Messwerte für $\Delta z = 0 \text{ \AA}$ und $\Delta z = 1 \text{ \AA}$ wurden erneut nicht berücksichtigt. Die oben angesprochene Asymmetrie der I-U-Kennlinien in Abbildung 4.37, spiegelt sich bei den I-D-Kennlinien wieder. So sind die Tunnelströme für $\Delta U = +2 \text{ V}$ in Abbildung 4.38a deutlich größer als die Beträge der Ströme für $\Delta U = -2 \text{ V}$ in Abbildung 4.38b.

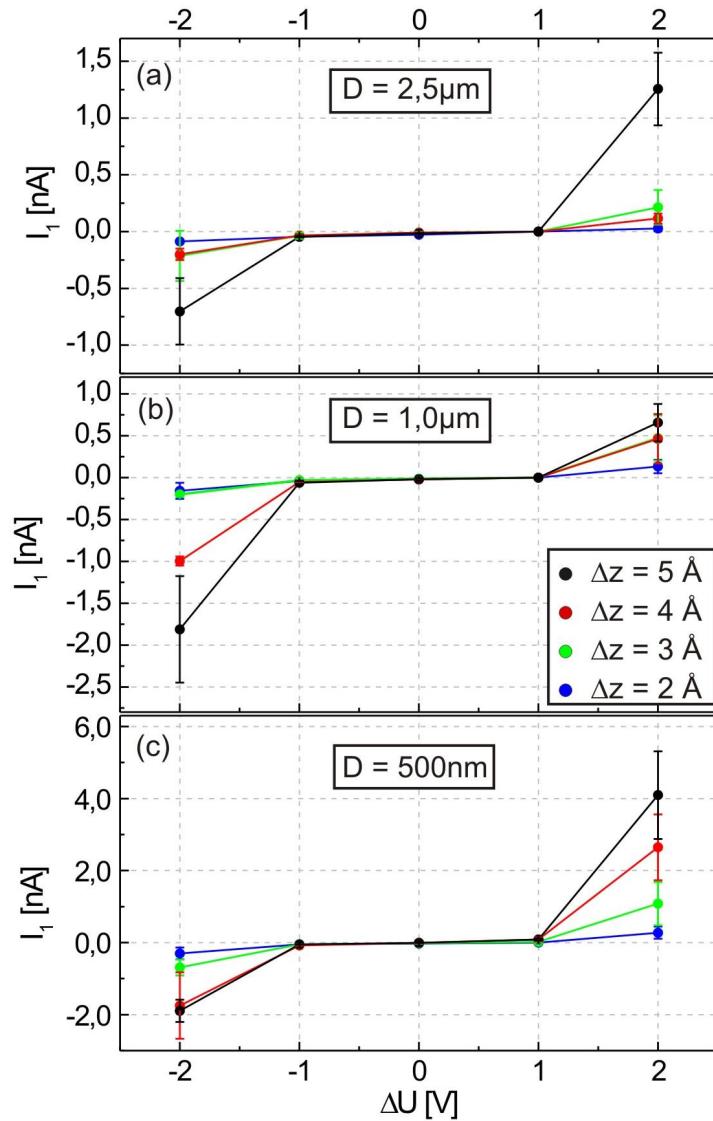


Abbildung 4.37: Strom-Spannungs-Kennlinien der 2-Punkt-Messung für einen Spitzendistanz von (a) $D = 2,5 \mu\text{m}$, (b) $D = 1,0 \mu\text{m}$ und (c) $D = 500 \text{ nm}$. Die Messungen wurden für verschiedene Höhenänderungen Δz gemacht, von denen $\Delta z = 2 \text{ \AA}$ bis 5 \AA dargestellt sind.

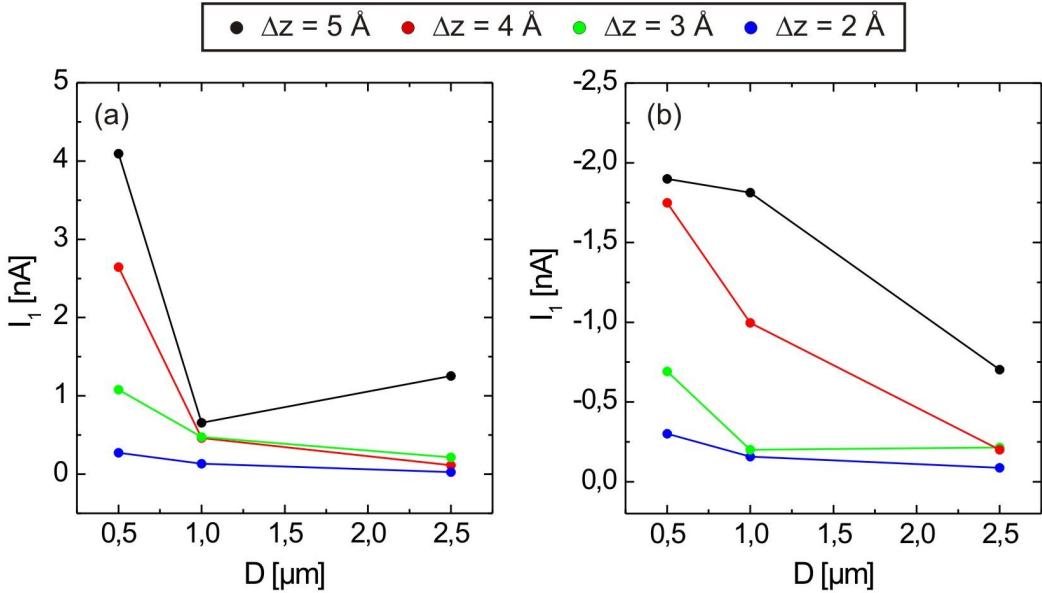


Abbildung 4.38: Darstellung des Tunnelstroms durch beide Spitze als Funktion des Abstands D bei (a) $\Delta U = +2 \text{ V}$ und (b) bei $\Delta U = -2 \text{ V}$.

Bei der Mehrheit der I-D-Kennlinien ist ein Anstieg des Tunnelstroms bei kleiner werdendem Abstand zwischen den Spitzen zu erkennen. Nur die I-D-Kennlinien für $\Delta z = 5 \text{ \AA}$ fallen aus diesem Muster heraus: bei $\Delta U = +2 \text{ V}$ (Abbildung 4.38a) fällt der Strom für $D = 1 \mu\text{m}$ leicht ab und bei $\Delta U = -2 \text{ V}$ (Abbildung 4.38b) ist der Strom bei $D = 500 \text{ nm}$ nur wenig größer als bei $D = 1 \mu\text{m}$.

Da die I-D-Kennlinien für $\Delta z = 5 \text{ \AA}$ ein Verhalten zeigen, welches nicht zu den Kennlinien für kleinere Δz passt, werden sie bei der folgenden Diskussion und Analyse nicht mit betrachtet. Der Grund für dieses abweichende Verhalten ist nicht klar. Möglicherweise sind die Tunnelübergänge bei kleineren Abständen zwischen Spitzenspitze und Oberfläche, aufgrund der erhöhten elektrischen Feldstärke, instabiler und erzeugen Messwerte die schlechter zu reproduzieren sind. Dies wird auch an den größeren Fehlerbalken in Abbildung 4.37 bei $\Delta z = 5 \text{ \AA}$ deutlich.

4.3.4 Diskussion

Um nun die Messwerte aus Abbildung 4.38 interpretieren zu können, müssen sie mit dem in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen 2-Punkt-Modell verglichen werden. Dazu können die hergeleiteten Formeln für den Spannungsabfall bei einem 3D-System ΔV_{3D} und bei einem 2D-System ΔV_{2D} (Gleichung 4.25 und 4.26) umgewandelt werden in Ausdrücke für den Widerstand der Probe R_S :

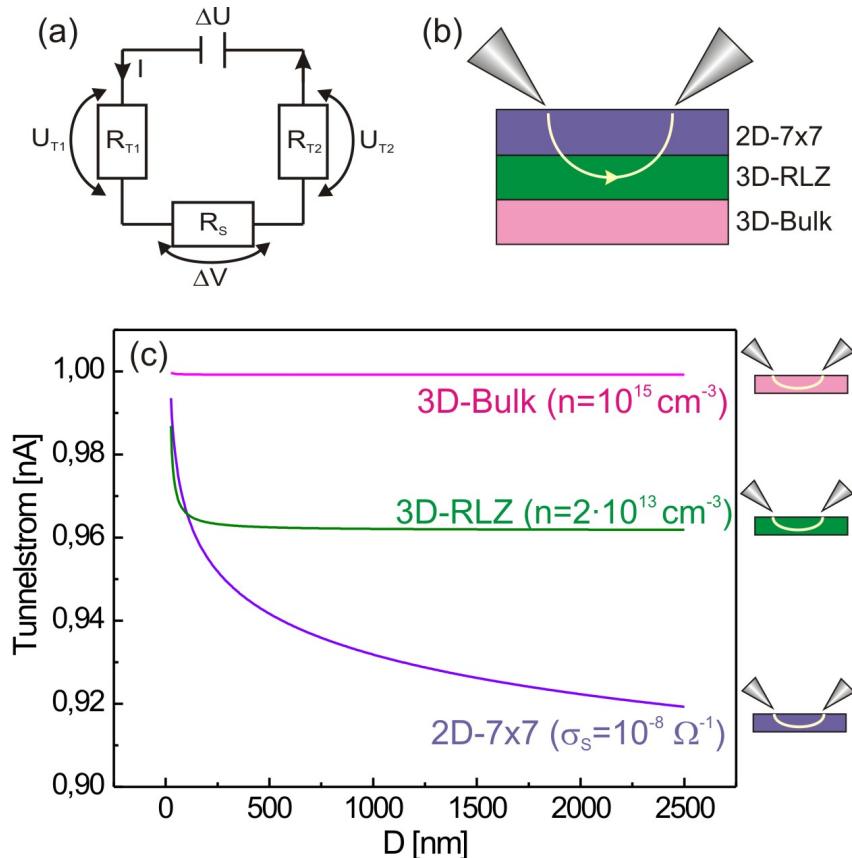


Abbildung 4.39: Berechnung des Tunnelstroms durch beide STM-Spitzen. (a) Elektrisches Ersatzschaltbild. (b) Modellsystem mit drei Bereichen: eine 2D-Schicht der 7x7-Rekonstruktion, ein 3D-Bereich für die RLZ mit geringerer Ladungsträgerkonzentration und einem 3D-Raum mit der Ladungsträgerkonzentration im Bulk. (c) Berechneter Tunnelstrom nach dem 2-Punkt-Modell für die drei Bereiche aus (b). Die Tunnelwiderstände wurden mit $R_T = 1 \text{ G}\Omega$ angenommen.

