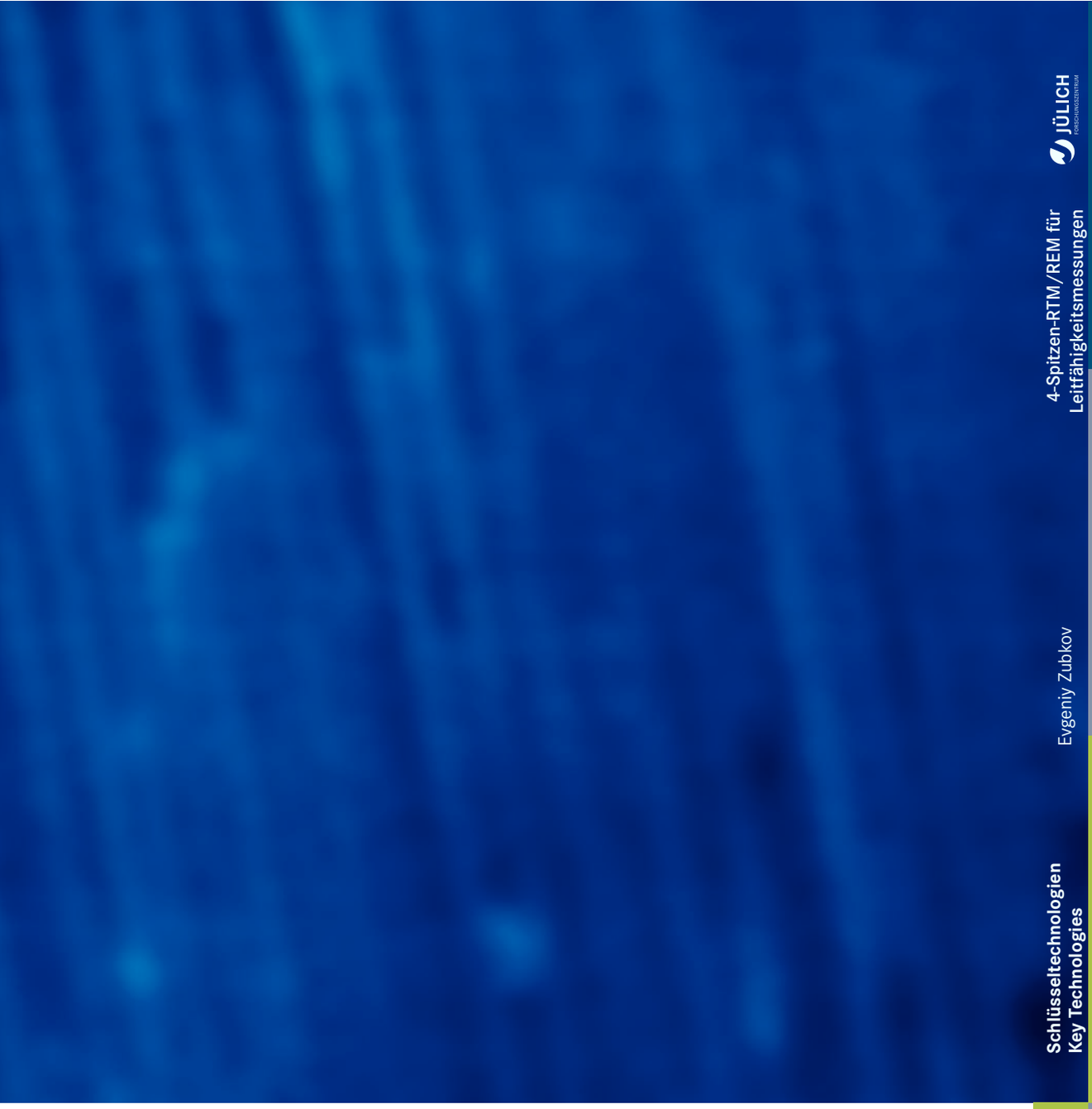


Schlüsseltechnologien / Key Technologies
Band / Volume 55
ISBN 978-3-89336-848-8

JÜLICH
FORSCHUNGSZENTRUM

55

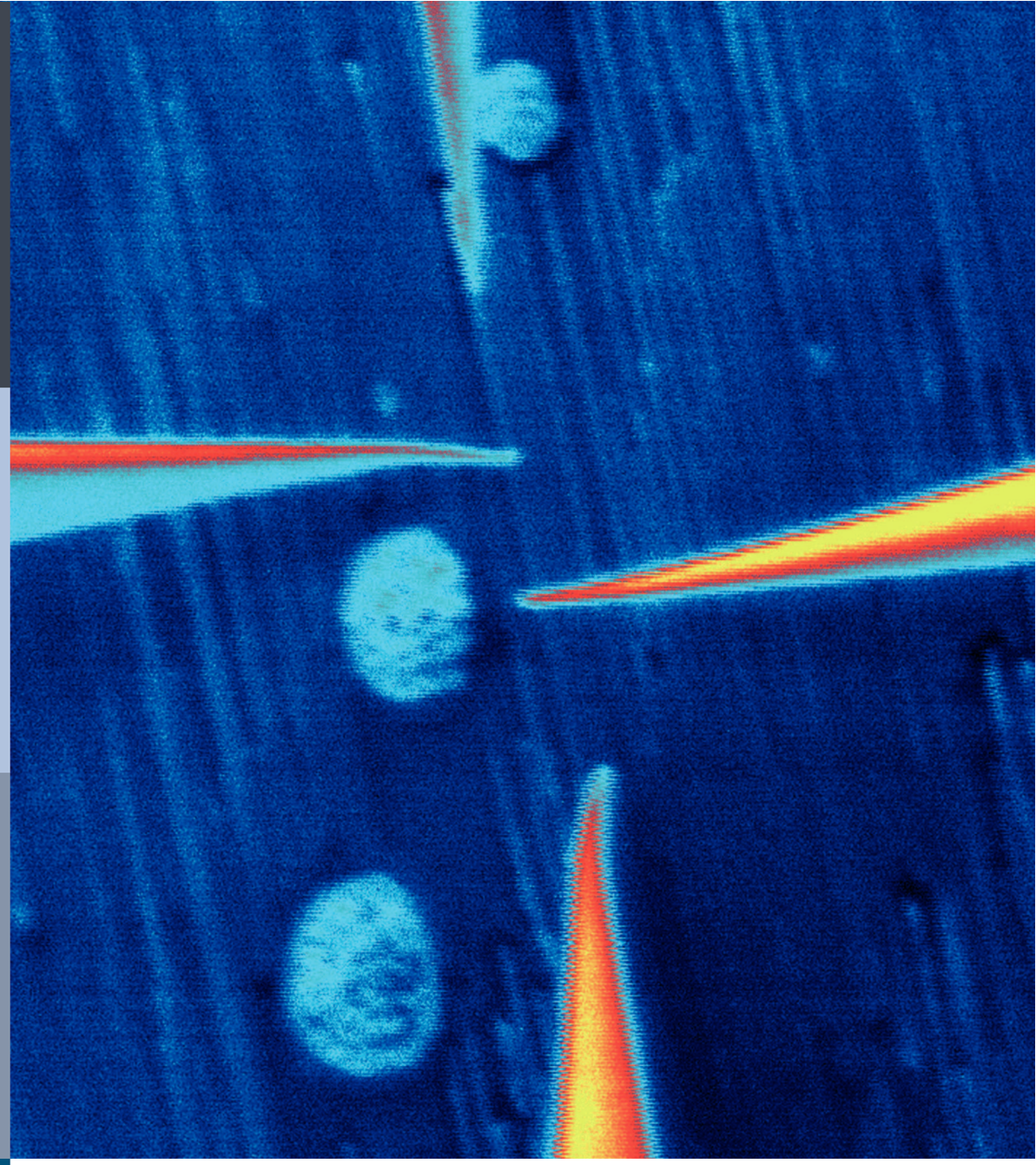
Mitglied in der Helmholtz-Gemeinschaft

Schlüsseltechnologien
Key Technologies

4-Spitzen-RTM/REM für
Leitfähigkeitsmessungen

Evgeniy Zubkov

JÜLICH
FORSCHUNGSZENTRUM



Aufbau einer Vierspitzen-Rastertunnelmikroskop/ Rasterelektronenmikroskop-Kombination und Leitfähigkeitsmessungen an Silizid Nanodrähten

Evgeniy Zubkov

JÜLICH
FORSCHUNGSZENTRUM

Schriften des Forschungszentrums Jülich
Reihe Schlüsseltechnologien / Key Technologies Band / Volume 55

Forschungszentrum Jülich GmbH
Peter Grünberg Institut (PGI)
Functional Nanostructures at Surfaces (PGI-3)

Aufbau einer Vierspitzen-Rastertunnelmikroskop/ Rasterelektronenmikroskop-Kombination und Leitfähigkeitsmessungen an Silizid Nanodrähten

Evgeniy Zubkov

Schriften des Forschungszentrums Jülich
Reihe Schlüsseltechnologien / Key Technologies Band / Volume 55

ISSN 1866-1807 ISBN 978-3-89336-848-8

Bibliographic information published by the Deutsche Nationalbibliothek.
The Deutsche Nationalbibliothek lists this publication in the Deutsche Nationalbibliografie; detailed bibliographic data are available in the Internet at http://dnb.d-nb.de.

Publisher and Distributor: Forschungszentrum Jülich GmbH
Zentralbibliothek
52425 Jülich
Phone +49 (0) 24 61 61-53 68 · Fax +49 (0) 24 61 61-61 03
e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de
Internet: http://www.fz-juelich.de/zb

Cover Design: Grafische Betriebe, Forschungszentrum Jülich GmbH

Printer: Grafische Betriebe, Forschungszentrum Jülich GmbH

Copyright: Forschungszentrum Jülich 2013

Schriften des Forschungszentrums Jülich
Reihe Schlüsseltechnologien / Key Technologies Band / Volume 55

D 82 (Diss.,RWTH Aachen University, 2013)

ISSN 1866-1807
ISBN 978-3-89336-848-8

The complete volume is freely available on the Internet on the Jülicher Open Access Server (JUWEL) at http://www.fz-juelich.de/zb/juwel

Neither this book nor any part of it may be reproduced or transmitted in any form or by any means, electronic or mechanical, including photocopying, microfilming, and recording, or by any information storage and retrieval system, without permission in writing from the publisher.

Abstract

In this work the combination of a four-tip scanning tunneling microscope with a scanning electron microscope is presented. By means of this apparatus it is possible to perform the conductivity measurements on the in-situ prepared nanostructures in ultra-high vacuum. With the aid of a scanning electron microscope (SEM), it becomes possible to position the tunneling tips of the four-tip scanning tunneling microscope (STM), so that an arrangement for a four-point probe measurement on nanostructures can be obtained.

The STM head was built according to the novel coaxial Beetle concept. This concept allows on the one hand, a very compact arrangement of the components of the STM and on the other hand, the new-built STM head has a good mechanical stability, in order to achieve atomic resolution with all four STM units. The atomic resolution of the STM units was confirmed by scanning a Si(111)-7x7 surface. The thermal drift during the STM operation, as well as the resonant frequencies of the mechanical structure of the STM head, were determined. The scanning electron microscope allows the precise and safe navigation of the tunneling tips on the sample surface. Multi tip spectroscopy with up to four STM units can be performed synchronously.

To demonstrate the capabilities of the new-built apparatus the conductivity measurements were carried out on metallic yttrium silicide nanowires. The nanowires were prepared by the in-situ deposition of yttrium on a heated Si(110) sample surface.

Current-voltage curves were recorded on the nanowires and on the wetting layer in-between. The curves indicate an existence of the Schottky barrier between the yttrium silicide nanowires and the silicon bulk. By means of the two-tip measurements with a gate, the insulating property of the Schottky barrier has been confirmed. Using this Schottky barrier, it is possible to limit the current to the nanowire and to prevent it from flowing through the silicon bulk.

A four-tip resistance measurement with a gate has provided the resistance of

the nanowire. From the dimensions of the nanowire the resistivity was calculated. The obtained resistivity was found to be in agreement with literature values. In addition, the contact resistances of the tunneling tips on the silicide nanowires were determined.

Kurzfassung

In dieser Arbeit wird die Kombination eines Vier-Spitzen-Rastertunnelmikroskops mit einem Rasterelektronenmikroskop vorgestellt. Durch diese Apparatur ist es möglich die Leitfähigkeitsmessungen an in-situ hergestellten Nanostrukturen in Ultrahochvakuum durchzuführen. Mit der Hilfe eines Rasterelektronenmikroskops (REM) wird es möglich die Tunnelspitzen des Vier-Spitzen-Rastertunnelmikroskops (RTM) so zu positionieren, dass sich eine Anordnung für eine Vierpunktmessung an Nanostrukturen ergibt.

Der RTM-Kopf wurde nach dem neuartigen koaxialen Beetle-Konzept gebaut. Dies erlaubt einerseits eine platzsparende Anordnung der Komponenten des RTM, andererseits weist der RTM-Kopf eine gute mechanische Stabilität auf, um die atomare Auflösung mit allen vier RTM-Einheiten zu erreichen. Die atomare Auflösung der RTM-Einheiten wurde durch das Aufnehmen der in-situ präparierten Si(111)-7x7-Oberfläche bestätigt. Die thermische Drift während des Betriebs sowie die Resonanzfrequenzen des mechanischen Aufbaus des RTM-Kopfes wurden bestimmt. Das Rasterelektronenmikroskop erlaubt die präzise und sichere Navigation der Tunnelspitzen über die Probenoberfläche. Dadurch es ist möglich z.B. die Rasterbereiche der RTM-Einheiten so einzustellen, dass eine Stelle der Probeoberfläche mit mehreren RTM-Einheiten gleichzeitig aufgenommen werden kann. Mehr-Spitzen-Spektroskopie kann mit bis zu vier RTM-Einheiten zeitsynchron durchgeführt werden.

Zur Demonstration der Fähigkeiten der neugebauten Apparatur wurden Leitfähigkeitsmessungen an der metallischen Yttrium-Silizid-Nanodrähten durchgeführt. Die Nanodrähte wurden durch die Deposition von Yttrium auf eine geheizte Si(110) Probenoberfläche in-situ präpariert.

Strom-Spannungs-Kennlinien wurden auf den Nanodrähten und auf der Benetzungsschicht dazwischen aufgenommen. Die Kennlinien deuten auf eine Existenz der Schottky-Barriere zwischen den Yttrium-Silizid-Nanodrähten und einem Substrat hin. Durch die Zwei-Spitzen-Messungen mit einem Gate wurde die isolierende Eigenschaft der Schottky-Barriere bestätigt. Durch diese Schottky-Barriere es ist

möglich den Strom auf den Nanodraht zu beschränken und einen Stromfluß durch das Substrat zu verhindern.

Eine Vier-Spitzen-Widerstandsmessung mit einem Gate hat den Widerstand des Nanodrahtes geliefert. Aus den Abmessungen des Nanodrahtes lässt sich der spezifische Widerstand ausrechnen lassen. Der Vergleich mit der Literaturquellen ergibt ähnliche Werte des spezifischen Widerstandes. Darüber hinaus wurden die Kontaktwiderstände der Messspitzen auf den Silizid Nanodrähten bestimmt.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **9**

1 Theoretische Grundlagen **15**
1.1 Tunneleffekt 15
1.1.1 WKB-Näherung 1D 17
1.1.2 Tersoff Hamann-Näherung 3D 18
1.2 Rastertunnelmikroskopie (RTM) 21
1.3 Vierpunktmessung 23

2 Experimenteller Aufbau **27**
2.1 UHV-System 27
2.1.1 Präparationskammer 29
2.1.2 Analysekammer 30
2.1.3 Schleuse 32
2.2 REM/RTM-Kombinationsapparatur 33
2.2.1 Komponenten des Rasterelektronenmikroskops 34
2.2.2 Besocke BEETLE-STM 39
2.2.3 Multispitzen RTM-Messkopf: das koaxiale Beetle-Konzept . . 40
2.2.4 Z-Antrieb 44
2.2.5 Schwingungsisolierung 49
2.2.6 Hochlegen von Tunnelspitzen 51
2.2.7 Elektrische Funktionsweise des Rastertunnelmikroskops 53
2.3 Spitzenpräparation 55
2.3.1 Ätzen der Wolframspitzen 56
2.3.2 Thermische Methode zur Reinigung der Tunnelspitzen 57
2.3.3 Proben- und Spitzenwechsel 58
2.4 Software 60
2.4.1 STMAFM Software 60

2.4.2 Synchronisationsmethoden von Spektroskopievorgängen 63
2.4.3 Software Änderung 66
2.4.4 DSP-Code Änderung 67

3 Anwendungen **69**
3.1 Fähigkeiten der Kombinationsapparatur 69
3.1.1 Auflösung und thermische Drift des 4-Spitzen-RTM 69
3.1.2 Leitungskapazitäten von vier RTM-Einheiten 73
3.1.3 Frequenzgang der vier RTM-Einheiten 75
3.1.4 Auflösung des REM 76
3.1.5 Navigation der RTM-Tunnelspitzen mittels REM-Kontrolle . . 79
3.1.6 Simultane Topographieaufnahmen mit der Überlappung 81
3.2 Transportmessungen an Y/Si(110)-Nanodrähten 85
3.2.1 Präparation der Y/Si(110)-Nanodrähte 88
3.2.2 Spannungsabhängigkeit der Schottky-Barriere 91
3.2.3 Elektronischer Transport an Y/Si(110)-Nanodrähten mit zwei RTM-Einheiten 98
3.2.4 Ergebnisse und Diskussion der Zweispitzen-Messungen 104
3.2.5 Untersuchung der Schottky-Barriere mit einem Gate 109
3.2.6 Elektronischer Transport an Y/Si(110)-Nanodrähten mit vier RTM-Einheiten 114
3.2.7 Spezifischer Widerstand 124
3.2.8 Kontaktwiderstände 129

4 Zusammenfassung **137**

5 Ausblick **141**

Literaturverzeichnis **143**

Danksagung **149**

Einleitung

Die langjährige Erfahrung und letztendlich der Fortschritt der Halbleiterindustrie in der Herstellung der integrierten Schaltkreisen oder kurz Mikrochips bringt permanent die neuere Generationen der Mikrochips auf der Markt. So ist z.B. einen Trend zu den sogenannten Chips mit System-on-a-Chip Prinzip (SoC) zu erkennen. Die Verwendung von solchen modernen Chips in den verschiedenen elektronischen Geräten ist für die Endkunde sehr attraktiv. Die elektronischen Geräte, in denen diese modernen Chips verbaut sind, weisen viele positive Eigenschaften auf, wie z.B. eine Multifunktionalität verbunden mit Handlichkeit, höher Rechenleistung und niedrigem Stromverbrauch. Andererseits braucht man für die Fertigung der modernen Chips viele raffinierten Methoden, welche in dem Laufe des Fortschritts entstanden sind. So haben die modernen Chips z.B. eine sehr höhe Integrationsdichte die nur durch die Verkleinerung der Strukturgrößen zu erreichen ist. Durch die Verkleinerung der Strukturgrößen gelingt es den Stromverbrauch sowie die Produktionskosten des einzelnen Chips zu senken. Heutzutage werden die Chips mit den Strukturgrößen bis zu 22 Nanometer gebaut[1]. Die noch weitere Verkleinerung der Strukturgrößen ist meistens durch die Beugung des Belichtungslichtes des Excimerlasers limitiert, so dass mit einem Umstieg auf das andere Lithographie-Verfahren zu rechnen ist. Eine EUV[2]- oder eine Elektronenstrahllithografie kann hier eine Hilfe anbieten. Bis zum Umstieg auf das Lithographie-Verfahren der nächsten Generation sind noch sehr viele technische Probleme zu lösen, die momentan einen Einsatz in der Serienfertigung verhindern. So benötigen z.B. die beiden Lithographie-Verfahren eine Vakuum-Umgebung. Für das EUV-Licht kann man die refraktiven Optiken nicht mehr verwenden, sondern man sollte zu den Spiegeloptiken greifen. Momentan gibt es noch keine geeignete EUV-Strahlungsquelle mit genügend hoher Leistung am Ausgang.

Neben den serienreifen Herstellungsverfahren für die Chips sollte man auch ent-

[1] Eine Baureihe der Intel Prozessoren mit Ivy Bridge Mikroarchitektur, Produktionsstart Q3 2011.
[2] EUV-Lithografie - Extreme Ultra Violett Lithographie

sprechende Apparaturen zur Untersuchung der hergestellten Nanostrukturen haben um die Ergebnisse zu kontrollieren und ggf. die Prozessparameter zu beeinflussen. An dieser Stelle zeigt eine Kombination aus Mehr-Spitzen-Rastertunnelmikroskop (RTM) mit einem Rasterelektronenmikroskop (REM) ihre Stärken. Mit Hilfe dieser Apparatur ist es möglich nicht nur die Charakterisierung der Strukturen (Mikroskopie) durchzuführen, sondern auch die elektrischen Eigenschaften von Nanostrukturen in situ zu untersuchen. Das Rasterelektronenmikroskop verwendet man um die zu untersuchende Strukturen auf die Probenoberfläche zu finden und die Tunnelspitzen des RTM zu diesen zu positionieren. Das Rastertunnelmikroskop hat eine atomare Auflösung, so dass die Nanostrukturen sehr gut abgebildet werden können. Zusätzlich kann man mit dem RTM diese Nanostrukturen an den gewünschten Stellen kontaktieren um den Ladungstransport zu untersuchen oder einer Defekt in einem Halbleiterbauelement zu lokalisieren, die sogenannte Fehleranalyse. Mit den Spitzen können auch weitere Manipulationen, wie z.B. Biegen, Verschieben, Trennen und Verbinden an den Nanostrukturen durchgeführt werden.

Die hier beschriebene RTM/REM-Kombination ist nicht die erste beschriebene mögliche Kombination. Es existiert daneben eine ganze Reihe von funktionierenden Zwei-, Drei- und Vier-Spitzen- Kombinationssystemen. Für Transportmessungen sind vier Tunnelspitzen von Vorteil und erhöhen so die Flexibilität der Apparatur. Zwei Tunnelspitzen verwendet man, um einen Messstrom in die untersuchte Struktur zu injizieren. Mit weiteren zwei Tunnelspitzen bestimmt man dann den Spannungsabfall in der Struktur. Wenn man jedoch eine Widerstandsmessung mit nur zwei Tunnelspitzen durchführt so hat man in der Regel immer einen parasitären Beitrag durch die Summe der Kontaktwiderstände in den Messdaten. Dieser Beitrag kann durch eine Extrapolation der Datenpunkte separiert werden, wobei dann jedoch schon mehrere Messpunkte [Kubo u. a. (2006)] benötigt werden. Die zurzeit verfügbaren Kombinationssysteme ermöglichen es die Proben durch die RTM-Enheiten in einem UHV zu kontaktieren und eine REM zur Spitzennavigation zu verwenden. Allerdings leiden diese Systeme an ihrer Komplexität. Durch die zusätzlichen Komplikationen wie bspw. einem Kryostat zur Probenkühlung oder einem zusätzlichen Magnetfeld fehlt diesen Systemen eine mechanische Stabilität, was in den RTM-Abbildungseigenschaften zumeist negative Auswirkungen hat. So fehlt bspw. bei fast allen solchen Systemen die atomare Auflösung mit allen Tunnelspitzen.

Ein solches Systemen stellt eine Vier-Spitzen-RTM/REM UHV Kombination von der Arbeitsgruppe der Shuji Hasegawa [Shiraki u. a. (2001)] dar. Eine RTM-Einheit

dieses RTM-System basiert auf drei Nanomanipulatoren Microslide der Firma Omicron. Durch diese drei Nanomanipulatoren findet eine grobe „slip-stick“ Bewegung der Tunnelspitzen in drei Dimensionen statt. Eine feine Bewegung der Tunnelspitzen relative zur RTM-Einheit und zur Probe findet demnach durch einen großen doppelten Vierquadranten („Octapole tube piezo scanner“) Piezoscanner statt. Eine zweite Stufe der Schwingungsisolierung wurde nicht vorgesehen und der RTM-Kopf ist in einem Goniometer befestigt, was jedoch für die Entkopplung der mechanischen Schwingungen nachteilig ist. Obwohl mit diesem System eine atomare Auflösung nicht zu erreichen war, hat dieses System relativ viele interessante Ergebnisse geliefert, z.B. [Hasegawa (2007)].

Ein anderes und kommerziell erhältliches System „UHV Nanoprobe“ der Firma Omicron Nanotechnology GmbH aus Taunusstein basiert auf eigens entwickelten Nanomanipulatoren namens „Microslide“ [Omicron NanoTechnology (b)]. Wie bei dem oben beschriebenen System werden die feinen Bewegungen der Tunnelspitzen durch einen großen Piezoscanner realisiert. Die mechanische Stabilität dieses Systems leidet jedoch vor allem wegen der langen und schweren Konstruktion des Spitzenhalters und der RTM-Einheit, was sich negativ auf die RTM-Abbildungsqualität auswirkt. Hinzu kommt ein Fehlen der zweiten Stufe der Schwingungsisolierung, was so das ganze System sehr empfindlich auf die Gebäudeschwingungen macht. So war es ohne weiteres nicht möglich so eine atomare Auflösung zu erreichen. Durch eine Modifikation des Spitzenhalters (kleinen z-Piezo bewegt nur leichte Tunnelspitze) und durch einen Einbau der zweiten Stufe der Schwingungsisolierung (Viton-Platten-Stack) es ist jedoch nunmehr möglich geworden die atomare Auflösung zu realisieren [Zubkov (2007)]. Ein weiterer Nachteil der Konstruktion des „UHV Nanoprobe“ sind die großen äußeren Abmessungen, die eine Integration der Konstruktion in ein Bad-Kryostat mit der Wärmeabschirmung verhindert. Deswegen erreicht die Nanoprobe so eine Probentemperatur nur von bis zu ca. 50K mit einem Helium-Durchflüss-Kryostat. Die Tunnelspitze bleibt dabei auf einer Raumtemperatur. Das verursacht die messbaren Effekte durch Thermospannungen [Weyers (2005)] und erhöht die thermische Drift.

Seit kurzem existiert noch ein weiteres System der Firma Omicron Nanotechnology GmbH [Omicron NanoTechnology (a)]. Die „LT Nanoprobe“ ist viel kompakter als „UHV Nanoprobe“ gebaut, besitzt die zweite Stufe der Schwingungsisolierung (Wirbelstrombremse) und kann in einem Bad-Kryostat bis zu 5 Kelvin abgekühlt werden. Das System erreicht eine atomare Auflösung auf allen RTM-Einheiten.

Ein weiteres und kommerziell erhältliches System stellt QuadraProbe der Firma RHK Technology, Inc. Dieses System erreicht auch eine atomare Auflösung mit allen vier RTM-Einheiten [RHK Technology]. Der RTM-Kopf ist in einem Bad-Kryostat eingebaut und kann bis zu 10 Kelvin runter gekühlt werden. Um simultan mit mehreren RTM-Einheiten zu rastern, wird die Probe in x-, y-Richtung bewegt und die RTM-Einheiten verändern nur die z-Position [Kim u. a. (2007)].

Eine weiteres und neues System aus der Arbeitsgruppe von Prof. Shuji Hasegawa's stellt eine Vier-Spitzen-RTM/REM UHV Kombination in einem Kryostat dar. Bei der Konstruktion dieses Systems wurden die Nachteile der ersten Apparatur berücksichtigt und beseitigt. Es wurde eine zweite Stufe der Schwingungsisolierung und der Wirbelstrombremse eingebaut. Zusätzlich wurde bei dieser Apparatur wie bereits bei der Nanoprobe Modifikation ein kleines Piezoelement in der Nähe der Tunnelspitze eingebaut. Trotz dieser Verbesserungen liefert die Apparatur nur eine schlechte Qualität auf der atomaren Auflösung auf der HOPG-Probe [Hobara u. a. (2007a)].

Es gab weiterhin noch den Versuch ein Mehr-Spitzen-RTM/REM-System mit den 4 kommerziell erhältlichen Nanomanipulatoren MM3a der Firma Kleindiek Nanotechnik GmbH zu bauen. In diesem System namens „Nanoworkbench" wurde die zweite Stufe der Schwingungsisolierung mit der Wirbelstrombremse eingebaut. Dennoch bleibt die RTM-Auflösung dieses Systems sehr niedrig. Es ist so nur möglich die Stufen der HOPG-Probe aufzulösen [Guise u. a. (2005)].

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt aufgebaut. In Kapitel 1 sind die theoretischen Grundlagen der Rastertunnelmikroskopie und der Widerstandsmessung mittels Vier-Punkt-Methode beschrieben. Kapitel 2 enthält die Beschreibung des experimentellen Aufbaus der Kombinationsapparatur. In diesem Kapitel werden die konstruktiven Besonderheiten der RTM/REM-Kombination sowie die Präparation der Tunnelspitzen für das Vier-Spitzen-RTM erklärt. Zum synchronen Betrieb der RTM-Einheiten während der Mehr-Spitzen-Spektroskopie wurde eine Software-Modifikation in der Datenerfassungssoftware benötigt. Diese durchgeführten Änderungen sind ebenfalls in dem Kapitel 2 erklärt. Der Abschnitt 3.1 des Kapitels 3 stellt die Funktionstüchtigkeit der RTM/REM-System unter Beweis, indem die verschiedenen Parameter der Apparatur, wie Auflösung oder thermische Drift analysiert werden. Im Abschnitt 3.2 wurden Messungen zur Untersuchung des elektronischen Transportes in einem selbst-organisierten Nanodraht durchgeführt. Während diesen Messungen wurden die Yttrium-Silizid-Nanodrähte mit ein, zwei oder vier Tunnelspitzen kontaktiert.

Durch diese Messungen wurden Kontaktwiderstände der Tunnelspitzen und spezifischer Widerstand des Yttrium-Silizid-Nanodrahts durch eine Vier-Punkt-Methode bestimmt.

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Tunneleffekt

Der Tunneleffekt ist ein quantenmechanischer Effekt, der Teilchen die Überwindung endlicher Potentialbarrieren erlaubt, welche nach den Vorstellungen der klassischen Physik für diese Teilchen unüberwindbar sind. In Abbildung 1.1 ist eine rechteckige Potentialbarriere der Höhe Φ dargestellt. Ein Elektron tunnelt in diesem Falle von links nach rechts, also von Bereich (I) durch die Tunnelbarriere der Breite S (II) in den Bereich (III). Das von links einfallende Teilchen hat die Energie $0 < E < \Phi$. Klassisch betrachtet würde hier ein von links einfallendes Teilchen an der Barriere bei $x = 0$ reflektiert und würde somit nicht die Barriere überwinden können.

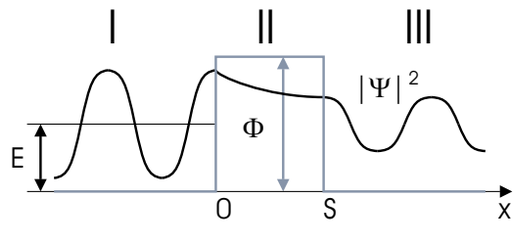


Abbildung 1.1: Tunneln durch Rechteckpotential.

Die stationäre Schrödingergleichung für dieses Potential lautet dabei wie folgt:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi(x) + V(x)\psi(x) = E\psi(x) \tag{1.1}$$

$$\nabla^2\psi(x) = \frac{2m}{\hbar^2}[V(x) - E]\psi(x) \tag{1.2}$$

Für die Lösung solcher Gleichungen wählt man einen allgemeinen Ansatz (1.3):

$$\psi(x) = Ae^{ikx} + Be^{-ikx} \tag{1.3}$$

Für das Betragsquadrat von $\vec{k}$ nimmt man dabei grundsätzlich an:

$$|k|^2 = \frac{2m}{\hbar^2}[\Phi(x) - E] \tag{1.4}$$

Für jeden Bereich wird ein Ansatz gemäß (1.3) gemacht. Mit (1.4) gilt dann:

$$\psi_I(x) = a_1 e^{ikx} + a_2 e^{-ikx} \qquad \text{mit} \qquad k = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2mE} \tag{1.5}$$

$$\psi_{II}(x) = b_1 e^{i\kappa x} + b_2 e^{-i\kappa x} \qquad \text{mit} \qquad \kappa = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2m(\Phi - E)} \tag{1.6}$$

$$\psi_{III}(x) = c_1 e^{ikx} + c_2 e^{-ikx} \qquad \text{mit} \qquad k = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2mE} \tag{1.7}$$

Im Bereich $x > S$ (III) existiert keine nach links laufende Welle, weshalb $c_2 = 0$ ist. Zusätzlich wendet man für $\psi(x)$ Rand- und Stetigkeitsbedingungen an den Punkten mit $x = 0$ und $x = S$ an. Es folgt:

$$\psi_I(0) = \psi_{II}(0) \qquad \psi'_I(0) = \psi'_{II}(0) \tag{1.8}$$

$$\psi_{II}(S) = \psi_{III}(S) \qquad \psi'_{II}(S) = \psi'_{III}(S) \tag{1.9}$$

So bekommt man folgende Ergebnisse:

$$a_1 + a_2 = b_1 + b_2 \tag{1.10}$$

$$ik(a_1 - a_2) = \kappa(b_1 - b_2) \tag{1.11}$$

$$b_1 e^{\kappa S} + b_2 e^{-\kappa S} = c_1 e^{ikS} \tag{1.12}$$

$$\kappa(b_1 e^{\kappa S} - b_2 e^{-\kappa S}) = ikc_1 e^{ikS} \tag{1.13}$$

Die Transmissionswahrscheinlichkeit P_T ist das Verhältnis der Amplitudenquadrate von transmittierter und einlaufender Welle und demnach also:

$$P_T = \left|\frac{c_1}{a_1}\right|^2 \tag{1.14}$$

Aus dem Gleichungssystem (1.10)-(1.13) gewinnt man:

$$\frac{c_1}{a_1} = \frac{4k\kappa e^{-ikS}}{(k - i\kappa)^2 e^{-\kappa S} - (k + i\kappa)^2 e^{\kappa S}} \tag{1.15}$$

Schließlich bekommt man als Ergebnis:

$$P_T = \left|\frac{c_1}{a_1}\right|^2 = \frac{1}{\left(\frac{k^2+\kappa^2}{2k\kappa}\right)^2 sinh^2(\kappa S) + 1} \tag{1.16}$$

Wenn man k und κ in (1.16) einsetzt, so ist die Wahrscheinlichkeit P_T für eine Transmission:

$$P_T(E) = \frac{1}{1 + \left(\frac{\Phi^2}{E(\Phi - E)}\right) sinh^2(\kappa S)} \tag{1.17}$$

Für den Fall[1] $\kappa S \gg 1$ gilt näherungsweise:

$$P_T(E) \propto A \cdot exp\left(-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(\Phi - E)}S\right) \tag{1.18}$$

1.1.1 WKB-Näherung 1D

Da die realen Potentiale in der Regel keine „Kastenform“ haben, sondern vielmehr $\Phi = \Phi(x)$, kann in der Regel auch keine exakte Lösung der Schrödinger Gleichung angegeben werden. Die **WKB**-Näherung (**W**entzel-**K**ramers-**B**rillouin-Näherung) liefert eine näherungsweise Lösung der eindimensionalen, stationären Schrödingergleichung (1.1) bei einer beliebigen Form des Potentials. Diese Näherung wurde fast gleichzeitig und unabhängig voneinander von den Physikern Gregor Wentzel [Wentzel (1926)], Hendrik Anthony Kramers [Kramers (1926)] und Leon Brillouin [Brillouin (1926)] publiziert.

Die Lösung der Schrödingergleichung (1.1) und damit der Wellengleichung lautet in dieser Näherung:

$$\psi(x) = \left(\frac{const}{2m[E - \Phi(x)]}\right)^{1/4} exp\left(\pm\frac{i}{\hbar}\int \mathrm{d}x\sqrt{2m(E - \Phi(x))}\right) \tag{1.19}$$

Obwohl $\Phi(x)$ eine beliebige Gestalt haben kann, soll hier das Rechteckpotential aus Abbildung 1.1 als einfaches Beispiel dienen. Da in diesem Fall das Potential $\Phi(x) = \Phi$ konstant ist, ergibt sich für die Tunnelwahrscheinlichkeit das typische exponentielle Abklingverhalten (1.18).

Die beiden Vorzeichen „$\pm$“ stehen für zwei unabhängige Lösungen. Die Lösung mit positivem Vorzeichen kommt nicht in Frage, da bei sehr langen Potentialwäl-

[1] Typische Werte für Tunnelexperimente: Austrittsarbeit $\Phi - E = 3eV$, Tunnelsabstand $S = 5\mathring{A}$. Daraus ergibt sich $\kappa S = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2m(\Phi - E)}S \approx 4,25$. Damit ist die Bedingung für die Näherung hinreichend erfüllt.

len die Tunnelwahrscheinlichkeit verschwinden muss. Im Falle einer nach rechts einlaufenden Welle, die auf eine Potentialbarriere trifft, schreibt man die Lösung der eindimensionalen, stationären Schrödingergleichung, und die damit ausgerechnete Transmissionswahrscheinklichkeit $T_P \approx |\psi|^2$ als:

$$T_P = A \cdot exp\left(-\frac{2}{\hbar}\int_0^S \mathrm{d}x\sqrt{2m[\Phi(x) - E]}\right) \tag{1.20}$$

Die WKB-Näherung ist nur dann realitätsnah, wenn sich das Potential über eine Wellenlänge langsam ändert.

1.1.2 Tersoff Hamann-Näherung 3D

Zum tatsächlichen Verständnis des Tunnelvorgangs ist eine dreidimensionale Betrachtung notwendig. Deshalb soll hier die Näherung von J. Tersoff und D. R. Hamann [Tersoff und Hamann (1983)] diskutiert werden.

Wird zwischen Spitze und Probe die Tunnelspannung V angelegt, so verschieben sich die Ferminiveaus der Fermiverteilung (1.21) von Spitze und Probe relativ zueinander (s. Abbildung 1.2(a)).

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/k_B T}} \tag{1.21}$$

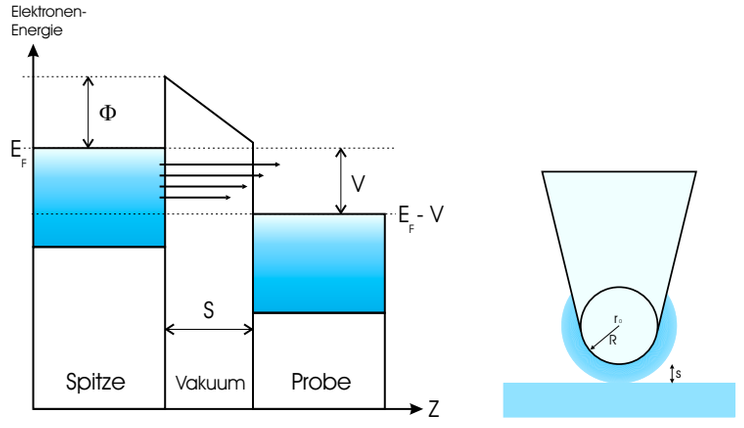
Liegt an der Probe eine positive Spannung, so kommt es zu einem gerichteten Tunnelstrom, wobei die Elektronen aus besetzten Zuständen der Spitze in die unbesetzten Zustände der Probe tunneln. Liegt an der Probe eine negative Spannung an, so ergibt sich ein umgekehrtes Verhalten. Es werden nach dem Bardeen-Formalismus ([Bardeen u. a. (1957)], [Bardeen (1961)]) die Fermieverteilungen von Spitze und Probe mit dem Tunnelstrom und dem allgemeinen Übergansmatrixelement (1.23) der Wellenfunktion folgendermaßen verknüpft:

$$I = \frac{2\pi e}{\hbar}\sum_{\mu\nu} f(E_\mu)[1 - f(E_\nu + eV)]|M_{\mu\nu}|^2\delta(E_\mu - E_\nu) \tag{1.22}$$

mit dem Matrixelement für den Übergang von ψ_μ nach ψ_ν ($\mu \rightarrow$ Spitze, $\nu \rightarrow$ Probe):

$$M_{\mu\nu} = -\frac{\hbar^2}{2m}\int d\vec{S} \cdot (\psi_\mu^* \nabla\psi_\nu - \psi_\nu \nabla\psi_\mu^*) \tag{1.23}$$

Die Integralfläche S ist hier beliebig zu wählen, allerdings muss diese im Bereich



(a) (b)

Abbildung 1.2: (a) Tunnelkontakt unter der Spannung [Stöhr (2002)], Energieschema; (b) Spitzen-Proben-Geometrie in der Tersoff-Hamann-Näherung [Tersoff und Hamann (1985)].

zwischen Spitze und Probe liegen. Die Probenoberfläche wird mittels Blochwellen beschrieben. Folgende zusätzliche Annahmen wurden darüber hinaus von Tersoff und Hamann eingeführt:

- Die Wellenfunktion der Spitze sei eine sphärische s-Welle an dem Spitzenapex
- Probe und Spitze sind aus zwei gleichen Metallen mit gleicher Austrittsarbeit
- Es werden nur kleine Tunnelspannungen ($\sim$10meV) verwendet
- Die Messung findet bei kleinen Temperaturen statt und die Temperaturdifferenz zwischen Spitze und Probe vernachlässigbar klein ist.

Mit diesen Annahmen vereinfacht sich (1.22) zu:

$$I = \frac{2\pi e^2 V}{\hbar} \sum_{\mu\nu} |M_{\mu\nu}|^2 \delta(E_\nu - E_F)\delta(E_\mu - E_F) \tag{1.24}$$

Um den Tunnelstrom I allgemein zu berechnen muss man das Tunnelmatrixelement $M_{\mu\nu}$ (1.23) bestimmen. Für die Wellenfunktion der Spitze ψ_μ wird näherungsweise

eine sphärische Kugelflächenfunktion angenommen (s. Abbildung 1.2(b)):

$$\psi_\mu = \Omega_t^{-1/2} c_t \kappa R e^{\kappa R} \frac{e^{-\kappa|\vec{r}-\vec{r_0}|}}{\kappa|\vec{r}-\vec{r_0}|} \tag{1.25}$$

und der Probe ψ_ν:

$$\psi_\nu = \Omega_s^{-1/2} \sum_G a_G exp[-(\kappa^2 + |\vec{k}_\parallel + \vec{G}|^2)^{1/2} z] exp[i(\vec{k}_\parallel + \vec{G}) \cdot \vec{x}] \tag{1.26}$$

Wobei $\vec{G}$ der reziproke Gittervektor der Oberfläche ist, $\vec{k}_\parallel$ ist die Komponente des Blochschen Wellenvektors parallel zur Oberfläche, m die Elektronenmasse, Ω_s ist das Probenvolumen, Ω_t ist das Spitzenvolumen, R ist der Krümmungsradius der Spitze, $\kappa = \hbar^{-1}\sqrt{2m\Phi}$ ist die Abklinglänge der Wellenfunktion ins Vakuum, Φ ist die Austrittsarbeit mit der Annahme, dass $\Phi_\mu = \Phi_\nu$, a_G die Fourierkoeffizientenfunktion ist.

Unter Verwendung von Gleichungen (1.25) und (1.26) ergibt sich für das Übergangsmatrixelement:

$$M_{\mu\nu} = \frac{\hbar^2}{2m} 4\pi\kappa^{-1}\Omega_t^{-1/2}\kappa R e^{\kappa R}\psi_\nu(\vec{r_0}) \tag{1.27}$$

Setzt man Gleichung (1.27) in Gleichung (1.24) ein, so ergibt sich für den Tunnelstrom:

$$I = \frac{32\pi^3}{\hbar} e^2 V \Phi^2 D_t(E_F) R^2 \kappa^{-4} e^{2\kappa R} \sum_\nu |\psi_\nu(\vec{r_0})|^2 \delta(E_\nu - E_F) \tag{1.28}$$

wobei $D_t(E_F)$ die Zustandsdichte der Spitze an der Fermikante ist. Wenn man die typischen Werte für Metalle in (1.28) einsetzt, bekommt man für die Leitfähigkeit der Tunnelstrecke (Einheinten: R in atomaren Masseneinheiten und E in eV):

$$\sigma \approx 0.1 R^2 e^{2\kappa R} \rho(\vec{r_0}; E_F) \tag{1.29}$$

$$\rho(\vec{r_0}; E_F) \equiv \sum_\nu |\psi_\nu(\vec{r_0})|^2 \delta(E_\nu - E_F) \tag{1.30}$$

wobei $\rho(\vec{r_0}; E_F)$ die lokale Zustandsdichte (LDOS) der Probe am Spitzenmittelpunkt ist (am Ort $\vec{r_0}$). Weil $|\psi_\nu(\vec{r_0})|^2 \propto e^{-2\kappa(R+S)}$ gilt, ergibt sich mit (1.29) und (1.30) die Abhängigkeit der Tunnelleitfähigkeit zu:

$$\sigma \propto e^{-2\kappa S} \tag{1.31}$$

Für den Fall eines dotierten Halbleiters ergibt sich die gleiche Abhängigkeit.