$$R_S = \frac{\Delta V}{I} \quad (4.33)$$

Der Tunnelstrom durch beide STM-Spitzen kann nun nach einem einfachen Modell berechnet werden, in dem die auftretenden Widerstände zwischen den beiden Spitzen als Serienwiderstände betrachtet werden ([Abbildung 4.39a](#)):

$$R_{gesamt} = R_S + R_{T1} + R_{T2} \quad (4.34)$$

Dabei sind R_{T1} und R_{T2} die Tunnelwiderstände der beiden Spitzen. Der Tunnelstrom $I = \Delta U / R_{gesamt}$ für ein 3D-System und ein 2D-System ist dann gegeben durch:

$$I_{3D} = \Delta U \cdot \left[\frac{1}{\pi \sigma} \left(\frac{1}{D-r} - \frac{1}{r} \right) + R_{T1} + R_{T2} \right]^{-1} \quad (4.35)$$

$$I_{2D} = \Delta U \cdot \left[\frac{1}{\pi \sigma_S} \ln \left(\frac{r}{D-r} \right) + R_{T1} + R_{T2} \right]^{-1} \quad (4.36)$$

Wobei ΔU die Spannungsdifferenz zwischen beiden Spitzen ist. Die Radien, die in Gleichung [4.25](#) und [4.26](#) noch mit R bezeichnet worden sind, werden nun mit r bezeichnet, um eine Verwechslung mit den Widerständen zu vermeiden.

In [Abbildung 4.39b](#) ist ein vereinfachtes Schichtsystem dargestellt, nach dem die Probe in unterschiedliche Bereiche eingeteilt wird. Auf der Oberfläche befindet sich eine 2D-Schicht mit der 7x7-Rekonstruktion. Dieser wird nun eine Leitfähigkeit $\sigma_S = 1 \cdot 10^{-8} \Omega^{-1}$ (nach Ref. [[WKHP06](#), [HWWH98](#)]) zugeordnet. Darunter befindet sich ein 3D-Volumen, dem die Raumladungszone (RLZ) entsprechen soll. Diesem wird für die folgende Berechnung eine mittlere Ladungsträgerkonzentration von $n = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ zugeordnet. Dies entspricht nach [Abbildung 4.26](#) der Ladungsträgerkonzentration in einer Tiefe von ca. 180 nm. Eine Änderung der Elektronenbeweglichkeit μ_n in der RLZ wird nicht berücksichtigt. Als dritter Bereich wird ein 3D-Volumen mit der Ladungsträgerkonzentration von $n = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ betrachtet, welche dem Bulk entspricht.

[Abbildung 4.39c](#) zeigt die berechneten Tunnelströme durch die jeweilige Schicht, wobei als Tunnelwiderstand $R_{T1} = R_{T2} = 1 \text{ G}\Omega$ und für den Stromeintrittsradius der Spitzen $r = 10 \text{ nm}$ angenommen wurde. Die Spannungsdifferenz zwischen Spalte 1 und Spalte 2 beträgt $\Delta U = 2 \text{ V}$.

Die drei Schichten werden getrennt voneinander betrachtet. So werden beispielsweise die 2D-Oberfläche und die 3D-RLZ-Schicht bei der Berechnung des Bulk-Stroms ignoriert. Die Berechnung des Tunnelstroms durch die Bulk-Schicht ergibt eine waagerechte Linie. Da der Probenwiderstand R_S viel kleiner als die Kontaktwiderstände (R_{T1}, R_{T2})

ist, ergibt sich keine Abstandsabhängigkeit des Tunnelstroms. Ein anderes Verhalten findet sich bei der Berechnung des Tunnelstroms durch die 3D-RLZ-Schicht und die 2D-Oberfläche. Der Tunnelstrom durch die RLZ-Schicht ist zwar für $2,5 \mu\text{m} > D > 500 \text{ nm}$ konstant, aber bei kleineren Spitzenabständen steigt der Tunnelstrom deutlich an. Für die 2D-Schicht der 7x7-Rekonstruktion ergibt sich mit den gewählten Parametern ein stetiger Anstieg des Tunnelstroms bereits ab $D = 2,5 \mu\text{m}$. Gemeinsam ist allen drei Kurven in Abbildung 4.39c, dass bei $D = 0 \text{ nm}$ der Tunnelstrom einen Wert erreicht, der bei $I = 1 \text{ nA}$ liegt. Dieser Strom ist dann nur noch durch die Tunnelwiderstände begrenzt: $I = 2 V / 2 G\Omega = 1 \text{ nA}$.

Die tatsächliche Größe der Tunnelwiderstände R_{T1} und R_{T2} ist unbekannt, da nicht klar ist, wie groß die Tunnelspannung U_{T1} bzw. U_{T2} ist, die an den beiden Tunnelübergängen während der 2-Punkt-Messung anliegt. Nur wenn dieser Spannungsabfall an den Tunnelübergängen bekannt ist, kann der Tunnelwiderstand nach $R_{Tn} = U_{Tn} / I_{Tn}$ berechnet werden. Darüber hinaus ist die Tunnelspannung nicht konstant. Wenn sich beide Spitzen annähern wird der Spannungsabfall in der Probe immer kleiner (vgl. Abbildung 4.30). Daraus folgt, dass die Tunnelspannung an den Tunnelübergängen größer werden muss. Im Folgenden wird jedoch angenommen, dass sich die Tunnelwiderstände bei einer Änderung der Tunnelspannung nicht ändern und während der Messung konstant bleiben.

Vergleicht man die Messwerte aus Abbildung 4.38 mit den Kurven aus Abbildung 4.39c, wird deutlich, dass der qualitative Verlauf der Modellrechnungen für die RLZ-Schicht und die 2D-7x7-Rekonstruktion mit den gemessenen Werten übereinstimmen. Allerdings steigen die berechneten Tunnelströme bei kleiner werdenden Spitzenabständen nur ca. $0,1 \text{ nA}$ an, während die gemessenen Tunnelströme um einen deutlich größeren Betrag ansteigen. Im Folgenden werden die freien Parameter in Gleichung 4.35 und 4.36 so angepasst, dass das 3D-Modell für die RLZ-Schicht und das 2D-Modell für die 7x7-Oberfläche besser mit den Messwerten übereinstimmt.

Zu diesen freien Parametern gehört der Stromeintrittsradius r , der die Größe der Fläche durch die der Tunnelstrom in die Probe eindringt und damit den „Spreading-Widerstand“ bestimmt. Weiterhin können die Leitfähigkeiten σ für die RLZ und σ_S für die 7x7-Oberfläche und die Tunnelwiderstände R_{T1} und R_{T2} angepasst werden. Um die Berechnungen zu vereinfachen wurden die Parameter für beide Spitzen gleichgesetzt, sodass gilt: $r = r_1 = r_2$ und $R_T = R_{T1} + R_{T2}$ (und $U_{T1} = U_{T2} = U_T$). Insgesamt werden also drei freie Parameter benutzt: die Leitfähigkeit σ bzw. σ_S , der Stromeintrittsradius r und der Tunnelwiderstand R_T .