Die nach Tersoff und Hamann [Tersoff und Hamann (1985)] erreichbare laterale Auflösung Δx eines STMs ist vom Spitzenradius R und vom Abstand zwischen Spitze und Probe S abhängig:

$$\Delta x \approx \sqrt{1.6\mathring{A}(R+S)} \tag{1.32}$$

Mit einem typischen Spitzenradius $R = 10$Å und einem Spitzen-Proben-Abstand $S = 5$Å, können Strukturen mit einem lateralen Abstand von etwa 5Å aufgelöst werden. Damit können die experimentellen Ergebnisse von Binnig und Rohrer [Binnig u. a. (1982)] für die 2×1 und 3×1-Rekonstruktion der Au(110)-Oberflächen gut mit dieser Theorie erklärt werden.

Allerdings erklärt dies nicht die atomare Auflösung auf Edelmetalloberflächen wie Au(111), Al(111), usw. . Dort beträgt die Gitterkonstante ungefähr 2–3Å. Eine mögliche Erklärung kann die Wellenfunktion der Spitze abweichend von sphärischer Form der s-Wellenfunktion geben. Solch eine Form stellt z.B. ein lokalisierter d-Zustand dar. Somit lässt sich eine viel höhere Ortsauflösung zu erreichen. Die typischen Spitzenmaterialien wie Platin (Pt), Iridium (Ir) oder Wolfram (W) weisen einen lokalisierten d-Zustand an den Spitzenapex auf.

Es ist zu anmerken, dass bei der Herleitung der Gleichungen (1.29)-(1.30) einige sehr grobe Näherungen gemacht wurden:

- Der Bardeen-Formalismus setzt eine schwache Wechselwirkung zwischen den Wellenfunktionen der Spitze und der Probe voraus, was zu kleine Tunnelströmen und großen Tunnelabständen führt
- Die sphärische s-Wellenfunktion der Spitze
- Die Oberflächenzustände der Probe wurden als Bloch-Wellen angenommen
- Näherung kleiner Tunnelspannungen und Temperaturen
- Das gleiche metallische Material von Probe und Spitze.

1.2 Rastertunnelmikroskopie (RTM)

Rastertunnelmikroskopie gehört zu den wichtigsten und ältesten Techniken der Rastersondenmikroskopie. Die zu untersuchende Oberfläche des Festkörpers wird mittels

einer Sonde „abgetastet“. Der Abstand zwischen Sonde und Oberfläche wird so gewählt, dass eine Art der Wechselwirkung dazwischen die sinnvolle Information über physikalische Eigenschaften der zu untersuchenden Probenoberfläche ergeben könnte. Es kann dabei im Rahmen der sogenannten Topographie bspw. das Profil der Oberfläche dargestellt werden. Anzumerken bleibt die hohe räumliche Auflösung der Techniken der Rastersondenmikroskopie, die gegebenenfalls bis zur subatomare Skala reichen können.

Das erste erfolgreiche Experiment zum Nachweis des abstandsabhängigen Tunnelstroms wurde bereits im Jahr 1981 durch Gerd Binnig und Heinrich Rohrer im IBM-Forschungslabor im Rüschlikon erfolgreich durchgeführt. Als nächstes wurden Rastertunnelmikroskope entwickelt, die auf dem Tunneleffekt gründeten. Im Jahr 1986 erhielten die vorgenannten Wissenschaftler den Nobelpreis für Physik; später beteiligten sich auch Christoph Gerber und Edmund Weibel erfolgreich an der Weiterentwicklung.

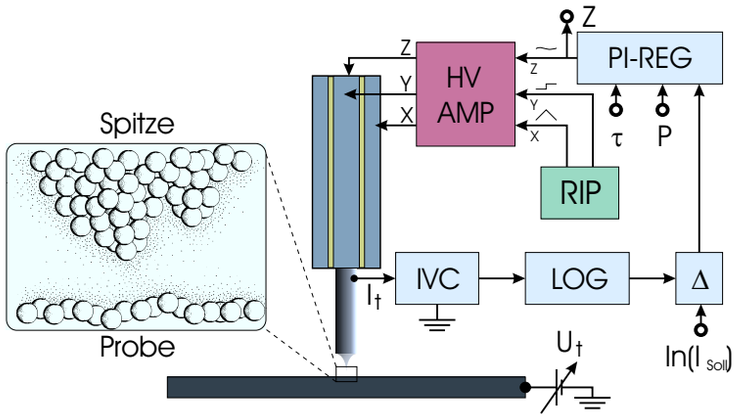


Abbildung 1.3: Blockschema zum Funktionsprinzip eines Rastertunnelmikroskopes. Abkürzungen: IVC–Transimpedanzverstärker, LOG–Logarithmierer, RIP–Rastergenerator, Δ–Differenzverstärker, HV-AMP–Hochspannungsverstärker, PI-REG–PI-Regler.

Das Funktionsprinzip des Rastertunnelmikroskops ist in der Abbildung 1.3 dargestellt. Als Sonde, die auch Tunnelspitze genannt wird, dient eine metallische Drahtspitze. Zwischen Tunnelspitze und elektrischer leitfähiger Probe wird eine Tunnel-

spannung angelegt. Die Tunnelspitze wird anschließend zur Probenoberfläche langsam in die z-Richtung angenähert bis der Tunnelstrom fließt und der vorgegebene Wert des Tunnelstromes erreicht wird. Meistens beträgt der Tunnelabstand zwischen Tunnelspitze und Probe etwa 5–10 Å. Die stark exponentielle Abhängigkeit zwischen Tunnelstromabfall und Tunnelabstand (1.31) macht es dabei möglich eine Abstandsregelung zu realisieren. Die angenäherte Tunnelspitze wird zusätzlich mit einer subatomaren Präzision entlang und quer (x-, y-Richtung) der Probenoberfläche mittels Piezoelementen bewegt (gerastert). Beim Rastern der Oberfläche versucht die Abstandsregelung die Tunnelspitze auf einen solchen Tunnelabstand von der Probe zu halten, dass der Tunnelstrom einen vorgegebenen Wert beibehält. Wenn man das Höhensignal der Abstandsregelung beim Rastern der Oberfläche aufnimmt und dann gegen die laterale Spitzenposition aufträgt, bekommt man im Ergebnis zumeist das Höhenprofil der Oberfläche (Topographie). Allerdings gibt es auch Ausnahmen. So ist es bspw. möglich, dass ein Adsorbat auf der Oberfläche die elektronische Struktur in seiner Umgebung derart verändert, dass anstelle eines lokalisierten Atoms eine Absenkung auf der Topographie erscheint. Allgemein gesagt entspricht eine STM Abbildung (Topographie) einer Fläche konstanter elektronischer Zustandsdichte.

1.3 Vierpunktmessung

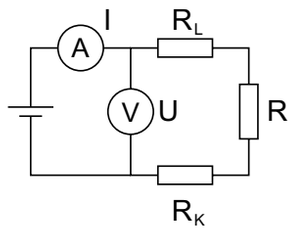


Abbildung 1.4: Prinzipielle elektrische Schaltung zur Zweipunktmessung des unbekannten elektrischen Widerstandes R.

Die konventionelle Zweipunktmessung zur Bestimmung des unbekannten elektrischen Widerstands R erreicht bei den speziellen Anwendungsfällen ihre Grenzen. Um sicher zu sein, dass die Messergebnisse nicht durch die Leitungs- R_L und Kon-

taktwiderstände R_K gestört werden, sollte die folgende Bedingung erfüllt werden:

$$R \gg R_L + R_K \tag{1.33}$$

Wenn jedoch die Leitungs- R_L und Kontaktwiderstände R_K die vergleichbaren oder höheren Werte als unbekannter Widerstand R aufweisen, dann würden die Leitungs- und Kontaktwiderstände die Messung verfälschen. Die Zweipunktmessung liefert die Summe des unbekannten Widerstands R, Leitungs- R_L und Kontaktwiderständen R_K:

$$R_2 = \frac{U}{I} = R + R_L + R_K \tag{1.34}$$

Um den unbekannten Widerstand hierbei bestimmen zu können und um die Leitungs- und Kontaktwiderstände auszuschließen verwendet man konkret die Vierpunktmessung.

Die Vierpunktmessung verwendet vier Leitungen anstelle von zwei Leitungen. Über das erste Paar der Leitungen und eines unbekannten elektrischen Widerstands R fließt ein bekannter elektrischer Strom I. Die am unbekannten Widerstand abfallende Spannung U wird mit dem zweiten Paar Leitungen abgegriffen. Die abgegriffene Spannung wird mit einem hochohmigen Voltmeter gemessen. Die Vierpunktmessung liefert in diesem Fall einen unbekannten Widerstand R:

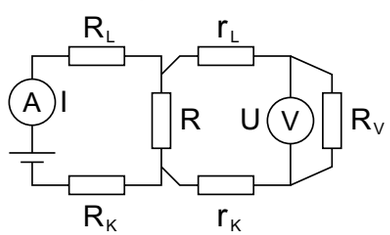


Abbildung 1.5: Prinzipielle elektrische Schaltung zur Vierpunktmessung des unbekannten elektrischen Widerstandes R.

$$R_4 = R = \frac{U}{I} \tag{1.35}$$

Wenn der innere Widerstand des Voltmeters R_V nicht ausreichend hoch ist oder aber die Kontaktwiderstände sehr hoch sind verwendet man die Kompensationsmethode (Brückenschaltung) zur Bestimmung des Spannungsabfalls am unbekannten

elektrischen Widerstand.

Der Spannungsabfall ist eine Differenz der Potentialen in der Schaltung vor und nach dem unbekanntem Widerstand. Um einen Spannungsabfall bestimmen zu können sollten die Potentiale der Schaltung bekannt sein. In der Potentiometrie versucht

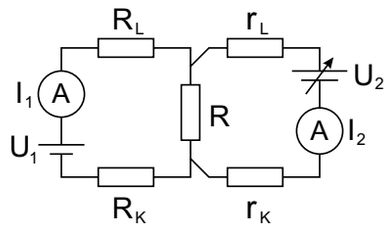


Abbildung 1.6: Prinzipielle elektrische Schaltung zur Vierpunktmessung des unbekannten elektrischen Widerstandes R mit der Bestimmung des Spannungsabfalles mittels Kompensationsmethode.

man ein unbekanntes Potential durch den Vergleich mit einem bekannten Potential zu bestimmen. Zwischen den Quellen eines unbekannten (Widerstand R in der Abbildung 1.6) und eines bekannten Potentials U_2 ist einen Strommesser I_2 installiert. Eine Potentialdifferenz zwischen den beiden Quellen erzeugt einen gerichteten Stromfluss, der durch den Strommesser angezeigt wird. Sobald beim Variieren eines bekannten Potentials U_2 der Strommesser gegen null zeigt ($I_2 = 0$), entspricht das unbekannte Potential dem bekanntem Potential. Einen unbekannten Widerstand R in diesem Fall ergibt sich zu:

$$R_4 = R = \frac{U_2}{I_1} \tag{1.36}$$

Die Abwesenheit des Stroms zwischen beiden Potentialquellen eliminiert das Problem der Leitungs- und Kontaktwiderstände: Ohne Stromfluss über einen Widerstand existiert auch kein Spannungsabfall.

2 Experimenteller Aufbau

2.1 UHV-System

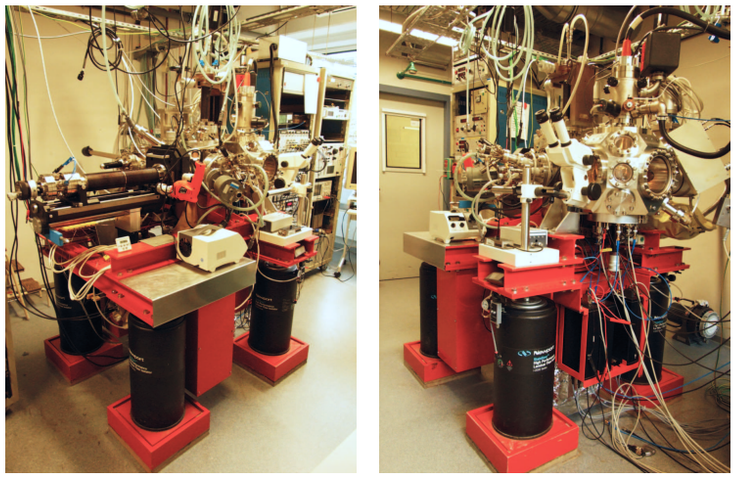


Abbildung 2.1: Fotos der REM/RTM-Kombinationsapparatur.

Das UHV-Vakuumsystem der REM/RTM-Kombinationsapparatur, welche in Abbildung 2.1 zu sehen ist, besteht aus drei Kammern: Präparationskammer, Analysekammer und Schleuse. Alle Vakuumkomponenten sind aus UHV-tauglichen Materialien und Komponenten hergestellt. (z.B. Edelstahl, Kupfer, Tantal, Wolfram, Molybdän, usw.). Die ganze Anlage ist dabei auf Stahlträgerrahmen montiert worden. Bleigewichte sorgen für eine zusätzliche Erhöhung des Anlagengewichts und verteilen dabei weiteres Gewicht. Luftdämpfungsfüße von Newport (Modell I-2000) entkoppeln den Anlagenrahmen von Bodenschwingungen. Das Vakuumschema der

Anlage ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Jede Kammer hat ein eigenes Ionisationsmanometer nach Bayard-Alpert-Typ, um den Druck zu messen und zu kontrollieren.

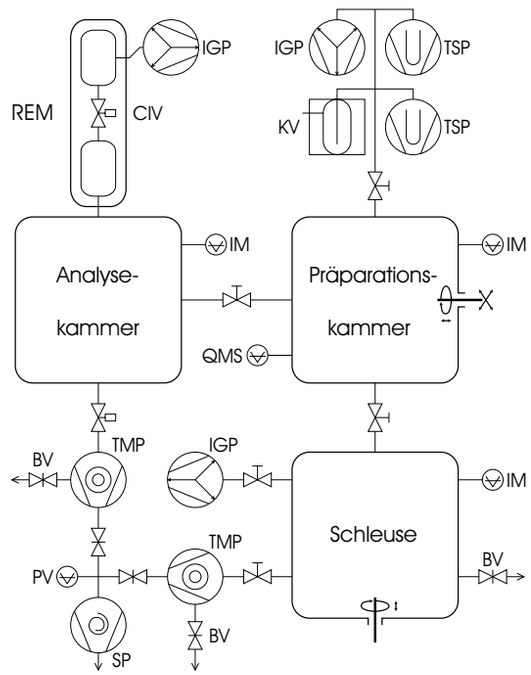


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Vakuumsystems der REM/RTM-Kombinationsapparatur; IGP: Ionengetterpumpe, TSP: Titan-Sublimationspumpe, TMP: Turbomolekularpumpe, SP: Scrollpumpe, KV: LN_2-Kühlfalle mit Vorratsgefäß, QMS: Quadrupol-Massenspektrometer, IM: Ionisationsmanometer, CIV: column isolation valve, BV: Belüftungsventil.

2.1.1 Präparationskammer

Die Präparationskammer (s. Abbildung 2.3) ist ein zentrales Element, welches an die Schleuse und die Analysekammer grenzt. In ihr finden sowohl Lagerung als auch die Präparation der Proben und der Spitzen statt. Die Präparationskammer verfügt über ein eigenes Pumpensystem, das aus einer Ionengetterpumpe mit integrierter Titan-Sublimationspumpe und einer LN_2-Kühlfalle mit einer zweiten integrierten Titan-Sublimationspumpe besteht. Im Normalbetrieb läuft nur die Ionengetterpumpe in Kombination mit der Titan-Sublimationspumpe. Damit wird ein Basisdruck von $6 \cdot 10^{-11}$ mbar in der Präparationskammer erreicht. Die LN_2-Kühlfalle kann vor der Probenpräparation mit flüssigem Stickstoff LN_2 gefüllt werden und das Titan kann verdampft werden, was die Pumpleistung noch zusätzlich erhöht. Für die Restgasanalyse und Lecksuche steht ein Quadrupol-Massenspektrometer von Pfeiffer Vakuum zur Verfügung.

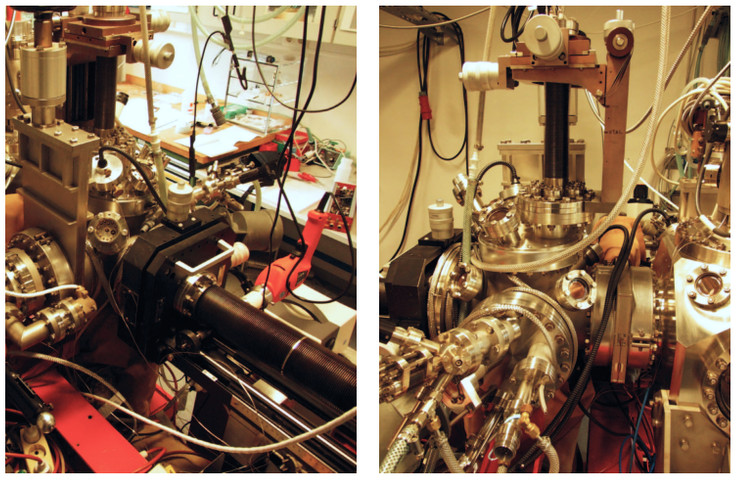


Abbildung 2.3: Fotos der Präparationskammer der REM/RTM-Kombinationsapparatur.

Am Seitenflansch der Präparationskammer sind drei Elektronenstrahlverdampfer sowie ein Fenster für das Pyrometer eingebaut. Mit deren Hilfe können diverse Materialien auf die Proben aufgedampft werden. Es können auch Knudsenzellen anstelle

von Elektronenstrahlverdampfern eingebaut werden. Zur Temperaturkontrolle der Substrate wurde ein externer infrarot Pyrometer IRCON Model W15C20 (Steuerungseinheit Ircon Modline Plus „W“ series, 500 to 1500 °C) neben dem Yttrium-Verdampfer auf dem UHV-Fenster befestigt. In dessen Fokus befindet sich für gewöhnlich die Probe im Rahmen der Probenpräparation.

Im oberen Teil der Präparationskammer befindet sich eine einfahrbare Parkstation für die Probenhalter. Insgesamt stehen somit 8 Parkplätze zur Verfügung. Von diesen vorgenannten Parkplätzen sind 2 mit Spitzenparkstationen und ein weiterer mit Spitzenwechselgabel belegt.

Auf dem unterem Ende der Parkstation ist ein Quarzoszillator der Quarzkristall-Mikrowaage befestigt. Er dient zur Bestimmen der Aufdampfraten und Schichtdicken beim Aufdampfen der Proben. Zum Kühlen des Schwingquarzes der Quarzkristall-Mikrowaage und Verdampfern kommt ein geschlossener temperaturgeregelter Wasserkreislauf in Frage. Damit wird einerseits eine stabile Zulauftemperatur garantiert, andererseits das Überfluten des Labors im Notfall vermieden, da zum Kühlen keine zusätzlichen Wassermengen aus den Röhrenleitungen benötigt werden. Eine konstante Zulauftemperatur wird wegen der thermischen Abhängigkeit der Eigenfrequenz des Schwingquarzes benötigt, um dabei kleine Aufdampfraten stabil messen zu können. Deswegen wird einer Umwälzkühler Neslab Thermoflex 1400 von Firma Thermo Scientifics benutzt.

An der Präparationskammer befindet sich seitlich ein Präzisionsmanipulator. Er dient dabei als ein Transportmittel für den Probenhalter zwischen Transferstange der Schleuse, Parkstation und Multispitzen RTM. Zusätzlich kann der Präzisionsmanipulator für die Aufnahme und den Transport von Spitzenparkstationen und Spitzenwechselgabel verwendet werden.

Mit der Hilfe einer Drahtschlaufe aus Wolfram, die am unteren Ende der Parkstation befestigt ist, werden die Spitzen mittels Kontaktheizen geheizt (s. Abschnitt 2.3.2).

2.1.2 Analysekammer

Die Analysekammer ist über ein Schieberventil an die Präparationskammer angeflanscht, sodass man die beiden Kammern getrennt belüften und abpumpen kann (s. Abbildung 2.4). Über dieses Ventil werden die Probenhalter mit Proben und die Spitzenwechselgabeln mit Spitzen zwischen Präparationskammer und Analysekammer transferiert. Im Normalbetrieb ist das Ventil permanent geöffnet, sodass

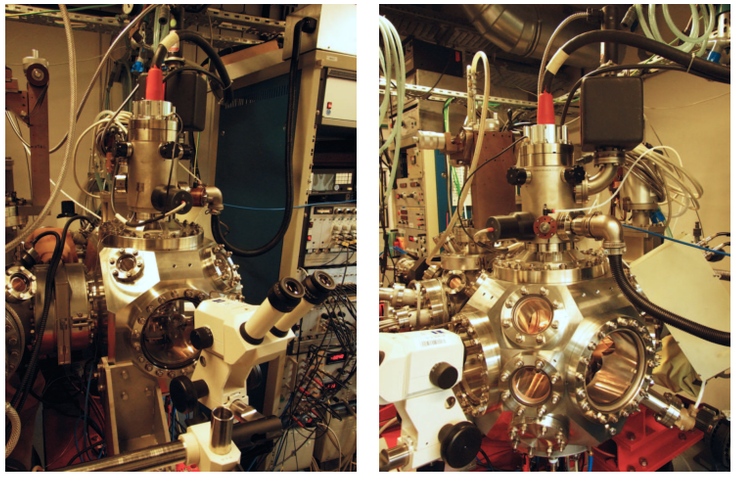


Abbildung 2.4: Fotos der Analysekammer der REM/RTM-Kombinationsapparatur.

die Analysekammer über ein Pumpensystem der Präparationskammer permanent versorgt wird. Dabei beträgt der Basisdruck $1 \cdot 10^{-10}$ mbar.

Die Analysekammer enthält Rasterelektronen- und ein Vier-Spitzen-Rastertunnelmikroskop. An der oberen Seite der Kammer ist eine Elektronenkanone über einen Adapterflansch angeschraubt. Seitlich davon in 45 Grad vertikaler Lage ist ein Sekundärelektronen Detektor (Channeltron) befestigt. Von unten ist ein Vierspitzen-Rastertunnelmikroskop eingebaut.

Konventionellen und damit dünnwandige UHV-Kammern aus Edelstahlblech ist die Neigung zu mechanischen Schwingungen zwischen den angeflanschten UHV-Komponenten immanent. Um eine hohe mechanische Stabilität der Kammer zu erreichen wurde daher die Analysekammer aus ganzen Edelstahlstück ausgefräst. Dadurch werden die möglichen mechanischen Schwingungen zwischen Elektronenkanone und Probenhalter im RTM reduziert, sodass die bestmögliche REM-Abbildungsqualität gewährleistet wird.

An der Rückseite der Analysekammer ist eine Turbomolekularpumpe über einem Schieberventil angeflanscht. Das pneumatisch betätigte Schieberventil ist im Normalzustand stets geschlossen. Dadurch wird ein separates Pumpen und Ausheizen

der Analysekammer möglich.

2.1.3 Schleuse

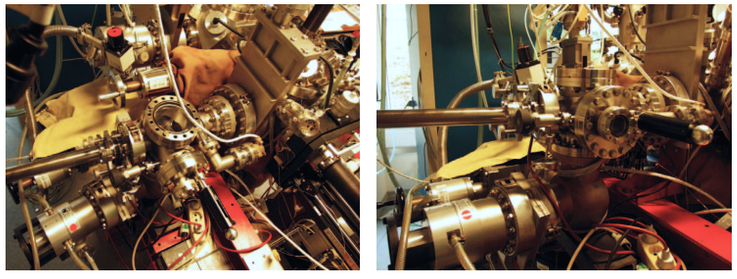


Abbildung 2.5: Fotos der Schleuse der REM/RTM-Kombinationsapparatur.

Die Schleuse befindet sich an der hinteren Seite der Anlage und ist durch ein Schieberventil an die Präparationskammer angeschlossen (in der Abbildung 2.5). Im Normalzustand ist dieses Ventil immer fest verschlossen und wird nur beim Schleusen geöffnet. Über die Schleuse werden die Probenhaltern und die Spitzenparkstationen zwischen UHV der Anlage und atmosphärischer Druck bewegt. Seitlich an der Schleuse ist eine magnetische Transferstange über einem Adapterflansch angeschraubt. Mittels dieser Transferstange werden die in der Schleuse eingelegte Probenhaltern und Spitzenparkstationen zwischen Schleuse und Präparationskammer transferiert. Die magnetische Transferstange bietet zwei Parkplätze für Probenhaltern oder aber Spitzenparkstationen. Somit es ist möglich gleichzeitig 16 Spitzen oder 2 Probenhaltern mit Proben zu schleusen.

Das Pumpensystem der Schleuse besteht aus Turbomolekular- und Ionengetterpumpe. Über das Pumpensystem der Schleuse wird beim Ausheizen auch die Präparationskammer abgepumpt. Als Vorpumpe für die Turbomolekularpumpe wird eine ölfreie Scrollpumpe verwendet. Der Grund der Verwendung einer ölfreien Pumpe in oben beschriebener Weise ist darin zu sehen, dass im Falle eines falschen Belüftens der Turbopumpen das Öl aus der Vorvakuumpumpe (z.B. Drehschieberpumpe) in die Turbopumpe über einen Verbindungsschlauch eingesaugt werden könnte. Dabei würde das ganze Vakuumsystem mit Öl kontaminiert werden, was für UHV fatal ist. Einen Spektrum der Restgasanalyse mit einer solchen Kontamination ist bspw.

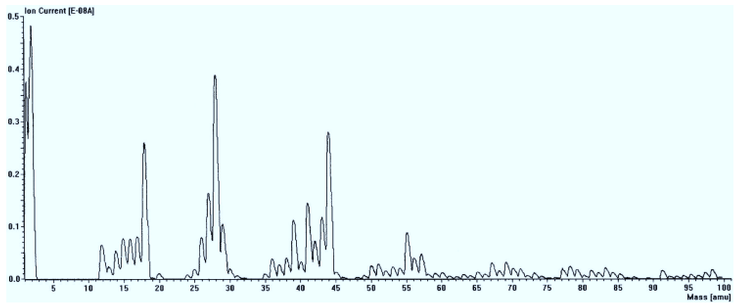


Abbildung 2.6: Spektrum aus der Restgasanalyse, aufgenommen mit einem Quadrupol Massenspektrometer in der Präparationskammer. Der Druck in der Präparationskammer beträgt etwa $1 \cdot 10^{-10}$mbar. Man sieht die Kontamination mit Kohlenwasserstoffen ab einer Masse 48 mit einer Periode von 12 atomaren Masseneinheiten.

in der Abbildung 2.6 zu sehen ist. Im Zuge dieser Dissertation wurde die ganze Vakuumanlage zerlegt, sämtliche Bauteile in Ultraschallbäder entfettet und dann erst wieder aufgebaut, um so die Ölkontaminationen von den inneren Oberflächen der UHV-Bauteile zu entfernen.

2.2 REM/RTM-Kombinationsapparatur

Eine Verwendung des REM in einem RTM kann immer dann besonders sinnvoll sein, wenn ein RTM mehrere Tunnelspitzen besitzt. Beim Verwenden eines RTM treten zumal solche Situationen auf, in denen man eine visuelle Information über Spitzenposition relativ zur Probenoberfläche und relativ zu den anderen Tunnelspitzen braucht, um die Tunnelspitze kontrolliert und sicher bewegen zu können. Man fängt dabei normalerweise mit der Annäherung der Tunnelspitze an die Probenoberfläche an. Bei der Annäherung der Tunnelspitze zu der Probe kann einiges an Zeit gespart werden, indem vorab eine manuelle grobe Annäherung mit der Hilfe von REM durchgeführt wird.

Mit der Hilfe eines REM kann man die Tunnelspitze kontrolliert navigieren und dabei über ein zu untersuchendes Objekt der Probenoberfläche positionieren. Diese Eigenschaft benötigt man zur Untersuchung der elektrischen Leitfähigkeit des

Objektes. Hier werden alle vier Tunnelspitzen in kontrollierter Weise auf engstem Raum zusammengeführt. Dabei kann es schon passieren, dass die eine oder andere Tunnelspitze zerstört wird. Mit einem REM kann man die Tunnelspitze mit dem verbogenen Ende rechtzeitig erkennen und austauschen. Beim Spitzenwechsel verwendet man das REM, damit man die Spitzenwechselgabel mit dem Präzisionsmanipulator kontrolliert navigieren kann und keine weitere von den noch intakte Tunnelspitzen beschädigt werden können. Die Qualitätskontrolle der Tunnelspitzen nach dem Einbau in eine RTM-Einheit findet ebenfalls mit dem REM statt.

Ein weiterer indirekter Vorteil einer REM/RTM-Kombination ergibt sich aus der Möglichkeit die Tunnelspitzen beim Aufnehmen der Probentopographie zu sehen. Ein REM ermöglicht die visuelle Wahrnehmung der abgetasteten Probenoberfläche. Man kann vergleichsweise die RTM-Topographie als auch ein REM-Bild gegenüberstellen, sodass man dann sicher gehen kann auf beiden Bildern das gleiche Objekt der Probenoberfläche aufgenommen zu haben.

Somit stellt sich eine REM/RTM-Kombination als eine besonders effektive Lösung zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit an Nanostrukturen dar.

2.2.1 Komponenten des Rasterelektronenmikroskops

Bei der Rasterelektronenmikroskopie (REM) verwendet man einen Elektronenstrahl mit hohen Energien als bildgebende Methode. Die Probenoberfläche wird dabei mit einem fokussierten Elektronenstrahl zeilenweise gerastert. Die hochenergetischen primären Elektronen treten beim Eintreffen der Probe mit den Probenatomen in eine Wechselwirkung. Bei dieser Wechselwirkung der primären Elektronen entstehen die elastisch gestreuten, unelastisch gestreuten und Sekundärelektronen. Die bildgebende Information gewinnt man aus der Intensität der Sekundärelektronen. Die Sekundärelektronen mit Energien bis zu 50 eV treten aus der Probenoberfläche sowie der oberflächennahen Schichten bis zu 10 nm aus. Die austretenden Sekundärelektronen werden durch positive Ansaugspannung von bis +200 V des Sekundärelektronen Detektors (SED) gesammelt, im Detektor vervielfacht und in das Spannungssignal mit Hilfe des Verstärkers umgewandelt. Die Rate der gefangenen Sekundärelektronen resultiert somit in die Amplitude des Spannungssignals. Die Amplitude des Spannungssignals wird anschließend als Helligkeitsinformation des Pixels auf dem Bildschirm dargestellt. Beim Rastern der Oberfläche erhält man somit eine Abbildung der Oberfläche. Die Anzahl der durch SED gefangenen sekundären Elektronen hängt dabei von der lokalen Austrittsarbeit der Probenoberfläche (materialabhän-

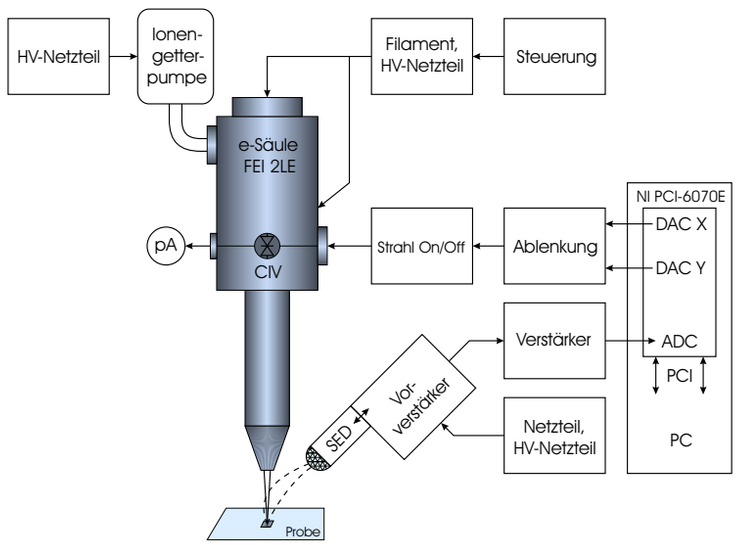


Abbildung 2.7: Komponenten des REM-Systems.

gig), der lokalen Neigung der Oberfläche und der Orientierung der SED bezüglich der Probe und primären Elektronenstrahl ab.

Das verwendete Rasterelektronenmikroskop besteht aus folgenden Komponenten (in Abbildung 2.7): Elektronenkanone (e-Säule), Sekundärelektronendetektor (SED), Steuerungselektronik und Datenerfassungsplatine (NI PCI-6070E) im Rechner sowie entsprechender Software. Die Elektronenkanone ist eine 2 Linsen Elektronensäule (2LE) der Firma FEI (in Abbildung 2.8). Als Elektronenquelle in der Säule kommt ein thermischer Feldemitter (TFE), der so genannter Schottky-Emitter, zur Anwendung. Dabei handelt es sich um eine mit ZrO beschichtete einkristalline Wolfram-Spitze, welche bei etwa 1800 K und angelegtem Feld von $0.5-1.5$ V/nm betrieben wird. Die ZrO-Beschichtung senkt die Austrittsarbeit der Emitterspitze. Durch ein äußeres elektrisches Feld werden die Elektronen aus der Emitterspitze rausgezogen, auf Strahlenergien beschleunigt und durch die Elektronenoptik geleitet. Die Elektronensäule kann mit Strahlenergien von 1 bis 25 keV funktionieren. Im Rahmen dieser Arbeit wurden überwiegend die Strahlenergien von 5 keV verwandt. Der Grund ist

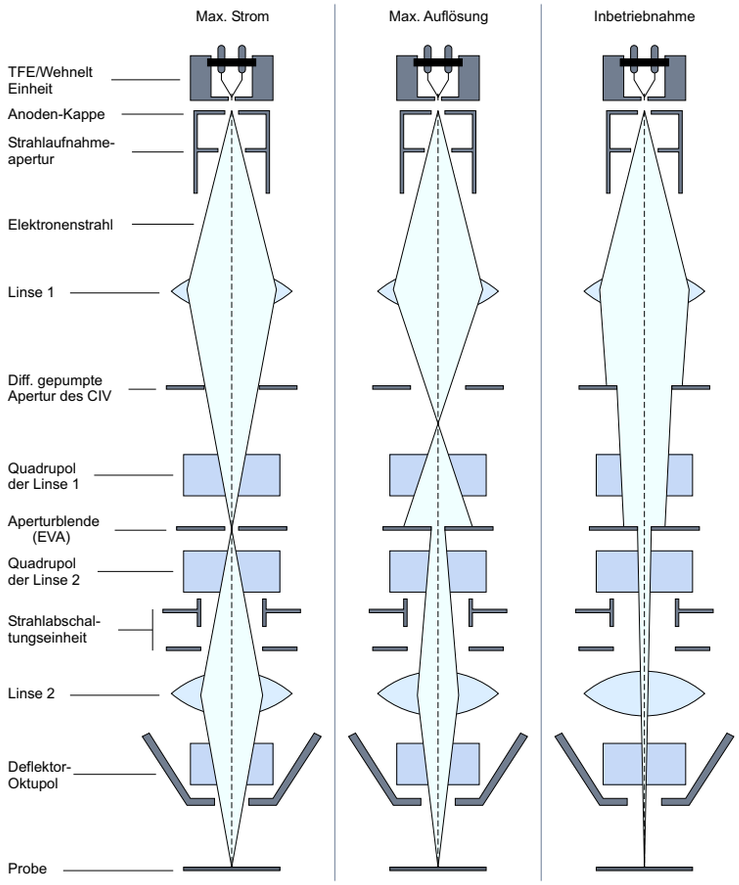


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung und drei Arbeitsmodi der Elektronensäule FEI 2LE.

darin zu sehen, dass bei einer Strahlenergie von 25 keV und 25 mm Arbeitsabstand der Rasterbereich der Elektronensäule auf 1.0 mm × 1.0 mm begrenzt war, was für den kontrollierten Spitzenwechsel nicht groß genug war. Auf der anderen Seite war die Strahlenenergie von 5 keV hoch genug, um die Auflösungsgrenze zu erreichen. Die Auflösung des REM war meistens durch die äußeren magnetischen Wechselfelder des Stromnetzes mit 50 Hz Frequenz begrenzt. Der Einfluss der äußeren magnetischen Wechselfelder bis zu einer begrenzten Höhe kann jedoch dadurch kompensiert werden, indem man das Bild zeilenweise synchron zu einem 50 Hz Stromnetz aufnimmt.

Für eine lange Lebensdauer (etwa 6000 Stunden) eines Schottky-Emitter ist ein Vakuumdruck besser als $\sim 10^{-9}$ mbar während des gesamtes Betriebes notwendig. Dafür sorgt eine Ionengetterpumpe, die über ein Winkelstück den Bereich des Schottky-Emitters und Linse 1 pumpt und in der Abbildung 2.4 zu sehen ist. Vor einem größeren Druckanstieg in der Analysekammer wird das REM durch ein differentielles Pumpsystem geschützt. Dabei kann die Druckdifferenz von bis zu 2-3 Größenordnungen kompensiert werden. Zusätzlich besteht die Möglichkeit diesen Bereich beim Belüften der Anlage mit einem pneumatisch betätigten Ventil (CIV-Column Isolation Ventil) abzuschotten, um so den Eintritt von Wasser und anderen Gasen zu vermeiden.

Die Elektronenoptik der Elektronensäule besteht aus elektrostatischen Linsen und Strahlformungseinheiten, welche mit Hochspannung betrieben werden. In Abbildung 2.8 sieht man ein Schema der Elektronensäule. Die Inbetriebnahme der Elektronensäule besteht aus folgenden Schritten:

- Hochspannungsbehandlung zur Entfernen der Adsorbaten von Oberflächen der Säule
- Hochfahren des thermischen Feldemitters
- Ausrichten der Säule: grobes Ausrichten des thermischen Feldemitters, feines Ausrichten der Strahlformungseinheiten der Linse 1, feines Ausrichten der Strahlformungseinheiten der Linse 2

Zum Ausrichten der Elektronenoptik wird ein Picoampermeter an der Strahlablenkungseinheit angeschlossen. Damit misst man den Strom der Elektronen, die durch die Optik gelangen. Man versucht dabei eine maximale Strahldurchlässigkeit der Elektronenoptik zu erreichen, sowie mögliche Abbildungsfehler wie sphärische Aberrationen und Astigmatismus zu minimieren.

Nach dem Hochfahren der TFE wird die Säule zuerst in einem sogenannten Inbetriebnahme-Modus betrieben. Währenddessen wird eine TFE grob durch die Einstellschrauben an der Säule ausgerichtet. Danach wird in der Säule ein Modus des maximalen Strahlstroms eingestellt, wodurch man einen Strahlstrom von 100 nA durch Ausrichten der verschiedene Einstellelemente zu erreichen versucht. Zuletzt wird in der Säule ein Modus des reduzierten Strahlenstroms eingestellt. Durch die sogenannte elektronische Aperturblende (EVA) wird der Strahlenstrom auf etwa 1 nA reduziert, womit jedoch gleichzeitig das Auflösungsvermögen der Säule ansteigt. Das liegt daran, dass beim Abblenden der Randstrahlen durch die EVA, die sphärischen Abberationen der Elektronenoptik minimiert werden. Am Ende der Ausrichtung werden die x, y-Stigmatoren und die Arbeitsspannung der Linse 2 eingestellt, um eine optimale Bildschärfe zu erreichen. Durch die x, y-Stigmatoren wird der Astigmatismus korrigiert. Durch die Linse 2 wird der Elektronenstrahl auf die Probe fokussiert.

Als Detektor der Sekundärelektronen (SED) in diesem REM dient ein Kanalelektronenvervielfacher (Channeltron) mit dazugehörigem Vorverstärker und Hochspannungsnetzteil der Firma Physical Electronics. Mittels Netzteil der SED wird eine am Channeltron angelegte Betriebs- und Ansaugspannung eingestellt. Der Strom der Sekundärelektronen wird durch einen SED-Verstärker mit 5 MHz Bandbreite verstärkt und als Spannung an den Eingang der Datenerfassungsplatine weitergeleitet.

Die Datenerfassungsplatine NI PCI-6070E der Firma National Instruments im Rechner dient vornehmlich zwei Zielen. Einerseits fungiert sie als Generator der Rastersignale in die x- und y Richtung. Dafür werden zwei Digital-Analog-Wandlern (DAC) mit 12 Bit Auflösung verwandt. Die Rastersignale werden an die Steuerungselektronik der Elektronenkanone weitergeleitet, was das Rastern mittels Elektronenstrahl der Probe ermöglicht. Damit ist es möglich ein Raster mit bis zu 4096×4096 Punkten zu realisieren. Beim Rastern mit einem Elektronenstrahl erfasst die Platine gleichzeitig das Helligkeitssignal des SED Ausgangs. Dafür verwendet man einen Analog-Digital-Wandler (ADC) mit 12 Bit Auflösung. Ein Verstärker der SED dient dabei der Anpassung des Ausgangssignals der SED an den Eingangsbereich der Datenerfassungsplatine. Damit wird das SED-Ausgangssignal invertiert, per Offset verschoben und verstärkt, um den Eingangsbereich und die 12-Bit Auflösung der Platine völlig zu nutzen.

2.2.2 Besocke BEETLE-STM

Von jedem RTM-Design erwartet man mindestens folgende Fähigkeiten:

- Feine Abstandsregelung zwischen der Spitze und der Probe
- Grobe Annäherung der Tunnelspitze zur Probe bis Bereich der feinen Abstandsregelung erreicht ist (typischer Tunnelabstand zwischen Spitze und Probe beträgt 5–10 Å)
- Feine laterale Bewegungen der Spitze zum Rastern der Probenoberfläche

Ein gutes RTM-Design sollte mindestens alle vorgenannten Funktionalitäten beinhalten, mechanisch und thermisch stabil und dabei noch relativ einfach und flexibel zu handhaben sein. Die mechanische Stabilität hängt von diversen Faktoren ab. Man versucht bei der Konstruktion eines RTM-Kopfes die mechanischen Schleifen möglichst klein zu halten, um die höhere Eigenfrequenz des RTM-Kopfes zu erreichen. Das gelingt zumeist, wenn denn der Aufbau eines RTM-Kopfes klein gehalten und die Verbindungen zwischen den leichten Bauteilen stabil ausgeführt wird. Natürlich sollte dabei ausschließlich entsprechendes Material mit einem hohen Elastizitätsmodul (z.B. synthetischer Saphir und Rubin, Macor, spezielle Stahlsorten) für die Bauteile verwandt werden. Durch den Einsatz geeigneter Materialien bzw. deren Kombination und einer entsprechende Konstruktion des RTMs versucht man so die thermischen Ausdehnungen zwischen den Tunnelspitze und den Proben minimal zu halten oder aber durch die gegenseitige Kompensation komplett zu eliminieren.

Ein solches stabiles RTM-Design stellt Besocke BEETLE-STM Design dar [Besocke (1987)]. Eine schematische Darstellung eines Besocke RTM kann man in der Abbildung 2.9 sehen. RTM nach dem Besocke Prinzip hat folgende Besonderheiten:

- Durch das Drehen eines neuartigen Rampenrings wird eine grobe Annäherung der Tunnelspitze zur Probe realisiert [J. Frohn und Teske (1989)]
- Mittels „slip-stick“ Bewegungen des Rampenringes kann der Piezoscanner mit Tunnelspitze relativ zur Probe lateral verschoben werden
- Mit dem inneren Piezoscanner kann die Spitze feine Bewegungen in drei Dimensionen ausführen
- Hohe mechanische und thermische Stabilität, relativ einfache Aufbau durch wenige Bauteile

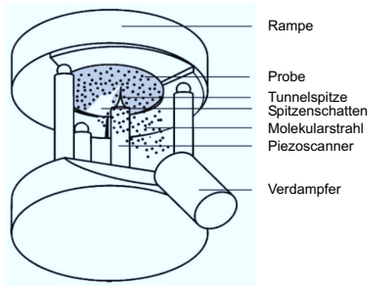


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung eines RTM nach Besocke-Design mit einer zusätzlicher Option die geheizte Probe beim MBE-Wachstum zu untersuchen. Bildquelle [Voigtländer (2001)]

Der Rampenring stellt einen Ring mit drei Rampenprofilen dar. Der Rampenring wird von drei an den äußeren Röhren des Piezoscannern angeklebten Rubinkugeln getragen. Die grobe Annäherung der Tunnelspitze an die Probe wird durch die „slip-stick“ Bewegung der drei äußeren Piezoscanner und die dadurch aufgerufene Drehbewegung des Rampenrings realisiert.