Für die Anpassung der Tunnelwiderstände R_T der Höhenänderungen $\Delta z = 2 \text{ \AA}$ bis 4 \AA , wurde die Bedingung verwendet, dass die Tunnelwiderstände bei der Annäherung der beiden Spitzen um 1 \AA um ca. eine Größenordnung fallen. Durch diese Bedingung können die I-D-Messpunkte für die drei Höhenänderungen zusammengefasst werden und gemeinsam durch die drei freien Fit-Parameter beschrieben werden. Bei der

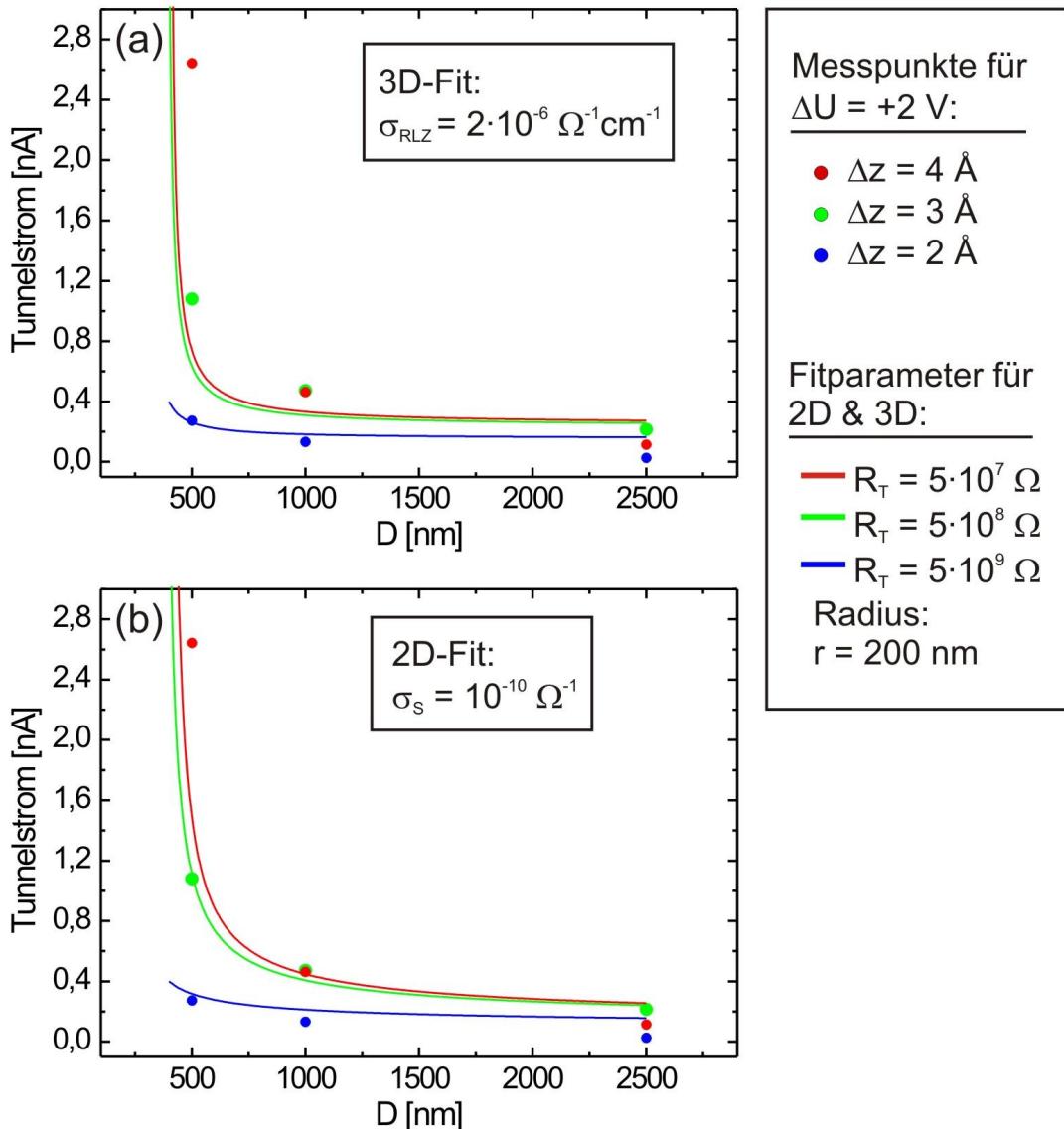


Abbildung 4.40: Berechnung des Tunnelstroms mit angepassten Parametern (a) für den 3D-Fall und (b) für den 2D-Fall. Gemeinsame Parameter für beide Fälle sind die Tunnelwiderstände R_T und der Radius r der Fläche, über die der Strom in die Probe eindringt. Gegenübergestellt sind die Messpunkte für $\Delta U = +2 \text{ V}$ (vgl. Abbildung 4.38a).

Parameteranpassung wurde so vorgegangen, dass der berechnete Tunnelstrom gut mit den Messpunkten für $\Delta z = 2 \text{ \AA}$ übereinstimmt. Die sich daraus ergebenen Werte für σ bzw. σ_S und r wurden dann für die Messpunkte bei $\Delta z = 3 \text{ \AA}$ und 4 \AA benutzt, während der Tunnelwiderstand R_T , entsprechend der obigen Bedingung, um eine Größenordnung pro Ångström reduziert wurde.

In Abbildung 4.40 sind die Ergebnisse der Parameteranpassung für den 3D-Fall und den 2D-Fall an die Messpunkte aus Abbildung 4.38a ($\Delta U = +2 \text{ V}$) dargestellt. Für beide Fälle wurde der Tunnelwiderstand mit $R_T = 5 \cdot 10^9 \Omega$ (für $\Delta z = 2 \text{ \AA}$) und der Stromeintrittsradius mit $r = 200 \text{ nm}$ bestimmt.

Der angepasste Tunnelwiderstand für $\Delta z = 2 \text{ \AA}$ ist durchaus realistisch, wenn man bedenkt, dass R_T bei $\Delta z = 0 \text{ \AA}$ und einer Tunnelspannung von $U_T = 3 \text{ V}$ für beide Spitzen $12 \text{ G}\Omega$ beträgt. Dieser müsste dann für $\Delta z = 2 \text{ \AA}$ zwei Größenordnungen kleiner sein, also etwa bei $0,1 \text{ G}\Omega$ liegen. Allerdings beträgt die tatsächliche Tunnelspannung U_T bei der Messung nicht 3 V , sondern nur einen Teil der Spannungsdifferenz ΔU zwischen den beiden Spitzen, sodass ein Tunnelwiderstand von $R_T = 5 \cdot 10^9 \Omega$ (für $\Delta z = 2 \text{ \AA}$) plausibel ist.

Weiterhin wurde sowohl für den 3D-Fall, als auch für den 2D-Fall, ein Stromeintrittsradius von $r = 200 \text{ nm}$ bestimmt. Dieser Radius ist, entgegen der vorher gemachten Annahmen, sehr groß. Allerdings konnten bei der Berechnung kleinere Radien einen derart starken Stromanstieg bei $D = 500 \text{ nm}$, wie er durch die Messpunkte in Abbildung 4.38a gegeben ist, nicht reproduzieren. Es ist anzunehmen, dass die Tunnelspitzen durch vorherige Kollisionen mit der Oberfläche so stumpf geworden sind, dass der Tunnelstrom durch eine größere Fläche fließen konnte, als angenommen wurde.

Für den 3D-Fit in Abbildung 4.40a, wurde eine Leitfähigkeit von $\sigma = 2 \cdot 10^{-6} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ verwendet. Dieser geringe Wert lieferte die beste Übereinstimmung mit den Messpunkten. Der berechnete Strom folgt sehr gut den Messpunkten für $\Delta z = 2 \text{ \AA}$. Für $\Delta z = 3 \text{ \AA}$ und 4 \AA werden die Messpunkte bei $D = 1 \mu\text{m}$ allerdings nicht so gut getroffen.

Eine wesentlich bessere Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Werten, ist für das 2D-Modell in Abbildung 4.40b zu finden. Die berechneten Graphen liegen für alle Werte von Δz nahe an den Messpunkten. Für die Berechnung der Tunnelströme wurde, neben den oben erwähnten Parametern, eine Oberflächenleitfähigkeit von $\sigma_S = 10^{-10} \Omega^{-1}$ benutzt.

Mit dem hier aufgestellten Modell kann daher nicht bestätigt werden, dass der Tunnelstrom durch zwei Spitzen einer 3D-Abhängigkeit folgt. Um diese Aussage zu unterstützen, wird im Folgenden diskutiert, wie realistisch die angepasste Leitfähigkeit von $\sigma = 2 \cdot 10^{-6} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ für den 3D-Fit ist. Wenn man von einer konstanten Elektronenmobilität μ_n ausgeht, ergibt sich für diese Leitfähigkeit die Ladungsträgerkonzentration n mit

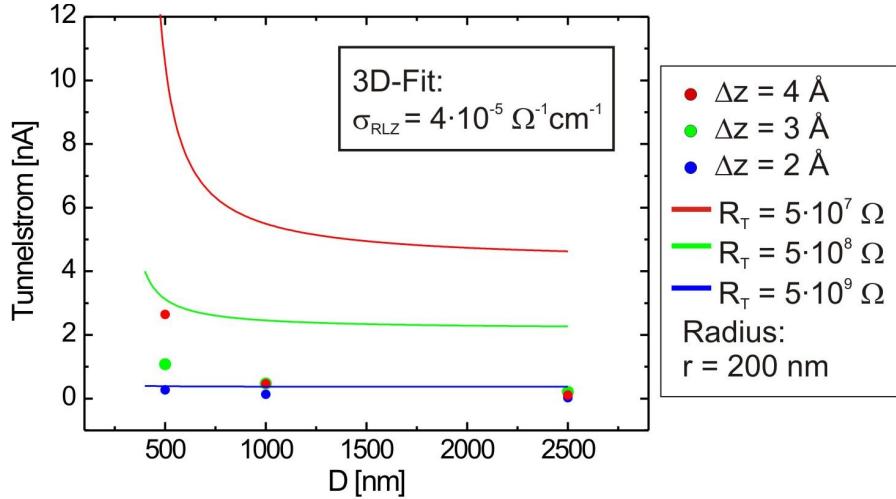


Abbildung 4.41: Vergleich der Messwerte mit den berechneten Tunnelströmen für die minimale Leitfähigkeit der Raumladungszone nach dem Schottky-Modell. Die übrigen Fit-Parameter wurden nicht verändert.

$$n = \frac{\sigma}{e \cdot \mu_n} \quad (4.37)$$

zu einem Wert von $n = 1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Jedoch sagt das Schottky-Modell für die minimale Ladungsträgerkonzentration in der Raumladungszone einen Wert $n = 2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ vorher (vgl. Abbildung 4.26). Daraus folgt, dass die minimale Leitfähigkeit an der Oberfläche der RLZ bei einem Wert von $\sigma = 4 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ liegt und damit 20 mal größer ist als die im 3D-Fit bestimmte Leitfähigkeit. Wie sich diese größere Leitfähigkeit in den Berechnungen für die Tunnelströme bemerkbar macht, ist in Abbildung 4.41 dargestellt. Bei der Berechnung wurden die anderen Fit-Parameter unverändert gelassen. Wie man erkennen kann, liegen die berechneten Ströme weit über den gemessenen Strömen. Wenn man versuchen würde, die Tunnelströme zu reduzieren, indem man die Tunnelwiderstände erhöht, wäre der Probenwiderstand R_S kleiner als die Kontaktwiderstände und eine Abstandsabhängigkeit der Tunnelströme, wie sie durch die Messungen beobachtet wurde, wäre nicht mehr gegeben. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 4.41 bei $\Delta z = 2 \text{ Å}$ zu erkennen: Da der Kontaktwiderstand so groß ist, wird der Tunnelstrom als waagerechte Linie berechnet.

Das bedeutet also, dass der Strom nicht nach dem 3D-Modell in Abbildung 4.39c fließen kann, wonach die Spitzen den Strom direkt in die Raumladungszone injizieren. Selbst, wenn man die Raumladungszone mit einer tiefen-abhängigen Leitfähigkeit betrachten würde, könnte man die Messwerte nicht erklären, da die tatsächliche Leitfähigkeit der Raumladungszone immer größer ist als die minimale Leitfähigkeit von $\sigma = 4 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$.

Zwar stimmen die Berechnungen nach dem 2D-Modell gut mit den Messwerten in Abbildung 4.40b überein. Allerdings kann man, wie auch zuvor beim 3D-Modell, entgegenhalten, dass die berechnete Flächenleitfähigkeit von $\sigma_S = 10^{-10} \Omega^{-1}$ ungefähr zwei Größenordnungen geringer ist, als die von Wells et al. und Heike et al. bestimmten Werte [WKHP06, HWH98]. Jedoch zeigte die Probenoberfläche eine Vielzahl von Punktdefekten, die zu einer verringerten Beweglichkeit der Elektronen und damit zu einer geringeren Leitfähigkeit der Oberfläche geführt haben könnten. Eine geringere Leitfähigkeit ist somit im Gegensatz zum 3D-Modell erklärbar.

Verständnisschwierigkeiten bereitet, sowohl beim 3D- als auch beim 2D-Modell, der große Stromeintrittsradius von $r = 200 \text{ nm}$. Obwohl bereits als Erklärung angeführt wurde, dass sich die Spitzen durch mehrmalige Kollisionen mit der Oberfläche abgeflacht haben könnten, kann noch eine andere Möglichkeit zur Erklärung in Betracht gezogen werden. Wenn man annimmt, dass die Elektronen, wie es in Abbildung 4.42a dargestellt ist, von der STM-Spitze in die Oberflächenzustände der 7x7-Rekonstruktion injiziert werden, dann kann dies mit einem geringen Stromeintrittsradius geschehen. Werden die Elektronen aber entlang der Oberflächenzustände weitergeleitet und nach einer gewissen Lebensdauer in die Raumladungszone gestreut, ist ein größerer Stromeintrittsradius erklärbar. Für dieses Modell ist in Abbildung 4.42b ein äquivalentes Ersatzschaltbild nach Ref. [HWH98] dargestellt. Dabei passieren die Elektronen den Tunnelwiderstand R_T und fließen dann entweder durch die Oberflächenwiderstände R_{SS} oder werden gestreut und müssen einen zusätzlichen Leckwiderstand R_L überwinden. Nach diesem Modell müsste somit eine Kombination aus 2D- und 3D-Leitfähigkeit in Betracht gezogen werden. Allerdings kann dies in dem einfachen 2-Punkt-Modell, wie es hier benutzt wurde, nicht berücksichtigt werden. Stattdessen wäre eine Analyse durch Finite-Elemente-Rechnungen notwendig um ein solches Modell exakt beschreiben zu können.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die lateralen Transportmessungen auf der Si(111)-7x7-Oberfläche mit der 2-Punkt-Methode eher auf einen zweidimensionalen als auf einen dreidimensionalen Stromtransport deuten lassen. Mit dem hier aufgestellten 2-Punkt-Modell und der Annahme einer von der Raumladungszone getrennten Oberfläche, konnte der gemessene Tunnelstrom durch zwei STM-Spitzen, mit größerer Wahrscheinlichkeit einem zweidimensionalen als einem dreidimensionalen System zugeordnet werden. Für eine realistischere Betrachtung des Stromtransports auf der 7x7-Oberfläche, muss aber eine Kombination aus beiden Schichten, entsprechend dem Modell in Abbildung 4.42b, berücksichtigt werden. Um den Strom zwischen zwei Spitzen durch derartige Schichten beschreiben zu können, ist es notwendig Finite-Elemente-Rechnungen durchzuführen.

Auch die Messmethode selbst kann verbessert werden. Wie bereits dargelegt wurde, müssen die Tunnelwiderstände von beiden STM-Spitzen als unbekannt betrachtet werden, da die am Tunnelübergang anliegende Tunnelspannung unbekannt ist. Um diese Unbekannte zu eliminieren, müsste vor jeder 2-Punkt-Messung eine Tunnelkennlinie für

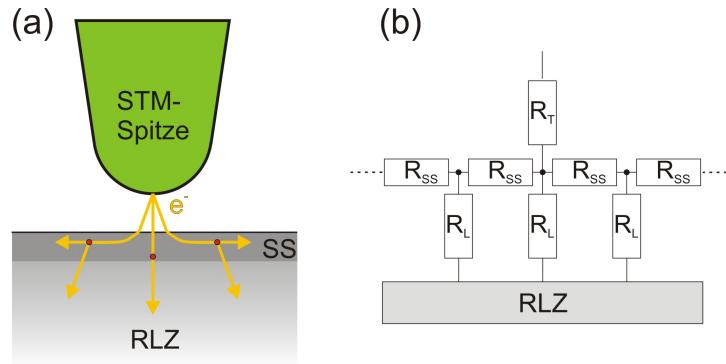


Abbildung 4.42: Vergrößerung der Stromeintrittsfläche. (a) Schema nach dem der Tunnelstrom von der STM-Spitze in die Oberflächenzustände (SS) injiziert wird. Von dort werden sie teilweise weitergeleitet und in die Raumladungszone (RLZ) gestreut. (b) Äquivalentes Ersatzschaltbild mit dem Tunnelwiderstand R_T , den Widerständen entlang der Oberfläche R_{SS} und dem Leckwiderstand R_L .

jede STM-Spitze aufgenommen werden. Anhand dieser Kennlinien könnte später dem gemessenem Strom eine Tunnelspannung und damit ein Tunnelwiderstand für beide Tunnelübergänge zugeordnet werden.

Kapitel 5

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden, mittels einer Kombinationsapparatur aus Rasterelektronenmikroskop (SEM) und Rastertunnelmikroskop (STM), Ladungstransportmessungen im Nanometerbereich und unter Ultrahochvakuum-Bedingungen durchgeführt. Zu Beginn konnte eine bestehende Kombinationsapparatur aus einem SEM und einem 1-Spitzen-STM genutzt werden. Diese Apparatur wurde dann, im Rahmen dieser Arbeit, durch ein 2-Spitzen-STM erweitert und entsprechend modifiziert.

Für das 2-Spitzen-STM wurde ein neuartiges Konzept zur Integration mehrerer, unabhängig voneinander arbeitender, STM entwickelt. Das Konzept baut auf dem bewährten Beetle-Design auf und ermöglicht es, zwei Beetle-artige STM koaxial zu einander, auf kleinem Raum anzuordnen. Dadurch war es möglich, das 2-Spitzen-STM sehr kompakt aufzubauen, ohne die Bewegungsfreiheit der STM-Spitzen einzuschränken. Der hohe Grad an Kompaktheit gewährleistet hochauflösende Abbildungseigenschaften beider STM sowie eine gute Integrierbarkeit der Elektronensäule des SEM.

Die Abbildungsfähigkeiten des 2-Spitzen-STM wurden durch atomar aufgelöste STM-Aufnahmen einer Si(111)-7x7-Oberfläche demonstriert. Es hat sich gezeigt, dass, aufgrund des kompakten Designs des 2-Spitzen-STM, eine zusätzliche Schwingungsisolierung des STM nicht notwendig ist, um atomare Auflösung zu erzielen. Dadurch ist es möglich, zur selben Zeit hochauflösende Rasterelektronen- und Rastertunnelmikroskopie zu betreiben. Eine Analysekammer aus Vollmetall wurde eingesetzt, um mechanische Schwingung innerhalb der Kammer und zwischen den Anbauteilen zu minimieren. Die Auflösungsgrenze des SEM wurde mit ca. 50 nm bestimmt.

Die Fähigkeiten der neuen Kombinationsapparatur wurden demonstriert, indem beide STM-Spitzen, unter SEM-Beobachtung, so dicht zueinander positioniert werden konnten, dass mit beiden STM-Spitzen der gleiche Bereich einer atomar-gestuften Si(111)-Oberfläche aufgenommen werden konnte. Dabei wurden Objekte im Nanometer-Maßstab von beiden STM-Spitzen wiedererkannt.