Sehr oft verwendet man aber ein geändertes und von Besocke abgeleitetes Design, in dem die Probe in einem Probenhalter von unten ins RTM eingeschoben wird und der Piezoscanner samt der Tunnelspitze an einem Rampenring sitzt. Ein solches Design kommt z.B. nicht selten in Kryostaten zur Anwendung.

2.2.3 Multispitzen RTM-Messkopf: das koaxiale Beetle-Konzept

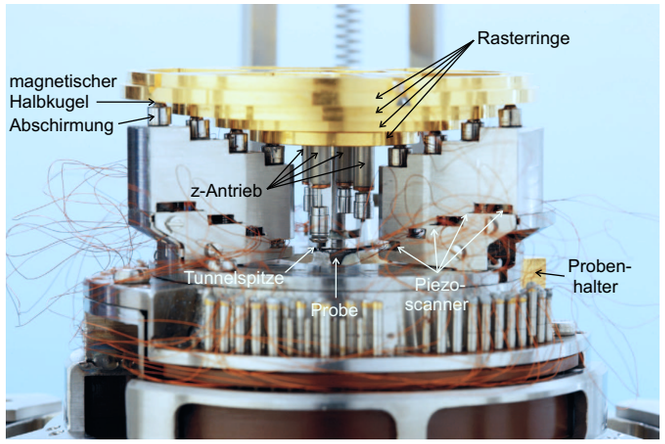
Der Messkopf des gebauten RTM-Systems besteht aus 4 modifizierten RTM-Rastereinheiten nach dem Besocke Prinzip, die platzsparend koaxial angeordnet sind (in der Abbildung 2.10). Die Rastereinheiten unterscheiden sich nur durch die Durchmesser der Rasterringe und sind nach den Größen der Rasterringe von 1 bis 4 durchnummeriert, d.h. der kleinste der Rasterringen gehört zu der Rastereinheit mit der Nummer 1 und der größte gehört zu der Rastereinheit mit der Nummer 4. Die Rasterringe der Rastereinheiten sind dabei so angeordnet, dass sich oben der größte und unten der kleinste der Rasterringe befindet. Aus dieser Anordnung ergibt sich eine kompakte Konstruktion des Messkopfes. Die kleinen Abmessungen des RTM-Messkopfes

sorgen zusätzlich für eine hohe mechanische Stabilität.

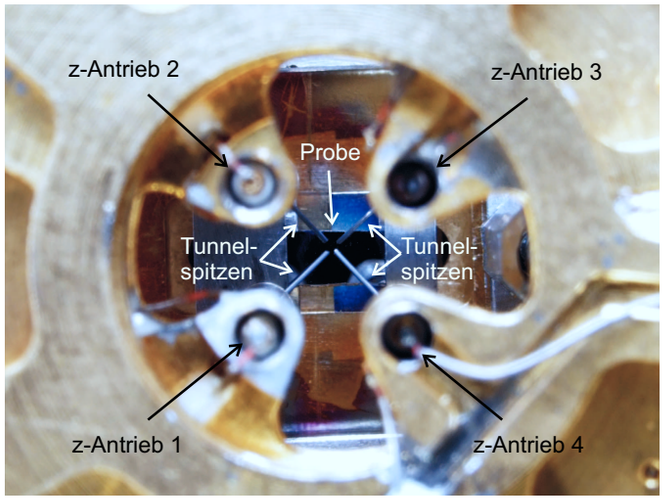
Jeder Rasterring trägt je einen z-Antrieb zur groben und feinen Annäherung der Tunnelspitzen an die Probe heran. Für die Beschreibung des Funktionsprinzips des z-Antriebes s. Abschnitt 2.2.4. Bei den groben Bewegungen des z-Antriebes handelt es sich um „slip-stick“ Bewegungen. Bei den feinen Bewegungen des z-Antriebes handelt es sich um Bewegungen mit subatomarer Präzision. Die Verwendung von neuartigen z-Antrieben ersetzt platzraubende Rasterrampen und ermöglicht eine Konstruktion des Multispitzen-RTM mit kleinen Abmessungen. Am unteren Ende des z-Antriebes ist ein sogenannter Spitzenhalteraufnehmer zur Spitzenbefestigung eingebaut. Jeder Rasterring wird durch die an drei Röhren des Piezoscanner befestigten magnetischen Halbkugeln getragen. Durch die Ablenkung des Piezoscanners werden der Rasterring und damit die an dem z-Antrieb befestigten Tunnelspitzen lateral bewegt. Diese feine Bewegung der Rasterringe mit subatomarer Präzision wird während des Rasterns der Probenoberfläche ausgeübt. Jeder Rasterring besteht aus zwei Bauteilen, welche zusammengeschraubt sind. Das massive obere Bauteil besteht aus nichtmagnetischem Edelstahl, sodass der Elektronenstrahl, der durch die Ringmitte durchgeht, keinem magnetischen Störfelder ausgesetzt ist. Das untere dünne Bauteil besteht dagegen aus magnetischem Stahl, damit die magnetischen Halbkugeln der drei Röhren des Piezoscanners sich an diese Oberfläche anziehen und deren Magnetfeld abgeschirmt wird. Andererseits sind die magnetischen Halbkugeln des Piezoscanners durch eigene Abschirmungstöpfchen aus Mu-Metall[1] auch magnetisch abgeschirmt. Die Abschirmungstöpfchen samt magnetischen Halbkugeln sind direkt an die Röhrchen der Piezoscannern angeklebt. Durch die „slip-stick“ Bewegungen zwischen den magnetischen Halbkugeln des Piezoscanners und der magnetischen unteren Oberfläche der Rasterringe erfolgt eine grobe laterale Bewegung des Rasterrings und damit der an dem z-Antrieb befestigten Tunnelspitze.

Der Messkopf des vorliegenden RTM-Systems ruht auf der Platte der zweiten Vibrationsdämpfungsstufe. Zwischen Messkopf und Platte der zweiten Vibrationsdämpfungsstufe sind drei x-, y-Scherpiezostapeln mit Edelstahlhalbkugeln platziert. Die drei x-, y-Scherpiezostapeln sind direkt an der Platte der zweiten Vibrationsdämpfungsstufe aufgeklebt. Am oberen Ende der Scherpiezostapel sind Edelstahlhalbkugeln angebracht. Die untere Seite des Messkopfes hat drei Kontaktflächen zur Aufnahme der Edelstahlhalbkugeln. Ein derart zwischen Messkopf und Dämpfungs-

[1] engl. μ-Metall oder permalloy - eine weichmagnetische Nickel-Eisen-Legierung hoher magnetischer Permeabilität



(a)



(b)

Abbildung 2.10: Ansicht (a) von Seite und (b) von Oben auf einem Messkopf der Multispitzen-RTM System.

stufe realisierter Trägheitsantrieb („slip-stick“ Prinzip) ermöglicht die Verschiebung des Messkopfes relativ zur Platte der zweiten Vibrationsdämpfungsstufe und relativ zur starr befestigtem REM-Säule. Diese Funktion ist sehr wichtig, weil die Elektronensäule sehr kleine mögliche Verschiebungen des Rasterbereiches (ca. 50% des Sichtfeldes) bei der höheren Auflösung hat.

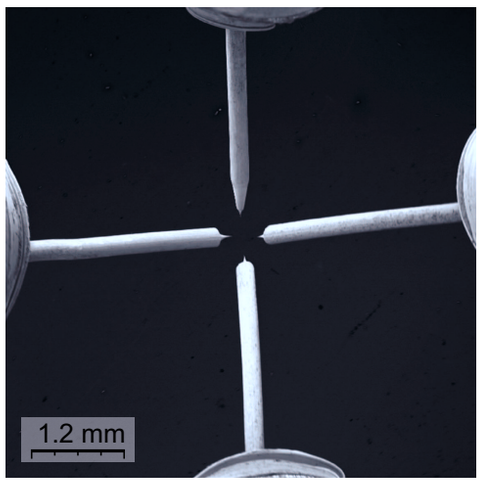


Abbildung 2.11: REM- Ansicht von oben auf vier zusammengeführten Tunnelspitzen aus Wolframdraht.

Um vier Tunnelspitzen auf einen kleinen Bereich der Probenoberfläche zusammenzuführen werden die Tunnelspitzen nicht wie sonst üblich senkrecht, sondern unter einem Winkel von 45° eingebaut. Ein anderer gewichtiger Vorteil des Einbaus der Tunnelspitzen unter einem Winkel gegen die Probennormale ist die gute REM-Ansicht auf die vier Spitzenenden von oben (in der Abbildung 2.11), da ansonsten die Spitzenenden durch die Spitzenschaften verdeckt sind. Es ist jedoch ebenfalls ein Nachteil einer solchen Einbaulage der Tunnelspitzen in einer nicht modifizierter Besocke Anordnung zu beklagen: Im Falle eines lateralen Ablenkens der innere Piezoscanner mit befestigter Tunnelspitze kommt es zum Mitkoppeln der lateralen Bewegungen in die z-Richtung [Jaschinsky (2007)]. Bei einer großen Topographieaufnahme wird es dabei zumeist unmöglich diese Bewegungen in die z-Richtung durch

einen ausreichenden z-Piezohub auszugleichen. Bei dem modifizierten Besocke Prinzip tritt dieser Effekt jedoch wie beschrieben nicht auf, weil mit Ringen gerastert wird.

Die folgenden Unterschiede weisen die RTM-Einheiten im Vergleich zur Konstruktion nach Besocke Prinzip auf:

- Abwesenheit von Rampen und des inneren Piezoscanners, Ringe tragen nur z-Antriebe
- Verwendung des z-Antriebes für grobe Annäherung der Tunnelspitzen zur Probe und für die z-Feinbewegung während des Abrasterns der Probe
- Laterale feine Bewegungen der Tunnelspitzen werden durch Ablenkungen der drei den Ring tragenden äußeren Piezoscanner realisiert
- Tunnelspitzen stehen unter einem Winkel von 45° gegen die Probennormale

Dieses so realisierte koaxiale Beetle Konzept mehrere RTM-Einheiten auf kleinstem Raum unterzubringen ist relativ flexibel. Durch das mögliche „down-sizing“ des RTM-Kopfes des gebauten System ist eine Integration in einem Bad-Kryostat vollkommen realisierbar. Die Verkleinerung des RTM-Kopfes erhöht normalerweise die mechanische Stabilität der RTM-Einheiten.

2.2.4 Z-Antrieb

Für eine Grobbewegung der Tunnelspitzen in die z-Richtung im Bereich von Millimetern bis in den Bereich hinab, den der z-Feinantrieb abdeckt (kontinuierliche Bewegung der Piezoröhren), wird dabei ein sogenannter z-Antrieb verwandt. Der z-Antrieb gehört zu der Gruppe piezoelektrischer Trägheitsmotoren. Die Trägheitsmotoren lösen das Problem des kleinen Hubes des Piezoelements durch eine ganze Folge der kleinen Schritte in die gewünschte Richtung. In der Abbildung 2.12 kann man das Funktionsprinzip des piezoelektrischen Trägheitsmotors sehen. Das Piezoelement ist einerseits starr an der Basis mit sehr großer Masse befestigt. Andererseits ist das Piezoelement mit einer langen Stange fest verbunden. Auf der Stange befindet sich eine Trägheitsmasse. Diese Masse haftet an der Stange durch die Reibungskräfte und hat so die Möglichkeit entlang der Stange durchzurutschen. Um einen Schritt mit piezoelektrischen Trägheitsmotoren zu tätigen wird eine Sägezahnspannung an das Piezoelement angelegt. Der piezoelektrische Trägheitsmotor geht dabei durch die

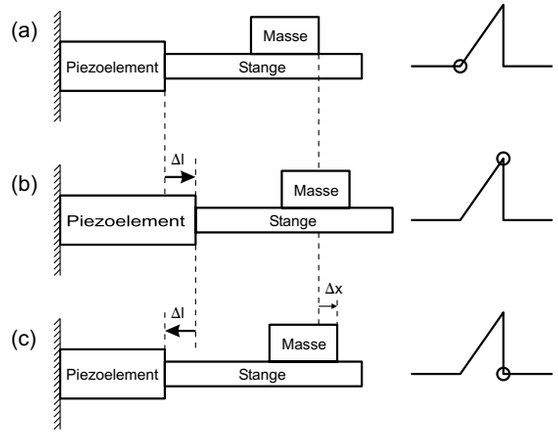


Abbildung 2.12: Aufbauschema und eine Versorgungsspannung der piezoelektrischer Trägheitsmotor während einen Schritt: (a) Ausgangszustand; (b) intermediäre Zustand mit gestrecktem Piezoelement; (c) Endzustand nach einem Schritt.

drei mögliche Zustände durch. In einem Ausgangszustand (a) an das Piezoelement wird eine Spannungsrampe angelegt. Dadurch wird aufgrund des inversen piezoelektrischen Effektes das Piezoelement mit einer konstanten Geschwindigkeit um die Δl gestreckt (a)–(b). Die Trägheitsmasse wird ebenfalls durch die Stange mit der konstanten Geschwindigkeit bewegt. Durch einen abrupten Spannungsabfall wird der Piezoelement rasch zusammengezogen (b)–(c) und nimmt seine ursprüngliche Länge an. Durch die rasche Änderung der Bewegungsrichtung entsteht eine starke Beschleunigung. Anhand dieser Beschleunigung sind die Trägheitskräfte nach dem zweiten newtonsches Gesetz zu berechnen:

$$F_T = m \cdot a \tag{2.1}$$

In einem piezoelektrischen Trägheitsmotor nutzt man die Trägheitskräfte, um die Reibungskräfte zu überwinden. Wenn nun die Trägheitskraft F_T der Masse die Reibungskraft F_R zwischen Masse und Stange überwindet, rutscht die Masse entlang der Stange durch. Für eine Bewegung muss die Beschleunigung a oder die Trägheits-

masse m hoch genug sein, um die Reibungskraft zu überwinden.

$$m \cdot a > F_R \tag{2.2}$$

Der Rutschabstand Δx ist als Schrittlänge des Trägheitsmotors zu bezeichnen. Die Schrittlänge ist von der Spannungsamplitude des Sägezahnes schwellartig abhängig. Das bedeutet, dass man eine minimale Spannungsamplitude des Sägezahnes benötigt, um eine minimale Beschleunigung zu erreichen mit welchen die Reibungskräfte überwunden werden können. Ab dieser Schwellamplitude hat die Schrittlänge eine lineare Abhängigkeit von der Spannungsamplitude des Sägezahnes. Durch ein mehrmaliges Wiederholen eines einzelnen mikroskopischen Rutschschrittes kann man so die Masse auf gewünschtem makroskopischem Abstand verschieben. Um die Bewegungsrichtung einer Masse zu umkehren sollte man den Trägheitsmotor mit einem zeitlich invertierten Sägezahn betreiben.

In der Abbildung 2.13 kann man einen Querschnitt durch einen z-Antrieb sehen. Der z-Antrieb, analog zum oben beschriebenem piezoelektrischen Trägheitsmotor, wird an einer Basis mit sehr großer Masse - hier ein Rasterring (1), befestigt. Als eine bewegliche Trägheitsmasse dient ein Spitzenhalteraufnehmer (7). Die erhöhte Trägheitsmasse des Läufers mit Spitzenhalteraufnehmer hat einen positiven Einfluss auf die Funktionsfähigkeit des z-Antriebes. Durch die Reibungskräfte zwischen dem Läufer (6) und den Haltefedern (5) wird der Spitzenhalteraufnehmer samt Spitzenhalter (9) mit eingebauter Tunnelspitze (10) auf einer konstanter Höhe, relative zur Probenoberfläche festgehalten. Werden die Reibungskräfte zwischen den Läufer und Haltefedern während eines Schrittes überwunden, so rutscht der Läufer samt dem Spitzenhalteraufnehmer um eine mikroskopische Schrittlänge in z-Richtung durch. Der Spitzenhalteraufnehmer aus magnetischem Edelstahl hat einen eingebauten Selten-Erden-Magnet (8) zum Festhalten des Spitzenhalters der Tunnelspitze. Die magnetisch abschirmende Wirkung des Spitzenhalteraufnehmers mit Spitzenhalter aus ARMCO-Eisen[2] minimiert die magnetischen Streufelder vom eingebauten Magnet.

Um einen Schritt in den z-Antrieb zu tätigen sollte die Sägezahnspannung an das Piezoröhrchen (2) angelegt werden. Das geschieht durch die zwei Elektroden, mit welchen eine Piezoröhrchen versehen ist. Die innere Elektrode der Piezoröhrchen wird an die Hochspannungsausgang des Hochspannungsverstärkers angeschlossen.

[2] ARMCO-Eisen ist technisch reines Eisen, weist eine geringe Koerzitivkraft, hohe magnetische Sättigung und gute elektrische Leitfähigkeit auf

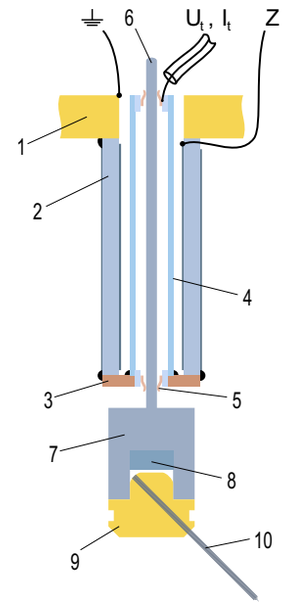


Abbildung 2.13: Schematische Darstellung eines Querschnitts durch einen z-Antrieb: Rasterring (1); piezokeramische Röhrchen (2); Verbindungsring (3); Abschirmungsröhrchen (4); Haltefedern (5); Läufer (6); Spitzenhalteraufnehmer (7); Magnet (8); Spitzenhalter (9); Tunnelspitze (10).

Die äußere Elektrode wird elektrisch mit dem Rasterring und somit mit der Erde verbunden. Die Hochspannung wird dabei an die innere und nicht an die äußere Elektrode des Piezoröhrchen angeschlossen damit die wechselnde Hochspannung des z-Antriebes den Elektronenstrahl nicht stört. Die äußere Elektrode wird an die Masse. Das Abschirmungsröhrchen (4) wird über einen Verbindungsring (3) auch an die Masse angeschlossen damit die wechselnde Hochspannung des z-Antriebes keinen bzw. minimalen kapazitiven Einfluss auf den Tunnelstrom, welcher über Läufer fließt, hat.

Man unterscheidet zwei Arbeitsmodi des z-Antriebes: die Fein- und die Grobbewegung. Eine Grobbewegung wird auch als „slip-and-stick“ Modus bezeichnet [Pohl (1986)], [Anders u. a. (1987)], [Schmitt u. a. (2000)].

Die für die Feinbewegung an der Piezokeramik angelegte Spannung wird nur relativ langsam variiert. Das Piezoröhrchen ändert dabei seine Länge proportional zur angelegten Spannungsdifferenz der äußeren und inneren Elektroden. Bei der Veränderung der Röhrchenlänge wird auch die Läuferposition relativ zum Rasterring geändert. So bewegt sich beim Ausstrecken des Piezoröhrchens der Läufer näher zur Probe. Dabei ist es durchaus möglich mit einer z-Piezokonstante von 48 Å/V und einem Spannungsbereich von –200 V bis +200 V einen Piezohub von 2 μm mit subatomarer Präzision in z-Richtung zu realisieren, was für den Tunnelbetrieb des RTM ausreichend ist.

Für eine grobe Annäherung der Tunnelspitze an die Probe benötigt man bis zu mehrere Millimeter der z-Bewegung. Deswegen verwendet man die schrittartigen Grobbewegungen des z-Antriebes. Bei einem Schritt der Grobbewegung rutscht so der durch die Haltefedern gehaltene Läufer des z-Antriebs in die entsprechende Richtung durch. Schrittlänge und Rutschrichtung kann man durch den angelegten Sägezahn steuern. Für die schrittartige Bewegungen des z-Antriebes werden die dafür benötigten Sägezähne im Digital Signal Prozessor (DSP) der Datenerfassungsplatine erzeugt. Dann wird der erzeugten Sägezahn durch einen Hochspannungsverstärker bis zu 20× verstärkt. Beim Anlegen dieses verstärkten Sägezahns (in Abbildung 2.14) an der Piezokeramik kommt es zu einem Annäherungsschritt der Spitze zur Probe.

Die Schrittlänge des z-Antriebes hängt von der Spannungsamplitude des Sägezahnes schwellwertartig ab. Beträgt die Spannungsamplitude daher weniger als der Schwellwert so rutscht der Läufer im z-Antrieb nicht durch. Um einen Schritt zu tätigen sollten daher die Reibungskräfte bei der Richtungsänderung überwunden werden. Bei dieser experimentellen Realisation betragen die Schwellwerte der Spannungsamplituden des Sägezahnes bei diversen z-Antrieben ca. 75–90 Volt bei einer Anstiegszeit der langsamen Flanke von 2 Millisekunden. Wenn die Spannungsamplitude des Sägezahnes höher als der Schwellwert ist, hängt die Schrittlänge linear von der Spannungsamplitude ab. Damit ist es möglich die gewünschte Schrittlänge einzustellen. Bei der kontrollierten Annäherung der Tunnelspitzen an die Probe sollte man schon aus Sicherheitsgründen eine Schrittlänge eines Bruchteils des ganzen Piezohubs (2 μm) einstellen. In dieser Arbeit wurde eine Schrittlänge von etwa 125–250 nm verwandt. Man unterscheidet noch zwischen dem Sägezahn für die Bewegung der Spitze nach unten und nach oben. Der Unterschied ist dabei jedoch lediglich die zeitliche Inversion des Sägezahnes.

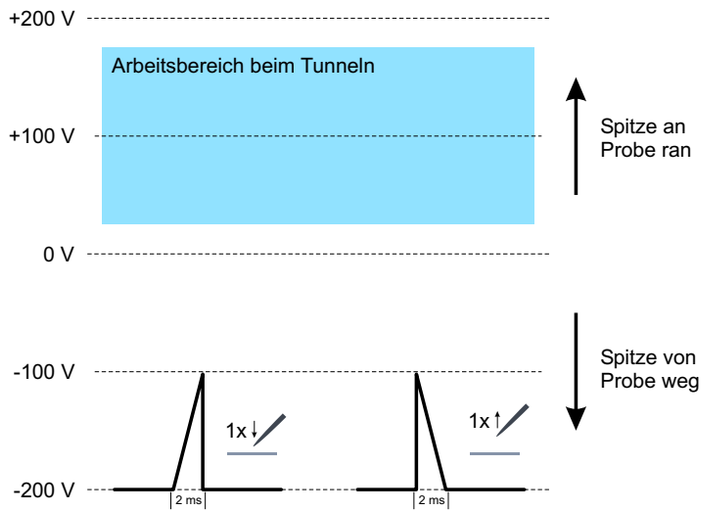


Abbildung 2.14: Sägezahn für einen Schritt des z-Antriebes: Spitze an Probe näher ran (links) und Spitze weiter von Probe weg (rechts). Der Sicherheitsbereich für den Betrieb der Tunnelspitzen beim Tunneln ist als blaues Rechteck dargestellt.

Zum sicheren Betrieb von Tunnelspitzen während des Tunnelns ist ein besonderer Bereich der z-Spannung notwendig. Es soll verhindert werden, dass es während des ersten Schrittes des Zurückziehens mit dem z-Antrieb die Spitze in die Probe fährt. In Abbildung 2.14 darf der Sägezahnpuls nicht in den blauen Arbeitsbereich kommen.

2.2.5 Schwingungsisolierung

Das RTM-System verfügt über ein zweistufiges Schwingungsentkopplungssystem. Die erste Stufe des Schwingungsentkopplungssystems enthält vier pneumatische Dämpfer der Anlage. Damit wird der Anlagenrahmen gegen niederfrequente Gebäudeschwingungen ab 2 Hz aufwärts entkoppelt. Die zweite Stufe des Schwingungsentkopplungssystems (in der Abbildung 2.15) enthält drei vorgespannte Stahlfedern. Mit Hilfe dieser Federn wird die Platte auf welcher der RTM-Kopf rührt, im Vakuum aufgehängt und gegen mechanische Schwingungen zusätzlich entkoppelt. Die

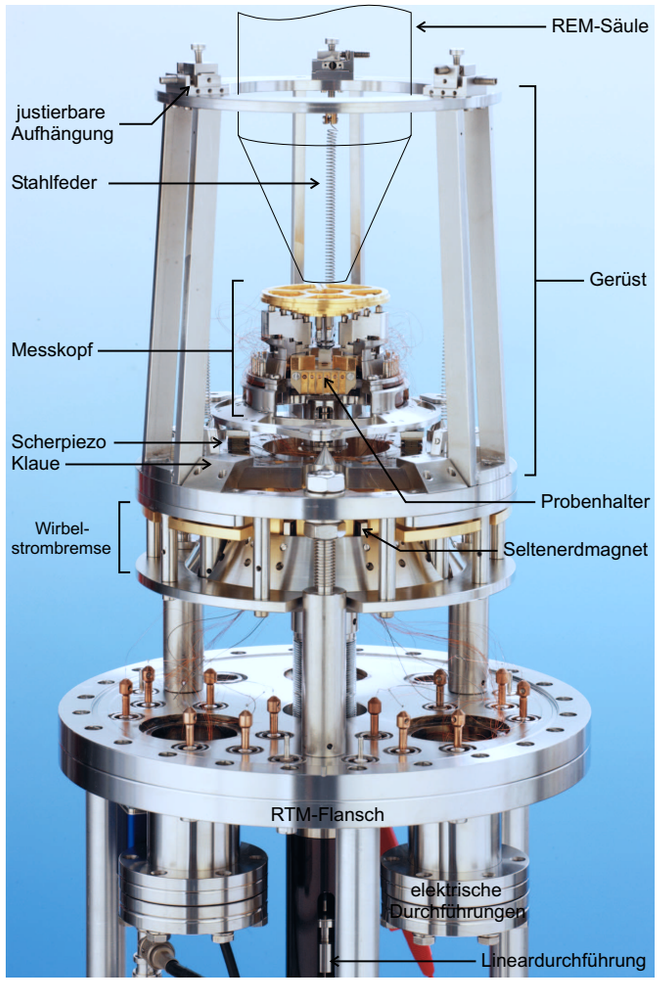


Abbildung 2.15: Messkopf des Rastertunnelmikroskops eingebaut in der zweite Stufe des Schwingungsentkopplungssystems. Die Position der REM-Säule ist schematisch eingezeichnet.

drei Federn werden an der justierbare Aufhängung des Gerüstes befestigt. Eine Eigenfrequenz f eines solchen Federpendels lässt sich durch eine Federauslenkung Δx einer unbelasteter Feder beim belasten mit der Masse m ausrechnen:

$$f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{g}{\Delta x}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{9,81\ m \cdot s^{-2}}{0,08\ m}} \approx 1,8\ \text{Hz} \tag{2.3}$$

Zusätzlich zu den Federn wirken Wirbelstrombremsen mit den Seltenerdmagneten zum Abklingen der Plattenschwingungen. Es gibt drei Arbeitsmodi mit denen man die zweite Stufe des Schwingungsentkopplungssystems betreiben kann: Platte durch die lineare Durchführung nach oben gedrückt (REM-Modus), Platte freihängend auf Federn aufgehängt (RTM-Modus) und Platte mit Probenstempel per Seilzug an lineare Durchführung befestigt nach unten gezogen (Probenwechselmodus).

Bei dem REM-Modus handelt es sich um eine starre Verbindung zwischen dem RTM-Messkopf mit Probenhalter und der REM-Säule. Dabei wird die zweite Stufe des Schwingungsentkopplungssystems deaktiviert, um eine gute REM-Auflösung des aufgenommenen REM-Bildes zu erreichen. Den REM-Modus aktiviert man, indem man mit der linearen Durchführung die Platte gegen die Klauen des RTM-Gerüsts drückt. In diesem Modus funktioniert auch das Rastern mittels RTM, jedoch ist sodann der Einfluss der mechanischen Schwingungen in dem Topographiesignal bemerkbar.

Der RTM-Modus wird verwandt, um atomare Auflösungen von guter Qualität zu erreichen. In diesem Modus hängt die Platte frei auf Federn; so erreicht man die beste Entkopplung von mechanischen Schwingungen. Diesen Modus sollte man jedoch vermeiden, wenn ein gutes REM-Bild durch langsames Rastern aufgenommen werden soll. Die Platte schwingt langsam gegen die REM-Säule und dieses kann zu einem unscharfen REM-Bild führen.

2.2.6 Hochlegen von Tunnelspitzen

Bei dem Betrieb von Einspitzen-RTM wird die Tunnelspannung sehr häufig an die Probe angelegt. Dabei wird der Tunnelstrom mit einem Transimpedanzverstärker an der Spitze gemessen. Beim Betrieb eines Multispitzen-RTM ist es notwendig die Potentiale der Tunnelspitzen unabhängig voneinander zu variieren und dabei auftretende Ströme einer jeden Tunnelspitze zu messen. Um das zu realisieren benötigt man jedoch einen hochgelegten Transimpedanzverstärker. Durch eine zusätzliche elektronische Schaltung, die in der Abbildung 2.16 dargestellt ist, lässt sich

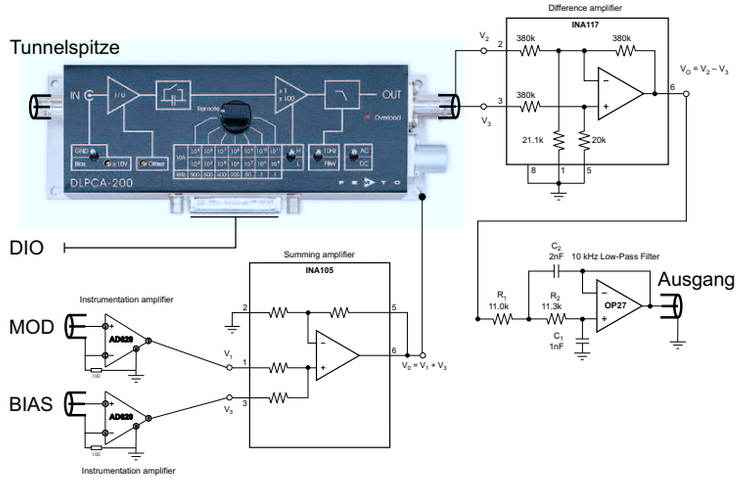


Abbildung 2.16: Elektronische Zusatzschaltung zum Hochlegen des Transimpedanzverstärkers FEMTO DLPCA-200.

ein Transimpedanzverstärker DLPCA-200 der Firma FEMTO Messtechnik GmbH hochlegen. Zusätzlich zum Netzteil des Transimpedansverstärkers mit der potentialfreien Erde verwendet man ein zweites Netzteil für die Versorgung der elektronischen Zusatzschaltung. Anstelle einer Erde werden die äußeren Spannungsquellen BIAS und MOD über zwei Pufferchips AD620 und einer Summierungschip INA105 an die Gehäuse des Verstärkers angeschlossen. Am Gehäuse des Verstärkers liegt jetzt die Summe der Spannungen von beiden Eingängen. Wenn jedoch nur ein Eingang verwandt wird, sollte der zweite Eingang über einen Terminierungswiderstand abgeschlossen sein. Durch eine sogenannte virtuelle Masse wird der Eingangsanschluss des Verstärkers automatisch an dem gleichen Potential wie das Gehäuse gehalten. Schlussendlich ist dann nur noch die angelegte Spannung am Gehäuse von der Spannung am Verstärkerausgang relative zu der Erde in Abzug zu bringen. Das passiert durch die INA117 Schaltung. Zur Begrenzung der Bandbreite der Zusatzschaltung und der Minimierung des Rauschens im Ausgangsignal dient ein aktiver 10 kHz Tiefpassfilter, der durch eine OP27 Schaltung realisiert wurde. Die ganze Zusatzschaltung sollte so auf der Platine aufgebaut werden, dass es zu keinem Überspre-

chen zwischen Ausgangs- und Eingangsleitungen kommt. Die Zusatzschaltung samt des Transimpedanzverstärker wird in dem metallischen Gehäuse zur Abschirmung untergebracht.

2.2.7 Elektrische Funktionsweise des Rastertunnelmikroskops

Der elektrische Aufbau des Multispitzen RTM besteht aus einem vierfachen Satz der Steuerelektronik für die Steuerung eines Einspitzen RTM. Die Steuerelektronik besteht aus einem Rechner mit Datenerfassungsplatine, aus einem dreikanaligen Hochspannungsverstärker, aus einem Umschalter und aus einem hochgelegten Transimpedanzverstärker. Das prinzipielle Schema der elektrischen Verbindungen ist in der Abbildung 2.17 zu sehen. Der elektrische Anschluss des Multispitzen RTM befindet sich dabei auf dem unteren Flansch der Analysekammer. Auf diesem Flansch befinden sich mehrere elektrische Durchführungen. Mittels elektrischen Durchführungen werden elektrische Leitungen der Vakuumkammer nach außen ausgeführt.

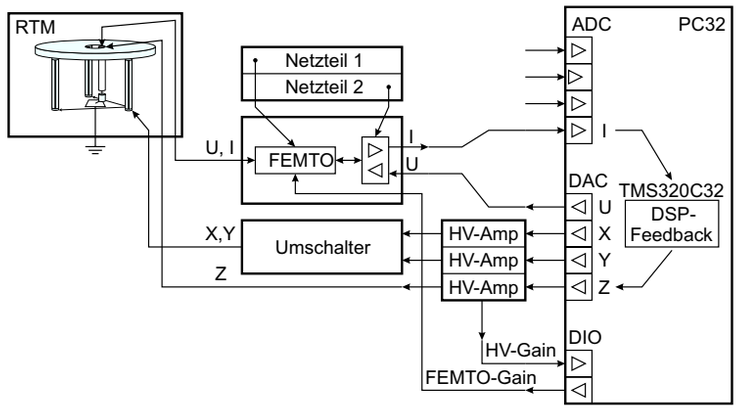


Abbildung 2.17: Prinzipieller Schema der RTM-Elektronik.

Die im Rechner eingebaute Datenerfassungsplatine PC32 von Innovative Integration hat einen Digital Signal Prozessor (DSP) TMS320C32 von Texas Instruments, 4 Digital-Analog- (DAC) AD669 und 4 Analog-Digital-Wandler (ADC) ADS7805, eine Timer-Einheit, eine digitale Schnittstelle (DIO) mit 8-Bit Eingang und 8-Bit

Ausgang am Board. Der DAC/ADC kann die Spannungssignalen im Bereich von –10...+10V mit 16-Bit Präzision ausgeben/messen. Die digitale Schnittstelle kann die TTL-Signalen ausgeben und einlesen.

Im DAC werden die Spannungen für die Piezoelemente in x-, y- und z-Richtung und die Tunnelspannung erzeugt. Die erzeugten Spannungen für die Piezoelemente werden zuerst über einen Hochspannungsverstärker (HV-Amp) auf die notwendige Spannungshöhe verstärkt. Der Hochspannungsverstärker besitzt drei Kanäle mit variablem Verstärkungsfaktor (1×, 2×, 5×, 10× und 20×). Die eingestellten Verstärkungsfaktoren (HV-Gain) können über einen DIO der Datenerfassungsplatine ausgelesen werden. Die verstärkten primären und invertierten Spannungen für die x- und y-Richtung werden über einen Umschalter und durch Vakuumdurchführungen auf die drei Röhren des Piezoscanners angeschlossen.

Der Umschalter dient den drei Funktionen. Die erste Funktion des Umschalters ist der hinzu -schaltbare RC-Filter. Der RC-Filter dient dem Glätten der Hochspannung beim Rastern, damit das Umschalten des DAC Bits nicht als Spannungssprung nach Verstärkung erscheint sondern als eine kontinuierliche Änderung abgebildet wird. Die zweite Funktion des Umschalters ist die Kommutation der x- und y-Hochspannungen für die drei Röhren des Piezoscanners in solcher Art und Weise, als dass eine Drehung des Rasterringes mit minimaler Anzahl an die physikalischen Leitungen nach RTM-Kopf zu realisieren (damit werden 5 Leitungen pro eine RTM-Einheit gespart) ist. Die dritte Funktion des Umschalters ist die Bewegung des RTM-Kopfes gegen die REM-Säule für das Ausrichten des Rasterbereiches der REM-Säule auf dem zu untersuchende Probenbereich. Dafür werden die x- und y-Hochspannungen bei der vierten Rastereinheit von den drei Röhren des Piezoscanners auf die drei Scherpiezostapeln der zweiten Schwingungsentkopplungsstufe umgeschaltet. Somit wird anstelle des vierten Rasterringes der ganze RTM-Kopf gegen REM-Säule bewegt.

Mit der im DAC erzeugten Tunnelspannung wird der Transimpedanzverstärker hochgelegt. Dabei wird auch die Tunnelspitze auf die gleiche Spannung hochgelegt. Der über die Tunnelspitze fließende Tunnelstrom wird in einem Transimpedanzverstärker mit einem variablem Verstärkungsfaktor von 10^3 bis 10^9 V/A verstärkt und in die Spannung umgewandelt. Der Verstärkungsfaktor des Transimpedanzverstärkers kann stufenweise über eine DIO eingestellt werden. Zur detaillierten Funktionsweise des hochgelegten Transimpedanzverstärkers s. Kapitel 2.2.6. Die dem Tunnelstrom entsprechende Spannung wird in ADC digitalisiert. Über ADC aufgenommene Spannungsmesswerte werden in DSP in die Feedback-Routine verarbeitet und über DAC

als Spannung für die z-Richtung ausgegeben. Die über den Hochspannungsverstärker verstärkten Spannungen für die z-Richtung werden direkt oder optional über einen RC-Filter auf den z-Antrieb angeschlossen. So wird eine Tunnelabstandsregelung durchgeführt.

Der Probenhalter für Halbleiter-Proben nach dem Design der Firma SPS-CREATEC GmbH (in der Abbildung 3.13) hat 6 elektrische Kontakte auf einer keramischen Kontaktplatte aus Macor. Die zwei äußeren Kontaktpaare sind für das Probeheizen gedacht und sind mit der Probe elektrisch verbunden. Das innere Kontaktpaar ist für ein Thermoelement vorgesehen und ist nicht verdrahtet, da Messungen bei Raumtemperatur stattfinden. Als Gegenstück der Kontaktplatte dient eine Leiste mit federnden Kontaktstiften. Diese Leiste befindet sich an der vorderen Seite des Probenstempels und ist mit der elektrischen Durchführungen am unteren Flansch der Analysekammer elektrisch verbunden. Sobald ein Probenhalter auf dem Probenstempel aufgelegt und mit einer Rasternase fixiert wurde, ist die Probe mit der elektrischen Durchführungen des unteren Flansches verbunden.

2.3 Spitzenpräparation

Für das Multispitzen STM-System braucht man mindestens vier Tunnelspitzen. Diese werden aus Wolframdraht mittels nasschemischen Ätzen hergestellt. Nach dem Ätzen werden die Wolframspitzen in die Spitzenhaltern eingesetzt. Die Spitzenhal-

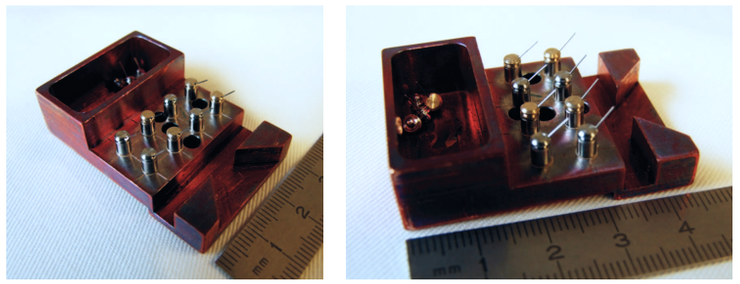


Abbildung 2.18: Fotos der Spitzenparkstation mit 8 draufgesetzten Spitzenhaltern mit eingebautem Wolframtunnelspitzen und Auffangbehälter für benutzte Spitzen.

tern werden in die zwei Spitzenparkstationen geparkt. Jeder Spitzenparkstation (s.

Abbildung 2.18) bietet Platz für 8 Spitzenhaltern inklusive der Spitzen. Somit kann man gleichzeitig 16 Tunnelspitzen in das Multispitzen STM-System einschleusen.

2.3.1 Ätzen der Wolframspitzen

Die Tunnelspitzen aus Wolfram werden nach folgendem Vorgang hergestellt: Wolfram Draht mit 0.25 mm Durchmesser wird mit einem 2-Propanol getränktem Tuch gereinigt. Es wird ein Drahtstück etwa 20-25 mm tief in die Ätzlösung eingetaucht und für 30-40 Sekunden geätzt, um so die Drahtoberfläche zu reinigen. Als Ätzlösung verwendet man wässrige Natriumhydroxid Lösung mit 2,5 Mol/L Konzentration (z.B. 50g NaOH auf 500ml destillierter Wasser) [Ibe u. a. (1990)]. Danach wird dieses Drahtstück in destilliertem Wasser von den Lösungsresten befreit und wieder mit einem 2-Propanol getränktem Tuch gereinigt. Eine glänzende Drahtoberfläche weist dabei auf eine gute Reinigung hin.

Man nimmt sodann 5 Glasbecher. Drei werden mit destilliertem Wasser gefüllt, zwei andere mit 2-Propanol (Wasser, 2-Propanol, Wasser, 2-Propanol, Wasser). Die Flüssigkeiten werden mit einer Heizplatte bis auf die Siedetemperatur gebracht und gehalten.

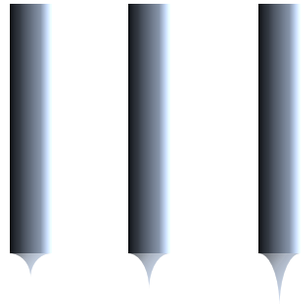


Abbildung 2.19: Schematische Darstellung der drei Tunnelspitzen aus Wolfram mit verschiedenen Aspektverhältnissen zwischen Spitzenlängen und Breiten. Die linke und mittlere Spitze haben ein ungeeignetes Aspektverhältnis für ein Vierspitzen-RTM-System. Nur die rechte Tunnelspitze kann in RTM-System mit anderen Tunnelspitzen zusammengeführt werden.

Man taucht das Drahtstück 1,5 mm tief in die Ätzlösung und schaltet die Ätz-

elektronik ein. Die Elektronik stellt einen Ätzstrom her. Dieser Strom beträgt am Anfang etwa 14 mA und am Ende 4 mA. Die Ätzdauer beträgt etwa 9-10 Minuten. Der Ätzvorgang wird automatisch durch die Elektronik beendet. Der geätzte Draht wird nach dem Ätzvorgang im ersten Becher mit Wasser vorgereinigt, um die Lösungsreste zu entfernen. Sodann wird der Draht mit der Tunnelspitze am Ende unter ein optisches Mikroskop verbracht, um die Qualität der Spitze abschätzen zu können. Eine passende Spitze wird anschließend mit 2-Propanol, destilliertem Wasser, 2-Propanol und destilliertem Wasser gereinigt [Hobara u. a. (2007b)]. Die Spitze wird mit Apex nach oben aus dem letzten Wasserbechern rausgenommen, um die Tropfenformation auf Apex zu verhindern. Dann wird die Tunnelspitze von Wolframdraht passend abgeschnitten und in den Spitzenhalter montiert. Man zerschneidet den Wolfram Draht möglichst mit scharfem Werkzeug, um ein Zerdrücken am Drahtenden zu minimieren. Nach der Spitzenmontage werden die Spitzenhalter mit den Tunnelspitzen in der Parkstation befestigt und mit dem optischen Mikroskop kontrolliert.