Um Ladungstransportmessungen zwischen den zwei STM-Spitzen möglich zu machen, wurde das 2-Spitzen-STM durch zwei Computer gesteuert, deren Messprogramme sich

über einen Kommunikationskanal synchronisieren konnten. Außerdem war es notwendig, die Tunnelspannungen an den STM-Spitzen anzulegen. Dazu wurden zwei Tunnelstrom-Vorverstärker so umgebaut, dass diese sowohl die Tunnelspannungen für die STM-Spitzen liefern, als auch den Tunnelstrom durch die STM-Spitzen messen konnten.

Die mit dieser Apparatur gemachten Ladungstransportmessungen wurden in vertikale und laterale Transportmessungen eingeteilt. Bei vertikalem Transport ist eine Bewegung der Ladungsträger senkrecht zur Oberfläche gemeint, während lateraler Transport eine Bewegung der Ladungsträger parallel zur Oberfläche bezeichnet. Für die vertikalen Ladungstransportmessungen wurden neuartige ohmsche Nano-Kontakte auf GaAs-Substrat untersucht. Diese Kontakte basieren auf einer Schicht aus LTG:GaAs und wurden am IBN-1 im Forschungszentrum Jülich entwickelt und hergestellt. Für die hier gezeigten Messungen wurden Nano-Kontakte mit einer Seitenlänge von $1\text{ }\mu\text{m}$ bis 100 nm verwendet. Die STM-Spitze wurde, unter SEM-Beobachtung, zu den Nano-Kontakten geführt und in definierten Schritten in die Kontakte eingetaucht. Die Strom-Spannungs-Kennlinien zeigten für alle Nano-Kontakte im Bereich von $\pm 100\text{ mV}$ ein ohmsches Verhalten. Der mittlere spezifische Widerstand der Nano-Kontakte wurde mit $\rho_{NK} = 3,7 \cdot 10^{-6}\text{ }\Omega\text{cm}^2$ bestimmt.

Des weiteren wurden resonante Tunneldioden (RTD) aus GaAs mit einer STM-Spitze kontaktiert und charakterisiert. Die hier gezeigten Messungen wurden an RTDs mit einer Seitenlänge von 100 nm bis 40 nm durchgeführt. Die gemessenen I-U-Kennlinien weisen die, für resonante Tunneldioden typischen, Strompeaks auf, wenn die Bedingung für resonantes Tunneln durch die Struktur erfüllt ist. Bei RTDs mit Seitenlängen kleiner als 70 nm konnten Multi-Peaks gemessen werden, die auf einen zunehmend eindimensionalen Transport durch die Strukturen hindeuten. Weiterhin wurde versucht, mit der zweiten STM-Spitze eine Gate-Elektrode an die RTDs anzulegen. Bei veränderter Gate-Spannung, konnte eine Verschiebung des charakteristischen RTD-Peaks, bei einer 70 nm-RTD beobachtet werden.

Für die lateralen Transportmessungen wurde die Si(111)-7x7-Oberfläche als Modellsystem benutzt. Aufgrund der elektronischen Oberflächenzustände, die energetisch innerhalb der Bandlücke von Silizium liegen, wird vermutet, dass die 7x7-Oberfläche metallisches Verhalten aufweist. Außerdem bildet sich unterhalb dieser Oberfläche eine Verarmungsschicht mit geringerer Ladungsträgerkonzentration, die als Isolatorschicht zwischen der Oberfläche und dem Halbleitervolumen dienen könnte. Um zwischen zweidimensionalen und dreidimensionalen Transportverhalten unterscheiden zu können, wurde eine abstandsabhängige Widerstandsmessung auf der 7x7-Oberfläche im Nanometerbereich durchgeführt. Dazu wurden die beiden STM-Spitzen auf bis zu 500 nm zusammengebracht. Die Widerstandsmessung fand im Tunnelkontakt statt, sodass weder die Oberflächenstruktur noch die STM-Spitzen zerstört wurden. Um die Messergebnisse interpretieren zu können, wurde ein elektrostatisches Modell zum Stromtransport über zwei Spitzen durch einen 3D-Halbraum und eine 2D-Schicht aufgestellt. Mit Hilfe dieses Modells

konnten die gemessenen Strom-Abstands-Kennlinien qualitativ erklärt werden. Weiterhin wurde versucht, die freien Modellparameter so anzupassen, dass auch der quantitative Verlauf der Strom-Abstands-Kennlinien reproduziert wurde. Mit dem 3D-Modell und der Annahme einer konstanten Leitfähigkeit konnte keine gute Übereinstimmung mit den Messwerten gefunden werden. Das 2D-Modell hingegen lieferte mit einer angenommenen Oberflächenleitfähigkeit von $\sigma_S = 10^{-10} \Omega^{-1}$ eine bessere Übereinstimmung.

Kapitel 6

Ausblick

Obwohl die Resultate aus [Abschnitt 4.3](#) qualitativ mit dem aufgestellten 2-Punkt-Modell übereinstimmen, konnte noch keine sichere Aussage gemacht werden, ob der Ladungstransport über die Oberflächenzustände stattfindet und wie groß die Oberflächenleitfähigkeit der 7x7-Rekonstruktion ist. Um sichere Aussagen machen zu können, werden Messungen bei mehr als drei verschiedenen Spitzenabständen benötigt, sodass mehr Messpunkte in den Strom-Abstands-Kennlinien zur Verfügung stehen. Weiterhin könnte eine Messung mit noch scharfen, unverbrauchten Spitzen klären, ob der unrealistische Wert für den Kontaktadius von $r = 200\text{ nm}$ auf die STM-Spitze zurückzuführen ist oder auf ein unrealistisches 2-Punkt-Modell. Außerdem gibt es für die Anpassung des 2-Punkt-Modells an die Messwerte noch zu viele freie Parameter. Um zumindest die Tunnelwiderstände als Unbekannte zu eliminieren, müssen in Zukunft vor jeder Messung die Tunnelkennlinien für beide STM-Spitzen aufgenommen werden. Anhand der Tunnelkennlinien können dann den gemessenen Strömen entsprechende Tunnelwiderstände zugeordnet werden.

Letztendlich ist es aber notwendig, ein realistischeres Modell für den Stromtransport auf der Si(111)-7x7-Oberfläche aufzustellen. In diesem Modell dürfen die verschiedenen Schichten, durch die der Ladungstransport stattfindet, nicht getrennt voneinander betrachtet werden. Weiterhin muss eine veränderliche Leitfähigkeit in der Raumladungszone in Betracht gezogen werden. Da aber die Poisson-Gleichung nur für isotrope Leitfähigkeiten analytisch lösbar ist, muss die Berechnung des Stromtransports mit Hilfe von Finite-Elemente-Rechnungen durchgeführt werden.

Wie in [Abschnitt 4.3.3](#) erwähnt wurde, sind sogenannte Transconductance-Messungen mit einem Mehr-Spitzen-STM sehr erstrebenswert. Solche Messungen wurden bisher in der Literatur nur theoretisch behandelt [[NCS95](#), [BF95](#)] und eine praktische Umsetzung scheint schwierig zu sein. Um mit dem 2-Spitzen-STM Transconductance-Messungen durchführen zu können, ist es unvermeidlich, die Spannung zwischen beiden STM-Spitzen zu modulieren, und den Transconductance-Strom mit Hilfe eines Lock-in-Verstärkers zu messen. Dazu muss die Kapazität der STM-Spitze reduziert werden. Dies

kann erreicht werden, indem die STM-Spitze und deren Anschlusskabel von einer Abschirmung umgeben ist, die auf dem gleichen Potential liegt, wie die STM-Spitze. Dadurch fließt kein kapazitiver Strom mehr über den Spitzendraht ab, sondern nur noch über dessen Abschirmung.

Weiterhin könnte versucht werden, den Elektronenstrahl des SEM als weitere Sonde neben den zwei STM-Spitzen zu nutzen. Beispielsweise könnte man sich eine Art Potentiometrie-Messung vorstellen [MP86]. Bei dieser würde der Elektronenstrahl als lokale Stromquelle und eine STM-Spitze als lokale Stromsenke genutzt. Die zweite STM-Spitze könnte nun den lokalen Spannungsabfall zwischen den beiden Sonden messen.

Bei Ladungstransportmessungen mit dem 2-Spitzen-STM besteht das größte Problem darin, dass bei jeder Messung die Kontaktwiderstände der Spitzen eine Rolle spielen. Zwar kann versucht werden diese zu bestimmen, allerdings kann, gerade im Tunnelkontakt, ein einzelnes, auf den Spitzen adsorbiertes Atom, die Eigenschaften des Tunnelkontakte ändern und somit den Kontaktwiderstand beeinflussen [Pel91]. Aus diesem Grund ist eine Erweiterung des 2-Spitzen-STM zu einem 4-Spitzen-STM erforderlich. Mit einem 4-Spitzen-STM könnten Ladungstransportmessungen nach der 4-Punkt-Methode durchgeführt werden, bei der die Kontaktwiderstände der Spitzen keine Rolle mehr spielen [Smi58]. Das in dieser Arbeit vorgestellte koaxiale Beetle-Konzept bietet die besten Voraussetzungen, das 2-Spitzen-STM zu einem 4-Spitzen-STM zu erweitern.