Nicht alle Tunnelspitzen, welche erfolgreich präpariert wurden, können auch später in einem RTM-System Verwendung finden. In der Abbildung 2.19 sind verschiedene Spitzengeometrie gezeigt. Eine nicht passende Spitzengeometrie der Tunnelspitze verhindert durch die mögliche Kollision der Spitzenschaften das Zusammenführen der Tunnelspitzen auf einem kleinen Bereich der Probenoberfläche. Zusätzlich besteht die Gefahr, dass bei der Annäherung einer zu kurzen Tunnelspitzen nur der Spitzenrand als erster anstelle des Spitzenapex in den Tunnelkontakt mit der Probenoberfläche gelangt. Einen negativen Einfluss auf das Aspektverhältnis der Tunnelspitzen kann eine verbrauchte NaOH-Lösung geben. Beim Ätzen werden die OH^--Ionen verbraucht.

2.3.2 Thermische Methode zur Reinigung der Tunnelspitzen

Die fertig geätzten Tunnelspitzen könne nicht ohne weitere Reinigungsschritte in Betrieb genommen werden. Nach dem Ätzen des Wolframdrahts wird die Drahtoberfläche wegen des Sauerstoffs der Luft mit einem Wolframoxid WO_3 bedeckt. Um die Wolframspitzen vor Einbau im das RTM-System zu reinigen verwendet man die sogenannte Kontaktheizungsmethode. Der Spitzenhalter samt eingebauter Wolframspitze wird dabei gegen eine Wolframdrahtschlaufe in dem Vakuum der Präparationskammer sanft angedrückt. Die Wolframdrahtschlaufe ist dabei wie die Tunnelspitze aus dem gleichen Wolframdraht mit einem Durchmesser von 0,25 mm hergestellt

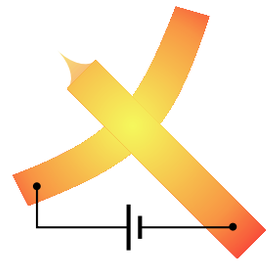


Abbildung 2.20: Schematische experimentelle Aufbau für das Reinigen den Tunnelspitzen mittels Kontaktheizungsmethode.

worden. Zwischen Spitze und Drahtschlaufe wird eine Spannung von ca. 4 Volt angelegt. Der Strom fließt nun zwischen der Tunnelspitze und der Wolframdrahtschlaufe. Man fängt mit einem Stromwert von 0,4 A an. Die Kontaktstelle zwischen der Tunnelspitze und der Wolframdrahtschlaufe beim Erhöhen des Stroms wird wegen des Kontaktwiderstands glühend heiß (in Abbildung 2.20). Ab einer Temperatur von 725 °C fängt die Umwandlung in Wolframoxid WO_3 in einen WO_2 und die Desorbierung [Chen (2008)] an. Wasser und andere organische Kontaminationen werden ebenfalls von der Spitzenoberfläche entfernt. Weil Wolfram eine hohe Schmelztemperatur von 3410 °C hat, kann die Behandlungstemperatur und Zeit ohne große Sorgen in relativ breiten Bereichen variieren. Lediglich ein zu starker Druckanstieg ist wegen starker Desoption der geheizten Oberflächen zu vermeiden. Durch die Strombegrenzung (bis zu $6 - 7$ A) kann man den Druckanstieg in einem grünen Bereich bis $1 \cdot 10^{-8}$ mbar halten. Die Heiztemperatur lässt sich näherungsweise durch die Augenkontrolle der Glühfarbe der Kontaktstelle bestimmen.

2.3.3 Proben- und Spitzenwechsel

Den Probenwechselmodus wird durch ein Ziehen der Platte mit Probenstempel nach unten realisiert. Der Seilzug wird mit einer linearen Durchführung gezogen, so dass ein Eingriff von außen ohne Vakuumunterbrechung stattfinden kann. Dabei wird der Probenhalter auf dem Probenstempel liegend freigesetzt. Der Probenhalter wird von einem Probenstempel mit einem Präzisionsmanipulator aufgenommen und zur Probenparkstation in der Präparationskammer transportiert. Dort wird der Probenhalter mit der alten Probe auf die freie Stelle der Parkstation abgelegt. Der

andere Probenhalter mit neuer Probe wird nunmehr in den Präzisionsmanipulator aus der Parkstation aufgenommen. Nach der Präparation der neue Probe (s. Kapitel 3.2.1) wird der in den Präzisionsmanipulator aufgenommene Probenhalter des Multispitzen-RTM in die Analysekammer transportiert. Sodann ist auf ein Abkühlen des massiven Probenhalters zu warten, um den RTM-Kopf nicht unnötig zu erwärmen und nicht allzu lange auf das Verschwinden des thermischen Drifts zu warten. Das Abkühlen des Probenhalters mit eingesetzter Probe kann über einen elektrischen Probenwiderstand festgestellt werden. Dafür wird an den elektrischen Zuleitungen des Präzisionsmanipulators ein digitaler Multimeter angeschlossen. Wenn der gemessene elektrische Widerstand der Halbleiter-Probe aufhört zu steigen, dann hat der Probenhalter ein thermisches Gleichgewicht mit dem Präzisionsmanipulator erreicht. Nun wird der Probenhalter wieder ins Multispitzen-RTM eingesetzt. Dafür wird der Probenhalter auf den Probenstempel abgelegt und aus dem Präzisionsmanipulator freigesetzt. Zusätzlich wird der Probenhalter mit einem Präzisionsmanipulator ins Mikroskop gegen die Kontaktfedern gedrückt, bis sich der Haken des Probenhalters in eine Aussparung des Probenstempels einhakt. Anschließend wird die zweite Stufe des Schwingungsentkopplungssystems mit der linearen Vakuumdurchführung losgelassen und im RTM-Modus überführt. Die Platte hängt nun in den Federn frei und der Probenstempel drückt jetzt den Probenhalter gegen RTM-Kopf von unten fest.

Wenn der Probenhalter aus dem RTM entfernt wurde kann auch ein Spitzenwechsel durchgeführt werden. Ein Spitzenwechsel kann sogar mit dem eingesetzten Probenhalter erfolgen, allerdings ist die Gefahr dabei eine Spitze zu verbiegen, zu groß. Um einen Spitzenwechsel durchzuführen sollte man mit einem Präzisionsmanipulator die Spitzenwechselgabel aus der Probenparkstation in die Präparationskammer aufnehmen und zu dem RTM-System in die Analysekammer transportieren. Man verwendet die Spitzenwechselgabel, um den Spitzenhalter mit der defekten Tunnelspitzen aus dem Spitzenhalteraufnehmer des z-Antriebes vorsichtig zu entfernen. Zur Unterstützung verwendet man ein Live-Bild aus dem REM. Man versucht zuerst die Spitzenwechselgabel in die seitlichen Einsparungen des Spitzenhalters einzuführen. Dann versucht man mit einem Präzisionsmanipulator nach unten zu fahren, um die Spitzenwechselgabel samt des Spitzenhalters aus dem magnetischen Spitzenhalteraufnehmer zu entfernen. Beim Rausfahren aus dem RTM-System sollte man besonders vorsichtig sein, weil man die benachbarten und noch intakten Tunnelspitzen aus Versehen verbiegen kann. Der entnommene Spitzenhalter bleibt beim Transport in die Präparationskammer an den Magneten der Spitzenwechselgabel angezogen. In

der Präparationskammer wird der Spitzenhalter mit der verbrauchten Tunnelspitze in den Behälter für benutzte Spitzen der Spitzenparkstation abgeworfen. Einen Spitzenhalter samt neuer Tunnelspitze wird aus der Spitzenparkstation aufgenommen. Die Probenparkstation wird dann nach oben gefahren, um die Drahtschlaufe am unteren Ende der Probenparkstation erreichbar zu machen. Es erfolgt eine Reinigung der Tunnelspitze durch Heizen wie bereits im Kapitel 2.3.2 beschrieben. Nach der Reinigung wird der Spitzenhalter mit Tunnelspitze in die Analysekammer des RTM-Systems transportiert. Vor dem Einbau sollte der Spitzenhalter mit der Tunnelspitze in die richtige Einbaurichtung in die Spitzenwechselgabel gedreht werden. Die Tunnelspitze sollte beim Einbau in den z-Antrieb der RTM-Einheit in Richtung der Probenmitte ausgerichtet sein. Das Drehen des Spitzenhalters in die Spitzenwechselgabel kann durch ein vorsichtiges Klopfen des Schraubendrehers gegen das äußere Ende des Präzisionsmanipulators aufgerufen werden. Beim Drehen des Spitzenhalters sollte das Live-Bild aus REM beobachtet werden, sodass beim Erreichen der richtigen Einbaurichtung das vorgenannte Klopfen einzustellen ist. Nun wird der Spitzenhalter in der umgekehrten Reihenfolge in den z-Antrieb der RTM-Einheit unter REM-Kontrolle eingebaut und die Spitzenwechselgabel wird in die Probenparkstation in der Präparationskammer geparkt. Anschließend kontrolliert man noch mit einem REM, ob die Tunnelspitze beim Einbau nicht beschädigt wurde.

2.4 Software

2.4.1 STMAFM Software

Zur Kontrolle des DSP der Datenerfassungsplatine PC32 von Innovative Integration dient eine kommerzielle Software STMAFM von SPS-CREATEC GmbH. Die Software besteht aus zwei Teilen: DSP-Code und STMAFM-Programm. Zwischen STMAFM-Programm und DSP-Code existiert die Möglichkeit über einen gemeinsamen Speicherbereich der Datenerfassungsplatine PC32 zu kommunizieren. Der DSP-Code wird auf einem im PC32 eingebautem DSP TMS320C32 von Texas Instruments ausgeführt. Beim Starten der STMAFM-Software am Rechner mit PC32 Datenerfassungsplatine wird ein DSP-Code ins DSP hochgeladen und gestartet. Während der Initialisierungsroutine werden die Grundwerte der diversen Variablen geladen, die Werte der Logarithmischer Tabelle werden ausgerechnet, DAC-Werte werden auf Null gesetzt, eine Timer-Einheit wird konfiguriert, eine neue Adresse für die

Unterbrechungsroutine der Timer-Einheit wird eingestellt und die Unterbrechungsanforderungen der Timer-Einheit werden erlaubt. Nach der Initialisierungsroutine wird im DSP-Code eine endlose Schleife ausgeführt.

Eine vorkonfigurierte Timer-Einheit ruft während des Ausführens einer endlosen Schleife die Unterbrechungsanforderungen mit einer Frequenz von 50 kHz. Nach einer Unterbrechungsanforderung wird sofort die Unterbrechungsroutine der Timer-Einheit gestartet. Die Unterbrechungsroutine der Timer-Einheit wird im Folgenden als Feedback-Routine bezeichnet. Am Anfang der Feedback-Routine wird immer nach der Notwendigkeit der Kommunikation mit einem STMAFM-Programm geprüft. Wenn eine solche Notwendigkeit gegeben ist und die Befehle oder Parameter des STMAFM-Programms in einem gemeinsamen Speicherbereich abgelegt werden, greift stets ein Kommandomanager ein. Der Kommandomanager passt sodann den Ablauf der Feedback-Routine entsprechend an. Es können verschiedene Funktionsmodi realisiert werden z.B. automatische grobe Annäherung der Tunnelspitze an die Probe, Rastern der Oberfläche mit diversen Feedback-Modi, laterale und vertikale Manipulationen, direkter Zugriff an der DIO/DAC/ADC der Datenerfassungsplatine usw. Zusätzlich besteht die Möglichkeit aus einem STMAFM-Programm über den Kommandomanager die verschiedenen Parameter der Feedback-Routine wie bspw. dem Feedbackmodus, diversen Zeitkonstanten, Tunnelstromsollwert, Tunnelspannung, Rastergröße, Rastergeschwindigkeit u.a. anzupassen.

Ist beispielsweise ein konstanter Tunnelstrom gewünscht, wird über ADC aufgenommener Spannungsmesswert des Tunnelstromes zuerst über einen digitalen RC-Filter durchgelassen. An dem gefilterten Messwert wird dann anschließend die Logarithmusfunktion durch die lineare Interpolation mit Lookup-Tabellen Methode angewandt. Zwischen dem Logarithmus des gemessenen und des gefilterten Spannungsmesswertes des Tunnelstromes und dem Logarithmus des Tunnelstromsollwertes wird eine Differenz gebildet. Diese Differenz wird mit einer Zeitkonstante multiplizier und von eingestelltem z-Wert am DAC abgezogen. Anschließend wird der korrigierte z-Wert als Spannung aus DAC für die z-Richtung ausgegeben.

Die automatische grobe Annäherung der Tunnelspitzen zur Probe wird auch im DSP realisiert. Durch das Ausstrecken des z-Antriebes wird die Tunnelspitze zur Probe angenähert. Beim Annähern der Tunnelspitze zur Probenoberfläche wird geprüft, ob der gemessene Tunnelstrom einen voreingestellten maximalen Wert überschritten hat. Bei einer Überschreitung des maximallen Wertes wird einen DAC-Wert eines z-Antriebes vermerkt und die Tunnelspitze von der Probe zurückgezogen. Für den Fall,

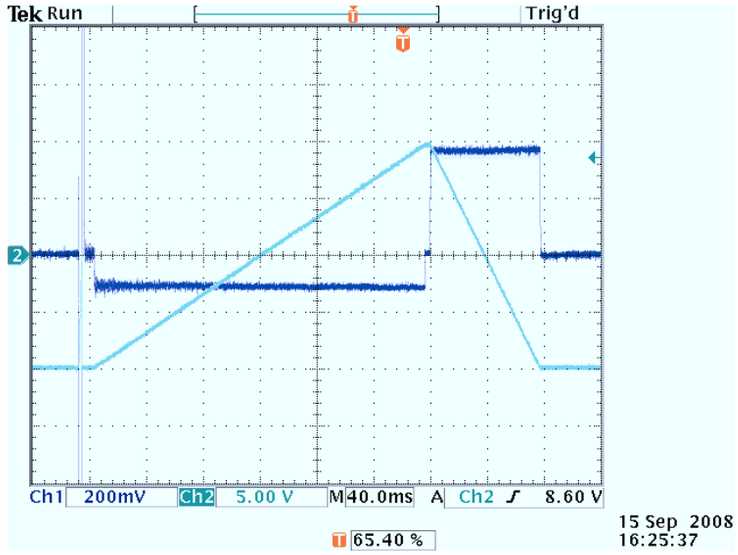


Abbildung 2.21: Von Oszilloskop aufgenommen Signalformen während der automatischen groben Annäherung der Tunnelspitze zur Probe. Kanal Ch1 (dunkelblau) zeigt den Tunnelstromsignal am Ausgang des Transimpedanzverstärkers mit einem Verstärkungsfaktor von $10^9 \frac{V}{A}$. Der Ausschlag des Tunnelstromsignals ist nur durch einen kapazitiven Strom bei der Änderung der Hochspannung des z-Antriebes aufgerufen. Kanal Ch2 (hellblau) zeigt eine um Faktor 20× reduzierte Hochspannung des z-Antriebes.

dass die Spitze die Probe nicht erreicht, d.h. kein Tunnelstrom außer kapazitivem Signal gemessen wird, wird die Tunnelspitze durch einen Schritt der Grobbewegung in die z-Richtung zur Probe angenähert.

Ein kapazitives Signal, trotz der Abschirmung durch das Abschirmungsröhrchen, ist wegen des kapazitiven Übersprechens zwischen den Hochspannungsleitung des z-Antriebes und der Tunnelstromleitung in deren Nähe (Läufer des z-Antriebes) vorhanden. Die Höhe des kapazitiven Signals ist vor allem von der Hochspannungsrampe dU/dt im z-Antrieb abhängig und lässt sich durch das Verlängern der Erstreckungsphase des Piezoelementes verringern. Während einer automatischen Annäherung sollte der voreingestellte maximale Wert des Tunnelstroms höher sein als das kapazitive Signal während des Ausstreckens des z-Antriebes, damit es zu keinem vorzeitigen Abbruch der automatischen Annäherung kommt. In der Abbildung 2.21 sieht man eine Signalform für einen Schritt der groben Annäherung gefolgt von einem Ausstrecken des z-Antriebes zur Probe. Dort beträgt der kapazitive Strom ca. 100 pA während der Erstreckungsphase des z-Antriebes von 240 ms Dauer, deswegen wurde 200 pA als ein voreingestellter maximale Wert des Tunnelstromes genommen.

Während die Feedback-Routine ausgeführt wird, werden die erfassten und erzeugten Daten, wie bspw. der Spannungsmesswert des Tunnelstromes, DAC-Wert für die z-Richtung und andere über ADC aufgenommene Messwerte in einen gemeinsamen Speicherbereich abgelegt. Von dort werden die erfassten Messdaten von STMAFM-Programm abgerufen und verarbeitet, d.h. angezeigt, gespeichert usw.

2.4.2 Synchronisationsmethoden von Spektroskopievorgängen

Bei einer Messung mit mehreren Spitzen sind Aktionen der einzelnen Spitzen Zeitsynchron durchzuführen. Jede Spitze ist durch eine eigene Feedback-Routine im DSP der Datenerfassungsplatine und jeder DSP ist durch eine eigene AFMSTM-Softwareinstanz im Rechner kontrollierbar. Um die Aktionen der Spitzen miteinander zu synchronisieren sollte man die AFMSTM-Softwareinstanzen miteinander synchronisieren. Dies geschieht über das Master und Slave Prinzip.

Um Programmabläufe zwischen zwei Programminstanzen in einem Rechner zu synchronisieren verwendet man die in Windows eingebaute API-Funktion `RegisterWindowMessage`. Beim Aufruf der API-Funktion `RegisterWindowMessage` wird eine neue Meldung für die Kommunikation zwischen zwei Programmen in einem Rechner registriert. Beim Starten aller AFMSTM-Softwareinstanzen am Rechner wird immer die gleiche definierte Meldung „`Zukunft ist unsere Aufgabe!`“ registriert. Nach

der Registrierung kann diese Meldung von den AFMSTM-Softwareinstanzen empfangen werden. Die initiierende AFMSTM-Softwareinstanz (Master) sendet nach dem Benutzerbefehl diese Meldung an alle Prozesse im System und erhält sodann selbst diese Meldung. Die zweite AFMSTM-Softwareinstanz (Slave) erhält auch diese Meldung. Wenn eine beliebige AFMSTM-Softwareinstanz diese Meldung empfängt, wird sogleich eine benutzerdefinierte Spektroskopie gestartet. Dabei gelingt es zwei Spektroskopien in zwei AFMSTM-Softwareinstanzen quasi synchron zu starten. Eine Verzögerung bei der Synchronisation mit dieser Methode beträgt lediglich etwa 200–800 Mikrosekunden.

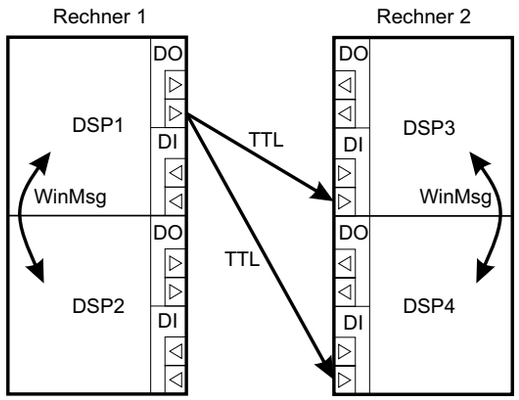


Abbildung 2.22: Schema zu den zwei realisierten Synchronisationsmethoden der AFMSTM-Software.

Um die Programmabläufe zwischen zwei Programminstanzen in zwei verschiedenen Rechnern zu synchronisieren ist die Digitale Eingang/Ausgang Schnittstellen (DIO) der Datenerfassungsplatinen zu verwenden. Diese Schnittstelle ermöglicht die Verwendung von bis zu 8 Eingängen (DI) und bis zu 8 Ausgängen (DO) mit TTL Signalen. Für die Synchronisation der Rechner wird nur ein DO und ein DI pro Datenerfassungsplatine reserviert. Um zwei Programminstanzen miteinander zu synchronisieren wird ein digitaler Ausgang einer Datenerfassungsplatine mit einem digitalen Eingang der anderen Datenerfassungsplatine verdrahtet. Solche Beispielsverdrahtungen sieht man in der Abbildung 2.22. Die Softwareinstanz der Datenerfassungsplatine mit angeschlossenem Ausgang wird als Master und die Softwareinstanz

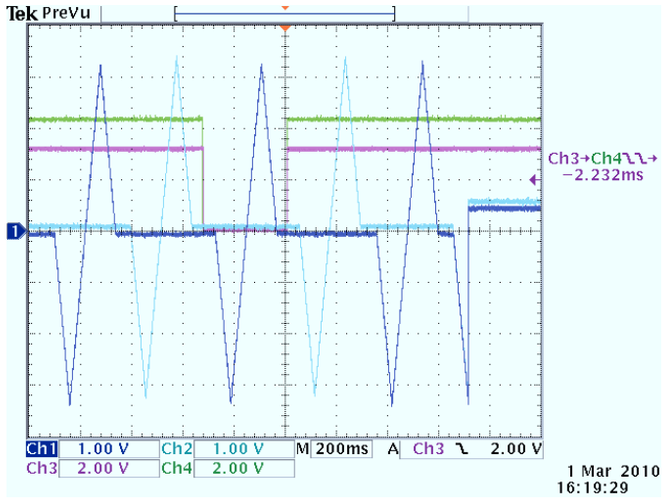


Abbildung 2.23: Zur Bestimmen der Synchronisationsverzögerung zwischen den zwei Vorgängen der Spektroskopie in zwei diversen Rechnern, von Oszilloskop aufgenommen. Kanäle Ch1 und Ch2 zeigen die Spannungsrampen, welche während der Spektroskopien erzeugt wurden. Kanäle Ch3 und Ch4 zeigen die Zustände den umschaltbaren digitalen Ausgängen den entsprechenden Datenerfassungsplatinen. Die messbare Synchronisationsverzögerung zwischen den Kanälen Ch3 und Ch4 beträgt hier ca. 2 Millisekunden.

der Datenerfassungsplatine mit angeschlossenem Eingang wird als Slave bezeichnet. Der Slave wird dabei in den Wartemodus gesetzt und wartet daher permanent auf eine Signaländerung des Masters. Der Master wird beim Starten und Beenden der Spektroskopie in den Zustand seines Ausgangs invertiert. Der Slave reagiert entsprechend auf die Signaländerung und startet demnach seine Spektroskopie gleichzeitig mit dem Master. Somit werden die Spektroskopien an zwei diversen Datenerfassungsplatinen in zwei diversen Rechnern quasi gleichzeitig gestartet. Die Zeitverzögerung zwischen zwei gestarteten Spektroskopien an zwei verschiedenen Rechnern beträgt normalerweise weniger als 3 Millisekunden. Diese Zeitverzögerung ist von der Systemauslastung nur moderat abhängig und kann ausgemessen werden. Dafür verwendet man eine Funktion des DSP den Zustand eines DO während der Spek-

troskopie steuern zu können (s. Kapitel 2.4.4). In der Abbildung 2.23 kann man die Signalen sehen, die während einer Beispielspektroskopie mit zwei synchronisierten Datenerfassungsplatinen in zwei verschiedenen Rechnern erzeugt wurden (Slave und Master). Während dieser Spektroskopie sollten in zwei Datenerfassungsplatinen die Spannungsrampen probeweise erzeugt und die Zustände der DO simultan umgeschaltet werden. Die Kanälen Ch1 (Slave) und Ch2 (Master) des Oszilloskops haben solchen Spannungsrampen und die Kanäle Ch3 (Slave) und Ch4 (Master) haben die entsprechenden Zustände der DO der Datenerfassungsplatinen aufgenommen. Die gemessene Synchronisationsverzögerung beträgt in diesem Fall ca. 2 Millisekunden.

Um mehr als zwei Programminstanzen (z.B. vier für Vier-Punkt-Messung) miteinander zu synchronisieren ist eine beliebige Kombination aus zwei obengenannten Synchronisationsmethoden zu verwenden, weil pro Rechner momentan nur bis zu zwei Datenerfassungsplatinen eingebaut werden können. Als Beispiel dient die in der Abbildung 2.22 dargestellte verdrahtete Synchronisationsverbindung zwischen Datenerfassungsplatinen DSP1 und DSP3. Die Synchronisationsverbindungen zwischen Datenerfassungsplatinen DSP1 und DSP2 und zwischen Datenerfassungsplatinen DSP3 und DSP4 werden per Meldung hergestellt. Somit bleiben alle vier Programminstanzen in Verbindung miteinander und können folglich synchronisiert werden.

2.4.3 Software Änderung

In der bestehenden Version des AFMSTM-Programms wurde die Möglichkeit eigene benutzerdefinierten Spektroskopien durchzuführen implementiert. Bei der Durchführung der Spektroskopie in einem Spektroskopie-Modus „Vertical Manipulation“ wird die Tunnelspannung und die z-Position der Tunnelspitze während dieser Zeit verändert. Die Spannungswerte des Tunnelstroms und der anderen Signale von vier ADCs werden dabei noch erfasst. Der in dem AFMSTM-Programm realisierte Spektroskopie-Modus „Vertical Manipulation“ hat dabei folgende Einschränkungen:

- Anzahl von Eckpunkte der Spektroskopie ist auf 4 bzw. 10 Stück beschränkt.
- Es wird nur eine lineare Interpolationsfunktion zwischen den Eckpunkten verwendet.
- Das Laden der eigenen Spektroskopie-Daten mittels äußerer Datei ist unmöglich.

Um diese Beschränkungen zu umgehen wurde eine Funktion zum Laden der benutzerdefinierten Spektroskopie Daten implementiert. Diese Funktion ermöglicht das Laden der äußeren Datei mit bis zu 30000 Datenpunktpaaren der Tunnelspannung und der z-Position der Tunnelspitze. Die Anzahl der Datenpunkte von 30000 ist nur durch den internen Speicher der DSP-Platine beschränkt. Eine äußere Datei mit den Datenpunktpaaren kann z.B. durch eine Exportfunktion des Excel oder Origin Programm erzeugt werden, die Datenpunktpaare werden dabei zeilenweise in eine Datei abgespeichert. Die Anzahl der Zeilen mit den Datenpunktpaaren entspricht somit der Anzahl der Punkte der Spektroskopie. Eine Spannungsänderung des z-Antriebes passiert relativ zu einer durch die Höhenregelung eingestellten Position des z-Antriebes.

Zusätzlich zur Möglichkeit bei der Spektroskopie die benutzerdefinierten Spektroskopiedaten aus der äußeren Datei zu laden, wurde eine Funktion zum synchronisierten Start der benutzerdefinierten Spektroskopie an mehreren Softwareinstanzen implementiert (in der Kapitel 2.4.2). Bei dem Start solcher Spektroskopien wird zuerst nach der Synchronisation mit der anderen Softwareinstanz gewartet und erst danach wird der Regler ausgeschaltet.

2.4.4 DSP-Code Änderung

Durch eine eingebaute Änderung der Funktion der vertikalen Manipulation im DSP-Code es ist möglich geworden während der Spektroskopie die Zustände des digitalen Ausgangs gezielt zu ändern. Wenn man bei der Durchführung der Spektroskopie einen Wert der Tunnelspannung als maximalen oder minimalen Wert der DAC nimmt, wird anstelle eines DAC-Werts ein Zustand des digitalen Ausgangs gesteuert.

Beispiel: man setzt während einer Spektroskopie einen Datenpunkt mit der Tunnelspannung von 10 Volt ein und gleichzeitig wird ein Kanal des digitalen Ausgangs mit TTL-Wert „1“ gesetzt; verwendet man -10 Volt ist an einen Kanal des digitalen Ausgangs der TTL-Wert „0“ zu setzen. Durch diese Steuerungsmöglichkeit kann man z.B. eine Zeitverzögerung zwischen den Spektroskopien an den zwei diversen Rechnern bestimmen oder man kann ein steuerbares elektronisches Element während der Spektroskopie betätigen (z.B. einen Erdenunterbrecher).

Zusätzlich zur Möglichkeit während der Spektroskopie einen digitalen Ausgang zu steuern, wurde eine Funktion eingebaut, um einen Zustand des digitalen Eingangs schneller auslesen zu können. Diese Modifikation des DSP-Quellcodes wurde notwendig, um eine kleinere Zeitverzögerung zwischen den Spektroskopien an zwei diversen

Rechnern zu erreichen.

3 Anwendungen

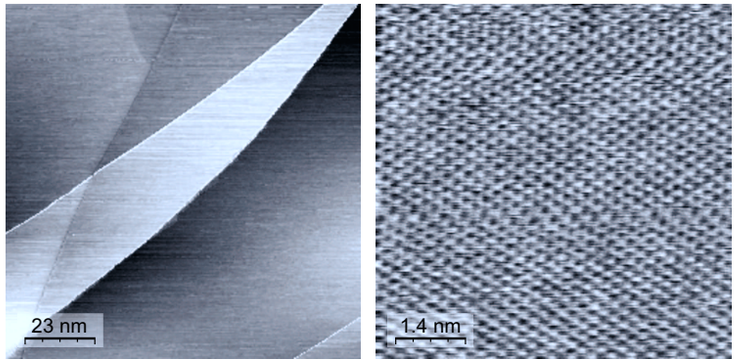
3.1 Fähigkeiten der Kombinationsapparatur

3.1.1 Auflösung und thermische Drift des 4-Spitzen-RTM

Die Güte eines RTM kann nach diversen Kriterien beurteilt werden. Zum einem gehört dazu die erreichbare Auflösung, zum anderem gehört dazu die thermische Drift in der x-, y- und z-Richtung.

Das hier aufgebaute 4-Spitzen-RTM erreicht dabei mit jeder seiner RTM-Einheiten atomare Auflösung. Die zweite Stufe des Schwingungsentkopplungssystems ist in einem RTM-Modus zu belassen, um die beste Entkopplung von den Gebäudeschwingungen zu erzielen. Als Beispiel einer erreichbaren atomaren Auflösung dient eine Abbildung der HOPG-Oberfläche (Highly Oriented Pyrolytic Graphite), welche in der Luft zu Testzwecke mit einer RTM-Einheit 3 aufgenommen wurde (in der Abbildung 3.1). Die Reinigung der HOPG-Probe fand durch Abziehen der oberen Schicht mit einem Klebstreifen statt. Zusätzlich zu der Topographie der HOPG in der Luft wurde eine Si(111)-Oberfläche im Vakuum von jeder RTM-Einheit aufgenommen. Diese Topographiebilder der Si(111)-Oberfläche in der Abbildung 3.2 zeigen eine 7×7-Rekonstruktion der präparierter Probe. Die Präparation der Si(111)-Probe fand in einer Präparationskammer statt. Die Probenoberfläche wurde durch Heizen bei 1230 °C gereinigt. Die Probentemperatur wurde durch einen Pyrometer kontrolliert. Beim Heizen mittels Direktstrom verdampft die obere Probenschicht und eine saubere Probenoberfläche kommt zum Vorschein. Beim Abkühlen der Probe auf der Probenoberfläche bleibt eine 7×7-Rekonstruktion [Voigtländer (2001)].

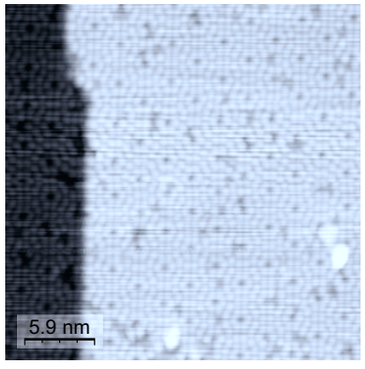
Zur Bestimmung der thermischen Drift des Mikroskops wurde eine Si(110)-Probe durch Direktstromheizen gereinigt und nach dem kurzen Abkühlen in den RTM-Kopf eingesetzt. Nach der groben und feinen Annäherung der Tunnelspitze an die Probenoberfläche wurde sodann 1,5 Stunden gewartet; damit wurde das Piezokriechen minimiert. Anschließend wurde mit dem Rastern der Oberfläche begonnen.



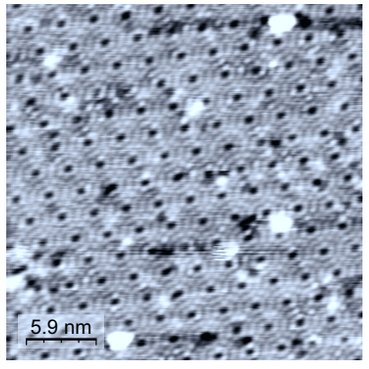
(a) RTM-Einheit 3 ($U_T = 0,1\ V;\ I_T = 480\ pA$) (b) RTM-Einheit 3 ($U_T = 0,1\ V;\ I_T = 480\ pA$)

Abbildung 3.1: Beispiel der Stufen und atomaren Korrugationen der HOPG-Oberfläche in der Luft aufgenommen. Als eine Tunnelspitze wird ein abgeschnittener PtIr-Draht verwendet.

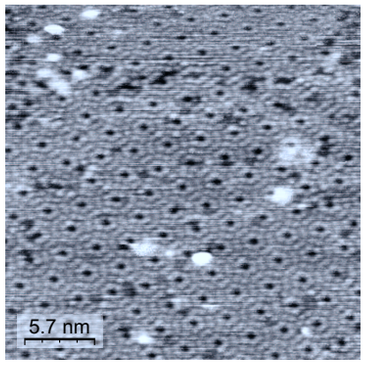
Dabei wurde die gleiche Stelle der Probenoberfläche mehrmals periodisch aufgenommen. Auf den Topographieaufnahmen ist die Position des Oberflächenartefaktes in drei Dimensionen erfolgt. Die Verschiebung der Position des Oberflächenartefaktes in den zwei benachbarten Aufnahmen wurde dabei als thermische Drift innerhalb der Aufnahmeperiode angenommen. In der Abbildung 3.3 kann man die gemessene thermische Driftgeschwindigkeiten in x,y- und z-Richtung sehen. Am Anfang der Messreihe bis zirka 12 Uhr sinkt die Driftgeschwindigkeit und nimmt einen minimalen Wert in der Mitte der Messreihe an. Dies ist darin begründet, dass der Probenhalter am Anfang der Messreihe nicht komplett abgekühlt war. Ab 15 Uhr erhöhte sich die Driftgeschwindigkeit kontinuierlich aufgrund der Sonneneinstrahlung, die durch das Laborfenster drang. Wenn sich die zweite Stufe des Schwingungsentkopplungssystems im RTM-Modus befindet, hängt der RTM-Kopf nur auf drei Federn im Vakuum fest und ist dabei sehr gut von der Umgebung thermisch isoliert. Ab etwa 15 Uhr beginnt die Sonne mit der Erwärmung des RTM - Kopfes durch das UHV-Fenster der Analysekammer. Dieser Effekt ist besonders stark in der z-Richtung bemerkbar, weil die drei äußeren Piezoscannern im Gegensatz zum Piezoröhrchens des z-Antriebes durch eine metallische Schutzabschirmung von den Sekundärelektronen



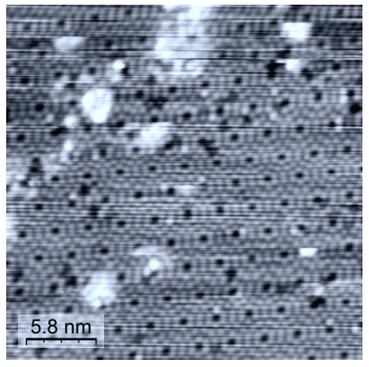
(a) RTM-Einheit 1 ($U_T = 1,88\ V;\ I_T = 75\ pA$)



(b) RTM-Einheit 2 ($U_T = 2,24\ V;\ I_T = 75\ pA$)

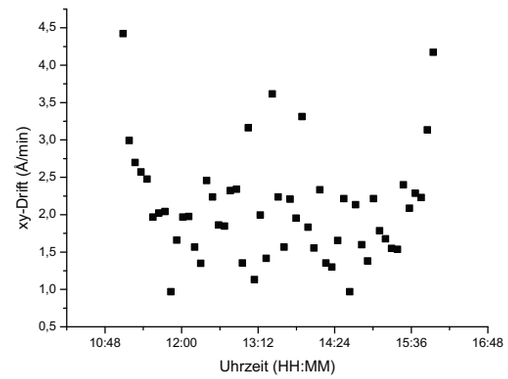


(c) RTM-Einheit 3 ($U_T = 2,24\ V;\ I_T = 75\ pA$)

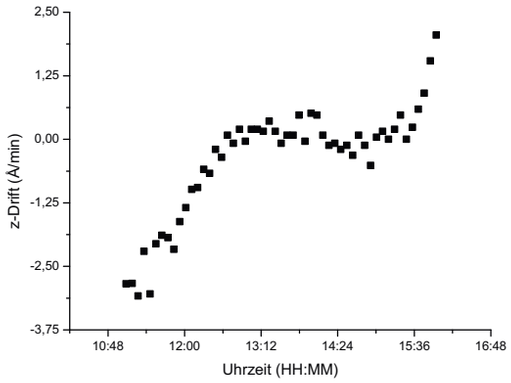


(d) RTM-Einheit 4 ($U_T = 2,24\ V;\ I_T = 75\ pA$)

Abbildung 3.2: Beispiel der atomaren Auflösung der Si(111)-7×7-Oberfläche mit vier RTM-Einheiten.



(a) Driftgeschwindigkeit in xy-Richtung



(b) Driftgeschwindigkeit in z-Richtung

Abbildung 3.3: Thermische Driftgeschwindigkeiten der RTM-Einheit 3 über einen Tag aufgenommen.

der REM auch von der Sonnenstrahlung geschützt werden. Deswegen entsteht eine nicht kompensierte thermische Ausdehnung in die z-Richtung, die zu einem Drift in die z-Richtung führt. Die durchschnittliche Driftgeschwindigkeit in xy-Richtung beträgt ca. 1,8 Å/min. Die Driftgeschwindigkeit in z-Richtung erreicht in der Mitte der Messreihe einen Nullwert. Solche Driftgeschwindigkeiten sind für einen Zimmer-RTM ein normales Ergebnis. Die kontaktierten Nanodrähte haben Breiten im Bereich von zehn Nanometer. Die Zeiten zwischen den Topographieaufnahme und dem Kontaktieren liegen meistens im Bereich von wenigen Minuten. Deswegen kann dieses System beruhigt für Widerstandsmessungen verwendet werden, ohne dass dabei das Risiko eine andere Stelle der Oberfläche zu kontaktieren, besteht.

3.1.2 Leitungskapazitäten von vier RTM-Einheiten

Während einer I/V-Spektroskopie oder einer Vier-Punkt-Messung wird eine Tunnelspannung der Tunnelspitze in einer RTM-Einheit variiert. Beim Variieren der Tunnelspannung der Tunnelspitze werden kapazitive Ströme hervorgerufen. Diese kapazitiven Ströme werden wie ganz normale Ströme durch einen Transimpedanzverstärker verstärkt und sind bereits am Ausgang des Verstärkers vorhanden. Dabei können die kapazitiven Ströme das Messergebnis verfälschen. Die Höhe der kapazitiven Ströme hängt mit der Spannungsänderungsrate und der Kapazität der Leitungen unter Spannung gegen die Umgebung zusammen:

$$I_C = C \cdot \frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t} \tag{3.1}$$

Um die kapazitiven Ströme zu senken sollte man entweder die Spannungsrampe langsam heranziehen, was jedoch wegen des Drifts nicht immer möglich ist, oder aber diese Leitung durch eine entsprechende Abschirmung bis zur Tunnelspitze abschirmen. Dieser Vorgang ist bspw. in der Abbildung 3.4 zu sehen: Die Abschirmung der Leitung sollte einerseits an das Gehäuse des Transimpedanzverstärkers angeschlossen sein und andererseits bis zur Tunnelspitze führen. Die Vakuumdurchführung sollte es dabei erlauben die hochgelegte Leitung und Abschirmung ununterbrochen und isoliert von der Vakuumkammer bis zu der Tunnelspitze zu führen.

Im Vergleich zu einer abgeschirmten Tunnelstrom- und Tunnelspannungsleitung von dem hochgelegten Verstärker bis zur Vakuumdurchführung (in der roten Farbe) weist eine Leitung mit hochgelegter Abschirmung bis zu der Tunnelspitze (in der blauen Farbe) eine niedrigere elektrische Kapazität auf. Beim Aufbau des RTM-

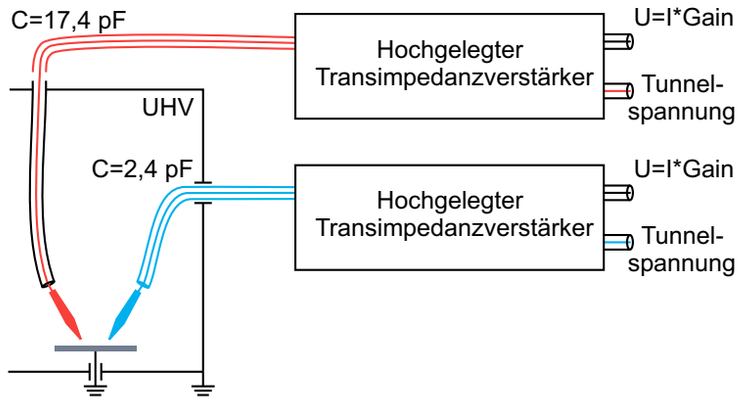


Abbildung 3.4: Gemessene elektrische Kapazitäten bei den zwei Anschlussarten der Tunnelspitzen an den hochgelegten Transimpedanzverstärker. Die farblich gekennzeichneten Leitungen sind hochgelegt.

Kopfes wurden die Rastereinheiten 3 und 4, mit der isolierten Vakuumdurchführung versehen. Die Rastereinheiten 1 und 2 wurden mit einer nichtisolierenden Vakuumdurchführung angeschlossen. Das Ergebnis sieht man in der Tabelle 3.1.

Tabelle 3.1: Gemessene Kapazitäten der Tunnelstromleitungen der RTM-Einheiten des RTM-Systems.

RTM-Einheit	1	2	3	4
Kapazität, pF	16,9	18,0	2,2	2,6

Wenn die störenden kapazitiven Ströme dennoch gemessen werden, so können diese jedoch durch eine geschickte Messtechnik von den nützlichen Stromanteilen getrennt werden. Man nimmt dabei zwei Strom-Spannungs-Kurven, wobei eine mit der positiven und die andere mit der negativen Spannungsrampe versehen sind. Man sollte dabei lediglich die Spannungsrampen mit den gleichen absoluten Spannungsänderungsraten nehmen. Durch die Mittelung der aufgenommenen Daten werden die kapazitiven Ströme kompensiert.

3.1.3 Frequenzgang der vier RTM-Einheiten

Um die Stabilität des RTM zu beurteilen verwendet man eine Frequenzanalyse der mechanischen Schwingungen in dem RTM. So ist die Grenzfrequenz zu bestimmen, ab welcher die mechanischen Schwingungen im RTM angeregt werden können. Eine RTM-Konstruktion sollte möglichst hohe Grenzfrequenz haben.

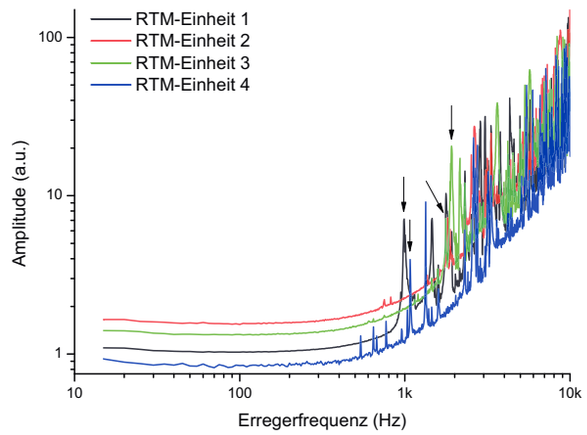


Abbildung 3.5: Frequenzspektrum der mechanischen Schwingungen des RTM-Systems.

Um eine Frequenzanalyse durchzuführen sollte das zu untersuchende mechanische System erst mit den mechanischen Schwingungen angeregt werden. Dafür verwendet man eines im RTM selbst eingebautes Piezoelement als Erreger der mechanischen Schwingungen. An dem Piezoelement-Erreger wird eine sinusförmige Wechselspannung über einen Hochspannungsverstärket mit dem Verstärkungsfaktor 1× angelegt. Der Schwingungserreger überträgt die mechanischen Schwingungen an das zu untersuchende mechanische System (RTM-Kopf). Im RTM-Kopf entstehen die Schwingungen der variablen Art und Frequenzen (Schwingungsmoden). Die Höhe der erzeugten mechanischen Schwingungen in dem RTM-Kopf wird durch Messen

bestimmt. Dazu verwendet man andere ungenutzte Piezoelement als Schwingungssensor. An diesen Piezoelement-Sensor wird nunmehr ein Verstärker angeschlossen. Das verstärkte Signal des Schwingungssensors wird an den Lock-In-Verstärker angeschlossen. Der Lock-In-Verstärker dient als extrem schmalbandiger Bandpassfilter und detektiert die Signalamplitude der bestimmten Frequenz. Diese Frequenz wird durch den in dem Lock-In-Verstärker eingebauten Oszillator erzeugt und dient zusätzlich als Erregerfrequenz. Durch schrittweises Ändern der Oszillatorfrequenz des Lock-In-Verstärkers und Messen der Schwingungsamplitude erhält man ein Frequenzspektrum der mechanischen Schwingungen. Anhand der Abhängigkeit kann man voraussagen bis zu welcher Frequenz der RTM keine mechanischen Schwingungsmoden aufweist und demnach mechanisch stabil ist.

Als ein Piezoelement-Erreger wurden die drei Röhren Piezoscanner der zu untersuchenden RTM-Einheit verwendet. Eine Wechselspannung des Lock-In-Verstärkers wurde an die „x+"-Elektroden der drei Piezoscannern angeschlossen. Als ein Piezoelement-Sensor wurde das Piezoröhrchen des z-Antriebes der zu untersuchenden RTM-Einheit verwendet.

Tabelle 3.2: Die gemessene Grenzfrequenzen der RTM-Einheiten des RTM-Systems sind mit den Pfeilen in der Abbildung 3.5 eingezechnet.

RTM-Einheit	1	2	3	4
Grenzfrequenz, Hz	990	1815	1915	1075

In der Abbildung 3.5 sieht man solche Abhängigkeiten. Wie daraus ersichtlich wird, ist keine Korrelation zwischen der Größe des Rasterringes und der Grenzfrequenz der RTM-Einheit (in der Tabelle 3.2) vorhanden. Daraus kann man folgern, dass ein limitierender Faktor der mechanischen Stabilität in diesem Fall nicht der Rasterring selbst, sondern die anderen mechanische Komponenten z.B. die Röhren Piezoscannern oder der z-Antrieb sind. Die Grenzfrequenzen ab 1 kHz werden als gut betrachtet. Die hohe Grenzfrequenz kann man auch durch die erreichte atomare Auflösung bestätigen (s. Kapitel 3.1.1).

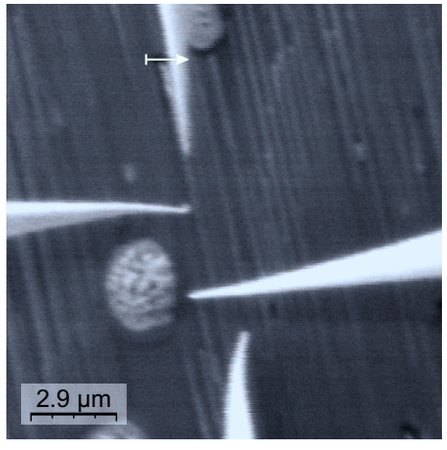
3.1.4 Auflösung des REM

Um eine Auflösung der REM abschätzen zu können, wurde eine REM-Aufnahme aus einer ganz konventionellen Messreihe mit Yttrium-Silizide-Nanodrähten und vier Tunnelspitzen in einer Konfiguration für die Vier-Punkt-Widerstandsmessung ausge-

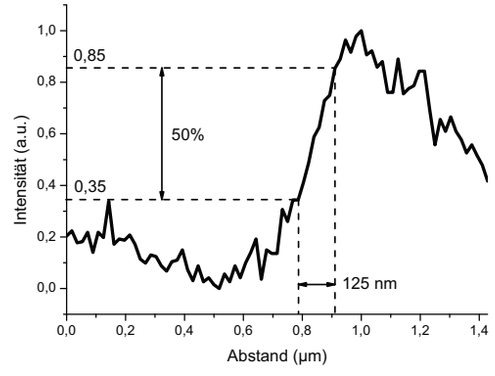
wählt und genauer untersucht. In der Abbildung 3.6(a) sieht man eine solche REM-Abbildung. Strahlenergie und Strom in der Elektronensäule betragen entsprechend 5 keV und 1 nA. Die Kantenauflösung kann man als eine Art der REM-Auflösung betrachten. Je steiler eine Kurvensteigung in dem Helligkeitsprofil ist, desto höher ist die Auflösung. In dem Linienprofil in der Abbildung 3.6(b) beträgt die Kantenauflösung 125 nm. Nachdem bei diesem Schottky-Emitter ein Zirkonium-Oxid-Reservoir komplett verbraucht wurde, hat man einen neuen Schottky-Emitter in die Säule eingebaut. Nach dem Austausch des Schottky-Emitters wurde die Elektronensäule neu justiert. Bei der Justierung sollte man besonderen Wert auf eine Einstellung des Stigmators legen. Beim Netzsynchronen Rastern der Probenoberfläche bei der Strahlenergie von 5 keV und Strahlstrom von 0,5 nA hat die REM-Säule nun eine Kantenauflösung von 67 nm erreicht.

Die experimentelle Auflösung der Elektronensäule beträgt laut dem Datenblatt der Firma FEI Company in Abwesenheit von elektrischen, magnetischen und mechanischen Störungen 40 nm, bei der Strahlenergie von 5 keV und Strahlstrom von 1 nA. Man sollte natürlich anmerken, dass eine Auflösung von 40 nm wahrscheinlich nur in einem stark vereinfachten und somit idealisierten Aufbau ohne irgendwelche Störungen erreicht werden kann. In dem experimentellen Aufbau des Vier-Spitzen-RTM/REM-System sind zahlreiche dünne Kupferdrähte mit der Dicken von ca. 70 μm rund um einen RTM-Kopf verlegt worden. Mehrere Drähte sind während des Experimentes permanent an eine variable Hochspannung des Hochspannungsverstärkers ($-200 \ldots +200$ Volt) angeschlossen. Diese Drähte erzeugen ein elektrisches Feld, welches dabei eine REM-Auflösung negativ beeinflussen könnte.

Die ca. zwei- bis dreifach niedrigere Auflösung kann man auch durch das externe magnetische Wechselfeld mit einer Netzfrequenz von 50 Hz erklären. In der REM-Aufnahme 3.6(a) sieht man, dass die benachbarten Zeilen sich bemerkbar leicht gegeneinander verschieben. Dies liegt darin begründet, dass man diese Aufnahme nicht netzsynchron aufgenommen hat. Die Aufnahmedauer der REM-Abbildung beträgt ca. 5 Sekunden. Während dieser Zeit wechselt der Netzstrom seine Richtung mehrmals. Die durch den Netzstrom hervorgerufenen magnetischen Wechselfelder wirken auf einen Elektronenstrahl ablenkend. Die Ablenkungsrichtung je nach Zeitpunkt ist dabei variabel. Wenn man die horizontalen Rasterlinien synchron zu der Netzspannung aufnimmt, schlägt das magnetische Wechselfeld minimal auf die Abbildungsqualität nieder. Durch eine zusätzliche magnetische Abschirmung der Analysekammer könnte man die störenden Magnetfelder minimieren dabei jedoch nicht



(a)



(b)

Abbildung 3.6: (a) REM-Aufnahme der Probe. Die zweite Stufe des Schwingungsentkopplungssystems ist deaktiviert (REM-Modus). Entlang eines weißen Pfeils wurde das Linienprofil (b) gezogen. In dem Linienprofil beträgt die Kantenauflösung 125 nm.

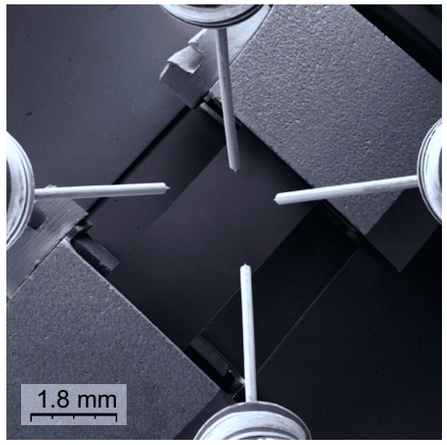
komplett vermeiden.

3.1.5 Navigation der RTM-Tunnelspitzen mittels REM-Kontrolle

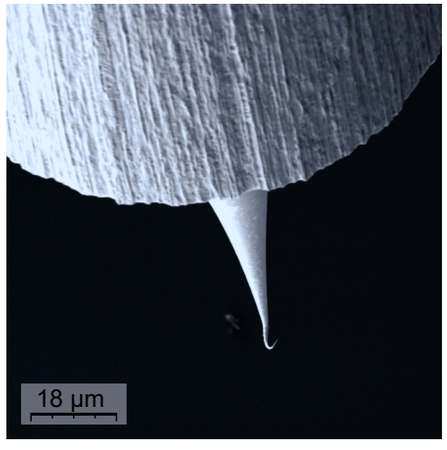
Um die Tunnelspitzen des Multispitzen RTM-Systems kontrolliert zu navigieren verwendet man ein eingebautes REM. Eine REM-Übersicht der vier Tunnelspitzen kann man in der Abbildung 3.7(a) sehen. Bei der Navigation der Tunnelspitzen in einer lateralen Richtung sollte man besonders vorsichtig sein. Eine grobe Verschiebung der Rasterringe ruft wegen des oben genannten und beschriebenen „slip-stick“ Prinzips eine mechanische Vibration der sich bewegenden Tunnelspitze hervor. Wenn die Tunnelspitzen nah genug zusammengeführt sind (ca. 1 μm), werden diese nur durch eine Ablenkung des Piezoscanner bewegt. Wenn eine Tunnelspitze nicht genug vorausschauend bewegt wird, kann sie dabei die andere Tunnelspitze versehentlich berühren. Die Berührung der Tunnelspitzen ruft zumeist ein Verbiegen der Spitzenenden hervor. Die verbogenen Tunnelspitzen (in der Abbildung 3.7(b)) können dann nicht weiter eingesetzt werden, weil ein Zusammenführen der verbogenen Tunnelspitzen wegen der Spitzengeometrie unmöglich ist. Hier ist ein Vorteil der Kombination eines REM mit einem RTM zu erkennen. Eine defekte Tunnelspitze kann in dieser Kombination rechtzeitig erkannt und ausgewechselt werden.

In einem einzelnen REM ist die Differenzierung, ob eine Tunnelspitze sich höher oder tiefer relativ zu den anderen Tunnelspitzen befindet, nicht ohne weiteres möglich. Beim Einstellen des Fokus der Elektronensäule (Arbeitsspannung der Linse 2) wird nur eine Fokalebene als scharf dargestellt. Die Objekte, die nicht in der Fokalebene liegen werden als unscharf dargestellt. Um die Höhenposition der Objekte in diesem Fall zu unterscheiden, sollte man die Fokuseinstellung verändern, um die Fokussierungsrichtung bestimmen zu können. Man stellt zuerst einen Fokus der Elektronensäule auf die Probe scharf. Sodann wird der Fokus derart verändert, bis die erste Tunnelspitze als scharf erscheint. Diese Tunnelspitze befindet sich dann näher zur Probe als die andere. Nun verschiebt man die Fokalebene weiter von der Probe weg. Die nächst höher liegende Tunnelspitze wird als scharf abgebildet, usw. Durch diese Methode können die Tunnelspitzen übereinander navigiert werden ohne sich gegenseitig zu berühren.

Während dieser Arbeit wurde ein Versuch mit der verbogener Tunnelspitze unternommen. Die verbogene Tunnelspitze wurde mit der oben beschriebenen Methode so



(a)



(b)

Abbildung 3.7: (a) Ansicht von oben auf vier Tunnelspitzen und die Probe. (b) Ansicht auf eine verbogene Tunnelspitze.

navigiert bis diese gegen die andere Tunnelspitze gerade ausgerichtet war. Mit einer so reparierten Tunnelspitze können noch Topographieaufnahmen erstellt werden.

3.1.6 Simultane Topographieaufnahmen mit der Überlappung

Bei dem Versuch die gleiche Stelle der Probenoberfläche mit mehreren Spitzen gleichzeitig aufzunehmen stößt man unwillkürlich auf das Problem des Zusammenstoßens der Tunnelspitzen auf dem kleinsten Raum der Probenoberfläche. Deswegen wird die gleiche Stelle der Probenoberfläche zuerst durch die erste Tunnelspitze (rote Farbe) gerastert (in der Abbildung 3.8(a)). Die zweite Tunnelspitze (blaue Farbe) verweilt dabei in einem Sicherheitsabstand abseits des Rasterbereichs der ersten Tunnelspitze. Wenn die erste Tunnelspitze das Rastern beendet hat und zur Startposition zurückgekehrt, wird der gleiche Probenbereich durch die zweite Tunnelspitze nochmals gerastert. Das bedeutet eine doppelte bis vierfache Aufnahmezeit der gleichen Stelle der Probenoberfläche. Mit der verwandten RTM/REM-Kombination es ist nunmehr möglich den gleichen Bereich der Probenoberfläche mit vier Spitzen des RTM-Kopfes gleichzeitig aufzunehmen. Um dieses Problem zu umgehen sollten die Koordinatensysteme der RTM-Einheiten parallelgerichtet sein, wie in der Abbildung 3.8(b) dargestellt wird. Wenn man solche Koordinatensysteme der vier Rastereinheiten verwendet, bewegen sich die Tunnelspitzen beim Rastern der Oberfläche auf parallelen Trajektorien. Vier parallele Trajektorien verschieben sich dabei zusammen in eine langsame Rasterrichtung (y-Richtung) und eine Spitzenkollision wird damit unwahrscheinlich. Folgende Punkte sollte man jedoch berücksichtigen:

- die schnellen Rasterrichtungen (x-Richtung) sollen parallel oder antiparallel gerichtet sein
- die langsamen Rasterrichtungen (y-Richtung) sollen parallel gerichtet sein
- genug Abstand (ca. 1/10 der Rastergröße in x-Richtung, mindestens jedoch 50-100 nm) zwischen den benachbarten Tunnelspitzen sollte es in eine langsame Rasterrichtung (y-Richtung) vorhanden sein, weil die Koordinatensysteme der Tunnelspitzen minimal gegen einander gedreht sein können
- die festgelegte Rheinfolge mit welcher man das Rastern bei den RTM-Einheiten startet (in der Abbildung 3.8(b) Rastern wird zuerst bei der roter und dann bei der blauer Tunnelspitze gestartet)

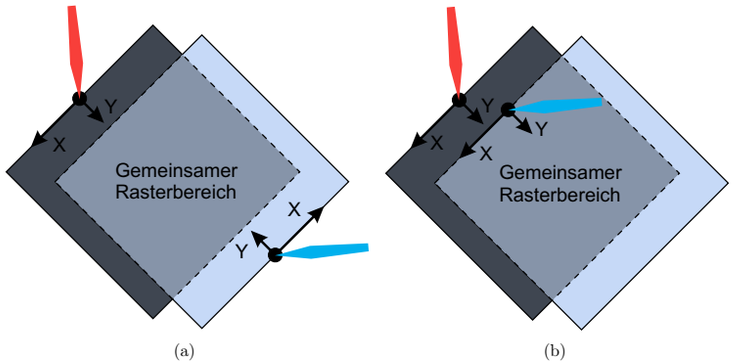


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung zur gemeinsamen Rasterbereich der zwei Tunnelspitzen. (a) Die Probenoberfläche wird zuerst durch erste Spitze (rot) und dann durch die zweite Spitze (blau) gerastert. (b) Die Probenoberfläche wird durch zwei Spitzen gleichzeitig gerastert.

- die gleiche Dauer der Rasteraufnahmen (die gleiche Rastergrößen und Rastergeschwindigkeiten)

Zum vorletzten und letzten Punkt: Beim Beenden des Rasterns fahren die Tunnelspitzen auf die ursprüngliche Position in langsamer Rasterrichtung zurück. Zuerst wird dabei die Tunnelspitze gestartet, die sich in langsamer Richtung zu den anderen Tunnelspitzen bewegt, damit am Ende der Rasteraufnahme sich diese Tunnelspitze als erste in die langsame Richtung auf die ursprüngliche Position zurück begibt. Für diese beschriebene Eigenschaft mit mehreren Tunnelspitzen die gleiche Stelle der Probenoberfläche gleichzeitig aufnehmen zu können, benötigt man bei den späteren Zwei- und Vier-Spitzen-Messungen, um die Tunnelspitzen relativ zu kleinen Objekten ohne REM-Unterstützung zu positionieren. Schließlich können sehr kleine zu untersuchende Objekte, z.B. dünne Nanodrähte, in einem REM nicht mehr sichtbar sein, was eine genaue Positionierung der Tunnelspitzen verhindert.

Zum Durchführen der simultanen RTM-Aufnahmen wurde zuerst die Probe präpariert. In dem Abschnitt 3.2.1 ist die Präparationsmethode näher erläutert. Auf eine geheizte Si(110)-Probe wurde 1,2 Ångström Yttrium bei 750 °C Probentemperatur aufgedampft. Die zwei Tunnelspitzen 3 und 4 wurden an die Probenoberfläche zu-

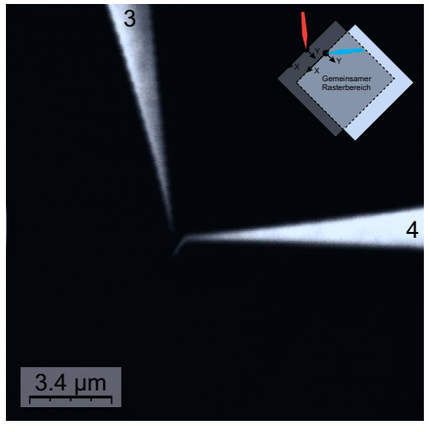
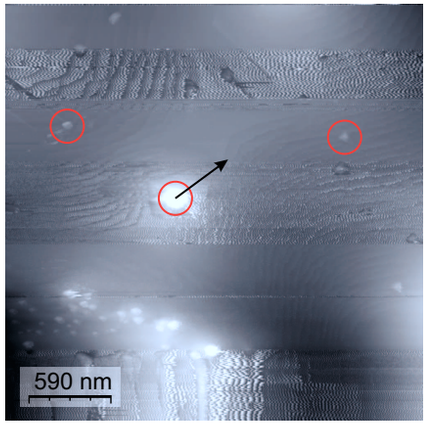
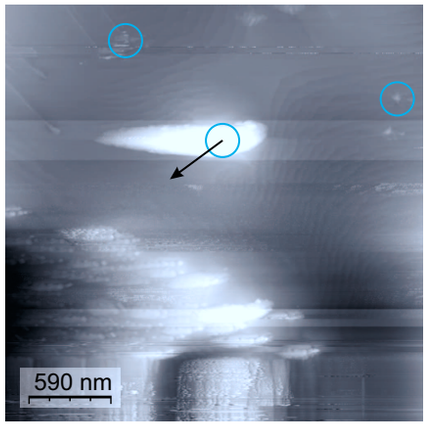


Abbildung 3.9: REM-Aufnahme der zwei zusammengeführten RTM-Spitzen 3 und 4 (verbogen). Eine Schematische Darstellung der Koordinatensystemen ist rechts oben eingefügt. Strahlenergie 4 keV, Strahlstrom 1 nA, Vergrösserung 50.000×.

erst grob angenähert und danach unter REM-Kontrolle näher zusammengeführt, wie man es in der Abbildung 3.9 sehen kann. Dann wurde die zweite Stufe des Schwingungsentkopplungssystems aktiviert (RTM-Modus) und die Tunnelspitzen wurden in einen Tunnelkontakt mit der Probenoberfläche gebracht. Es wurden das Rastern mit der RTM-Einheit 3 und kurz danach mit der RTM-Einheit 4 gestartet. Ein Beispiel der simultan aufgenommenen Topographie-Bilder mit zwei diversen RTM-Einheiten kann man in der Abbildung 3.10 sehen. Man sieht, dass sich dieselben Objekte in den Topographie-Bildern um 460 nm verschoben haben. Dies bedeutet, dass die zwei Tunnelpunkte der Tunnelspitzen 460 nm entfernt voneinander liegen. Das bedeutet weiterhin, dass der Abstand zwischen den zwei Tunnelspitzen ca. 460 nm beträgt. Man sieht dabei auf den Abbildungen, dass die Topographiebilder der gleichen Stelle der Probenoberfläche von 2 diversen Tunnelspitzen nicht nur unterschiedlich sondern auch leicht gedreht und verschoben aussehen. Sehr oft ist eine Korrelation zwischen den Bildern sogar schwer zu finden. Das kann man durch die unterschiedlichen Formen der Tunnelspitzen erklären. Wird eine Tunnelspitze über einen Objekt bewegt, so entsteht eine Topographie, die eine Faltung zwischen den



(a) RTM-Einheit 3 ($U_T = -3,32\ V;\ I_T = 47\ pA$)



(b) RTM-Einheit 4 ($U_T = -3,32\ V;\ I_T = 47\ pA$)

Abbildung 3.10: Simultan aufgenommene Topographie der Probenoberfläche (a) mit der RTM-Einheit 3 und (b) mit der RTM-Einheit 4. Die gleichen Objekte der Oberfläche sind mit den gefärbten Kreisen eingezeichnet. Die Lagedifferenz zwischen den Topographie-Bildern von 460 nm ist mit einem Vektor eingezeichnet. Bildgrößen: $2,9\ \mu\text{m} \times 2,5\ \mu\text{m}$.

Objekten- und Spitzenformen darstellt. Wenn ein Objekt der Oberfläche viel feinere Form als die Tunnelspitze aufweist, wird die Tunnelspitze durch das Oberflächenobjekt abgebildet. So zeigt z.B. eine RTM-Aufnahme der Tunnelspitze 4 im Vergleich mit der RTM-Aufnahme der Tunnelspitze 3, dass diese Tunnelspitze keine feine und punktförmige, sondern allenfalls eine grobe und ausgedehnte Form des Endes hat. Als Beweis dazu dient eine REM-Aufnahme der Tunnelspitzen 3.9. In dieser REM-Aufnahme ist die Tunnelspitze 4 nach oben und zur Seite verbogen.

Sehr oft zeigen die Topographieaufnahmen einen Effekt der Doppel- oder sogar Mehrfachspitze. An dem Spitzenende entstehen dann zwei oder mehrere mikroskopischen Enden, die in dem Topographiebild erscheinen. So werden z.B. die parallel verlaufenden Nanodrähte mehrfach abgebildet, was nur scheinbar zu einer höheren Dichte führt.

Der minimale Abstand zwischen den zwei Kontaktpunkten auf der Probenoberfläche ist durch die mikroskopische Spitzenform (Krümmungsradius) bestimmt. Sehr oft betragen die Krümmungsradien der geätzten Wolfram-Tunnelspitzen 10 bis 100 nm. So liegen zwei Kontaktpunkte auf einem minimalen Abstand, der die Summe der beiden Krümmungsradien der zwei Tunnelspitzen hat. Um den minimalen Abstand zwischen den zwei Kontaktpunkten zu reduzieren verwendet man modifizierte Tunnelspitzen [Yoshimoto u. a. (2007)] mit Kohlenstoff-Nanoröhrchen. Damit lässt sich ein minimaler Abstand zwischen den zwei Kontaktstellen von 10-30 nm erreichen.

3.2 Transportmessungen an Y/Si(110)-Nanodrähten

Beim Wachstum der Seltenerden-Silizide auf dem Silizium Substrat mit der Oberflächenorientierung (110) entstehen längliche Nanodrähte [Watanabe u. a. (2007)]. Die Nanodrähte sind alle parallel und in eine bevorzugte kristalline Richtung $[01-1]$ des Substrates ausgerichtet. Zusätzlich weisen die Silizide der Seltenerden einer sehr niedrigen Schottky-Barriere auf dem Silizium Substrat auf und bilden eine sehr stabile kristalline Phase.

Yttrium-Silizide wurden auf einem Silizium-Substrat mit der Oberflächenorientierung (100) hergestellt [Kim u. a. (2007)]. Dabei entstehen die Nanodrähte mit metallischen Eigenschaften. Weil die Substratoberfläche zwei orthogonale Vorzugsrichtungen für das Wachstum bietet, werden die Nanodrähte entlang diesen Richtungen gebildet. Die so wachsenden Nanodrähte kreuzen, was bei der Untersuchung

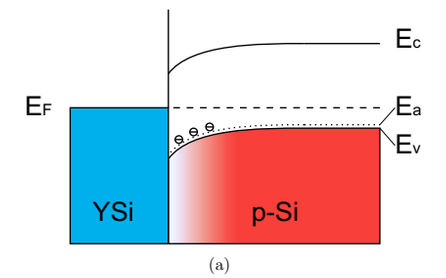
des einzelnen Nanodrahts stört.

Wenn man aber die Yttrium-Silizide auf einem Substrat mit der Oberflächenorientierung (110) züchtet, so entstehen die länglichen Nanodrähte, die sich nicht kreuzen. Dieses System ist sehr gut für die Untersuchung des Ladungstransports geeignet, deswegen wurden die Yttrium-Silizid Nanodrähte auf dem Silizium Substrat mit der Oberflächenorientierung (110) für die Untersuchung des elektronischen Transports und der Fähigkeiten des RTM/REM-Systems ausgewählt. Die Präparationsmethode der Yttrium-Silizide Nanodrähten ist in dem Abschnitt 3.2.1 näher beschrieben. Bei der Präparation ist die Menge des aufgedampften Yttriums, die Substrattemperatur und die Depositionszeit veränderbar, um die gewünschte Dichte und Länge der Nanodrähte zu erzielen.

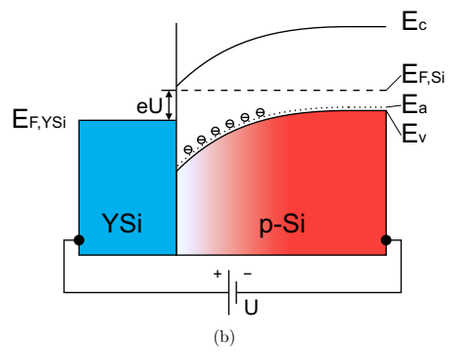
Die Besonderheit eines solchen Systems aus Yttrium-Silizid Nanodrähten auf dem Silizium Substrat besteht in der elektronischen Eigenschaft der Grenzfläche zwischen den Silizid Nanodrähten und dem betreffenden Substrat. Durch einen Unterschied der Austrittsarbeit des Yttrium-Silizids der Nanodrähte und einer Elektronenaffinität des Siliziums des Substrats entsteht eine Schottky-Barriere an deren Grenzfläche [Sze (2001)]. Die elektronischen Bänder verbiegen sich und es bildet sich eine Raumladungszone. Wie man aus dem Banddiagramm in der Abbildung 3.11(a) sieht, liegt diese Raumladungszone (Verarmungszone) in dem Substrat in der Nähe der Grenzfläche. Diese Verarmungszone hat eine viel schlechtere elektrische Leitfähigkeit im Vergleich zu der Leitfähigkeit des Substrates oder aber insbesondere des Yttrium-Silizides. Die elektrischen Eigenschaften des Überganges zwischen den Yttrium-Silizide-Nanodraht und einem Silizium Substrat ähneln einer Schottky-Diode.

Man kann die Breite der Verarmungszone wie in einer Schottky-Diode durch die angelegte äußere Spannung verändern. Beim Anlegen einer positiven Spannung an den Nanodraht und einer negativer Spannung an die untere Seite des Substrats (Back-Gate), wie in der Abbildung 3.11(b) gezeigt ist, vergrößert sich die Verarmungszone. Damit wird der Nanodraht von dem Substrat elektrisch isoliert. Beim Anlegen einer umgepolten Spannung, wie in der Abbildung 3.11(c) zu sehen ist, verringert sich die Verarmungszone derart, dass die Grenzfläche zwischen dem Nanodraht und Substrat einen ohmschen Kontakt darstellt.

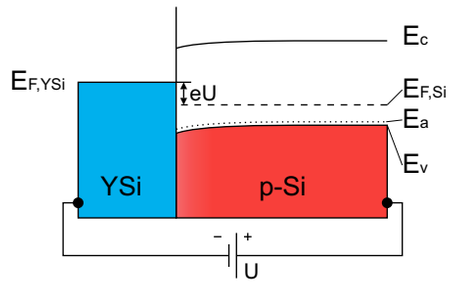
Um die spezifische Leitfähigkeit des Nanodrahtes aus Yttrium-Silizide zu bestimmen, sollte man während der Widerstandsmessung den Nanodraht vom Silizium-Substrat elektrisch isolieren; ansonsten werden die Messergebnisse durch den par-



(a)



(b)



(c)

Abbildung 3.11: Banddiagramm der Y/Si-Übergang (a) im thermischen Gleichgewicht, (b) bei Polung in Sperrrichtung und (c) bei Polung in Durchlassrichtung.

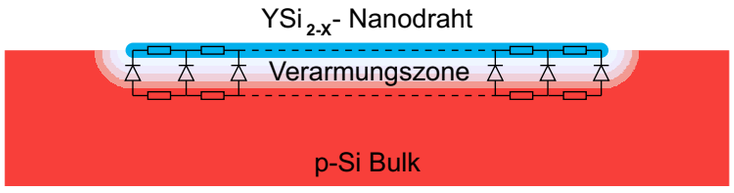


Abbildung 3.12: Querschnitt durch die Si(110)-Probe mit YSi-Nanodraht. Die Verarmungszone mit der verringerten Konzentration der Ladungsträger ist eingezeichnet.

allelgeschalteten Widerstand des Substrates beeinflusst, weil der Messstrom in das Substrat entweichen kann. Das System aus einem Yttrium-Silizid Nanodraht auf Silizium Substrat kann man grob, wie in der Abbildung 3.12 gezeigt wurde, durch eine Kette von parallelgeschalteten Widerständen und Schottky-Dioden ersetzen. Wenn man nun bei der Widerstandsmessung die Spannung zwischen Nanodraht und Substrat so wählt, dass alle parallelgeschalteten Schottky-Dioden in eine Sperrrichtung gepolt werden, wird der Nanodraht vom Substrat elektrisch isoliert und man erhält nur die spezifische Leitfähigkeit des Nanodrahtes allein ohne einen störenden Beitrag des Substrates.

3.2.1 Präparation der Y/Si(110)-Nanodrähte

Zur Herstellung von Nanodrähten wurde Silizium Substrat mit der Oberflächenorientierung (110) verwendet. Die 3-Zoll Siliziumwafer mit der Dicke von 400 μm ist mit dem Bor p-Dotiert. Der von Hersteller angegebene spezifische Widerstand des Substrates liegt in Bereich von $20-70\ \Omega{\cdot}\mathrm{cm}$.

Der Probenhalter der Anlage zum Direktstromheizen der Halbleiter-Proben (in der Abbildung 3.13) kann die Proben mit bis zu 8 mm Länge und bis zu 6 mm Breite aufnehmen. Die Breite der verwendeten Proben wurde allerdings auf 2,5 mm begrenzt, weil einerseits die breiteren Stücke mehr Strom beim Probenheizen benötigen und andererseits der Operationsbereich von vier RTM-Einheiten räumlich begrenzt ist und demnach innerhalb des Quadrates mit ca. 1×1 mm in der Probenmitte liegt. Die passenden Stücke wurden mit einem Diamant-Ritzgerät aus Silizium-Wafer ausgeschnitten.

Der mit einem Silizium-Stück bestückte Probenhalter wird in die Schleuse einge-

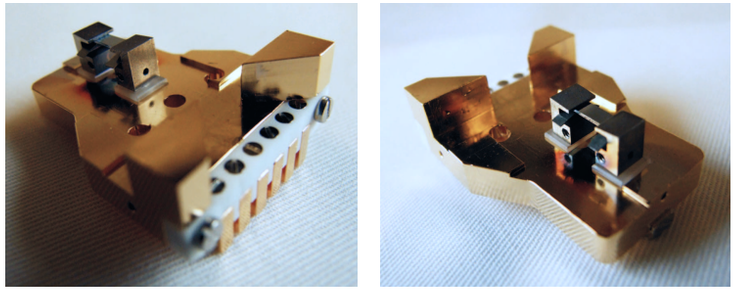


Abbildung 3.13: Modifizierter Probenhalter nach Design der Firma SPS-CREATEC GmbH mit eingebauter Si(110)-Probe.

legt und abgepumpt bis der Druck in der Schleuse einen Wert von etwa $10^{-7} - 10^{-8}$ mbar erreicht hat. Ohne ein Aufheizen der Schleuse kann man einen besseren Druck aufgrund der Wasserdesoption von der Oberflächen nicht erreichen. Nach dem Einschleusen des Probenhalters mit dem Silizium-Stück wird die Titansublimationspumpe kurz aktiviert.

Das Silizium-Stück wird dann mit Direktstrom geheizt und mit dem Pyrometer kontrolliert und über Nacht auf einer Temperatur von 600 °C gehalten. Dieses Vorgehen bringt den Probenhalter langsam auf eine erhöhte Temperatur wodurch die Wasserdesorption des Probenhalters mit der Probe begünstigt wird. Am nächsten Morgen wird die Stromheizung abgestellt damit der Probenhalter abkühlen kann. Die Titansublimationspumpe wird nochmals kurz aktiviert. Es wird ein Elektronenstrahlverdampfer mit dem eingebauten Yttrium-Draht[1] in Betrieb genommen und auf eine kleine Depositionsrate eingestellt. Die Aufdampfraten lassen sich durch eine Schwingquarzwaage kontrollieren.

Vor dem Flashen sollte der Druck in der Präparationskammer etwa $10^{-10} - 10^{-11}$ mbar betragen. Bei dem Steigern der Stromzufuhr wird die Probentemperatur auf 1230 °C erhöht und einige Sekunden auf dieser Temperatur gehalten, wobei der Druck noch in einem Druckbereich niedriger als 10^{-9} mbar liegt. Danach wird die Probentemperatur auf 600 °C runtergefahren damit der Probenhalter abkühlen kann (s. Abbildung 3.14). Es werden die Heiz- und Abkühlphasen solange zyklisch wiederholt bis der Druck beim Heizen der Probe mit einer Probentemperatur von 1230

[1] Y-Draht von Firma MaTecK GmbH, Drahtdurchmesser 1 mm, Materialreinheit 99.9 %

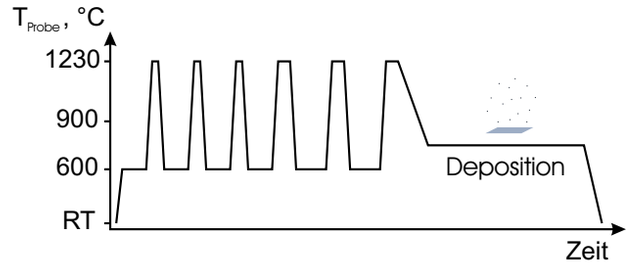


Abbildung 3.14: Temperaturverlauf der Probe während der Probenpräparation.

°C nicht $5 \cdot 10^{-10}$ mbar innerhalb von 5 Sekunden übersteigt. Danach wird die Probentemperatur langsam auf den gewünschten Wert runter geregelt und während der ganzen Depositionsphase konstant gehalten. Beim Wachstum der Nanodrähte wurden die Probentemperaturen im Bereich von $700 - 800$ °C verwendet [Bennett u. a. (2011b)]. Die Substrattemperatur beim Wachstum der Nanodrähte bestimmt die Verhältnisse zwischen Nanodrahtlängen und Nanodrahtbreiten. So entstehen z.B. bei den niedrigeren Substrattemperaturen die Nanodrähte mit schmaleren und länglichen Formen [He u. a. (2004)].

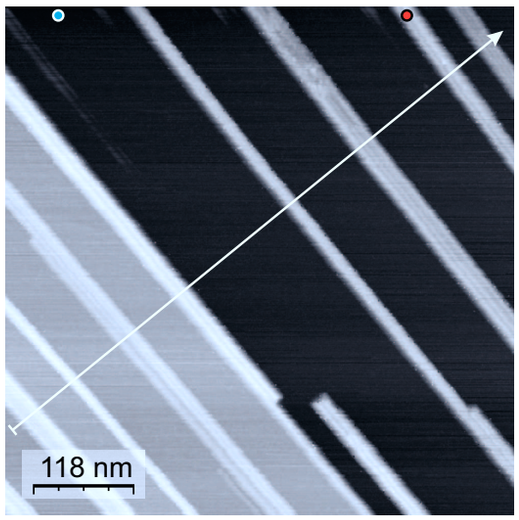
Beim Aufdampfen des Yttriums auf die geheizte Probenoberfläche wird zuerst eine sogenannte Benetzungsschicht gebildet. Es handelt sich um eine dünne epitaktische Schicht mit der Schichtdicke von bis zu 5 Ångström. Die Benetzungsschicht stellt ein Gemisch aus dem Substrat- und aufgedampften Atomen dar. Ist das aufgedampfte Yttrium nicht komplett durch das Vermischen mit den Substratatomen in einer Benetzungsschicht verbraucht, so bleiben die Yttrium Atome übrig. Die übrig gebliebene Yttrium Atome diffundieren nun über die Probenoberfläche bis die schließlich an das Wachstumszentrum (Nanodraht) angedockt werden. An dem Wachstumszentrum können die Yttrium Atome in die Tiefe des Substrats diffundiert und dort in einen Yttrium-Silizid eingebettet werden. Zusätzlich zu den Yttrium Atomen werden auch die beweglichen Silizium Atome an das Wachstumszentrum angedockt. Beim Wachstum des Nanodrahts werden notwendige Silizium Atome zusätzlich aus der Nanodrahtumgebung gewonnen, so dass in der Nähe des Nanodrahts eine Vertiefung in dem Substrat entsteht. Das Wachstum der Yttrium Silizide tendiert zum Bilden eines Yttriumdisilizid mit einer Silizium Mangel. Die Strukturformel des Yttrium Silizids lautet somit YSi_{2-x}.

Das Wachstum der Yttrium-Silizid Nanodrähten auf dem Silizium Substrat mit der Oberflächenorientierung (110) findet nach einer Endotaxie statt. Bei diesem Wachstumsmodus [George und Fathauer (1991)] kommt das epitaktische Wachstum nicht nur auf der Probenoberfläche, sondern auch in der Tiefe des Substrats vor, was energetisch günstiger ist. Durch die Vermischung zwischen den tieferliegenden Schichten des Substrats wird das Silizid unter der Probenoberfläche gebildet. Bei diesem Wachstumsmodus wird keine anisotrope Gitterfehlanpassung der Materialien benötigt um die länglichen Strukturen, solche wie z.B. Nanodrähte, zu züchten. Durch einen Silizium Substrat mit einer Oberflächenorientierung (110) weist die Probenoberfläche eine zweifache Symmetrie auf. Dadurch entstehen die parallelverlaufenden Nanodrähte [Bennett u. a. (2011a)]. Die Nanodrahtlängen variieren und können mehrere Mikrometer betragen, so dass es sehr oft nicht möglich ist innerhalb von einer RTM-Topographieaufnahme den kompletten Nanodraht abzubilden.

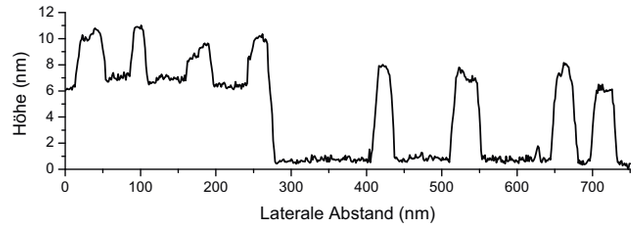
3.2.2 Spannungsabhängigkeit der Schottky-Barriere

Zum Charakterisieren der elektrischen Eigenschaften des Interfaces zwischen den Nanodrähten und des Substrats wurden die Strom-Spannungskennlinien aufgenommen. Die Aufnahmemethode ist im Folgenden beschrieben.

Bei der Probenpräparation werden ca. 2,1 Ångström Yttrium bei einer Probentemperatur von 750 °C innerhalb von 600 Sekunden aufgedampft. Die Probe wird danach stets an Erdenpotential angeschlossen. An der Tunnelspitze liegt eine Tunnelspannung an. Die Tunnelspitze nimmt nach der automatischen Annäherung die Topographie der Probenoberfläche mit den präparierten Nanodrähten auf. Auf der RTM-Topographieaufnahme in der Abbildung 3.15(a) kann man die einzelnen Nanodrähte identifizieren. Die Nanodrähte sind alle parallel und in eine bevorzugte kristalline Wachstumsrichtung der Substratoberfläche angeordnet. Die Breite der Nanodrähte befindet sich in einem Bereich von 18–35 nm. Die Nanodrahthöhen sind je nach der Lage des Nanodrahts auf der Substratoberfläche unterschiedlich (s. Linienprofil in der Abbildung 3.15(b)). So beträgt die Höhe der Nanodrähte, die sich auf der höheren linken Terrasse befinden, nur ca. 1/12–1/4 der Nanodrahtbreite und ist in einem Bereich von 2,4–4,8 nm zu finden. Die Höhe der Nanodrähte, die sich auf der tieferen rechten Terrasse befinden, beträgt ca. 1/5–1/3 der Nanodrahtbreite und liegt in einem Bereich von 5,8–7,8 nm. Diesen Unterschied in der Nanodrahthöhen kann man durch ein Wachstum in das Substratinnere erklären. Die Nanodrahtlängen sind von einem Nanodraht zum anderen Nanodraht variabel. Es wurden sowohl



(a)



(b)

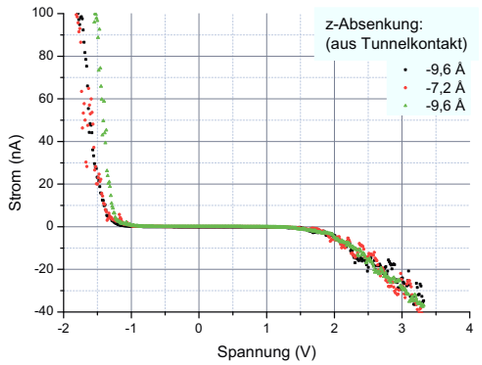
Abbildung 3.15: (a) RTM-Topographie der Oberfläche von Y/Si(110)-Probe. Auf der Topographieaufnahme erkennt man mehrere Yttrium-Silizid-Nanodrähte. Die Kontaktstellen der Probenoberfläche an der die Strom-Spannungs-Kennlinien aufgenommen wurden, sind mit zwei gefärbten Kreisen gezeichnet. Entlang eines weißen Pfeils wurde das Linienprofil (b) gezogen. Aufgenommen mit der RTM-Einheit 1 ($U_T = -3,32$ V; $I_T = 47$ pA).

die kurzen Nanodrähte mit der Länge von nur 147 nm, als auch viele sehr lange Nanodrähte mit Längen über 3 μm gefunden. Die Längen der meisten Nanodrähte befinden sich in einem Bereich von 1–10 μm. Es ist nicht ausgeschlossen, dass auch viel längere Nanodrähte entstehen.

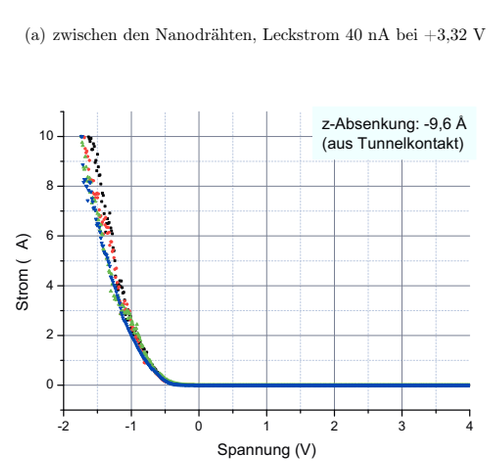
Eine Aufnahme der Strom-Spannungs-Kennlinie wurde durch eine sogenannte Vertikale Manipulation, einer Art der Spektroskopie, in dem AFMSTM-Programm realisiert. Dabei wird die Tunnelspitze direkt aus dem Tunnelkontakt zum gewünschten Objekt der Probenoberfläche angenähert. Die Annäherung der Tunnelspitze um eine benutzerdefinierte Länge in die z-Richtung zur Probe findet durch eine feine Bewegung des z-Antriebes statt. Durch die Annäherung wird die Tunnelspitze in dem elektrischen Kontakt mit dem gewünschten Objekt der Probenoberfläche gebracht. Das Potential der Tunnelspitze wird durch eine Spannungsrampe zeitlich während der Spektroskopie verändert. Die dabei auftretenden Ströme werden durch einen Strom-Spannungs-Verstärker verstärkt, mit einem ADC der Datenerfassungsplatine gemessen und durch AFMSTM-Programm gespeichert und visualisiert.