Erstrebenswert ist es auch, Ladungstransportmessungen an leitfähigen Nanostrukturen auf elektrisch isolierenden Substraten durchzuführen. So würde der Stromtransport ausschließlich durch diese Nanostrukturen stattfinden und ein Beitrag des Substrats kann ausgeschlossen werden. Allerdings würde auf solchen Substraten die STM-Abstandsregelung nicht mehr funktionieren. Eine Umstellung von Rastertunnel- zu Rasterkraftmikroskopie könnte aus diesem Dilemma herausführen, sodass eine Weiterentwicklung von einem Mehr-Spitzen-STM zu einem Mehr-Spitzen-AFM sehr lohnenswert wäre.

Kapitel 7

Literaturverzeichnis

- [AJN⁺98] AONO, M. ; JIANG, C. S. ; NAKAYAMA, T. ; OKUDA, T. ; QIAO, S. ; SA-KURAI, M.: How to measure the nanoscale physical properties of meterials? (in Japanisch). In: *Oyo Butsuri* 67 (1998), S. 1361
- [Ans] ANSOFT. *Ansoft Corporation, Maxwell SV (Student Version 3.1, 2005, Freeware)*. <http://www.ansoft.com/maxwells/>
- [Bec03] BECHSTEDT, F.: *Principles of Surface Physics*. Berlin : Springer Verlag, 2003
- [Bes87] BESOCKE, K.: An easy operable scanning tunneling microscope. In: *Surf. Sci.* 181 (1987), S. 145
- [BF95] BYERS, J. M. ; FLATTE, M. E.: Probing spatial correlations with nanoscale two-contact tunneling. In: *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), S. 306
- [BMR97] BARTELS, L. ; MEYER, G. ; RIEDER, K. H.: Controlled vertical manipulation of single CO molecules with the scanning tunneling microscope: A route to chemical contrast. In: *Appl. Phys. Lett.* 71 (1997), S. 213
- [BR82] BINNIG, G. ; ROHRER, H.: Scanning tunneling microscopy. In: *Helv. Phys. Acta* 55 (1982), S. 726
- [Bre82] BRESSE, J. F.: Quantitative investigations in semiconductor devices by electron beam induced current mode: a review. In: *Scanning Electron Microscopy* 4 (1982), S. 1487
- [BRGW82] BINNIG, G. ; ROHRER, H. ; GERBER, Ch. ; WEIBEL, E.: Tunneling through a controllable vacuum gap. In: *Appl. Phys. Lett.* 40 (1982), S. 187
- [BRGW83] BINNIG, G. ; ROHRER, H. ; GERBER, Ch. ; WEIBEL, E.: 7x7 Reconstruction on Si(111) resolved in real space. In: *Phys. Rev. Lett.* 50 (1983), S. 120
- [BRZ⁺97] BACA, A.G. ; REN, F. ; ZOLPER, J.C. ; BRIGGS, R.D. ; PEARTON, S.J.: A survey of ohmic contacts to III-V compound semiconductors. In: *Thin Solid Films* 308 (1997), S. 599

- [BS86] BINNIG, G. ; SMITH, D. P. E.: Single-tube three-dimensional scanner for scanning tunneling microscopy. In: *Rev. Sci. Instrum.* 57 (1986), S. 1688
- [CET74] CHANG, L.L. ; ESAKI, L. ; TSU, R.: Resonant tunneling in semiconductor double barriers. In: *Appl. Phys. Lett.* 24 (1974), S. 593
- [Che91] CHEN, C.J.: Electromechanical deflections of piezoelectric tubes with quartered electrodes. In: *Appl. Phys. Lett.* 60 (1991), S. 132
- [Che93] CHEN, C. J.: *Introduction to Scanning Tunneling Microscopy*. New York, Oxford : Oxford University Press, 1993
- [CK94] CHANG, C.Y. ; KAI, F.: *GaAs High-Speed Devices: Physics, Technology, and Circuit Applications*. New York : John Wiley and Sons, 1994
- [Dat95] DATTA, S.: *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*. London : Cambridge University Press, 1995
- [ECP⁺01] EMUNTS, A. ; COENEN, P. ; PIRUG, G. ; VOIGTLÄNDER, B. ; BONZEL, H. P.: Combination of a Besocke-type scanning tunneling microscope with a scanning electron microscope. In: *Rev. Sci. Instrum.* 72 (2001), S. 3546
- [Emu01] EMUNTS, Arndt: *Morphologie und Energetik kleiner Beikristalle untersucht mit Rastertunnel- und Rasterelektronenmikroskopie*, Forschungszentrum Jülich, Dissertation, 2001
- [ES90] EIGLER, D. M. ; SCHWEIZER, E. K.: Positioning single atom with a scanning tunneling microscope. In: *Nature* 344 (1990), S. 524
- [FBJ⁺06] FICK, D. ; BROMBERGER, C. ; JÄNSCH, H.J. ; KÜHLERT, O. ; SCHILLINGER, R. ; WEINDEL, C.: The Si(111)-(7 x 7) reconstruction: A surface close to a Mott-Hubbard metal-insulator transition? In: *Surf. Sci.* 600 (2006), S. 3835
- [FEI] FEI. *Beam Technology Devision*. <http://www.feibeamtech.com>
- [FN28] FOWLER, R. H. ; NORDHEIM, L.: Electron emission in intense electric fields. In: *Proc. Roy. Soc. A* 119 (1928), S. 173
- [FSF87] FEENSTRA, R.M. ; STROSCIO, J.A. ; FEIN, A.P.: Tunneling spectroscopy of the Si(111)2x1 surface. In: *Surf. Sci.* 181 (1987), S. 295
- [FWBT89] FROHN, J. ; WOLF, J.F. ; BESOCKE, K. ; TESKE, M.: Coarse tip distance adjustment and positioner for a scanning tunneling microscope. In: *Rev. Sci. Instrum.* 60 (1989), S. 1200
- [GBH⁺86] GERBER, Ch. ; BINNIG, G. ; H.FUCHS ; MARTI, O. ; ROHRER, H.: Scanning tunneling microscope combined with a scanning electron microscope. In: *Rev. Sci. Instrum.* 57 (1986), S. 221
- [GCK00] GUREVICH, L. ; CANALI, L. ; KOUWENHOVEN, L. P.: Scanning gate spectroscopy on nanoclusters. In: *Appl. Phys. Lett.* 76 (2000), S. 384

- [GGSM⁺97] GOLDHABER-GORDON, D. ; SHTRIKMAN, H. ; MAHALU, D. ; ABUSCH-MAGDER, D. ; MEIRAV, U. ; KASTNER, M.A.: Kondo effect in a single-electron transistor. In: *Nature* 391 (1997), S. 156
- [GHJB01] GRUBE, H. ; HARRISON, B. C. ; JIA, J. ; BOLAND, J. J.: Stability, resolution, and tip-tip imaging by a dual-probe scanning tunneling microscope. In: *Rev. Sci. Instrum.* 72 (2001), S. 4388
- [GIFL98] GRIEBEL, M. ; INDLEKOFER, K.M. ; FÖRSTER, A. ; LÜTH, H.: Transport properties of gated resonant tunneling diodes in the single electron regime. In: *Appl. Phys. Lett.* 84 (1998), S. 6718
- [GMY⁺05] GUISE, O. ; MARBACH, H. ; YATES, J. T. ; JUNG, M.C. ; LEVY, J. ; AHNER, J.: Development and performance of the nanoworkbench: A four tip STM for conductivity measurements down to submicrometer scales. In: *Rev. Sci. Instrum.* 76 (2005), S. 045107
- [Hec01] HECHT, E.: *Optik*. Oldenburg Verlag, 2001
- [HG91] HENZLER, M. ; GÖPEL, W.: *Oberflächenphysik des Festkörpers*. Stuttgart : Teubner, 1991
- [HH83] HOLLINGER, G. ; HIMPSEL, F.J.: Oxygen chemisorption and oxide formation on Si(111) and Si(100) surfaces. In: *J. Vac. Sci. Technol. A* 1 (1983), S. 640
- [HH89] HOROWITZ, P. ; HILL, W.: *The Art of Electronics*. New York : Cambridge University Press, 1989
- [HLA96] HASEGAWA, Y. ; LYO, I.W. ; AVOURIS, P.: Measurement of surface state conductance using STM point contacts. In: *Surf. Sci.* 358 (1996), S. 32
- [HWWH98] HEIKE, S. ; WATANABE, S. ; WADA, Y. ; HASHIZUME, T.: Electron conduction through surface states of the Si(111)-(7x7) surface. In: *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998), S. 890
- [IB⁺90] IBE, J. P. ; , P. P. Bey J. ; BRANDOW, S. L. ; BRIZZOLARA, R. A. ; BURNHAM, N. A. ; DiLELLA, D. P. ; LEE, K. P. ; UND R. J. COLTON, C. R. K. M.: On the electrochemical etching of tips for Scanning tunneling microscopy. In: *J. Vac. Sci. Technol. A* 8 (1990), S. 3570
- [JCPV06] JASCHINSKY, P. ; COENEN, H.P. ; PIRUG, G. ; VOIGTLÄNDER, B.: Design and performance of a beetle-type double-tip scanning tunneling microscope. In: *Rev. Sci. Instrum.* 77 (2006), S. 093701
- [Joa97] JOACHIMSTHALER, Ingo: *Entwurf eines universellen Ansteuer- und Meßsystems für Rastermikroskope*, Bergische Universität Gesamthochschule Wuppertal, Studienarbeit, 1997