Zuerst wurden die Strom-Spannungs-Kennlinien auf einer Benetzungsschicht des Substrats, also zwischen den Nanodrähten, aufgenommen. Die Aufnahmestelle ist als blauer Kreis in der Abbildung 3.15(a) gezeigt. Einen Plot mit den aufgenommenen Strom-Spannungs-Kennlinien kann man in der Abbildung 3.16(a) sehen. Bei den negativen Spannungen wird die Kontaktstelle zwischen dem Wolfram der Tunnelspitze und der Benetzungsschicht des Substrats gut leitend. Darauf deutet ein Stromwachstum bei den Spannungen im Bereich von –1,8 bis –1,0 Volt. Ab einer Spannung von ca. –0,6...–1,0 Volt fängt der Strom exponentiell an zu wachsen und erreicht bei der Spannung von –1,8 Volt einen Wert höher als 100 nA, was einen Messbereich des Verstärkers mit einem Verstärkungsfaktor von $10^8 \frac{V}{A}$ entspricht. Bei den positiven Spannungen kann ein schwaches Stromwachstum beobachten werden. Ab einer Spannung von +1,0 Volt wächst der Strom und erreicht bei der Spannung von +3,32 Volt einen Wert von 40 nA.

Danach wurden die Strom-Spannungs-Kennlinien auf dem Yttrium-Silizid Nanodraht aufgenommen. Die Kontaktierungsstelle am Nanodraht ist als roter Kreis in der Abbildung 3.15(a) dargestellt. Der Plot mit den aufgenommenen Strom-Spannungs-Kennlinien ist in der Abbildung 3.16(b) zu sehen. Bei den negativen Spannungen wird der Übergang zwischen Yttrium-Silizid Nanodraht und Substrat sehr gut leitend. So kann man bei den negativen Spannungen schon ab 0 V ein exponentielles Stromwachstum beobachten, sodass sehr viel Strom durch den Übergang



(a) zwischen den Nanodrähten, Leckstrom 40 nA bei +3,32 V



(b) auf den Nanodraht, Leckstrom 3-4 nA bei +4,0 V

Abbildung 3.16: Die typische Strom-Spannungs-Kennlinien, welche auf den Si(110)-Substrat mit Yttrium-Silizide-Nanodrähten und Wolframtunnelspitze aufgenommen wurde. Die z-Absenkung der Tunnelspitzen beim Kontaktieren ist in den Diagrammen abzulesen. Für die Beschreibung s. Text.

durchgeht. Ab ca. –0,6 Volt geht das exponentielle in das lineare Stromwachstum über und sieht mehr oder weniger nach einer linearen Abhängigkeit aus. Der Strom erreicht bei der Spannung von –1,7 Volt einen Wert höher als 10 μA, was einen Messbereich des Verstärkers mit einem Verstärkungsfaktor von $10^6 \frac{V}{A}$ entspricht. Bei den positiven Spannungen kann man nur ein sehr schwaches Stromwachstum beobachten. Ab einer Spannung von +1,0 Volt wächst der Strom und erreicht bei der Spitzenspannung von +4,0 Volt einen Wert von 3-4 nA. Bei den positiven Tunnelspannungen fließt somit fast keinen Strom durch die Schottky-Barriere. Eine RTM-Topographieaufnahme der Probenoberfläche mit den Nanodrähten ist unter Auswahl von negativer Tunnelspannung der Tunnelspitzen durchgeführt, um einen möglichen Spitzencrash zu verhindern.

Wenn man sich den Übergang zwischen einem Halbleiter des Substrats und den Nanodraht als ein Halbleiter-Metall-Übergang vorstellt, so kann man das ganze als eine Schottky-Diode betrachten (s. Kapitel 3.2). Wie man in der Abbildung 3.16 erkennen kann haben die Diffusionsströme beim Kontaktieren der Nanodrähte viel höhere Werte. Die Leckströme betragen dagegen nur ein Zehntel des Wertes, welcher beim Kontaktieren der Benetzungsschicht gemessen werden kann.

Der viel höhere Diffusionsstrom, verglichen mit dem Strom zum Substrat, kann durch eine viel höhere Fläche des Überganges zwischen Substrat und Nanodraht im Vergleich der Fläche des punktförmigen Überganges zwischen Tunnelspitze und Benetzungsschicht erklärt werden. So weisen z.B. die Strom-Spannungs-Kennlinien, die auf einem viel kürzeren Nanodraht aufgenommen wurden eine sehr niedrige Steigung des Diffusionsstroms in der Abhängigkeit der Spannung auf (nicht vorgestellt). Andere Besonderheit hat man in dem Fall eines Kontaktes mit der Nanodraht, dass der exponentiellen Stromanstieg schon ab 0 Volt gemessen wird und ab ca. –0,6 Volt hat man ein linearen Stromzuwachs. In dem Fall des linearen Stromzuwachses sollte das Fermi-Niveau des Yttrium-Silizid Nanodrahtes schon in das Leitungsband des Silizium-Substrats gelangen, so dass der Übergang nun einen Ohmschen Kontakt darstellt. Der niedrigere Leckstrom in dem Fall eines Kontaktes mit der Nanodraht, trotz einer höheren Fläche des Überganges, deutet auf einen qualitativ höherwertiges epitaktisches Übergang zwischen dem Yttrium-Silizid und Silizium Substrat im Vergleich zu einem punktförmigen Kontakt der Tunnelspitze hin.

Ein Vergleich mit den Literaturquellen ergibt ein ähnliches Bild. So hat man in der Publikation [Lim u. a. (2008)] die selbstorganisierten Nanodrähte aus Platin-Silizid auf n-dotiertem Silizium (100) untersucht. Dabei hat man in dem Fall, dass man

eine Benetzungsschicht oder einen Nanodraht mit den leitfähigen Pt-beschichteten Tunnelspitze kontaktiert, in dem Spannungsbereich von Null Volt fast keinen Strom gemessen, was eine isolierende Eigenschaft der Schottky-Barriere nachweist. In einer anderen Publikation [Okino u. a. (2005)] wurden die selbstorganisierten Nanodrähte aus Kobalt-Silizid auf dem p-dotierten Silizium (110) untersucht. Dabei wurden die nichtlinearen Strom-Spannungs-Kennlinien aufgenommen. In dem Spannungsbereich von Null Volt wurde auch fast kein Strom gemessen. Die Messungen haben erneut eine Existenz der Schottky-Barriere sowohl zwischen dem Nanodraht und dem Substrat als auch zwischen den Tunnelspitze aus Wolfram und dem Substrat bestätigt. Den Unterschied in den Strom-Spannungs-Kennlinien erklärt man durch die unterschiedlichen Kontaktflächen und durch die unterschiedlichen Höhen der Schottky-Barriere an den Kontaktstellen. In einer weiteren Publikation [Liang und Ashcroft (2010)] hat man die Nanodrähte aus Eisen-Silizid auf ein n-dotierten Silizium (110) Substrat untersucht. Man berichtet über eine Schottky-Barriere, welche sowohl zwischen einem metallischen Nanodraht und Substrat als auch zwischen den Tunnelspitzen aus Wolfram und Substrat gefunden wurde. Darauf deuten die aufgenommenen nichtlinearen Strom-Spannungs-Kennlinien. In einem breiten Bereich der Spannungen von $-4 \ldots +4$ Volt konnte kein Strom über die Empfindlichkeitsgrenze der Apparatur registriert werden. Den Unterschied in den Strom-Spannungs-Kennlinien, die auf Nanodraht und auf einem Substrat aufgenommen wurden, erklärt man durch die unterschiedlichen Kontaktflächen der Übergänge.

Beim Aufnehmen mehrerer Strom-Spannungs-Kennlinien, die auf der Benetzungsschicht eines Substrates und auf den Yttrium-Siliziden Nanodrähten aufgenommen wurde, könnte man auch die Reproduzierbarkeit der hergestellten Kontakte bestätigen. So sind z.B. die mehrere vorgestellten Messungen in der Abbildung 3.16 zu sehen. Die Absenkung der Tunnelspitze um einen Kontakt zu herstellen kann man in den Diagrammen ablesen (liegt zwischen -7,2 und -9,6 Ångström).

Zusätzlich wurde auch die Stromabhängigkeit während Absenkung der Tunnelspitze aus dem Tunnelkontakt zur Probe untersucht. Die Absenkung der Tunnelspitze findet ab einer Anfangsposition (Z-Position=0 Å), welche durch die Tunnelparameter des RTM-Feedbacks eingestellt wurde, statt. Es stellte sich heraus, dass man ein exponentielles Stromwachstum nur ganz am Anfang der Absenkung der Tunnelspitze beobachten kann. So sieht man in der Abbildung 3.17 eine typische Strom-Abstand-Abhängigkeit, die auf einer Nanodraht aufgenommen wurde. Bei der Verringerung des Tunnelabstands, der durch ein Feedback für den konstanten Tunnelstrom von

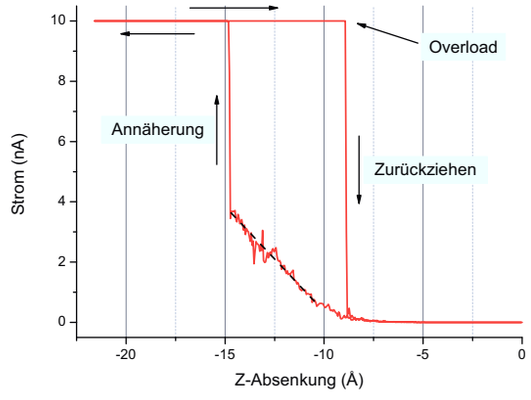


Abbildung 3.17: Die typische Abhängigkeit des Stromes vom Abstand beim Kontaktieren eines Nanodrahts. Spannung an der Tunnelspitze: –1,0 V; Aufnahmedauer: 8,0 s.

47 pA und einer Tunnelspannung von –3,32 V eingestellt wurde, kann ab ca. 5 Å und bis ca. 10 Å ein exponentielles Stromwachstum beobachten werden. Dabei findet eine Verringerung des Tunnelabstandes zwischen der Tunnelspitze und des Nanodrahts statt. Bei weiterer Annäherung der Tunnelspitze zur Probe geht ein exponentielles Wachstum in ein lineares Wachstum über. Bei ca. 15 Å beobachtet man einen ersten Sprung in der Stromkurve, was einen stattgefundenen Kontakt bestätigt. Beim Zurückziehen der Tunnelspitze beobachtet man einen zweiten Sprung in der Stromkurve, welche nun bei ca. 8 Å liegt.

Dieses Verhalten kann man durch einen Materialtransport auf die Tunnelspitze erklären. Beim Kontaktieren wird die Tunnelspitze gegen die Probenoberfläche leicht angedrückt. Durch die Kontaktstelle wird nunmehr der Strom geschickt und die Kontaktstelle wird dabei erhitzt. Durch den Stromfluss und eine erhöhte Temperatur der Kontaktstelle kann eine Elektromigration des Probenmaterials auf dem Tunnelspitzenapex erfolgen. Das Material der Kontaktstelle wird auf die Tunnelspitze übertragen (angelagert). Einen zweiten Sprung (bei ca. 8 Å) in der Stromkurve beim Zurückziehen der Tunnelspitze kann man durch die an der Kontaktstelle an-

geschweißte Tunnelspitze erklären. Eine solche Tunnelspitze mit den Ablagerungen aus den vorherigen Messungen muss nun mit einer höheren Kraft (mehr Annäherung beim Kontaktieren) eingedrückt werden, um die abgelegte Materialschicht zu durchbrechen und wieder einen guten Kontakt zu erreichen.

3.2.3 Elektronischer Transport an Y/Si(110)-Nanodrähten mit zwei RTM-Einheiten

Mit dem hier gebauten RTM-System wurden anfangs die Widerstandmessungen mit nur zwei Tunnelspitzen durchgeführt. Dafür sollte man die zwei Tunnelspitzen über ein zu untersuchendes Objekt positionieren. Die Tunnelspitzen werden mit einem Objekt in Kontakt gebracht. Zwischen den zwei Tunnelspitzen wird eine Spannung angelegt. Man misst den Strom, welcher nun über einen unbekannten Widerstand und über zwei Kontaktstellen der Tunnelspitzen fließt. Als Ergebnis der Zweileiter-

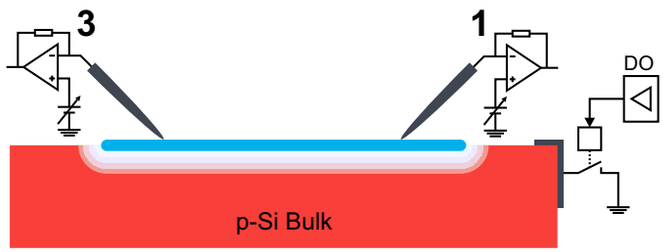


Abbildung 3.18: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbau für Zwei-Spitzen-Widerstandsmessung. Die Probe ist an einem Erdunterbrecher angeschlossen. Der Erdunterbrecher wird durch einen Digitalen Ausgang (DO) der DSP-Platine während der Spektroskopie gesteuert.

Messungen ergibt sich eine Summe der Objekt- und Kontaktwiderstände (s. Kapitel 1.3). Es ist jedoch zu bedenken, dass die Komplexität der Messung mit zwei Spitzen viel niedriger als eine Messung mit vier Spitzen ist. Dies liegt daran, dass aus einem Satz von vier Tunnelspitzen mit höherer Wahrscheinlichkeit zwei funktionierende Tunnelspitzen ausgewählt werden können. Unter funktionierenden Tunnelspitzen versteht man die Tunnelspitzen, die nicht nur gut im REM aussehen, sondern auch eine gute Abbildungsqualität der RTM-Topographie liefern und die noch einen guten Kontakt mit den untersuchten Strukturen herstellen können. Das Hantieren mit

nur zwei Tunnelspitzen unter REM-Kontrolle ist wesentlich einfacher und die Wahrscheinlichkeit einer gegenseitigen Beschädigung der Tunnelspitzen ist viel niedriger. Allerdings ist das Ergebnis der Messung mit nur zwei Spitzen immer dann weniger nützlich, wenn die Summe der Kontaktwiderstände vergleichbar oder höher als der unbekannte Widerstand eines Objektes ist.

Bei den Zweispitzen-Messungen wird der Nanodraht durch zwei Tunnelspitzen kontaktiert. Während der Spektroskopie wird die Probe durch einen steuerbaren Erdunterbrecher von der Erde getrennt (in der Abbildung 3.18). Der Strom, welcher nun durch die erste Tunnelspitze in die Probe (in die Nanodraht) injiziert wird kommt durch die Probe (durch den Nanodraht) in die zweite Spitze vollständig rein. Durch die Probe, die von der Erde isoliert wird, geht keinen Strom in die Erde verloren.

Die Probenpräparation fand nach oben beschriebener Methode statt (s. Abschnitt 3.2.1). Bei der Probenpräparation wurde ca. 0,7 Ångström Yttrium bei der Probentemperatur von 750 °C innerhalb von 765 Sekunden aufgedampft. Dann wird der Probenhalter samt Probe abgekühlt und in dem RTM-Kopf eingelegt. Die Tunnelspitze der RTM-Einheiten 3 wird an die Probe manuell und danach automatisch grob angenähert. Dann wird ein großes Topographie-Übersichtsbild mit der RTM-Einheit 3 aufgenommen. Dieses Bild kann man in der RTM-Abbildung 3.19 sehen. In der Abbildungsmitte sieht man einen 1,55 μm langen und 16 nm breiten Nanodraht. Die Höhe des Nanodrahtes ist variabel und von der Position des Messpunktes entlang eines Nanodrahts abhängig ist. Die lokale Beschaffenheit der Substratoberfläche hat einen Einfluss auf die gemessene Höhe des Nanodrahtes. Die gemessenen Höhen liegen meistens in einem Bereich von 2 bis zu 3,5 nm. Dieser Nanodraht wird später mit zwei Tunnelspitzen der RTM-Einheiten 1 und 3 kontaktiert. Die Tunnelspitze der RTM-Einheit 3 wird nun von der Probenoberfläche nach oben zurückgezogen. Unter REM-Kontrolle wird nun die Tunnelspitze der RTM-Einheit 1 vorsichtig näher zusammengebracht, so wie es auch in dem Abschnitt 3.2.6 für vier Tunnelspitzen erklärt ist. In der REM-Abbildung 3.19 kann man die zwei zusammengeführten Tunnelspitzen betrachten. Der Abstand zwischen den Tunnelspitzen in der REM-Abbildung beträgt ca. $1,8$ μm. Die Tunnelspitze der RTM-Einheit 1 wird nun angenähert. Nun wird das Rastern des gleichen Probenbereichs mit der Tunnelspitze der RTM-Einheit 1 gestartet, wie in bereits in dem Abschnitt 3.1.6 beschrieben wurde. Die Rasterrichtung der RTM-Einheit 1 wird relativ zur Rasterrichtung der RTM-Einheit 3 um 180° gedreht. Wenn eine Überlappung der zwei

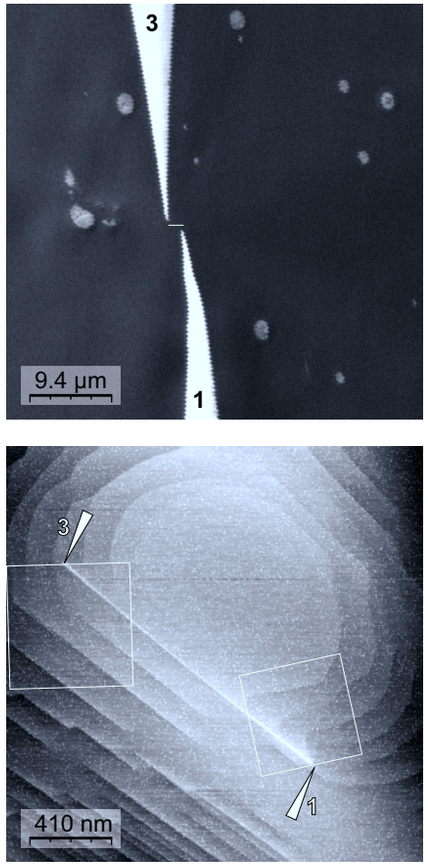
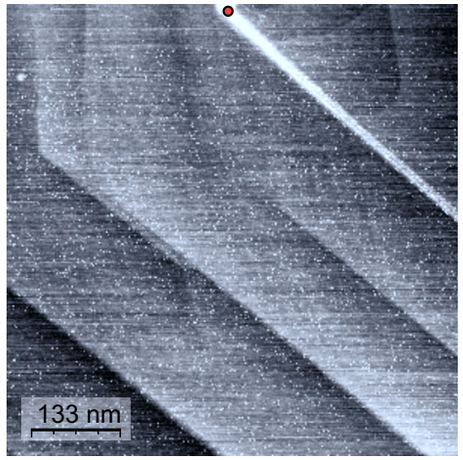


Abbildung 3.19: REM-Abbildung (oben) zeigt die zwei zusammengeführten Tunnelspitzen neben einem Nanodraht. Der unsichtbare Nanodraht ist schematisch mit weißer Linie dargestellt. Strahlenergie 4,0 keV, Vergrösserung 30.000 ×. RTM-Topographie (unten) mit einer RTM-Einheit 3 aufgenommen. In der Mitte der Topographieaufnahme erkennt man einen Nanodraht mit einer Länge von 1,55 μm. Tunnelspannung $-3,32$ V, Tunnelstrom 47 pA.

Topographiebilder der zwei RTM-Einheiten stattgefunden hat, ist auch die Position des Nanodrahtes in jedem Topographiebild relativ zur Position der Tunnelspitze erkennbar. Die beiden Tunnelspitzen werden per Offset an den Hochspannungsverstärkern über beiden Enden des gleichen Nanodrahts positioniert. Die Tunnelspitze der RTM-Einheit 3 wird wieder an die Probe angenähert. Nun wird mit dem simultanen Rastern der RTM-Einheiten 1 und 3 begonnen. Die Positionen der Tunnelspitzen relativ zum Nanodraht und der kleineren Rasterbereiche der RTM-Einheiten sind schematisch als weiße Rechtecke in der RTM-Abbildung 3.19 eingezeichnet. Man bekommt zwei RTM-Topographieaufnahmen (in der Abbildung 3.20), in denen man die beiden Enden des Nanodrahts gut sieht. Das Kontaktieren des Nanodrahts wird an den gezeichneten Stellen vorgenommen.

Zum Durchführen einer Widerstandmessung wird der benutzerdefinierbare Modus der Spektroskopie, vertikale Manipulation, der zwei RTM-Einheiten verwandt. Bei dieser Art der Spektroskopie werden die Spannungen der Tunnelspitzen und die Abstände zwischen den Tunnelspitzen und der Probe kontrolliert verändert. Dafür wird zuerst in jeder STMAFM-Programminstanz die vom Benutzer definierte Datei geladen, welche den Ablauf der Spektroskopie vorgibt. Die benutzerdefinierte Dateien beinhalten den zeitlichen Verlauf der Spannungen der Tunnelspitzen und die Spannungsoffsets der z-Spannung des z-Antriebes. Durch das Einstellen eines Spannungsoffsets der z-Spannung des z-Antriebes wird die z-Position, also der Abstand zwischen Tunnelspitze und Probe, gezielt gesteuert. Ein Spannungsoffset von 0 Volt bedeutet, dass der neueingestellter Abstand zwischen Spitze und Probe mit einem durch die Höhenregelung am Anfang der Spektroskopie eingestelltem Abstand identisch wird. Die Höhenregelung der RTM-Einheiten wird vor der Spektroskopie angehalten und erst nach einem Abschluss der Messungen wieder fortgesetzt. In der Abbildung 3.21 kann man den Inhalt solcher benutzerdefinierten Dateien betrachten. Die gesamte Dauer der Messungen beträgt 2,1 Sekunden. Während dieser Zeit werden 3 Strom-Spannungs-Kennlinien aufgenommen. Der gleichzeitige Anfang der Spektroskopie der zwei Tunnelspitzen wird per geeigneter Synchronisationsmethode realisiert (in dem Abschnitt 2.4.2). Die beiden Tunnelspitzen sind durch eine Höhenregelung in einem Tunnelabstand von der Probe entfernt. Am Anfang der Spektroskopie werden die Höhenregelungen der RTM-Einheiten angehalten und die Tunnelspannungen der Tunnelspitzen werden auf null Volt eingestellt. Danach fährt die erste Tunnelspitze runter und stellt somit den ersten Kontakt mit dem Nanodraht her. Die Spannungsrampe wird an die erste Tunnelspitze gefahren; es wird



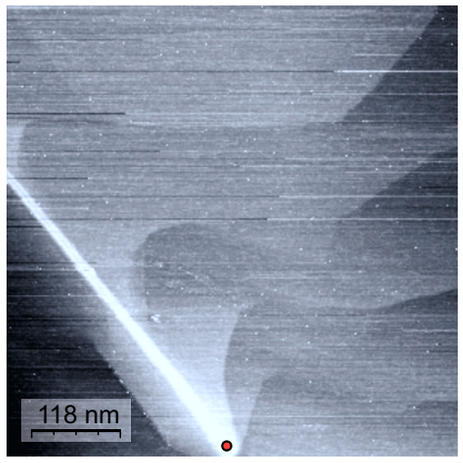


Abbildung 3.20: RTM-Topographieaufnahmen der Probenoberfläche mit den Nanodrahtenden, mit zwei RTM-Einheiten aufgenommen. Obere und untere Bilder wurden entsprechend mit den RTM-Einheiten 3 und 1 aufgenommen. Die Kontaktierungsstellen der Tunnelspitzen sind mit roten Punkten gezeichnet.

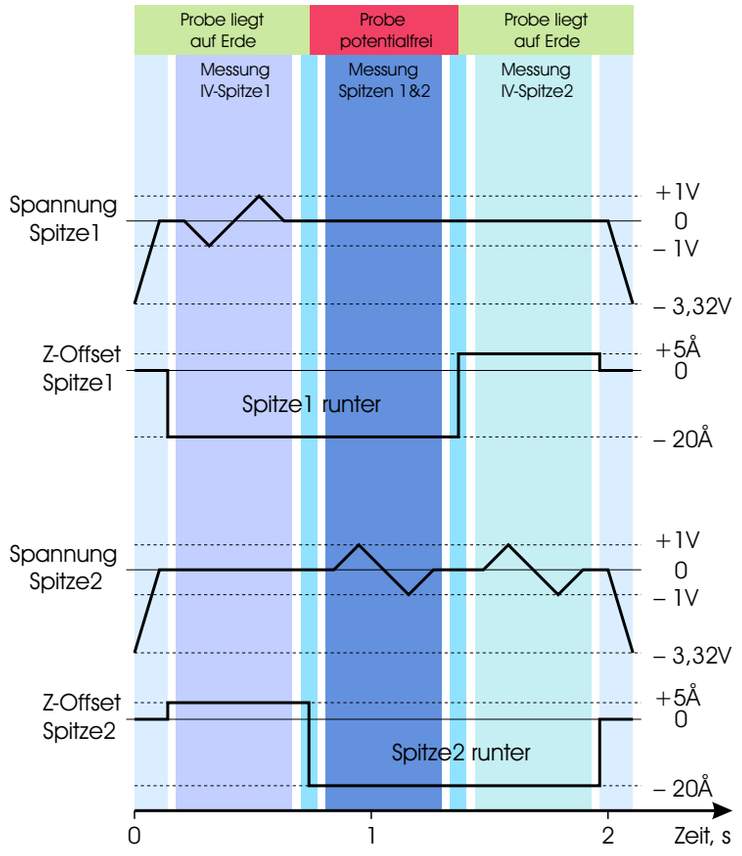


Abbildung 3.21: Inhalt der Daten der benutzerdefinierten Spektroskopie für Zweispitzen-Widerstandsmessungen. Man sieht die Spannungen und Änderungen der z-Position der Tunnelspitzen gegen die Zeitskala aufgetragen. Während der Spektroskopie bleibt die Höhenregelung der RTM-Einheiten angehalten.

eine Strom-Spannungs-Kennlinie der Kontaktstelle der ersten Tunnelspitze aufgenommen. Dann wird die Probe durch einen steuerbaren Unterbrecher von der Erde getrennt. Die zweite Tunnelspitze fährt runter und stellt somit den zweiten Kontakt mit dem Nanodraht her. Es wird eine Spannungsrampe an der zweiten Tunnelspitze aufgefahren, wobei gleichzeitig auf der ersten Tunnelspitze die Spannung von null Volt eingestellt bleibt. Es wird somit eine Strom-Spannungs-Kennlinie zwischen den zwei Kontaktstellen aufgenommen, welche auf dem gleichen Nanodraht liegt. Der Strom fließt in diesem Fall komplett über die Probe, weil die Probe potentialfrei ist. Nun wird die Probe durch einen steuerbaren Unterbrecher mit der Erde verbunden. Die erste Tunnelspitze fährt nunmehr hoch und bricht dabei den Kontakt mit dem Nanodraht. Die Spannungsrampe wird an die zweite Tunnelspitze gefahren; hier wird eine Strom-Spannungs-Kennlinie der Kontaktstelle der zweiten Tunnelspitze aufgenommen. Dann fährt die zweite Tunnelspitze hoch. Auf beiden Tunnelspitzen werden die ursprünglichen Tunnelspannungen eingestellt. Am Ende der Spektroskopie werden die Höhenregelungen der RTM-Einheiten fortgesetzt. Die Tunnelspitzen bleiben in einem Tunnelabstand von der Probe entfernt. Die gesamte Dauer der Messungen beträgt ca. 2 Sekunden. Während der Aufnahme der Strom-Spannung-Kennlinien werden die Tunnelspitzen um 20 Ångström zu der Probe hin angenähert, so dass ein physikalischer Kontakt zwischen den Tunnelspitze und einer Probeoberfläche hergestellt wird. Die z-Drift während der Aufnahme kann man somit vernachlässigen, weil kein Tunnelkontakt mehr besteht. Die kleinen Fluktuationen des gemessenen Stromes sind auf die unstabilen punktförmigen Kontakte der Tunnelspitzen zurückzuführen.

Während dieser Arbeit wurden zuerst die Probenhaltern mit einem Leckwiderstand gegen die Erde verwendet. Ein parasitärer Leckwiderstand von 37 MOhm, verursacht einen Stromverlust von ca. 99% des injizierten Stroms. Ein parasitärer Leckwiderstand von 300 MOhm verursacht einen Stromverlust von ca. 20% des injizierten Stroms. Dieses Problem des Probenhalters wurde rechtzeitig erkannt und durch einen neuen und sauberen Probenhalter beseitigt. Die hier dargestellten Ergebnisse sind allesamt mit einem Probenhalter, der einen Widerstand der Isolation höher als 500 GOhm aufweist, gemessen worden.

3.2.4 Ergebnisse und Diskussion der Zweispitzen-Messungen

In der Abbildung 3.22 kann man die aufgenommenen Ströme der Tunnelspitzen sehen. Daraus lassen sich die Strom-Spannungs-Kennlinien ableiten, welche in der

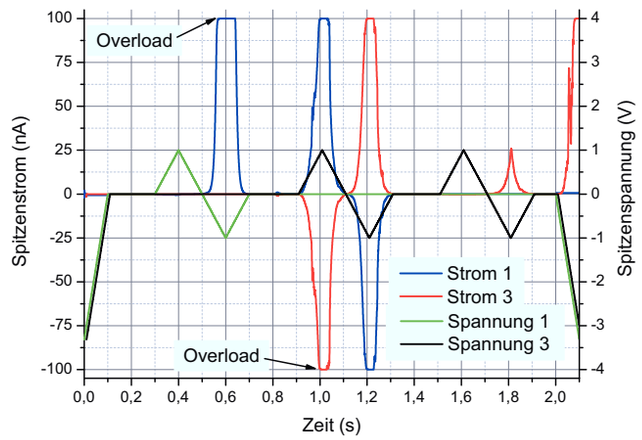
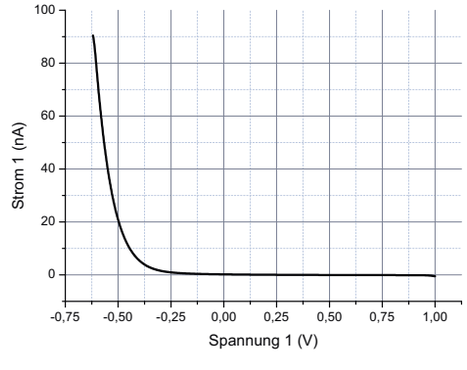


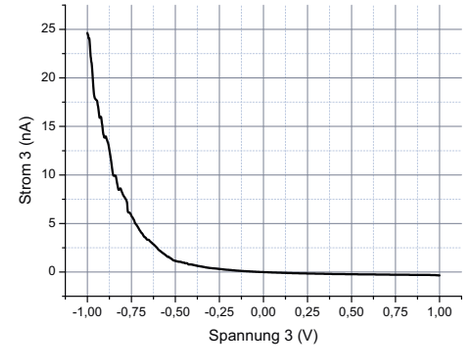
Abbildung 3.22: Erzeugte Spannungswerte und aufgenommene Stromwerte während der Zwei-Spitzen-Widerstandsmessung. Während einer Spektroskopie von 2,1 Sekunden länge wurde 21000 Datenpunkten aufgenommen.

Abbildungen 3.23 und 3.24 zu sehen sind. Die Strom-Spannungs-Kennlinien, die in der Abbildungen 3.23(a) und 3.23(b) zu sehen sind, sehen zu den gemessenen Strom-Spannungs-Kennlinien, die in der Abbildung 3.16(b) dargestellt sind, sehr ähnlich aus. Sie sind stark unsymmetrisch, haben also eine gleichrichtende Charakteristik. Diese Strom-Spannungs-Kennlinien zeigen eine Existenz der Schottky-Barriere zwischen den Yttrium-Silizid Nanodraht und Silizium Substrat.

In der Abbildung 3.24 kann man die zwei Kennlinien sehen, die von zwei unterschiedlichen Tunnelspitzen (Tunnelspitze 1 und 3) während der Widerstandsmessung des Nanodrahts aufgenommen wurden. Die beiden Kennlinien liegen sehr gut übereinander. Um das zu zeigen wurde eine Kennlinie relativ zu der anderer invertiert dargestellt. Das liegt darin begründet, dass die Ströme, die durch die Stromverstärker verstärkt werden die unterschiedliche Fließrichtungen relative zu den Eingängen der Verstärker aufweisen. Der Strom fließt von einer in die andere Spitze. Dies bedeu-



(a) Strom-Spannungs-Kennlinie zwischen Spitze 1 und Erde



(b) Strom-Spannungs-Kennlinie zwischen Spitze 3 und Erde

Abbildung 3.23: Die Strom-Spannungs-Kennlinien zwischen den zwei Kontaktstellen der (a) RTM-Einheit 1 und (b) RTM-Einheit 3 am Nanodrahtenden und Probenerde.

tet, dass der Strom, der in den Nanodraht durch die erste Tunnelspitze injiziert wird, auch durch die zweite Tunnelspitze die Probe verlassen soll. Ein Stromverlust sollte durch die Differenz des Betrags der gemessenen Ströme feststellbar sein. Wenn nicht alles Injizierte über die zweite Tunnelspitze entweicht, ist eine kapazitiven Schicht in der Probe oder aber Leckstrom zur Erde feststellbar. Grundsätzlich sollen die gemessenen Ströme relativ klein sein, um überhaupt einen kleinen kapazitiven Unterschied der gemessenen Ströme im Falle einer kapazitiven Schicht festzustellen zu können. Beim Fahren einer Spannungsrampe während der Spektroskopie sollen die kapazitiven Ströme einen Betrag liefern, welcher von der Rampenrichtung abhängig ist (s. Abschnitt 3.1.2), was hier nicht der Fall ist. Ein Unterschied könnte auch auf einen Leckstrom in der Erde hindeuten. Ein fehlerhafter (zugedampfter) elektrischer Isolator des Probenhalters kann solchen Leckstrom verursachen. Durch die aufgedampfte Schicht aus z.B. Silizium oder Yttrium an einem Saphirisolator entsteht der parasitäre Widerstand. Eine solche Differenz in den gemessenen Strömen konnte hier jedoch nicht festgestellt werden. Dies bedeutet wiederum eine Abwesenheit des Leckstroms.

Die Strom-Spannungs-Kennlinie in der Abbildung 3.24, die zwischen den zwei Tunnelspitzen auf einem Nanodraht aufgenommen wurden, zeigt ein interessantes Verhalten. Bei den höheren Spannungen beobachtet man niedrigere differentielle Widerstände zwischen den zwei Tunnelspitzen. Dieses Ergebnis kann durch spannungsabhängige Kontaktwiderstände der Tunnelspitzen erklärt werden.

Als Ergebnisse der Zweispitzen Messungen ergeben sich Widerstandswerte, welche aus der Steigung der Strom-Spannungs-Kennlinien bei der Spannung von null Volt bestimmt werden können. Aus der Steigung der ersten Strom-Spannungs-Kennlinie (Strom der Tunnelspitze 1 gegen die Erde, in der Abbildung 3.23(a)) ergibt sich ein Widerstandswert von 917 MΩ. Aus der Steigung der dritter Strom-Spannungs-Kennlinie (Strom der Tunnelspitze 3 gegen die Erde, in der Abbildung 3.23(b)) ergibt sich ein Widerstandswert von 1318 MΩ. Aus der Steigung der zweiten Strom-Spannungs-Kennlinie mit der Tunnelspitze 1 gemessen (Strom zwischen Tunnelspitze 1, über Nanodraht und in die Tunnelspitze 3, in der Abbildung 3.24) ergibt sich einen Widerstandswert von 293 MΩ. Aus der Steigung der zweiten Strom-Spannungs-Kennlinie mit der Tunnelspitze 3 gemessen ergibt sich einen Widerstandswert von 296 MΩ.

Eine theoretische Berechnung des Nanodrahtwiderstands wurde mit der Hilfe von räumlichen Abmessungen und des spezifischem Widerstands des Yttrium Silizi-

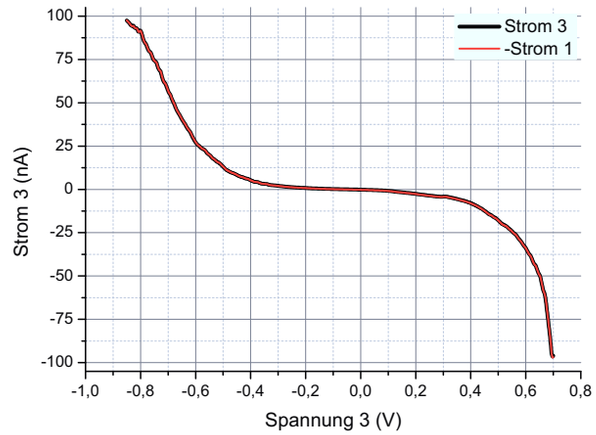


Abbildung 3.24: Die Strom-Spannungs-Kennlinien über den Nanodraht zwischen den zwei RTM-Einheiten 1 und 3. Die Probe während der Messung war von der Erde getrennt.

des durchgeführt. Der Wert des spezifischen Widerstands des Yttrium-Silizides von 113 $\mu\Omega \cdot$cm bei einer Schichtdicke von 8,5 nm wurde aus der Veröffentlichung [Siegal u. a. (1989)] genommen. Die räumlichen Abmessungen des Nanodrahtes wurden aus der RTM-Topographie bestimmt. Die angenommenen Abmessungen des Nanodrahtes: Länge l beträgt 1,55 μm, Breite b beträgt 16 nm und Höhe h beträgt 3,5 nm. Der ausgerechnete Widerstand des Nanodrahtes:

$$R = \frac{\rho \cdot l}{b \cdot h} = \frac{113\ \mu\Omega \cdot \text{cm} \times 1,55 \cdot 10^{-6}\ \text{m}}{16 \cdot 10^{-9}\ \text{m} \times 3,5 \cdot 10^{-9}\ \text{m}} \approx 31,3\ \text{k}\Omega \tag{3.2}$$

Die großen Widerstandswerte von 1318 und 917 MΩ lassen sich durch eine isolierende Schottky-Barriere zwischen dem Nanodraht und einen Substrat erklären. Die kleineren Widerstandswerte von 293 und 296 MΩ erklären, dass zwischen den Tunnelspitzen aus Wolfram und dem Yttrium-Silizid-Nanodraht eine relativ hohe Summe der Kontaktwiderstände vorliegt. Die abgeschätzte Summe der Kontaktwi-

derstände beträgt also über 290 MΩ und dominiert die Widerstandsmesswerte total. Pro jeder Tunnelspitze sollte man einen Kontaktwiderstand im Bereich von 100 bis 200 MΩ in Betracht ziehen.

Um einen sinnvollen Wert des Nanodrahtwiderstands zu erhalten sollte man zu einer Vier-Punkt-Messmethode greifen. Bei der Vier-Punkt-Messung ist der Widerstandsmesswert von Kontaktwiderständen bereinigt. Wenn Kontaktwiderstände sehr groß im Vergleich zu einem unbekannten Widerstand sind, dann hat man entweder einen zu kleinen nutzbaren Spannungsabfall entlang des unbekanntes Widerstands oder aber der Messstrom ist zu klein und weist ein schlechtes Signal-Rausch-Verhältnis auf, um einen Potentialmesswert aus dem Nulldurchgangspunkt der Stromkurve mit noch guter Genauigkeit zu erhalten. Wir haben aus diesen Messungen gelernt und später bei der Zwei- und Vier-Punkt Messungen, die in den Abschnitten 3.2.5 und 3.2.6 beschrieben sind, den Kontaktwiderstand durch viel stärkeres Aufdrücken verringert. Dabei wurde die z-Absenkung der Tunnelspitze um bis zu einer Größenordnung (bis zu 200 Ångström) erhöht. Bei einem stärkeren Aufdrucken der Tunnelspitzen gegen die Probenoberfläche besteht aber immer die Gefahr, dass die Tunnelspitze ihre Fähigkeit der Abbildung der Oberfläche verlieren könnte.

3.2.5 Untersuchung der Schottky-Barriere mit einem Gate

Wenn man mit der Vier-Punkt-Messmethode einen Messwert erhält, so sollte der Messstrom nur in den Nanodraht fließen und nicht in das Substrat entweichen. Um das Entweichen des Messstromes in das Substrat zu unterdrücken verwenden wir daher die isolierende Eigenschaft der Schottky-Barriere, welche zwischen Nanodraht und Substrat beim Wachstum entsteht. Um diese Eigenschaft zu untersuchen, bedient man sich eines sogenannten Gate-Kontakts. Der Nanodraht wird durch zwei Tunnelspitzen gleichzeitig kontaktiert. Zwischen den Tunnelspitzen wird eine Spannungsdifferenz eingerichtet, damit es zu einem Stromfluss innerhalb des Nanodrahtes kommt. Am Substrat wird ein Gate-Kontakt angeschlossen. Durch eine richtige Auswahl des Potentials des Gate-Kontaktes kann man die Schottky-Diode zwischen dem Nanodraht und einem Substrat in eine gesperrte Richtung betreiben. Die Verarmungszone wirkt dabei isolierend. Dieses Gate-Potential kann man durch ein negatives Spannungsoffset der beiden Tunnelspitzen ersetzen, wenn der Gate-Kontakt durch einen Transimpedanzverstärker an die Erde angeschlossen wird. In der Abbildung 3.25 ist ein solcher Aufbau schematisch dargestellt. Dieser experimentelle

Aufbau unterscheidet sich von dem in dem Abschnitt 3.2.3 beschriebenen Aufbau darin, dass die Probe permanent an die Erde angeschlossen bleibt. Anstelle eines

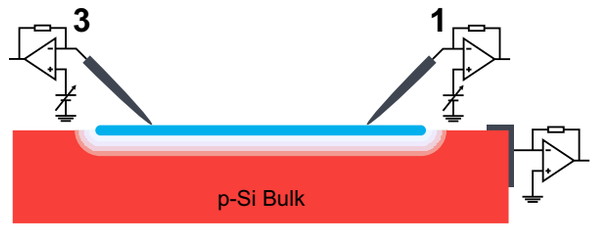
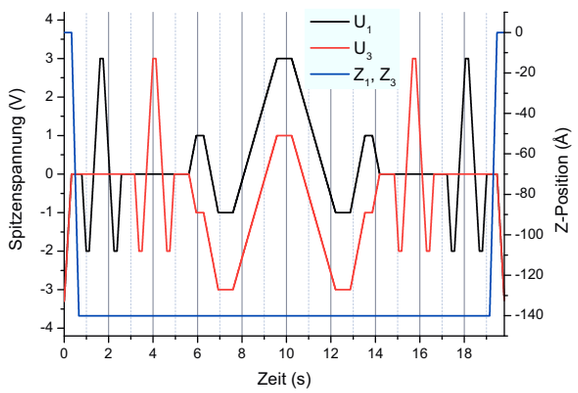


Abbildung 3.25: Schematische Darstellung des Aufbau für Messung mit dem Gate.

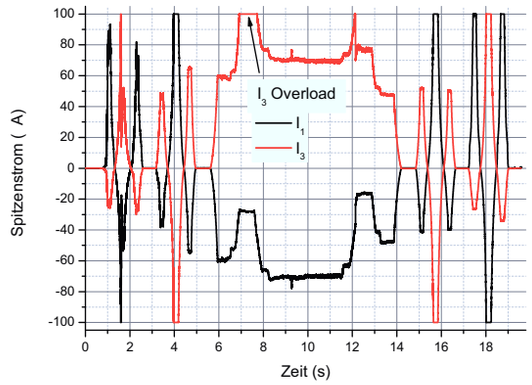
steuerbaren Erdenunterbrechers wird ein permanenter angeschlossener Transimpedanzverstärker betrieben. Die Probe wird dadurch an die Erde permanent angeschlossen. Durch diesen Verstärker kann ein Stromleck durch eine Schottky-Barriere nachgewiesen bzw. die isolierende Eigenschaft der Barriere bestätigen werden.

Bei der Probenpräparation wurden ca. 4,0 Ångström Yttrium bei einer Probentemperatur von 800 °C innerhalb von 2700 Sekunden aufgedampft. Die Probenoberfläche wurde mit dem REM untersucht, um einen langen Nanodraht zu finden. Das Kontaktieren eines langen Nanodrahts mit zwei Tunnelspitzen ist weniger riskant als das eines Kurzen. Die zwei Tunnelspitzen werden an die beiden Enden des Nanodrahts angenähert. Sodann wird folglich das simultane Rastern ohne Überlappung mit beiden RTM-Einheiten gestartet. Man vergleicht nun die aufgenommene RTM-Topographie-Bilder und dazu eine REM-Aufnahme. Dadurch wird ein ausgesuchter Nanodraht in die RTM-Topographie identifiziert und die beiden Tunnelspitzen werden über die beiden Enden eines gleichen Nanodrahts für das Kontaktieren genauer positioniert.

Im nächsten Schritt werden die benutzerdefinierte Daten der Spektroskopie in die STM-Software geladen. Der Inhalt solcher Daten ist in der Abbildung 3.26(a) dargestellt. Aus der Abbildung geht hervor, dass die beiden Tunnelspitzen während der Spektroskopie permanent in einem Kontakt mit dem Nanodraht verweilen. Die beiden Tunnelspitzen werden von Anfang an um 140 Å zur Probe hin angenähert. Erst am Ende der Spektroskopie werden die Tunnelspitzen auf die ursprüngliche z-Position zurückgezogen. Eine solche große Annäherung der Tunnelspitzen (vgl. ein Tunnelabstand von ca. 10 Å) zur Probe hin ist notwendig um insgesamt einen bes-



(a)

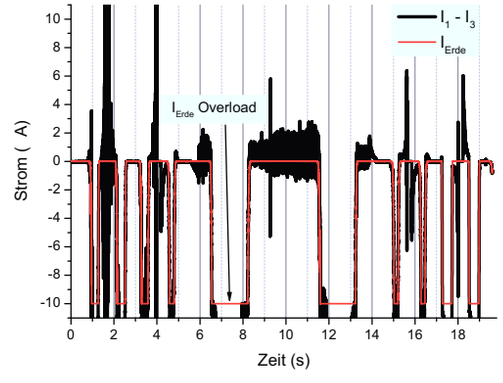


(b)

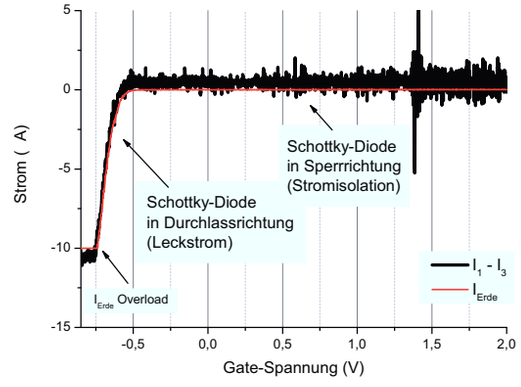
Abbildung 3.26: (a) Inhalt der benutzerdefinierten Daten der Spektroskopie für zwei Tunnelspitzen mit Gate. (b) Die aufgenommene Ströme der Tunnelspitzen 1 und 3, in der Abbildung sind als I_1 und I_3 bezeichnet.

seren Kontakt der Tunnelspitzen und einen höheren Strom durch den Nanodraht zu erreichen. Die Kontaktwiderstände der Tunnelspitzen werden dadurch erheblich reduziert. Solches Verhalten kann man durch eine größere Kontaktfläche des punktförmigen Kontaktes und durch eine mechanische Entfernung der Ablagerungen vom vorherigen Kontaktieren an die Spitzenenden erklären. Bei einer solchen großen Annäherung der Tunnelspitzen zur Probe, gehen die Tunnelspitzen nicht in die Probe hinein, sondern werden wegen einer hohen Elastizität den Tunnelspitzen aus Wolfram nur stärker gegen die Probenoberfläche angedrückt. Die zusätzlichen Spannungsrampen werden von jeder Tunnelspitze vor und nach der Gate-Spektroskopie gezogen, um eine mögliche Änderung oder sogar einen Verlust des Kontaktes mit dem Nanodraht feststellen zu können. Man misst wie gut eine Tunnelspitze durch eigenen Kontakt einen Stromfluss im Nanodraht und in dem Substrat liefern kann. Es kommt dabei zu einem Stromfluss durch den Nanodraht, welchen man durch die andere Tunnelspitze detektiert. Der Stromfluss, welcher vom Nanodraht in das Substrat abfließt misst man mit dem Verstärker, welcher an dem Gate-Kontakt angeschlossen ist. Das Ziehen der zusätzlichen Spannungsrampen von der Gate-Spektroskopie hat einen positiven Nebeneffekt, dass die Tunnelspitzen werden an die Kontaktstellen thermisch angeschweißt. So sieht man z.B. in der Abbildung 3.26(b) dass die Kontakte der Tunnelspitzen nach der ersten Spannungsrampen der Tunnelspitze 1 (bei ca. 0,5–2,5 Sekunden) sich stabilisiert haben. Die eigentliche Gate-Spektroskopie wird in der Mitte der Spektroskopie durchgeführt. Während der Gate-Spektroskopie wird zwischen den beiden Tunnelspitzen eine permanente Potentialdifferenz von 2 Volt gehalten. Das gleichzeitige Verändern der beiden Spitzenspannungen entspricht der Veränderung einer Gate-Spannung. Das Potential des Gates wurde während der Messung von -2 bis $+2$ Volt variiert.

Die aufgenommenen Ströme I_1 und I_3 der Tunnelspitzen 1 und 3 kann man in der Abbildung 3.26(b) sehen. Die Gesamtdauer der Spektroskopie betrug dabei 19,8 Sekunden, was 30000 Datenpunkten der Spektroskopie entspricht. Wie man aus der o.g. Abbildung sieht, hat der Strom durch den Nanodraht in der Mitte der Spektroskopie, auf der Zeitskala von ca. 8,5 bis ca. 11,5 Sekunden, einen Wert von ca. 70 ± 3 μA gehabt, obwohl eine Gate-Spannung währenddessen in einem Bereich von ca. $-0,5$ bis $+2$ Volt geändert wurde. Die Gate-Spannung scheint keinen Einfluss auf die Leitfähigkeit des Nanodrahts in einem breiten Spannungsbereich zu haben. In diesen 3 Sekunden der Spektroskopie hatten die beiden Tunnelspitzen einen dauerhaften stabilen Kontakt gezeigt. Die kleinen Stromfluktuationen sind auf der Natur



(a)



(b)

Abbildung 3.27: Der gemessene Strom am Gate-Kontakt I_{Erde} und eine ausgerechnete Differenz $I_1 - I_3$ der Strömen der Tunnelspitzen 1 und 3, von der Zeit (a) und von der Gate-Spannung (b) abhängig aufgetragen.

der mechanisch hergestellten Kontakte zurückzuführen.

Wenn man die Differenz $I_1 - I_3$ der Ströme der Tunnelspitzen 1 und 3 bildet, erhält man einen Stromverlust. Zusätzlich zu den Spitzenströmen wurde auch ein Strom am Gate-Kontakt I_{Erde} gemessen. Der Strom am Gate-Kontakt I_{Erde} wurde mit einem Verstärker mit erhöhtem Verstärkungsfaktor gemessen. Nunmehr nimmt man den gemessene Strom am Gate-Kontakt samt des ausgerechnetem Stromverlust und trägt dieses in einen Diagramm ein (in der Abbildung 3.27(a)). Aus diesem Diagramm erschließt sich, dass zum Zeitpunkt als ein Verstärker an dem Gate-Kontakt nicht in die Stromüberlastung war, dann stimmen die beiden Kurven überein. Aus der Gleichheit der beiden Kurven folgt, dass man nur einen Kanal des Stromverlustes über einen Verstärker am Gate-Kontakt in die Erde hat. Sobald der Transimpedanzverstärker in eine Stromüberlastung geht, wird sein innerer Widerstand erhöht, dadurch wird der durchfließende Strom stark begrenzt. Die Interpretation der solchen Messdaten, wenn einen Transimpedanzverstärker in die Stromüberlastung war, ist sinnlos. Solche Stellen sind auf der Diagrammen durch „I_{Erde} Overload“ gezeigt.

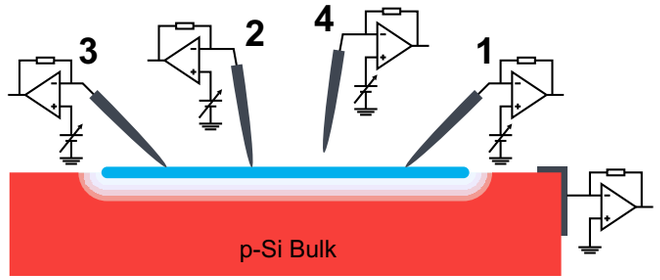
Der gemessene Strom am Gate-Kontakt und der ausgerechneter Stromverlust durch die Schottky-Barriere lässt sich von der Gate-Spannung abhängig auf ein Diagramm 3.27(b) auftragen. Wenn man den Bereich positiver Spitzenspannungen auswählt wird eine Schottky-Diode in einem gesperrten Zustand betrieben. Durch die gesperrte Schottky-Barriere kommt nur sehr wenig Strom. Der Leckstrom beträgt nur 4 nA bei +1 Volt und 14 nA bei +2 Volt Gate-Spannung. Somit beträgt der Leckstromanteil, im schlimmsten Fall bei +2 Volt Gate-Spannung, weniger als 0,02 % vom Gesamtstrom von 70 μA. Durch die gesperrte Schottky-Barriere kann man verhindern, dass der Strom des Nanodrahts in ein Substrat ausweicht. Bei den positiven Gate-Spannungen geht kein Strom durch das Substrat, sondern aller Strom geht durch den Nanodraht.

3.2.6 Elektronischer Transport an Y/Si(110)-Nanodrähten mit vier RTM-Einheiten

Die Probenpräparation fand nach oben beschriebener Methode statt (s. Abschnitt 3.2.1). Bei der Probenpräparation wurden ca. 6 Ångström Yttrium bei einer Probentemperatur von 800 °C innerhalb von 3440 Sekunden aufgedampft. Der Probenhalter wurde nach der Probenpräparation in die Analysekammer verbracht und nach dem Abkühlen ins RTM eingelegt. Die zweite Stufe der Schwingungsisolierung wurde

in einen RTM-Modus umgestellt. An die Probe wurde ein Stromverstärker angeschlossen damit die Probe durch einen Elektronenstrahl nicht auflädt und somit der Stromverlust im Substrat bei den Transportmessungen gemessen werden konnte. Die Probe wurde damit auf Erdenpotential gelegt.

Die Tunnelspitzen wurden unter REM-Kontrolle grob zur Probenmitte neupositioniert. An allen Tunnelspitzen wurde eine Tunnelspannung von $-3,32$ V eingestellt. Zuerst werden die Tunnelspitzen manuell durch die STM-Software näher zur Probenoberfläche gebracht, um die Zeit zu ersparen. Dann wird die automatische Annäherung der Tunnelspitzen in STM-Softwareinstanzen gestartet. Sobald die Tunnelspitzen die Probenoberfläche durch das Strecken des z-Antriebes erreichen können, wird die automatische schrittartige Annäherung der Tunnelspitzen automatisch gestoppt. Nachdem die Tunnelspitzen an die Probenoberfläche automatisch angenähert sind, befinden sich alle vier Tunnelspitzen von der Probenoberfläche etwa 2 μm entfernt, was dem ganzen Piezohub entspricht. Um die Tunnelspitzen weiter lateral zu bewegen sollte man die Tunnelspitzen sicherheitshalber etwa $10-20$ μm von der Probenoberfläche zurückziehen, weil die Probenoberfläche immer einen kleinen Neigungswinkel während des Einbaus und der Präparation erhält. Das Bewegen der Tunnelspitzen in der Nähe der Probenoberfläche mit einem Neigungswinkel kann einen Spitzencrash verursachen. Die Tunnelspitzen waren sicherheitshalber von der Probe nach oben etwa $10-20$ μm gefahren. Jetzt wird die zweite Stufe der Schwingungsisolierung in einen REM-Modus umgestellt. Die Tunnelspitzen werden lateral näher zusammengebracht und die Vergrößerung des REM wird erhöht. Dabei wird der Rasterbereich des Elektronenmikroskops kleiner und die zu untersuchende Stelle kann nun außerhalb des Sichtbereichs des Mikroskops liegen. In diesem Falle wird der RTM-Kopf gegen die REM-Säule neupositioniert. Im REM wird die Probenoberfläche näher untersucht und nach einem passenden Nanodraht für das Kontaktieren gesucht. Wenn ein passender Nanodraht gefunden ist, wird die zweite Stufe der Schwingungsisolierung in RTM-Modus eingestellt. Die vier Tunnelspitzen werden wieder per automatischer Annäherung an die Probenoberfläche angenähert und um $5-10$ μm nach oben zurückgezogen damit man die Tunnelspitzen zum Nanodraht lateral navigieren kann. Die Tunnelspitzen werden in der Nähe des Nanodrahts platziert. Vorsichtig werden die Tunnelspitzen unter REM-Kontrolle grob an die Probenoberfläche angenähert. Ein nicht perfekt senkrecht zur Probenoberfläche befestigter Läufer des z-Antriebes, bei einer Bewegung in z-Richtung bewirkt eine unerwünschte Bewegung in der lateralen x, y- Ebene. Diese unerwünschte la-



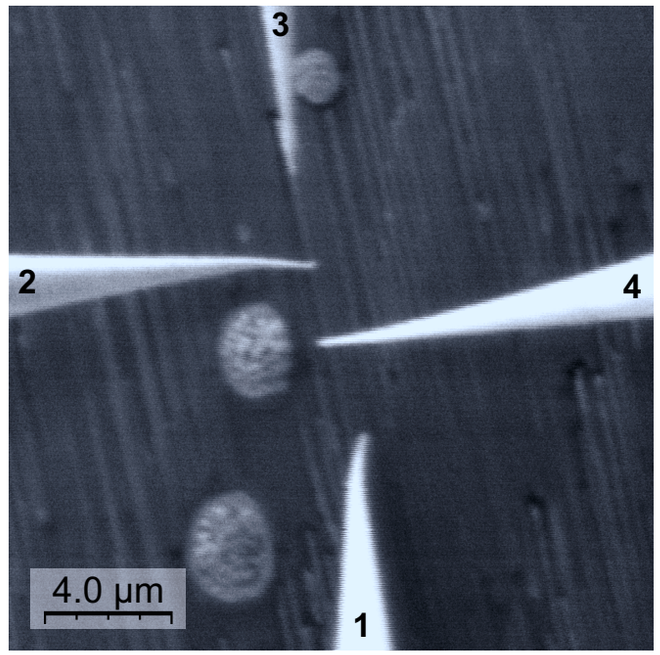


Abbildung 3.28: Schematische Darstellung und eine REM-Abbildung der vier Tunnelspitzen in der Anordnung für Vierpunktmessung an einem Yttrium-Silizid Nanodraht.

terale Bewegung sollte manuell durch die grobe Bewegung der Tunnelspitzen in die entgegengesetzte Richtung kompensiert werden. Wenn die Tunnelspitzen sich wieder angenähert haben, werden die Tunnelspitzen um wenige grobe Schritte nach oben zurückgezogen. Sodann sind die Tunnelspitzen mittels grober Bewegungen vorausschauend zum Nanodraht zu bewegen bis der Hub des Piezoscannern ausreichend ist, um die Tunnelspitzen über dem Nanodraht platzieren zu können. Die Tunnelspitzen werden wieder manuell unter REM-Kontrolle angenähert. Durch Einstellen des x-, y-Spannungsoffsets am Hochspannungsverstärker werden die Tunnelspitzen durch die Piezoscannern ungefähr über den Nanodraht platziert.

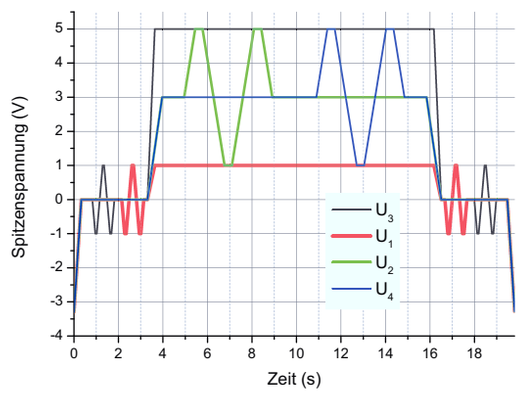
Nachdem die Tunnelspitzen in der Nähe des Nanodrahtes platziert wurden, wird der Tunnelstromsollwert von 0 pA auf 32 pA im AFMSTM-Programm eingestellt und die Tunnelspitzen werden in den Tunnelkontakt gebracht. Die Topographie der Probe unter der Tunnelspitzen sollte aufgenommen werden, um den Nanodraht in der RTM-Abbildung zu finden, bevor der Nanodraht kontaktiert wird. Die Stelle der Tunnelspitze, die die Oberfläche beim Kontaktieren zuerst berührt sollte nicht unter dem in REM sichtbaren Spitzenende liegen. Aufgrund der Spitzengeometrie und der Spitzenneigung von 45 Grad relativ zur Probenoberfläche befindet sich der Kontaktpunkt der Tunnelspitze in der REM-Abbildung von dem sichtbaren Spitzenende verschoben. Deswegen ist es selbst mit einer REM Kontrolle nicht möglich vorherzusagen, welcher Punkt der Oberfläche mit der Tunnelspitze kontaktiert wird. Deswegen sollte zuerst eine Topographie der Probenoberfläche aufgenommen werden. Wegen mehrerer auf der Probenoberfläche parallel verlaufender Nanodrähten sehen die verschiedenen Stellen der Probenoberfläche sehr ähnlich aus. Das Herausfinden eines auf der REM-Abbildung für das Kontaktieren ausgewählten Nanodrahts in der RTM-Topographie wird zu einer nicht zu unterschätzenden Aufgabe. Zur Bestätigung der richtigen Auswahl des Nanodrahts kann man den vermutlichen Nanodraht mit der benachbarten Tunnelspitzen paarweise kontaktieren und durch eine Spektroskopie eine gute elektrische Leitfähigkeit zwischen den benachbarten Tunnelspitzen bestätigen. Sobald ein ausgewählter Nanodraht in der RTM-Topographie gefunden ist, werden die vier Tunnelspitzen über dem Nanodraht mit der STM-Software genauer positioniert.

Der elektrische Widerstand des Nanodrahts wird durch die modifizierte Vierpunktmessung bestimmt. Mit dieser Methode (s. Beschreibung in der Kapitel 1.3) verwendet man zwei äußere Tunnelspitzen, um Strom in den Nanodraht zu injizieren und zwei weitere innere Tunnelspitzen um einen Spannungsabfall entlang des Nanodrahts

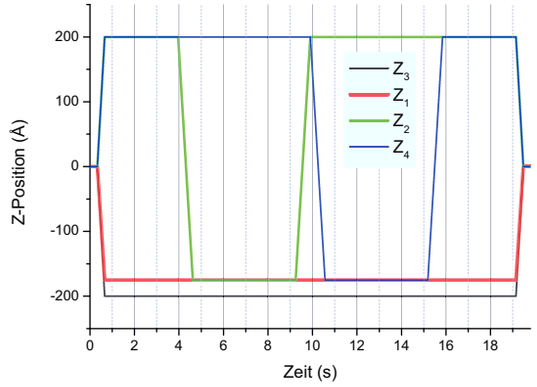
zu messen. Eine Modifikation besteht darin, dass man den Nanodraht nicht mit zwei inneren Tunnelspitzen gleichzeitig, sondern nacheinander kontaktiert.

Am Anfang der Messung befanden sich alle vier RTM-Einheiten in einem Tunnelmodus über einem Nanodraht (in der Abbildung 3.28), der Tunnelabstand wurde durch einem konstanten Strom von 32 pA geregelt. In allen vier STM-Programminstanzen wurden Datenreihenfolgen für U und Z-Spektros-kopie aus vier Dateien geladen. Durch die Datenreihenfolgen kann man die benutzerdefinierte U und Z-Spektroskopie mit bis zu 30000 Datenpunkten durchführen. Die Datenreihenfolgen in der Abbildung 3.29 beschreiben die während Spektroskopie eingestellten DAC-Werte für die Tunnelspannung und für die Spannung des z-Antriebes. Während dieser Spektroskopie können gleichzeitig Tunnelspannung und Abstand zwischen der Tunnelspitze und der Probe eingestellt werden. Wenn alle vier Programminstanzen einen Start der Spektroskopie synchronisieren, laufen die Vorgänge der Spektroskopie auf allen Tunnelspitzen koordiniert ab.

Am Anfang der Spektroskopie wird auf allen vier Tunnelspitzen die Feedback-Höhenregelung angehalten und die Tunnelspannung von 0 Volt eingestellt. Der Nanodraht wird an den beiden Nanodrahtenden mit zwei äußeren Tunnelspitzen 1 und 3 gleichzeitig kontaktiert. Dazu wird die z-Spannung der z-Antriebe 1 und 3 linear mit der Zeit geändert, wobei gleichzeitig die zwei äußeren Tunnelspitzen zu dem Nanodraht hin bewegt werden. Nach dem Annäherungsweg von ca. 10-15 Ångström treffen die Tunnelspitzen den Nanodraht und die Kontakte werden hergestellt. Bei der weiteren Annäherung werden die Tunnelspitzen, wegen eigener Elastizität, nur stärker gegen den Nanodrahtoberfläche angedrückt, was die Kontaktwiderstände stark reduziert. Bei dem Kontaktieren wurde die Änderung der z-Position der z-Antriebe im Bereich von 175 bis 200 Ångström ausgewählt. Das garantiert einerseits, wie die vorherige Messungen gezeigt haben, einen viel niedrigen Kontaktwiderstand und andererseits noch intakte Tunnelspitzen nach dem Kontaktieren. Sodann wird für jede äußere Tunnelspitze eine Überprüfung der Qualität des hergestellten Kontakts vorgenommen. Dazu wird eine Rampe der Tunnelspannung von -1 und bis $+1$ Volt an jeder von zwei äußeren Tunnelspitzen gefahren. Wenn ein guter Kontakt hergestellt wurde, sollte sogleich mittels Stromverstärker der Tunnelspitzen ein Strom zwischen der hochgelegten Tunnelspitze und der geerdeten Probe oder einer anderen Tunnelspitze messbar sein. Dann werden die zwei äußeren Tunnelspitzen an diverse Potentialen gelegt. Die Potentiale der zwei äußeren Tunnelspitzen werden unterschiedlich ausgewählt, damit es zu einem gerichteten Stromfluss über dem



(a)



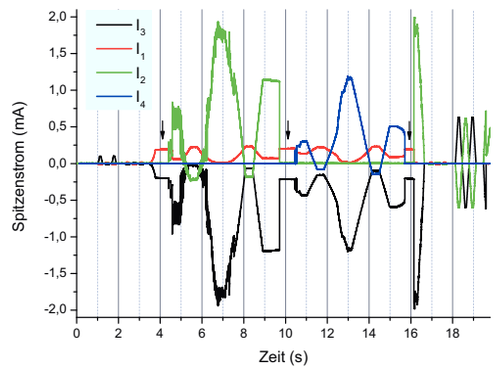
(b)

Abbildung 3.29: Inhalt der benutzerdefinierten Daten der Spektroskopie bei der Widerstandsmessung mit vier Tunnelspitzen. Zeitliche Abhängigkeit der (a) Spannungen und (b) z-Positionen der vier Tunnelspitzen.

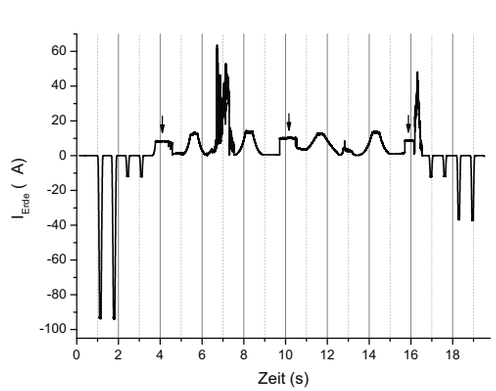
Nanodraht kommt und ein Spannungsabfall über Nanodraht entstehen kann. Die Potentiale der Tunnelspitzen sollen dabei im Vergleich zu dem Potential der Probe positiver sein, damit die Schottky-Barriere des Nanodrahts einen Strom, welcher nun über den Nanodraht fließt, vom Eindringen ins Substrat isoliert, vgl. Abschnitt 3.2.5. Da die Probe durch einen Transimpedanzverstärker geerdet ist, hat sie ein Potential von 0 Volt relativ zur Erde. Deswegen wird an einer Tunnelspitze eine Tunnelspannung von 1 Volt und an anderer Tunnelspitze von 5 Volt eingestellt. In diesem Fall hat man eine Spannungsdifferenz von 4 Volt zwischen den zwei äußeren Tunnelspitzen. Wegen einer Spannungsdifferenz zwischen zwei äußeren Tunnelspitzen fließt ein Strom I über den kontaktierten Nanodraht. Diesen Strom sollte man nun mit den beiden Stromverstärkern der äußeren Tunnelspitzen genau zu dem Zeitpunkt messen, wenn die zwei inneren Tunnelspitzen noch keinen Kontakt mit der Probe hatten. Die aufgenommene Ströme der vier Tunnelspitzen sind in der Abbildung 3.30(a) dargestellt. Mit den Pfeilen sind die Zeitbereiche eingezeichnet, die zur Berechnung des Stromwertes über Nanodraht herangezogen wurden. Der gemittelter Strom I beträgt 200 ± 6 μA. Der Strom hat die gleichen zeitliche Fluktuationen, wie in dem Abschnitt 3.2.5 beschrieben sind, die auf der Natur der mechanisch hergestellten Kontakte zurückzuführen sind.

In der Abbildung 3.30(b) wird der gemessene Strom an der Probenerde gezeigt. Das gemessene Stromleck durch die Schottky-Barriere in die Probenerde beträgt weniger als 5% des Gesamtstroms über den Nanodraht. Zeitbereiche, die zum Ausrechnen des Stromlecks benutzt wurden, sind mit den Pfeilen in der Abbildung 3.30(b) ebenfalls eingezeichnet. Der Stromleckanteil scheint zuerst relativ hoch im Vergleich zur den im Abschnitt 3.2.5 gemessenen Wert von 0,02% zu sein. Wenn man jedoch das Potential des Nanodrahts, welches zwischen den 4,4 und 4,9 Volt lag (s.u. im Abschnitt 3.2.8) in Betracht zieht, dann erscheint dieser Wert viel realistischer zu sein. Ein erhöhter Leckstromanteil bei den höheren Spannungen kann durch einen drohenden Durchbruch der Schottky-Barriere erklärt werden.

Als nächstes wird der Nanodraht durch die erste der zwei inneren Tunnelspitzen, also durch die Tunnelspitze 2, kontaktiert. Nach dem Kontaktieren werden die Spannungsrampen an dieser Tunnelspitze zwischen 1 und 5 Volt gefahren. Dabei wird gleichzeitig der Strom der Tunnelspitze 2 gemessen. Sobald der Strom beim Variieren der Spitzenspannung null erreicht, bedeutet dies, dass die Spitzenspannung mit dem lokalen Potential an der Kontaktstelle des Nanodrahts gleichzusetzen ist. Die erste der zwei inneren Tunnelspitzen wird von der Probe zurückgezogen, sobald



(a)



(b)

Abbildung 3.30: Während der Widerstandsmessung aufgenommene Stromwerte (a) der vier Tunnelspitzen und (b) den Stromverstärker an die Probenerde. Die Messwerte des Nanodrahts basierend auf nur zwei Kontakten zu den äußeren Tunnelspitzen 1 und 3 sind mit den Pfeilen gezeigt.

das Ziehen der Spannungsrampen an dieser Spitze beendet ist. Die zweite der zwei inneren Tunnelspitzen, also die Tunnelspitze 4, kontaktiert den Nanodraht. An die zweite der zwei inneren Tunnelspitzen werden genauso wie bei der erste Tunnelspitze die Spannungsrampen gezogen, um ein lokales Potential des Nanodraht an der Stelle der zweiten Tunnelspitze zu bestimmen. Die zweite der zwei inneren Tunnelspitzen wird von der Probe zurückgezogen. Nach dem Ziehen der Spannungsrampen an die inneren Tunnelspitzen wird die Kontaktqualität der zwei äußeren Tunnelsitzen 1 und 3 mit dem Nanodraht wieder überprüft. Am Ende der Spektroskopie werden die äußeren Tunnelspitzen von der Probe zurückgezogen. An allen Tunnelspitzen wird eine ursprünglichere Tunnelspannung von $-3,32$ Volt eingestellt und der Feedback-Modus wiederhergestellt.

Wie man aus der Abbildung 3.30(a) sieht, hatte der aufgenommener Strom der äußerer Tunnelspitze 3 immer viel mehr mit dem Strömen der beiden inneren Tunnelspitzen 2 und 4 korreliert, als der Strom der Tunnelspitze 1. Anders ausgedrückt bedeutet dies, dass fast der gesamte zusätzliche Strom, der anhand der Spannungsrampen der inneren Tunnelspitzen hervorgerufen worden ist, durch die Tunnelspitze 3 aufgenommen und abgeleitet wurde. Daraus lässt sich schließen, dass der Kontaktwiderstand der Tunnelspitze 1 im Vergleich zu den Kontaktwiderständen der anderen Tunnelspitzen viel größer war. Der qualitativer Vergleich der am Anfang hergestellten Kontaktwiderständen der äußeren Tunnelspitzen 3 und 1 kann man auch anhand des an die Probenerde I_{Erde} gemessenen Stromes während den ersten Spannungsrampen der beiden äußeren Tunnelspitzen (von 0,9 bis 3,2 Sekunden auf der Zeitskala) durchführen. So erkennt man in der Abbildung 3.30(b), dass die Strompeaks von den Spannungsrampen der Tunnelspitze 3 deutlich höher waren, als die von den Spannungsrampen der Tunnelspitze 1. Das bedeutet wiederum, dass der Kontaktwiderstand der Tunnelspitze 3 viel niedriger als der Kontaktwiderstand der Tunnelspitze 1 war.

Am Anfang der Widerstandsmessungen zeigte eine äußere Tunnelspitze, mutmaßlich die Tunnelspitze 3, einen unstabilen Kontakt mit dem Nanodraht. Das lässt sich gut in der Abbildung 3.30(a) und 3.31, auf der Zeitskala zwischen den 4,5 und 7,5 Sekunden erblicken; der Strom zwischen den Tunnelspitzen 3 und 2 ist demnach moderat verrauscht. Ab ca. 7,5 Sekunden auf der Zeitskala hat die äußere Tunnelspitze 3 wieder einen stabilen Kontakt bekommen, dies wahrscheinlich ausgelöst durch das Einbrennen der Kontaktstelle bei einem erhöhten Strom, der bei ca. 7 Sekunden gemessen wurde. Man ist auf jedem Fall sicher, dass eine der äußeren Tunnelspitzen

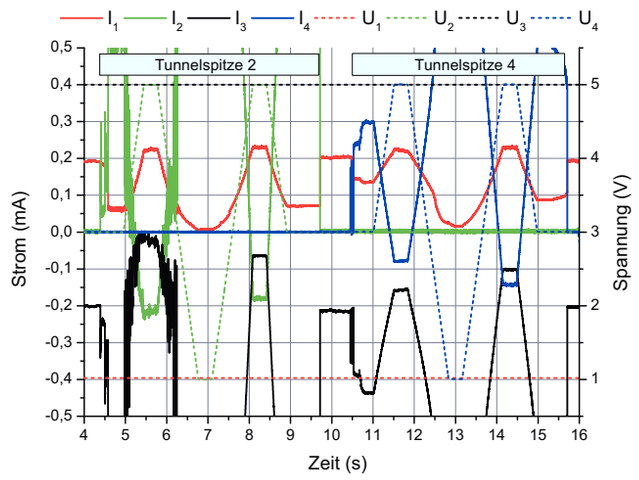


Abbildung 3.31: Während der Widerstandsmessung erzeugte Spannungen und aufgenommene Stromwerte der vier Tunnelspitzen.

und nicht die innere Tunnelspitze 2 einen unstabilen Kontakt gezeigt hat. Das erklärt man durch die gemessenen Potentiale an der Kontaktstelle der Tunnelspitze 2, die durch einen Nulldurchgang der Stromkurve der inneren Tunnelspitze zu bestimmen sind. Die zwei ersten Nulldurchgänge der Stromkurve der Tunnelspitze 2 auf der Zeitskala von ca. 5,2 bis ca. 6,2 Sekunden fanden bei komplett anderer Spannung der Tunnelspitze 2 im Vergleich zu den zwei nächsten Nulldurchgängen, welche auf der Zeitskala bei ca. 8 und ca. 8,5 Sekunden zu sehen sind, statt. Deswegen wurden diese zwei ersten Nulldurchgänge nicht zur Potentialbestimmung der Kontaktstelle der Tunnelspitze 2 weiter verwendet. Das Rauschen der Kontaktstelle der Tunnelspitze 3 beobachtet man auch später in der Spektroskopie nur bei höheren Strömen, welche durch die Spannungsrampen der Tunnelspitze 4 hervorgerufen wurden. Diese Stelle sieht man auf der Zeitskala bei ca. 13 Sekunden.

Die unstabilen Kontakte der inneren Tunnelspitzen spielen keine große Rolle bei der Bestimmung der Potentiale der Kontaktstellen. Ein Kontaktwiderstand der inneren Tunnelspitzen beeinflusst nur die Steilheit der Stromkurven, die für die Be-

stimmung des Potentials mittels eines Nulldurchgangs verwendet werden. Bei einem sehr hohen Kontaktwiderstand werden sehr kleine Ströme mit einem schlechteren Signal-Rausch-Verhältnis gemessen; die aufgenommenen Stromkurven an der inneren Tunnelspitzen weisen dabei eine sehr kleine Steilheit auf, was insgesamt das Bestimmen des Potentials weniger präziser macht. So wurde bspw. bei der Tunnelspitze 4 während der Spektroskopie der Kontaktwiderstand verbessert. Das sieht man in der Abbildung 3.30(a) auf der Zeitskala bei ca. 12,5 Sekunden, als die Stromkurve nach den zwei ersten Nulldurchgängen ihre Steilheit erhöht hat. Trotz des veränderten Kontaktwiderstands hat man bei den zwei weiteren Nulldurchgängen die gleichen Potentiale der Kontaktstelle wie bei den zwei ersten Nulldurchgängen bestimmt. Das erkennt man sehr gut in der Abbildung 3.32, wo die Stromkurven der Tunnelspitze 4 mit verschiedenen Steigungen zu sehen sind.

Noch ein interessantes Verhalten kann man in der aufgenommenen Stromkurve der Tunnelspitze 2 in der Abbildung 3.30(a) beobachten. Die Tunnelspitze 2 hat auf der Zeitskala ab ca. 16,2 Sekunden und fast bis zu dem Ende der Spektroskopie einen Kontakt mit dem Nanodraht wiederbekommen, obwohl sie zurückgezogen war. Dieses Verhalten könnte man durch ein kleines an die Tunnelspitze angeklebtes Teilchen der Probe erhalten, welches von der Tunnelspitze 2 auf die Probe abgefallen ist und danach einen Kurzschluss verursachte hatte. Dadurch wurden die zwei letzten Spannungsrampen der äußeren Tunnelspitzen 1 und 3 (auf der Zeitskala von 16,5 und bis 19,5 Sekunden) zur qualitativen Analyse der Kontaktwiderstände unbrauchbar gemacht.

3.2.7 Spezifischer Widerstand

Wenn man die aufgenommene Ströme der inneren Tunnelspitzen 2 und 4, welche in der Abbildung 3.31 zu sehen sind, in der Abhängigkeit von der Spannung der inneren Tunnelspitzen in einem Diagramm aufträgt, dann bekommt man ein Diagramm, welches in der Abbildung 3.32 dargestellt ist. Als die inneren Tunnelspitzen in Kontakt mit dem Nanodraht waren, wurden an diesen Tunnelspitzen die Spannungsrampen gezogen. Wie man anhand der Abbildung 3.29(a) erkennen kann, sind pro innerer Tunnelspitze insgesamt vier Spannungsrampen mit einer Spannungsänderung zwischen 1 und 5 Volt erzeugt worden. Aus dem Diagramm, welches in der Abbildung 3.32 dargestellt ist, erhält man nun die denjenigen Spannungswerte bei denen eine Tunnelspitze stromlos gewesen ist. Man bestimmt die Nulldurchgangspunkte der Stromkurven durch einen entsprechenden linearen Fit. Für jede der beiden inneren

Tunnelspitzen bekommt man somit vier eigene Spannungswerte.

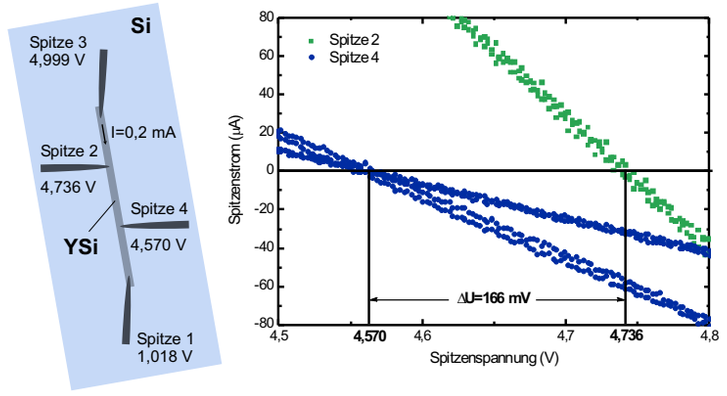


Abbildung 3.32: Spannungswerte der vier Tunnelspitzen (links) und Spannungsabhängigkeit der Ströme der zwei inneren Tunnelspitzen 2 und 4 (rechts) aufgetragen. Aus den Nulldurchgängen der Stromkurven bestimmt man die lokalen Potentiale an den Kontaktierungsstellen der inneren Tunnelspitzen.

Beim Ziehen der Spannungsrampen an den inneren Tunnelspitzen entstehen kapazitive Ströme, welche einen Zusatzbeitrag zu dem reinen Stromwert in den aufgenommenen Messdaten ergeben. Um die aufgenommenen Messdaten von diesen Zusatzbeitrag zu bereinigen, verwendet man eine Methode der Kompensation, die in dem Abschnitt 3.1.2 schon erwähnt wurde. Die verschiedenen Stromkurven der gleichen Tunnelspitzen, welche in der Abbildung 3.32 geplottet sind, haben die Nulldurchgänge die leicht unterschiedlich sind. Dies geschieht, da die Stromkurven auf leicht unterschiedlicher Höhe liegen wegen des kleines Stromoffsets, welcher auf die kapazitiven Ströme zurückzuführen ist. Durch die kapazitiven Ströme unterscheiden sich die Nulldurchgangspunkte nur leicht. Der Unterschied zwischen den Nulldurchgangspunkten der Stromkurven, die paarweise mit positiven und negativen Spannungsrampen aufgenommen wurden, liegt zwischen den 6 und 12 mV. Durch die Mittelung der Nulldurchgangspunkte wurde der kapazitive Beitrag kompensiert.

Diese durch die Mittelung ausgerechneten Spannungswerte von 4,736 und 4,570 Volt der lokalen Potentiale des Nanodrahts an den Kontaktstellen der Tunnelspitzen

2 und 4 sind dabei gleich. Die Differenz zwischen diesen zwei Spannungswerten ist der gesuchte Spannungsabfall $\Delta U = 166 \pm 2$ mV an einem Teil des Nanodrahts, welcher zwischen zwei inneren Tunnelspitzen 2 und 4 liegt. Der Strom I, der über den Nanodraht und den zwei äußeren Tunnelspitzen fließt, wurde dabei zu dem Zeitpunkt gemessen, als die zwei inneren Tunnelspitzen keinen Kontakt mit dem Nanodraht hatten. Diese Stellen sind durch die Pfeile in der Abbildung 3.30(a) gezeigt. Durch die Mittelung der Stromwerte der Tunnelspitzen 1 und 3 wird einen Strommittelwert gebildet. Dieser Mittelwert berücksichtigt den Leckstrom und ist von der Hälfte des Leckstroms bereinigt. Dieser Strommittelwert stellt einen sinnvollen Stromwert an den Stellen der inneren Tunnelspitzen dar. Der Strom I beträgt 200 ± 6 μA. Der Widerstand $Rd2$ des Nanodrahtteils zwischen den zwei inneren Tunnelspitzen nach Ohmschen Gesetzt ergibt sich dabei wie folgt:

$$Rd2 = \frac{\Delta U}{I} = \frac{166 \pm 2 \text{ mV}}{200 \pm 6 \ \mu\text{A}} = 830 \pm 27 \ \Omega \tag{3.3}$$

Die größte Fehlerquelle bei der Bestimmung des Widerstandes basiert auf dem gemessenen Stromwert. Weil der Strom wegen der mechanisch hergestellten Kontakte immer zeitliche Schwankungen hat, können diese Schwankungen trotz der Bildung des Mittelwertes bei der Berechnung des Stromwertes nicht vernachlässigt werden.

Aus dem elektrischen Widerstand des Nanodrahtteils zwischen den zwei inneren Tunnelspitzen und mit Hilfe von Abmessungen des Nanodrahts lässt sich der spezifische Widerstand des Nanodrahtmaterials ausrechnen. Der Abstand l zwischen den zwei inneren Tunnelspitzen lässt sich durch eine REM-Aufnahme bestimmen, welche in der Abbildung 3.33 gezeigt ist. Der Fakt, dass man nicht genau weiß, welche Stelle der Tunnelspitze den Nanodraht beim Kontaktieren berührt, liefert eine Ungenauigkeit bei der Bestimmung des Abstandes zwischen den Kontaktstellen der inneren Tunnelspitzen. Der Abstand l zwischen den zwei inneren Tunnelspitzen beträgt $2,35 \pm 0,3$ μm. Um eine Breite b und Höhe h des Nanodrahts zu bestimmen nimmt man die RTM-Topographieaufnahmen des Nanodrahts zur Hilfe. Man betrachtet ein Höhenprofil quer zum Nanodraht durch das Ziehen eines Linienprofils in dem AFMSTM-Programm. Bei der Bestimmung der Breite und Höhe des Nanodrahts entstehen die Messungenauigkeiten. Diese Ungenauigkeiten entstehen aufgrund der Schwierigkeit die Nanodrahtgrenze in einem Höhenprofil genau zu finden. Solche Schwierigkeiten entstehen meistens, wenn in dem Topographiebild Spitzenartefakte vorhanden sind. Es kann eine Tunnelspitze mit dem doppelten Apex sein, die als

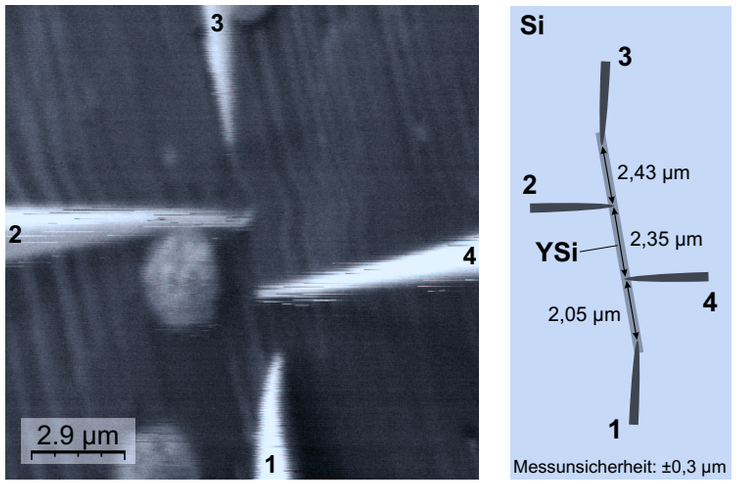


Abbildung 3.33: REM-Aufnahme zeigt vier Tunnelspitzen in einem Tunnelkontakt über den Nanodraht, unmittelbar nach der erfolgreichen Messung aufgenommen. Die horizontale Verwackelung im Bild entsteht durch die aktivierte zweite Stufe des Schwingungsentkopplungssystems des RTM-Systems.

sogenannte Doppelspitze bezeichnet wird. Wenn die Abmessungen des Nanodrahtes kleiner oder im Bereich der Abmessungen der Tunnelspitzenapizes liegen, wird die Oberfläche der Tunnelspitze mit dem Nanodraht abgebildet. Die gemessenen Breite b und die Höhe oberhalb der Benetzungsschicht h des Nanodrahts betragen entsprechend 65 ± 9 nm und 14 ± 2 nm. Der spezifische Widerstand des Yttrium-Silizids in Nanodraht ergibt sich dabei wie folgt:

$$\rho = \frac{Rd2 \cdot b \cdot h}{l} = \frac{(830 \pm 27\ \Omega) \cdot (65 \pm 9\ \text{nm}) \cdot (14 \pm 2\ \text{mm})}{2,35 \pm 0,3\ \mu\text{m}} = 32 \pm 7,6\ \mu\Omega \cdot \text{cm} \tag{3.4}$$

Die größten Fehlerquellen bei der Berechnung des spezifischen Widerstandes kommen von den Nanodrahtabmessungen.