- [KHHO05] KANEKO, A. ; HOMMA, Y. ; HIBINO, H. ; OGINO, T.: Ultrahigh vacuum scanning electron microscope system combined with wide-movable scanning tunneling microscope. In: *Rev. Sci. Instrum.* 76 (2005), S. 083709
- [KHM⁺03] KANAGAWA, T. ; HOBARA, R. ; MATSUDA, I. ; TANIKAWA, T. ; NATORI, A. ; HASEGAWA, S.: Anisotropy in conductance of a quasi-one-dimensional metallic surface state measured by a square micro-four-point probe method. In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), S. 036805
- [Kit86] KITTEL, Ch.: *Introduction to solid state physics*. New York : Wiley, 1986
- [KKKC95] KLEINDIEK, S. ; KIM, H. S. ; KRATSCHMER, E. ; CHANG, T. H. P.: Miniature three-axis micropositioner for scanning proximal probe and other applications. In: *J. Vac. Sci. Technol. B* 13 (1995), S. 2653
- [KL99] KIM, Ph. ; LIEBER, C. M.: Nanotube Nanotweezer. In: *Science* 286 (1999), S. 2148
- [KPCV03] KAWAMURA, M. ; PAUL, N. ; CHEREPANOV, V. ; VOIGTLÄNDER, B.: Nanowires and nanorings at the atomic level. In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), S. 096102
- [KSN⁺06] KUBO, O. ; SHINGAYA, Y. ; NAKAYAMA, M. ; AONO, M. ; NAKAYAMA, T.: Epitaxially grown WO_x nanorod probes for sub-100 nm multiple-scanning-probe measurement. In: *Appl. Phys. Lett.* 88 (2006), S. 254101
- [LAH00] LOSIO, R. ; ALTMANN, K. N. ; HIMPSEL, F. J.: Fermi surface of Si(111)7x7. In: *Phys. Rev. B* 61 (2000), S. 10845
- [LHL⁺05] LIN, X. ; HE, X.B. ; LU, J.L. ; GAO, L. ; HUAN, Q. ; SHI, D.X. ; GAO, H.J.: Four-probe scanning tunnelling microscope with atomic resolution for electrical and electro-optical property measurements of nanosystems. In: *Chin. Phys.* 14 (2005), S. 1536
- [LHY⁺06] LIN, X. ; HE, X.B. ; YANG, T.Z. ; GUO, W. ; SHI, D.X. ; GAO, H.J. ; MA, D.D.D. ; LEE, S.T. ; LIU, F. ; XIE, X.C.: Intrinsic current-voltage properties of nanowires with four-probe scanning tunneling microscopy: A conductance transition of ZnO nanowire. In: *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006), S. 043103
- [LJB99] LEPIDIS, P. ; JOACHIMSTHALER, I. ; BALK, L. J.: A PC-based scan control unit for fast view scanning electron microscope imaging. In: *Scanning* 21 (1999), S. 84
- [Lüt95] LÜTH, H.: *Surfaces and interfaces of solid materials*. Berlin : Springer Verlag, 1995
- [Lüt01] LÜTH, H.: *Solid Surfaces, Interfaces and Thin Films*. Berlin, Heidelberg : Springer, 2001

- [LWM⁺90] LOOK, D.C. ; WALTERS, D.C. ; MANASREH, M.O. ; SIZELOVE, J.R. ; SUTZ, C.E. ; EVANS, K.R.: Anomalous Hall-effect results in low-temperature molecular-beam-epitaxial gallium arsenide: hopping in a dense EL2-like band. In: *Phys. Rev. B.* 42 (1990), S. 3578
- [McM89] McMULLAN, D.: SEM - Past, Present and Future. In: *J. Microscopy* 155 (1989), S. 373
- [MKR00] MICHELY, Th. ; KAISER, M. ; ROST, M. J.: Plug „n“ play scanning probe microscopy. In: *Rev. Sci. Instrum.* 71 (2000), S. 4461
- [Mön01] MÖNCH, W.: *Semiconductor Surfaces and Interfaces*. Berlin, Heidelberg : Springer, 2001
- [MP86] MURALT, P. ; POHL, D.W.: Scanning tunneling potentiometrie. In: *Appl. Phys. Lett.* 48 (1986), S. 514
- [MUH⁺04] MATSUDA, I. ; UENO, M. ; HIRAHARA, T. ; HOBARA, R. ; MORIKAWA, H. ; LIU, C. ; HASEGAWA, S.: Electrical resistance of a monatomic step on a crystal surface. In: *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004), S. 236801
- [MWH⁺95] MELLOCH, M.R. ; WOODALL, J.M. ; HARMON, E.S. ; OTSUKA, N. ; POLLAK, F.H. ; NOLTE, D.D. ; FEENSTRA, F.M. ; LUTZ, M.A.: Low-temperature-grown III-V materials. In: *Annu. Rev. Mater. Sci.* 25 (1995), S. 547
- [NCS95] NIU, Q. ; CHANG, M.C. ; SHIH, C.K.: Double-tip scanning tunneling microscope for surface analysis. In: *Phys. Rev. B* 51 (1995), S. 5502
- [NJMW96] NG, T.-B. ; JANES, D.B. ; MCINTURFF, D.T. ; WOODALL, J.M.: Inhibited oxidation in low-temperature grown GaAs surface layers observed by photoelectron spectroscopy. In: *Appl. Phys. Lett.* 69 (1996), S. 3551
- [OC01] OKAMOTOA, H. ; CHEN, D.: An ultrahigh vacuum dual-tip scanning tunneling microscope operating at 4.2 K. In: *Rev. Sci. Instrum.* 72 (2001), S. 4398
- [OKW⁺87] OKANO, M. ; KAJIMURA, K. ; WAKIYAMA, S. ; SAKAI, F. ; MIZUTANI, W. ; ONO, M.: Vibration isolatation for scanning tunneling microscopy. In: *J. Vac. Sci. Technol. A* 5 (1987), S. 3313
- [OMH⁺05] OKINO, H. ; MATSUDA, I. ; HOBARA, R. ; HOSOMURA, Y. ; HASEGAWA, S.: In situ resistance measurements of epitaxial cobalt silicide nanowires on Si(110). In: *Appl. Phys. Lett.* 86 (2005), S. 233108
- [Omi] OMICRON. *Omicron Nanotechnology GmbH, UHV-Nanoprobe System.* <http://www.omicron.de>
- [Pau58] VAN DER PAUW, L.J.: A methode of measuring specific resistivity and Hall Effect of discs of arbitrary shape. In: *Philips Rep. Repts.* 13 (1958), S. 1

- [PBR04] PERTAYA, N. ; BRAUN, K.-F. ; RIEDER, K.-H.: On the stability of Besocke-type scanners. In: *Rev. Sci. Instrum.* 75 (2004), S. 2608
- [Pel91] PELZ, J.P.: Tip-related electronic artifacts in scanning tunneling spectroscopy. In: *Phys. Rev. B* 43 (1991), S. 6746
- [Per86] PERSSON, B.N.J.: Electronic conductivity of Si(111)-(7 x 7). In: *Phys. Rev. B* 34 (1986), S. 5916
- [PSP⁺01] DE PICCIOTTO, R. ; STORMER, H.L. ; PFEIFFER, L.N. ; BALDWIN, K.W. ; WEST, K.W.: Four-terminal resistance of a ballistic quantum wire. In: *Nature* 411 (2001), S. 51
- [Rei98] REIMER, L.: *Scanning Electron Microscopy*. Berlin : Springer-Verlag, 1998
- [RK31] RUSKA, E. ; KNOLL, M.: Die magnetische Sammelspule für schnelle Elektronenstrahlen. In: *Z. Techn. Phys.* 12 (1931), S. 389, 448
- [RRA⁺88] REED, M.A. ; RANDALL, J.N. ; AGGARWAL, R.J. ; MATYI, R.J. ; MOORE, T.M. ; WETSEL, A.E.: Observation of discrete electronic states in a zero-dimensional semiconductor nanostructure. In: *Phys. Rev. Lett.* 60 (1988), S. 538
- [RYKM89] RANDALL, J.N. ; YANG, C.H. ; KAO, Y.C. ; MOORE, T.M.: Fabrication of electron beam defined ultrasmall ohmic contacts for III-V semiconductors. In: *J. Vac. Sci. Technol. B* 7 (1989), S. 2007
- [Sa94] SCHMIDT, P. F. ; ET AL.: *Praxis der Rasterelektronenmikroskopie und Microbereichsanalyse*. expert-Verlag, 1994
- [Sch42] SCHOTTKY, W.: Vereinfachte und erweiterte Theorie der Randschichtgleichrichter. In: *Z. Physik* 118 (1942), S. 539
- [Sch06] SCHRODER, D.K.: *Semiconductor - Material and Device Characterization*. Hoboken, NJ : Wiley-Interscience, 2006
- [Smi58] SMITS, F.M.: Measurement of sheet resistivities with the 4-Point probe. In: *Bell Syst. Tech. J* 37 (1958), S. 711
- [SMV07] STRÓZECKA, A. ; MYSLIVECEK, J. ; VOIGTLÄNDER, B.: Scanning tunneling spectroscopy and manipulation of C₆₀ on Cu(111). In: *Appl. Phys. A* 87 (2007), S. 475
- [SMWL89] SWARTZENTRUBER, B.S. ; MO, Y.-W. ; WEBB, M.B. ; LAGALLY, M. G.: Scanning tunneling microscopy studies of structural disorder and steps on Si surfaces. In: *J. Vac. Sci. Technol. A* 7 (1989), S. 2901
- [SN06] SZE, S.M. ; NG, K.K.: *Physics of Semiconductor Devices*. New York : John Wiley and Sons, 2006
- [SS97] SWANSON, L. W. ; SCHWIND, G. A.: *Handbook of Charged Particle Optics*. New York : edited by J. Orloff, CRC Press, 1997

- [STH⁺01a] SHIRAKI, I. ; TANABE, F. ; HOBARA, R. ; NAGAO, T. ; HASEGAWA, S.: Independently driven four-tip probes for conductivity measurements in ultrahigh vacuum. In: *Surf. Sci.* 493 (2001), S. 633
- [STH⁺01b] SHIRAKI, I. ; TANABE, F. ; HOBARA, R. ; NAGAO, T. ; HASEGAWA, S.: Independently driven four-tip probes for conductivity measurements in ultrahigh vacuum. In: *Surf. Sci.* 493 (2001), S. 633
- [SWH98] STIPE, B. C. ; AD W. HO, M. A. R.: Single-molecule vibrational spectroscopy and microscopy. In: *Science* 280 (1998), S. 1732
- [TSN91] TSUKAMOTO, S. ; SIU, B. ; NAKAHIRI, N.: Twin-probe scanning tunnelling microscope. In: *Rev. Sci. Instrum.* 62 (1991), S. 1767
- [TSO79] TUGGLE, D. ; SWANSON, L. W. ; ORLOFF, J.: Application of a thermal field emission source for high resolution, high current e-beam microprobes. In: *J. Vac. Sci. Technol. A* 16 (1979), S. 1699
- [TTT85a] TAKAYANAGI, K. ; TANISHIRO, Y. ; TAKAHASHI, M. ; TAKAHASHI, S.: Structural analysis of Si(111)-7x7 by UHV-transmission electron diffraction and microscopy. In: *J. Vac. Sci. Technol. A* 3 (1985), S. 1502
- [TTT85b] TAKAYANAGI, K. ; TANISHIRO, Y. ; TAKAHASHI, M. ; TAKAHASHI, S.: Structure analysis of Si(111)-7x7 reconstructed surface by transmission electron diffraction. In: *Surf. Sci.* 164 (1985), S. 367
- [TYM⁺03] TANIKAWA, T. ; YOO, K. ; MATSUDA, I. ; HASEGAWA, S.: Nonmetallic transport property of the Si(111)7x7 surface. In: *Phys. Rev. B* 68 (2003), S. 113303
- [VLSB05] VOIGTLÄNDER, B. ; LINKE, U. ; STOLLWERK, H. ; BRONA, J.: Preparation of bead metal single crystals by electron beam heating. In: *J. Vac. Sci. Technol. A* 23 (2005), S. 1535
- [VZW96] VOIGTLÄNDER, B. ; ZINNER, A. ; WEBER, Th.: High temperature scanning tunneling microscopy during molecular beam epitaxy. In: *Rev. Sci. Instrum.* 67 (1996), S. 2568
- [Wen04] WENSORRA, Jakob: *Transportuntersuchungen an vertikalen resonanten Tunneldioden im Sub-100 Nanometer-Bereich*, Forschungszentrum Jülich, Diplomarbeit, 2004
- [Wie94] WIESENDANGER, R.: *Scanning Probe Microscopy and Spectroscopy*. Cambridge : Cambridge University Press, 1994
- [WIL⁺05] WENSORRA, J. ; INDLEKOFER, K.M. ; LEPSA, M.I. ; FÖRSTER, A. ; LÜTH, H.: Resonant tunneling in nanocolumns improved by quantum collimation. In: *Nano Letters* 5 (2005), S. 2470

- [WKHP06] WELLS, J.W. ; KALLEHAUGE, J.F. ; HANSEN, T.M ; PH., Hofmann: Disentangling surface, bulk, and space-charge-layer conductivity in Si(111)-(7x7). In: *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006), S. 206803
- [WKS97] WIESSNER, A. ; KIRSCHNER, J. ; SCHÄFER, G. ; BERGHAUS, T.: Design considerations and performance of a combined scanning tunneling and scanning electron microscope. In: *Rev. Sci. Instrum.* 68 (1997), S. 2269
- [WLI⁺06] WENSORRA, J. ; LEPSA, M.I. ; INDLEKOFER, K.M. ; FÖRSTER, A. ; JASCHINSKY, P. ; VOIGTLÄNDER, B. ; PIRUG, G. ; LÜTH, H.: Ohmic contacts for GaAs based nanocolumns. In: *phys. stat. sol. a* 203 (2006), S. 3559
- [WMS⁺01] WATANABE, H. ; MANABE, C. ; SHIGEMATSU, T. ; SHIMOTANI, K. ; SHIMIZU, M.: Single molecule DNA device measured with triple-probe atomic force microscope. In: *Appl. Phys. Lett.* 79 (2001), S. 2462
- [WMSS01] WATANABE, H. ; MANABE, C. ; SHIGEMATSU, T. ; SHIMIZU, M.: Dual-probe scanning tunneling microscope: Measuring a carbon nanotube ring transistor. In: *Appl. Phys. Lett.* 78 (2001), S. 2928
- [You71] YOUNG, R.D.: Surface microtopography. In: *Physics Today* 24 (Nov. 1971), S. 42
- [YS96] YOSHIMURAA, M. ; SHINABE, S.: Scanning tunneling microscopy study of the interfacial structure of nickel silicides. In: *J. Vac. Sci. Technol. B* 14 (1996), S. 1029
- [YWS72] YOUNG, R. ; WARD, J. ; SCIRE, F.: The Topografiner: An instrument for measuring surface microtopography. In: *Rev. Sci. Instrum.* 43 (1972), S. 999
- [Zeg04] VAN ZEGHBROECK, B. *Principles of Semiconductor Devices*. <http://ece-www.colorado.edu/bart/book/welcome.htm>. 2004
- [Zöp00] ZÖPHEL, Sven: *Der Aufbau eines Tieftemperatur-Rastertunnelmikroskops und Strukturuntersuchungen auf vicinalen Kupferoberflächen*, Freie Universität Berlin, Dissertation, 2000

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei Allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Besondere Dank gilt dabei folgenden Personen:

Dr. Bert Voigtländer und Dr. Gerhard Pirug, für die Möglichkeit, am damaligen ISG-3 und heutigen IBN-3, die Doktorarbeit durchführen zu können und für die Betreuung und Unterstützung in den letzten drei Jahren.

Dr. Josef Mysliveček für die umfangreiche Unterstützung beim Aufbau der Elektronik, für die Hilfe bei der Delphi-Programmierung, sowie für zahlreiche inspirierende Diskussionen und die Einführungen in die Geheimnisse der STM-Mystik.

Franz-Peter Coenen und Helmut Stollwerk für die Konstruktionen zu dem 2-Spitzen-STM und der UHV-Apparatur, sowie für die sympathische Arbeitsatmosphäre im Kellergeschoss des IBN-3.

Jakob Wensorra für sein Interesse an der STM/SEM-Apparatur und für die gute Zusammenarbeit bei der Charakterisierung der Nano-Kontakte und der resonanten Tuneldioden.

Den Mitarbeitern und Mitarbeiterinnen der mechanischen Werkstatt des IBN für die gute Zusammenarbeit bei der Entwicklung des 2-Spitzen-STM und für die Präzisionsanfertigung von vielen Teilen des 2-Spitzen-STM.

Udo Linke für die Unterstützung bei Problemen mit dem Rasterelektronenmikroskop und die zahlreichen einfachen aber hilfreichen Tipps.

Schließlich danke ich meinen Bürokollegen Michel Kazempoor und Hans-Martin Loritz für die lockere Arbeitsatmosphäre und die vielen, nicht ganz so ernsten Diskussionen.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Jaschinsky
Vorname: Philipp
Geburtsdatum: 4. November 1978
Geburtsort: Halle (Saale)
Familienstand: ledig

Schulausbildung

1984 - 1990 POS Gustav Bormann in Halle (Saale)
1990 - 1997 Südstadtgymnasium in Halle (Saale)
1997 Abitur

Grundwehrdienst

Januar 1998 - Oktober 1998 Luftwaffe, Radarstation in Altenburg

Studium

1998 - 2000 TU Ilmenau, Vordiplom in Technischer Physik
Februar 2002 - Juni 2002 Praktikum, Infineon Dresden GmbH, Thema: „Entwicklung eines Fokusmonitors für optisch-lithographische Maschinen“
2000 - 2003 TU Ilmenau, Diplom in Technischer Physik, Thema der Diplomarbeit: „Konstruktion und Demonstration eines SNOM-Messkopfes“
2004 - 2007 Forschungszentrum Jülich GmbH, Dissertation

Veröffentlichungen

1. P. Jaschinsky, P. Coenen, G. Pirug, B. Voigtländer: Design and performance of a beetle-type double-tip scanning tunneling microscope, Review of Scientific Instruments 77, 093701 (2006) (Artikel wurde ausgewählt für eine Publikation im Virtual Journal of Nanoscale Science & Technology, Ausgabe vom 25.09.2006)
2. B. Voigtländer, P. Jaschinsky: Combined SEM and Multi-tip- STM as a method for charge transport measurements at the nanoscale, Poster bei der Physical Electronics Conference 2007 (ausgezeichnet mit dem 3.Preis für den besten Posterbeitrag)
3. J. Wensorra, M. I. Lepsa, K. M. Indlekofer, A. Förster, P. Jaschinsky, B. Voigtländer, G. Pirug, H. Lüth: Ohmic contacts for GaAs based nanocolumns, physica status solidi (a) 203, 3559 (2006)
4. T. Kirner, P. Jaschinsky, J.M. Köhler: Spatially resolved detection in miniaturized reaction diffusion experiments in chip reactors for education, Chemical Engineering Journal 101, 163 (2004)