Zum Vergleich sind die Literaturwerte des spezifischen Widerstands in der Tabelle 3.3 angegeben. Die spezifischen Widerstandswerte sind sehr stark von den Präparationsbedingungen und von der Geometrie des elektrischen Leiters abhängig.

Es wurde dabei ermittelt, dass bei der Probenpräparation mit höheren Probentemperaturen von bis zu 850 °C die Yttrium-Silizid-Schichten mit höherer kristalliner Güte gewachsen sind. Die höhere Probentemperatur verbessert die Vermischung zwischen den Yttrium und Silizium Atomen und es kommt zum Entstehen von Dünnschichten mit weniger Wachstumsdefekten. Solche Schichten weisen viel niedrigere Werte des spezifischen Widerstands auf, weil die Leitungselektronen weniger an den Gitterdefekten gestreut werden.

Der spezifische Widerstand der Dünnschichten ist auch stark von den Schichtdicken abhängig. Bei kleineren Schichtdicken, die vergleichbar oder kleiner als eine freie Weglänge der Leitungselektronen sind, kann eine Streuung der Leitungselektronen an den Grenzflächen vor der thermischen Streuung an die Phononen dominieren [Sondheimer (1952)]. Deswegen wachsen mit der kleineren Schichtdicke die Werte des Spezifischen Widerstands. Für die dünnen Yttrium-Silizid-Schichten beobachtet man das gleiche Verhalten. Wie man in der Veröffentlichung [Siegal u. a. (1989)] in der Abbildung 10 sehen kann, befindet sich die kleinste Abmessung des Nanodrahts, also die Nanodrahthöhe $d = 14$ nm, in solchem Bereich, wo die Streuung der Leitungselektronen an den Grenzflächen eine große Bedeutung sogar bei der Raumtemperatur hat.

Tabelle 3.3: Literaturwerte für spezifischen Widerstand ρ der Yttrium-Silizid-Dünnschichten mit diversen Schichtdicken und Wachstumstemperaturen, bei der Raumtemperatur (T=293 K) gemessen.

ρ-Wert, $\mu\Omega \cdot$ cm	Schichtdicke, Å	Temperatur, °C	Literaturquelle
75	420	975	[Gurvitch u. a. (1987)]
49,4	430	900	[Gurvitch u. a. (1987)]
48	425	900	[Siegal u. a. (1989)]
113	85	850	[Siegal u. a. (1989)]
79	170	850	[Siegal u. a. (1989)]
65	255	850	[Siegal u. a. (1989)]
49	510	850	[Siegal u. a. (1989)]
111	770	700	[Isogai u. a. (2008)]

Diese moderate Diskrepanz zwischen dem ausgerechneten Wert und den Literaturwerte könnte man durch eine zu gering angenommene Höhe des Nanodrahts erklären. In den Veröffentlichungen [He u. a. (2004)] und [Liang und Ashcroft (2010)] wurden die Proben mit den Nanodrähten aus Kobalt- und Eisen-Siliziden in einem hochaufgelösten TEM im Querschnitt untersucht. Die HRTEM-Bilder aus den Veröffentlichungen zeigen einen stark vergrößerten Probenquerschnitt des Nanodrahts.

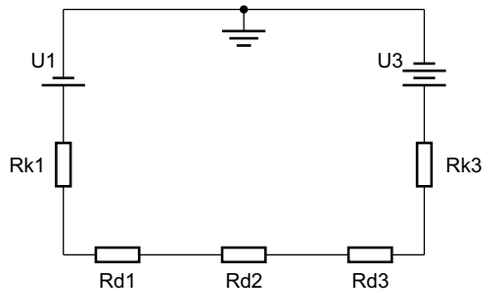
Auf den Bildern erkennt man, dass die Silizid-Nanodrähte auch unter der Probenoberfläche wachsen. Die gezeigten Nanodrähte haben einen Querschnitt, der doppelt so groß ist, als ein vergleichbarer Querschnitt der Nanodrahtteile die über die Probenoberfläche sichtbar sind. Somit kann der gemessene Nanodraht noch unter der Probenoberfläche eine leitfähige Materie enthalten, welche bei der Berechnung des Querschnitts nicht in dem Betracht gekommen ist. Bei einer angenommenen doppelten Höhe der Yttrium-Silizid Nanodraht ergibt sich eine spezifische Leitfähigkeit von 64 $\mu\Omega \cdot$ cm, was mit der Literaturwerten sehr gut übereinstimmt.

3.2.8 Kontaktwiderstände

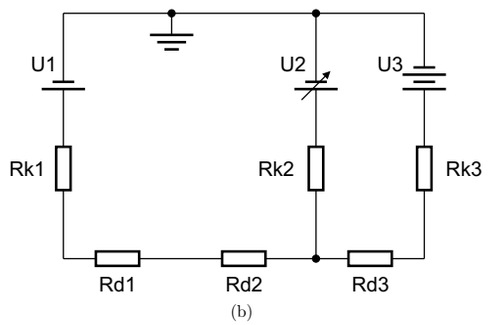
In der Abbildung 3.34 ist eine elektrische Schaltung gezeigt, die als ein Ersatzschaltbild zur elektrischen Schaltung des Messaufbaus bei Widerstandsmessung an einem Nanodraht dient. Ein zu untersuchender Nanodraht wird gleichzeitig maximal mit nur drei Tunnelspitzen kontaktiert. Die Kontaktwiderstände zwischen den Tunnelspitzen $1 \ldots 4$ und Nanodraht sind durch $Rk1 \ldots Rk4$ bezeichnet. Der gesamte Nanodrahtwiderstand ist durch drei in Serie geschaltete Widerstände $Rd1$, $Rd2$ und $Rd3$ ersetzt. Diese logische Aufteilung des gesamten Nanodrahtwiderstands entsteht, wenn der Nanodraht durch die inneren Tunnelspitzen kontaktiert wird. Diese Widerstände stellen die Widerstände der Nanodrahtabschnitten dar, die zwischen den Kontaktstellen der Tunnelspitzen liegen.

Während der Vier-Spitzen-Widerstandmessung befindet sich das Messsystem in einem der dabei drei möglichen Zustände. Der erste Zustand des Messsystems ist in der Abbildung 3.34(a) dargestellt. Dieser Zustand kommt am Anfang und am Ende der Spektroskopie vor. Der Nanodraht wird dabei mit nur zwei äußeren Tunnelspitzen 1 und 3 kontaktiert. Durch die zwei äußeren Tunnelspitzen 1 und 3 wird ein Messstrom in einen Nanodraht injiziert.

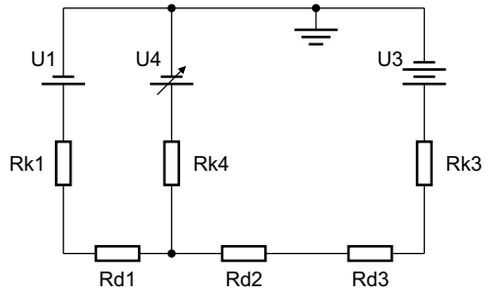
Der zweite und dritte Zustand, der in den Abbildungen 3.34(b) und 3.34(c) gezeigt ist, kommt vor wenn der Nanodraht zusätzlich zu den zwei äußeren Tunnelspitzen 1 und 3 mit der innere Tunnelspitze 2 oder 4 kontaktiert. Die Spitzenspannung der Tunnelspitze 2 oder 4 (U2 und U4) variiert und die Stromwerte werden aufgenommen. Durch die Nulldurchgänge der aufgenommenen Stromkurven bestimmt man das Potential des Nanodrahts an der Kontaktstelle der Tunnelspitze 2 oder 4. Durch die gemessenen Potentiale des Nanodrahts an der Kontaktstelle der zwei inneren Tunnelspitzen und der zwei bekannten Potentiale der zwei äußeren Tunnelspitzen lassen sich die folgende Widerstandssummen $Rk1 + Rd1$ und $Rk3 + Rd3$ in der



(a)



(b)



(c)

Abbildung 3.34: Die drei mögliche Zustände des Messsystems während der Widerstandsmessungen: die Tunnelspitzen (a) 1 und 3 (b) 1, 2 und 3 (c) 1, 3 und 4 haben Kontakt mit dem Nanodraht.

Terminologie der Abbildung 3.34 bestimmen:

$$Rk1 + Rd1 = \frac{3552 \pm 1 \text{ mV}}{200 \pm 6 \ \mu\text{A}} = 17760 \pm 530 \ \Omega \tag{3.5}$$

$$Rk3 + Rd3 = \frac{262 \pm 1 \text{ mV}}{200 \pm 6 \ \mu\text{A}} = 1310 \pm 40 \ \Omega \tag{3.6}$$

Die Kontaktwiderstände $Rk1$ und $Rk3$ der zwei äußeren Tunnelspitzen 1 und 3 können durch die Extrapolation der Messwerte abgeschätzt werden. Man nimmt an, dass der spezifische Längenwiderstand des Nanodrahts konstant über die ganze Nanodrahtlänge bleibt. Daraus folgt, dass die Abhängigkeit eines gemessenen Spannungswertes von der Position des Messpunktes relativ zum Nanodrahtende eine lineare Abhängigkeit hat. Um eine Gerade mit diesem Spannungsverlauf zu zeichnen braucht man zwei Datenpunkte mit Spannungswerten. Man nimmt die Spannungswerte und die Positionen der zwei inneren Tunnelspitzen 2 und 4 als eine Referenz (s. Abbildung 3.35). Nun vergleicht man die eingestellten Spannungswerte der zwei äußeren Tunnelspitzen 1 und 3 (schwarze Quadrate in der o.g. Abbildung) und die Spannungswerte der extrapolierten Geraden (rote Kreise in der o.g. Abbildung) an der Stelle der zwei äußeren Tunnelspitzen (Pfeile bei 0 μm und 6,83 μm in der o.g. Abbildung). In der Abbildung 3.35 ist ein solcher Vergleich gezeigt, durch die Pfeile sind die Spannungsabfälle an den Kontaktstellen bezeichnet. Durch die Spannungsabfälle an den Kontakten der Tunnelspitze 1 und 3 von 3,408 V und 0,090 V bei einem Strom von 200 μA lassen sich die Kontaktwiderstände $Rk1$ und $Rk3$ nach dem Ohmschen Gesetzt berechnen. Die Kontaktwiderstände $Rk1$ und $Rk3$ ergeben sich zu:

$$Rk1 = \frac{3408 \text{ mV}}{200 \pm 6 \ \mu\text{A}} = 17040 \pm 510 \ \Omega \tag{3.7}$$

$$Rk3 = \frac{90 \text{ mV}}{200 \pm 6 \ \mu\text{A}} = 450 \pm 14 \ \Omega \tag{3.8}$$

Daraus lassen sich die Widerstände $Rd1$ und $Rd3$ der Nanodrahtabschnitten zwischen den inneren und äußeren Tunnelspitzen abschätzen:

$$Rd1 = (Rk1 + Rd1) - Rk1 = 17760 \ \Omega - 17040 \ \Omega = 720 \ \Omega \tag{3.9}$$

$$Rd3 = (Rk3 + Rd3) - Rk3 = 1310 \ \Omega - 450 \ \Omega = 860 \ \Omega \tag{3.10}$$

Um die Kontaktwiderstände $Rk2$ und $Rk4$ der inneren Tunnelspitzen 2 und 4 zu erhalten, sollen die Konfigurationen mit den drei Tunnelspitzen im Kontakt mit

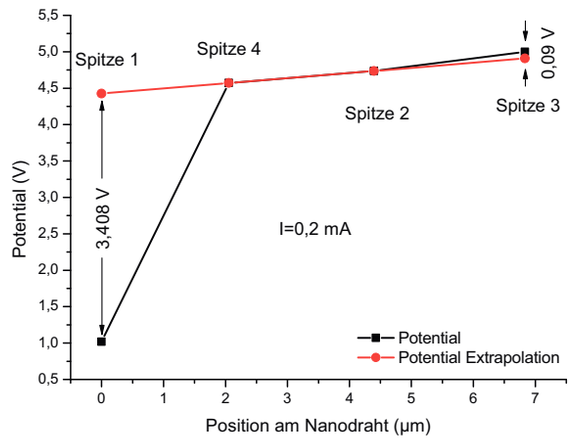


Abbildung 3.35: Vergleich zwischen den Potentialverläufen entlang einer Nanodraht. Die experimentellen Werte sind als schwarze Punkte dargestellt. Die extrapolierte Werte der gemessen Potentialwerten der inneren Tunnelspitzen 2 und 4 sind in rot dargestellt. Die Differenzen zwischen den extrapolierten Spannungswerten und gemessenen Werten bezeichnet man als Spannungsabfall an der Kontaktstelle der Tunnelspitzen.

dem Nanodraht, welcher in Abbildung 3.34(b) und 3.34(c) gezeigt sind nach den Kirchhoffschen Regeln behandelt werden. Zur Verallgemeinerung erstellt man ein vereinfachtes Ersatzschaltbild, das in der Abbildung 3.36 dargestellt ist. R_2 stellt in dieser Zeichnung der Kontaktwiderstand $Rk2$ oder $Rk4$ der inneren Tunnelspitzen 2 oder 4 vor. Man schreibt für diese Schaltung die Gleichungen nach den Kirchhoffschen Regeln auf:

$$I_1 + I_2 + I_3 = 0 \tag{3.11}$$

$$I_2 \cdot R_2 - I_1 \cdot R_1 = U_2 - U_1 \tag{3.12}$$

$$I_3 \cdot R_3 - I_2 \cdot R_2 = U_3 - U_2 \tag{3.13}$$

Daraus lässt sich der unbekannte Kontaktwiderstand R_2 z.B. nach folgender Formel

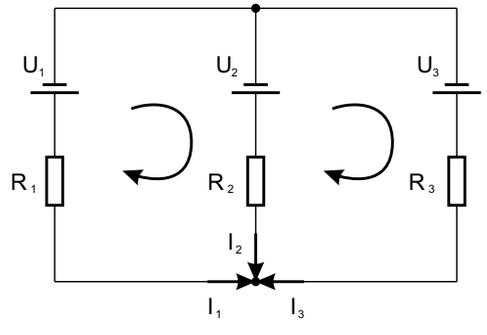


Abbildung 3.36: Eine vereinfachte Schaltungsschema zur Widerstandsmessung.

ausrechnen:

$$R_2 = \frac{U_2 - U_1 + I_1 \cdot R_1}{I_2} \tag{3.14}$$

Für den Fall der Tunnelspitze 2 betragen die Widerstände R_1, R_2 und R_3 im Sinne einer Schaltung in der Abbildung 3.36:

$$R_1 = Rk1 + Rd1 + Rd2 = 18590\ \Omega \tag{3.15}$$

$$R_2 = Rk2 \tag{3.16}$$

$$R_3 = Rd3 + Rk3 = 1310\ \Omega \tag{3.17}$$

Die gemessenen Stromwerte der Tunnelspitzen 3 und 1 (I_3 und I_1 in den o.g. Formeln), wenn die inneren Tunnelspitzen noch keinen Kontakt mit der Nanodraht haben oder wenn der Strom der innere Tunnelspitze gleich Null ist ($I_2 = 0$), unterscheiden sich lediglich um einen konstanten Stromanteil, welche als Leckstrom an der Probenerde gemessen wird.

Wenn man nun versucht den Kontaktwiderstand R_2 nach der o.g. Formel 3.14 zu berechnen, dann kommt man im Bereich um den Nulldurchgangspunkt des Stromes I_2. Bei der Division durch einen kleinen Stromwert I_2 entsteht einen Extremum auf der R_2-Kurve. Wenn man aber die R_2-Werte auf der R_2-Kurve links und rechts von Extremum abliest, dann unterscheiden sich diese Werte. Das liegt an der Verschiebung des Nanodrahtpotentials, welche durch die Spannungsrampe der innere Tunnelspitze aufgerufen wird, wenn der Strom I_2 abweichend von Null ist. Durch

die Veränderung des Nanodrahtpotentials wird der Leckstrom, welcher vom Nanodrahtpotential nichtlinear abhängig ist, auch verändert. Der variable Leckstrom beeinflusst seinerseits die Ströme I_3 und I_1, welche in die Berechnung einbezogen sind.

Es war leider nicht möglich wegen des variablen und spannungsabhängigen Leckstroms durch die Schottky-Barriere einen genaueren Widerstandswert $Rk2$ anzugeben, jedoch war es möglich einen Bereich des Kontaktwiderstandes $Rk2$ abzuschätzen. Der Widerstandsbereich definiert man durch die maximale und minimale R_2-Werte, welche links und recht vom Extremum auf der R_2-Kurve ablesbar sind. So liegt der Widerstand $Rk2 = R_2$ nach Formel 3.14 in einem Bereich von 384 und bis 468 Ω.

Analog zu der Berechnung von $Rk2$ berechnet man $Rk4$ mit folgenden Widerständen R_1, R_2 und R_3 in der Sinne einer Schaltung in der Abbildung 3.36:

$$R_1 = Rk1 + Rd1 = 17760\ \Omega \tag{3.18}$$

$$R_2 = Rk4 \tag{3.19}$$

$$R_3 = Rd2 + Rd3 + Rk3 = 2140\ \Omega \tag{3.20}$$

Ähnlich der Abschätzung des Kontaktwiderstandes $Rk2$ wird der Bereich des Kontaktwiderstandes $Rk4 = R_2$ auch abgeschätzt. Die zusammengefassten Ergebnisse der Berechnung und Abschätzung der Kontaktwiderstände der inneren Tunnelspitzen 2 und 4 findet man in der Tabelle 3.4. Dort sind minimale (min.), maximale (max.) und durchschnittliche (avrg.) ausgerechnete Widerstandswerte angegeben. Bei der Tunnelspitze 2 haben die zwei ersten Spannungsrampen keine brauchbaren Ergebnissen geliefert, weil kein stabiler Kontakt der Tunnelspitze 3 vorhanden war (in der Tabelle durch „NC“ bezeichnet). Erst während der dritten und vierten Spannungsrampe wurde ein guter Kontakt hergestellt.

Zusätzlich zu der Berechnung der Kontaktwiderstände wurde die Spannungsabhängigkeit der Stromkurven der inneren Tunnelspitzen 2 und 4 in der Nähe des stromlosen Zustands untersucht. Die Stromkurven sind in der Abbildung 3.32 zu finden. Die durch einen linearen Fit gefundene Steigung der Kurven $\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}I}$ haben eine Einheit Ohm und sind in der Tabelle 3.4 ebenfalls eingetragen.

Dieser $\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}I}$-Wert ist zu der Summe der zwei Terme proportional. Der erste Summand in dieser Summe stellt den Kontaktwiderstand R_2 der inneren Tunnelspitze ($Rk2$ oder $Rk4$) vor. Durch diesen Kontaktwiderstand wird der Strom beim Zie-

Tabelle 3.4: Kontaktwiderstände und Steigungen der Stromkurven der inneren Tunnelspitzen 2 und 4 während der Vier-Spitzen-Widerstandsmessung.

	Tunnelspitze 2				Tunnelspitze 4			
Spannungsrampe, Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8
Kontaktwiderstand min., Ω	NC	NC	386	384	3550	3780	1500	1565
Kontaktwiderstand max., Ω	NC	NC	460	468	4310	4320	1560	1581
Kontaktwiderstand avrg., Ω	NC	NC	423	426	3930	4050	1530	1573
Kurvensteigung $\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}I}$, Ω	NC	NC	1438	1438	5642	5514	3080	3073

hen der Spannungsrampen an der inneren Tunnelspitze limitiert (s. dazu Abbildung 3.36). In einem idealen Fall, wenn der Kontaktwiderstand der inneren Tunnelspitze verschwindet ($R_2 = 0$), dann wird der Strom an der inneren Tunnelspitze durch der Gesamtwiderstand der übrigen Schaltung limitiert. Der zweite Summand in dieser Summe stellt also den Gesamtwiderstand der übrigen Schaltung vor. Dieser Gesamtwiderstand der übrigen Schaltung ist durch die parallelgeschaltete Widerstände R_1 und R_3 darstellbar. Somit ergibt sich folgende Summe:

$$\frac{\mathrm{d}U_2}{\mathrm{d}I_2} \propto R_2 + \frac{R_1 \cdot R_3}{(R_1 + R_3)} \tag{3.21}$$

Im Fall der inneren Tunnelspitze 2 stellt dieser $\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}I}$-Wert folgende Widerstandsumme dar:

$$\frac{\mathrm{d}U_2}{\mathrm{d}I_2} \propto Rk2 + \frac{(Rk1 + Rd1 + Rd2) \cdot (Rd3 + Rk3)}{(Rk1 + Rd1 + Rd2) + (Rd3 + Rk3)} \tag{3.22}$$

Für den Fall der inneren Tunnelspitze 4 schreibt man für $\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}I}$-Wert folgende Widerstandsumme auf:

$$\frac{\mathrm{d}U_4}{\mathrm{d}I_4} \propto Rk4 + \frac{(Rk1 + Rd1) \cdot (Rd2 + Rd3 + Rk3)}{(Rk1 + Rd1) + (Rd2 + Rd3 + Rk3)} \tag{3.23}$$

Aus den unterschiedlichen Steigungen der Stromkurven der Tunnelspitze 4, z.B. die Stromkurve I_4 in der Abbildung 3.30(a) bei ca. 12,5 Sek oder die zwei roten Stromkurven in der Abbildung 3.32 lässt sich erkennen, dass sich zwischen den Spannungsrampen Nr. 6 und 7 der Tunnelspitze 4 der Kontaktwiderstand der Tunnelspitze 4 um ca. 2,5 kΩ verbessert.

Resümee des Gesamtkapitels:

- Mit der Hilfe vom neugebauten RTM/REM-Kombinationssystem wurden die Vier-Probe-Messungen an einem Yttrium-Silizid-Nanodraht durchgeführt und

ergaben mit der Literatur kompatible Ergebnisse.

- Die Kontaktwiderstände der Wolfram-Tunnelspitzen auf Yttrium-Silizid-Nanodraht wurden bei bis zu -200 Å „andrücken“ bestimmt. Die liegen in einem Bereich von 17 kΩ, 420 Ω, 450 Ω und 1550 Ω.

4 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde eine Kombinationsapparatur aus einem Rasterelektronenmikroskop (REM) und einem Vier-Spitzen-Rastertunnelmikroskop (RTM) aufgebaut. Mit dieser Apparatur wurden die Ladungstransportmessungen an selbst-organisierten Nanostrukturen im Ultrahochvakuum (UHV) durchgeführt.

Die am Anfang verfügbare UHV-Kombinationsapparatur, bestand aus einem Zwei-Spitzen-Rastertunnel- und einem Rasterelektronenmikroskop. Ein neuer Vierspitzen-RTM-Kopf nach dem koaxialen Besocke-Prinzip wurde aufgebaut. Die kompakte Konstruktion eines RTM-Kopfes ist erst durch das neuartige Design des z-Antriebes möglich geworden. Dadurch konnte man ein gut bewährtes Besocke-Prinzip auf kleinsten Raum anwenden. Die RTM-Einheiten sind platzsparend koaxial zueinander angeordnet. Nach dem erfolgreichen Test des neugebauten RTM-Kopfes an Luft wurde der RTM-Kopf in die UHV-Umgebung der Analysekammer verlagert. Die hohe mechanische Stabilität des Rastertunnelmikroskops erlaubt es eine atomare Auflösung mit jeder RTM-Einheit zu erreichen. Die Analysekammer aus Vollmetall verspricht eine mechanisch stabile und verwindungssteife Verbindung zwischen den Rastertunnel- und Rasterelektronenmikroskop. Die Kantenauflösung eines Rasterelektronenmikroskops, welches zur Anwendung kommt, beträgt in diesem System weniger als 70 nm, was eine kontrollierte und sehr präzise Navigation der Tunnelspitzen erlaubt.

Der vierfache Satz einer Steuerelektronik des Rastertunnelmikroskops erlaubt dem Benutzer ein gleichzeitiges und unabhängiges agieren mit allen vier Tunnelspitzen. So ist es z.B. möglich mit allen vier RTM-Einheiten die Topographie an diversen Stellen der Probenoberfläche simultan aufzunehmen. Wenn die Tunnelspitzen durch die REM-Kontrolle genug nah zueinander positioniert sind, kann man in den Topographiebildern der RTM-Einheiten die gleichen Objekte auf der Probenoberfläche wiedererkennen.

Um Ladungstransportmessungen der Probenstrukturen mit mehreren Tunnelspitzen zu ermöglichen, sollten die RTM-Einheit in der Lage sein die folgende Aktionen

synchronisiert durchzuführen: ein gezieltes Ändern der Höhen und der Spannungen der Tunnelspitzen, desweiterem sollen die fließenden Ströme in jedem Moment gemessen werden. Weil die RTM-Einheiten durch eigene Softwareinstanzen gesteuert werden, sollen die Softwareinstanzen in der Lage sein miteinander zu kommunizieren. Eine solche Kommunikationsmöglichkeit wurde in die Software implementiert. Dadurch ist es möglich geworden verschiedene Aktionen mehrerer Tunnelspitzen zeitsynchron und in der vorgesehenen Reihenfolge ablaufen zu lassen. Weil eine Mehr-Spitzen-Spektroskopie einen relativ komplizierten Ablauf hat, waren die zur Verfügung stehende Fähigkeiten der Software nicht ausreichend. Durch die Softwaremodifikation es ist jedoch möglich geworden eine äußere Datei mit der benutzerdefinierten Spektroskopiedaten zu laden. Ein modifizierter DSP-Code ermöglicht eine kontrollierte Steuerung des Erdenunterbrechers während der Spektroskopie.

Um die Fähigkeiten der Apparatur zu demonstrieren, wurde ein Ladungstransport in selbstorganisierten Nanodrähten untersucht. Die epitaktischen Yttrium-Silizide-Nanodrähte wurden durch die Deposition des Yttriums auf eine geheizte Siliziumoberfläche in situ präpariert.

Aufgrund der metallischen Eigenschaften, welche ein Yttrium-Silizid besitzt, entsteht eine Schottky-Barriere zwischen dem Nanodraht und dem Silizium-Substrat. Ein System bestehend aus einem Nanodraht, einem Substrat und einer Schottky-Barriere dazwischen wirkt wie eine Schottky-Diode. Sie lässt Strom in eine Richtung durch und sperrt in die andere. Dieses Verhalten der Schottky-Barriere wurde durch die aufgenommenen Strom-Spannungs-Kennlinien auf der Nanodrähten und Silizium-Substrat bestätigt.

Während der ersten Testmessungen wurden nur zwei Tunnelspitzen zur Widerstandsmessung verwendet. Die Zwei-Spitzen-Widerstandsmessungen haben einen Messwert geliefert. Dieser Messwert besteht aus der Nanodrahtwiderstand und den zwei Kontaktwiderständen der Tunnelspitzen. Wenn man den Messwert mit einem abgeschätzten Widerstandswert des Nanodrahtes vergleicht, ergibt sich, dass der Messwert großenteils aus einem Beitrag der Kontaktwiderstände besteht. Während der Widerstandmessung wurden die Tunnelspitzen nur um 2 nm abgesenkt. Das schwache Andrücken der Tunnelspitzen liefert allerdings einen sehr hohen Kontaktwiderstand.

Wenn man einen Transport in einem Nanodraht mit nur zwei Tunnelspitzen untersucht, dann entsteht das Problem, dass die Kontaktwiderstände nicht vom Messwert separieren werden können ohne abstandsabhängig mehrere Messpunkte aufzu-

nehmen. Das Aufnehmen von mehreren abstandsabhängigen Messpunkten ist auch problematisch, da dabei von einem zu dem anderen Messpunkt verschiedene unbestimmte Kontaktwiderstände auftreten können.

Bei den Transportmessungen sollte man auch sicher sein, dass der Messstrom großenteils durch den Nanodraht fließt und sich nicht über die Umgebung des Nanodrahtes verbreitet. Wenn ein großer Stromanteil außerhalb des Nanodrahtes fließt, dann wird der gemessene Widerstand des Nanodrahtes durch einen parallelgeschalteter Widerstand der Umgebung beeinflusst. Um das Verbreiten des Stromes außerhalb des Nanodrahtes zu unterbinden sollte den Nanodraht von der Umgebung elektrisch isoliert sein. Mittels einer Transportmessung am Nanodraht mit den zwei Tunnelspitzen und einem Gate wurde eine gut isolierende Eigenschaft der Schottky-Barriere zwischen dem Yttrium-Silizid-Nanodraht und dem Substrat gefunden. Bei der Anwendung einer mit dem Gate gezielt gesteuerten Schottky-Barriere kann man sich sicher sein, dass der Messstrom großenteils über den Nanodraht fließt und nicht über das Substrat. Die Zwei-Spitzen-Transportmessung am Yttrium-Silizid-Nanodraht mit einem Gate hat eine neue Möglichkeit eröffnet den Strom in einem Nanodraht einzuzwängen.

Als nächster Schritt wurde die Vier-Spitzen-Widerstandsmessung mit dem Gate an einem Yttrium-Silizid-Nanodraht durchgeführt. Wahrscheinlich war das die erste Vier-Punkt-Messung auf einem Silizid-Nanodraht überhaupt, bei der die Gate-Spannung so eingestellt wurde, dass die Schottky-Diode gesperrt ist. Eine Vier-Spitzen-Widerstandsmessung mit dem Gate an einem Nanodraht hat den spezifischen Widerstand des Yttrium-Silizids des Nanodrahts geliefert. Ein spezifischer Widerstandswert von ca. 32 $\mu\Omega \cdot$ cm stellt im Vergleich mit den Literaturwerten einen sinnvollem Wert dar. Eine kleine Abweichung des spezifischen Widerstandswertes von einem Literaturwert (z.B. von 65 $\mu\Omega \cdot$ cm für eine 26 nm dicke Yttrium-Silizid-Schicht, Fig. 10 aus [Siegal u. a. (1989)]) kann man durch eine größere wirkliche Höhe des Nanodrahtes unterhalb der Oberfläche erklären.

Während der Vier-Spitzen-Messungen wurden die Tunnelspitzen mit größerer Kraft als im Fall einer Zwei-Spitzen-Messung gegen die Nanodrahtoberfläche angedrückt. Eine Absenkung der Tunnelspitzen bis zu 20 nm senkt die Kontaktwiderstände bis auf ca. 420 Ω. Allerdings bleiben bei einigen Tunnelspitzen die Kontaktwiderstände um einiges höher, z.B. ca. 17 kΩ. Die Kontaktwiderstände der Tunnelspitzen können sich während der Widerstandsmessung plötzlich ändern. Bei Verwendung der Vier-Punkt-Methode ist jedoch der gemessene Widerstand unabhängig von den

Kontaktwiderständen der Tunnelspitzen.

5 Ausblick

Mit der hier beschriebenen neugebauten RTM/REM-Kombinationsapparatur können noch weitere interessante physikalische Effekte untersucht werden. Es können z.B. die Effekte untersucht werden, die ein Ohmsches Gesetz auf der atomaren Skala bestätigen. Mehrere Forscher, z.B. [Feenstra und Briner (1998)] suchen nach einem sogenannten Ladungsträger-Dichtedipol (RRD)[1]. Landauer hat die Existenz eines Ladungsträger-Dichtedipols theoretisch vorhergesagt [Landauer (1957)]. Ein solcher Dipol sollte nach Landauer rund um ein Streuungszentrum in einem elektrischen Leiter zu finden sein. Die Ladungsträger werden beim ballistischen Transport an einer lokalisierten Verunreinigung in einem elektrischen Leiter gestreut. Bei der Streuung kommt es zu der Anhäufung der Ladungsträger in der Nähe des Streuungszentrums. Dadurch entsteht eine räumliche Änderung der Ladungsträgerdichte, die ihrerseits das elektrische Feld und die Stromverteilung in der Nähe des Streuungszentrums ändert.

Mit dieser Apparatur kann man auch Potentialkarten der Probenoberfläche mit leitfähigen Nanostrukturen messen. Damit kann man z.B. die Energiedissipation in solchen Oberflächenstrukturen, wie atomaren Stufen, Domänengrenzen und diversen Defekten nachweisen [Homoth u. a. (2009)].

Des Weiteren kann die Elektromigration, einer der Gründe für den Ausfall von Halbleiterbauelementen, untersucht werden. Bei der Elektromigration findet einen Materialtransport eines Stromleiters. Die Bewegung der Einzelatome der Leiters wird durch das Zusammenstoßen mit den Elektronen oder durch das elektrische Feld hervorgerufen. In der modernen Elektronik, werden durch die Verkleinerung der Strukturgrößen, auch die Querschnitte der Stromleiter sehr stark verringert, so dass die Stromdichten in den Leitern viel höhere Werte aufweisen. Durch die höheren Stromdichten werden die winzigen Leiter viel stärker durch Elektromigration strapaziert. An der Oberfläche des Leiters findet bei höheren Stromdichten einen Materialtransport auf der atomaren Skala statt ([Kaspers u. a. (2009)] und [Kaspers

[1] engl. Landauer residual-resistivity dipole

u. a. (2012)]).

Beim durchführen der Fehleranalyse in den modernen elektronischen Halbleiterbauelementen kommt man sehr oft in die Situation, dass die elektrisch leitfähige Strukturen auf einem sehr schlecht leitenden Material, sogar auf einem Isolator, untersucht werden müssen. Als ein Beispiel wäre hier Graphen auf der SiO_2-Oberflächenschicht zu nennen. In diesem Fall müssen die Spitzen durch eine geeignete Abstandsregelung auf einem Isolator von einem Kollidieren mit der Oberfläche geschützt werden. Um diese Möglichkeit - die leitfähigen Strukturen auf die Isolatoren zu untersuchen - sollte man die RTM-Einheiten zu den AFM-Einheiten umbauen. Durch das Verwenden der sogenannten Needle-Sensoren [Morawski und Voigtländer (2010)] oder qPlus-Sensoren [Giessibl (1998)] in den RTM-Einheiten wird erst möglich die Abstandsregelung nach zwei Arten zu realisieren. Die erste Art der Höhenregelung, wenn man auf einer leitfähigen Oberfläche tunnelt, der Spitze-Probe-Abstand nach einem konstanten Tunnelstrom zu regeln. Die zweite Art der Höhenregelung, wenn man auf einer schlecht leitenden Oberfläche oder wenn man sogar auf einem Isolator landet, der Spitze-Probe-Abstand nach einem konstantem Frequenzverschiebung des Sensors zu regeln, genau so, wie es bei einem Rasterkraftmikroskop gemacht wird.

Literaturverzeichnis

[Anders u. a. 1987] Anders, M. ; Thaer, M. ; Heiden, C.: Simple micropositioning devices for STM. In: *Surface Science* 181 (1987), S. 176–182

[Bardeen 1961] Bardeen, J.: Tunneling from a Many-Particle Point of View. In: *Physical Review Letters* 6 (1961), S. 57–59

[Bardeen u. a. 1957] Bardeen, J. ; Cooper, L. N. ; Schrieffer, J. R.: Theory of Superconductivity. In: *Physical Review* 108 (1957), S. 1175–1204

[Bennett u. a. 2011a] Bennett, P A. ; Smith, David J. ; He, Zhian ; Reuter, M C. ; Ellis, A W. ; Ross, F M.: In situ observations of endotaxial growth of CoSi2 nanowires on Si(110) using ultrahigh vacuum transmission electron microscopy. In: *Nanotechnology* 22 (2011), Nr. 30, S. 305606. – URL `http://stacks.iop.org/0957-4484/22/i=30/a=305606`

[Bennett u. a. 2011b] Bennett, P.A. ; He, Zhian ; Smith, David J. ; Ross, F.M.: Endotaxial silicide nanowires: A review. In: *Thin Solid Films* 519 (2011), S. 8434–8440

[Besocke 1987] Besocke, Karl: An easily operable scanning tunneling microscope. In: *Surface Science* 181 (1987), S. 145–153

[Binnig u. a. 1982] Binnig, G. ; Rohrer, H. ; Gerber, Ch. ; Weibel, E.: Surface Studies by Scanning Tunneling Microskopy. In: *Physical Review Letters* 49 (1982), S. 57–61

[Brillouin 1926] Brillouin, L.: La mécanique ondulatoire de Schrödinger, une méthode générale de résolution par approximations successives. In: *Comptes Rendus, Académie des Sciences* 183 (1926), S. 24–26

[Chen 2008] Chen, C. J.: *Introduction to Scanning Tunneling Microscopy*. Oxford University Press, 2008

[Feenstra und Briner 1998] Feenstra, R.M. ; Briner, B.G.: The search for residual resistivity dipoles by scanning tunneling potentiometry. In: *Superlattices and Microstructures* 23 (1998), S. 699–709

[George und Fathauer 1991] George, T. ; Fathauer, R. W.: Endotaxial growth of CoSi2 within (111) oriented Si in a molecular beam epitaxy system. In: *Applied Physics Letters* 59 (1991), S. 3249

[Giessibl 1998] Giessibl, Franz J.: High-speed force sensor for force microscopy and profilometry utilizing a quartz tuning fork. In: *Applied Physics Letters* 73 (1998), S. 3956–3958. – URL `http://dx.doi.org/10.1063/1.122948`

[Guise u. a. 2005] Guise, Olivier ; Marbach, Hubertus ; Yates, John T. ; Jung, Moon-Chul ; Levy, Jeremy ; Ahner, Joachim: Development and performance of the nanoworkbench: A four tip STM for conductivity measurements down to submicrometer scales. In: *Review of Scientific Instruments* 76 (2005), S. 045107

[Gurvitch u. a. 1987] Gurvitch, M ; Levi, AFJ ; Tung, RT ; Nakahara, S: Epitaxial Yttrium Silicide on (111) Silicon by Vacuum Annealing. In: *Applied Physics Letters* 51 (1987), Aug 3, Nr. 5, S. 311–313

[Hasegawa 2007] Hasegawa, Shuji: Surface One-Dimensional Structures. In: *Chinese Journal of Physics* 45 (2007), Nr. 4, S. 385–411. – URL `http://www.airitilibrary.com/searchdetail.aspx?DocIDs=05779073-200708-45-4-385-411-a`

[He u. a. 2004] He, Zhian ; Smith, David J. ; Bennett, P. A.: Endotaxial Silicide Nanowires. In: *Physical Review Letters* 93 (2004), S. 256102

[Hobara u. a. 2007a] Hobara, Rei ; Nagamura, Naoka ; Hasegawa, Shuji ; Matsuda, Iwao ; Yamamoto, Yuko ; Miyatake, Yutaka ; Nagamura, Toshihiko: Variable-temperature independently driven four-tip scanning tunneling microscope. In: *Review of Scientific Instruments* 78 (2007), S. 053705

[Hobara u. a. 2007b] Hobara, Rei ; Yoshimoto, Shinya ; Hasegawa, Shuji ; Sakamoto, Katsuyoshi: Dynamic electrochemical-etching technique for tungsten tips suitable for multi-tip scanning tunneling microscopes. In: *e-Journal of Surface Science and Nanotechnology* 5 (2007), S. 94

[Homoth u. a. 2009] Homoth, J. ; Wenderoth, M. ; Druga, T. ; Winking, L. ; Ulbrich, R. G. ; Bobisch, C. A. ; Weyers, B. ; Bannani, A. ; Zubkov, E. ; Bernhart, A. M. ; Kaspers, M. R. ; Möller, R.: Electronic Transport on the Nanoscale: Ballistic Transmission and Ohm's Law. In: *Nano Letters* 9 (2009), S. 1588–1592

[Ibe u. a. 1990] Ibe, J. P. ; Bey, P. P. ; Brandow, S. L. ; Brizzolara, R. A. ; Burnham, N. A. ; DiLella, D. P. ; Lee, K. P. ; Marrian, C. R. K. ; ; Colton, R. J.: On the electrochemical etching of tips for scanning tunneling microscopy. In: *Journal of Vacuum Science and Technology A* 8 (1990), S. 3570–3575

[Isogai u. a. 2008] Isogai, Tatsunori ; Tanaka, Hiroaki ; Goto, Tetsuya ; Teramoto, Akinobu ; Sugawa, Shigetoshi ; Ohmi, Tadahiro: Formation and property of yttrium and yttrium silicide films as low Schottcky barrier material for n-type silicon. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 47 (2008), Apr, Nr. 4, S. 3138–3141. – International Conference on Solid State Devices and Materials, Tsukuba, Japan, Sep 19-21, 2007

[J. Frohn und Teske 1989] J. Frohn, K. B. ; Teske, M.: Coarse tip distance adjustment and positioner for a scanning tunneling microscope. In: *Review of Scientific Instruments* 60 (1989), S. 1200

[Jaschinsky 2007] Jaschinsky, Philipp: *Kombinierte Rasterelektronen- und Mehr-Spitzen-Rastertunnelmikroskopie als Methode zur Ladungstransportmessung im Nanometerbereich*, Fakultät für Mathematik , Informatik und Naturwissenschaften der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, Dissertation, Aug 27 2007

[Kaspers u. a. 2012] Kaspers, M R. ; Bernhart, A M. ; Bobisch, C A. ; Möller, R: Current induced surface diffusion on a single-crystalline silver nanowire. In: *Nanotechnology* 23 (2012), S. 205706

[Kaspers u. a. 2009] Kaspers, M R. ; Bernhart, A M. ; Heringdorf, F-J M. zu ; Dumpich, G ; Möller, R: Electromigration and potentiometry measurements of single-crystalline Ag nanowires under UHV conditions. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 21 (2009), S. 265601

[Kim u. a. 2007] Kim, Tae-Hwan ; Wang, Zhouhang ; Wendelken, John F. ; Weitering, Hanno H. ; Li, Wenzhi ; Li, An-Ping: A cryogenic Quadraprobe

scanning tunneling microscope system with fabrication capability for nanotransport research. In: *Review of Scientific Instruments* 78 (2007), S. 123701

[Kramers 1926] Kramers, H. A.: Wellenmechanik und halbzählige Quantisierung. In: *Zeitschrift für Physik* 39 (1926), S. 828–840

[Kubo u. a. 2006] Kubo, O. ; Shingaya, Y. ; Nakaya, M. ; Aono, M. ; Nakayama, T.: Epitaxially grown WOx nanorod probes for sub-100 nm multiple-scanning-probe measurement. In: *Appllied Physics Letters* 88 (2006), S. 254101

[Landauer 1957] Landauer, R.: Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction. In: *IBM Journal of Research and Development* 1 (1957), S. 223–231

[Liang und Ashcroft 2010] Liang, Shengde ; Ashcroft, Brian A.: Electrical characterization of epitaxial FeSi(2) nanowire on Si (110) by conductive-atomic force microscopy. In: *Journal of Materials Research* 25 (2010), Feb, Nr. 2, S. 213–218

[Lim u. a. 2008] Lim, Do K. ; Kubo, Osamu ; Shingaya, Yoshitaka ; Nakayama, Tomonobu ; Kim, Young H. ; Lee, Jeong Y. ; Aono, Masakazu ; Lee, Hangil ; Lee, Dohyun ; Kim, Sehun: Low resistivity of Pt silicide nanowires measured using double-scanning-probe tunneling microscope. In: *Appllied Physics Letters* 92 (2008), S. 203114

[Morawski und Voigtländer 2010] Morawski, Ireneusz ; Voigtländer, Bert: Simultaneously measured signals in scanning probe microscopy with a needle sensor: Frequency shift and tunneling current. In: *Review of Scientific Instruments* 81 (2010), S. 033703–033707. – URL `http://dx.doi.org/10.1063/1.3321437`

[Okino u. a. 2005] Okino, Hiroyuki ; Matsuda, Iwao ; Hobara, Rei ; Hosomura, Yoshikazu ; Hasegawa, Shuji ; Bennett, P. A.: Resistance measurements of metallic silicide nanowires on a Si substrate with a four-tip scanning tunneling microscope. In: *e-Journal of Surface Science and Nanotechnology* 3 (2005), S. 362–366

[Omicron NanoTechnology a] Omicron NanoTechnology, GmbH: *LT Nanoprobe*. Website. – `http://www.omicron.de/en/products/lt-nanoprobe/instrument-concept`

[Omicron NanoTechnology b] OMICRON NANOTECHNOLOGY, GmbH: *UHV Nanoprobe*. Website. – `http://www.omicron.de/en/products/uhv-nanoprobe/instrument-concept`

[Pohl 1986] POHL, D. W.: Dynamic piezoelectric translation devices. In: *Review of Scientific Instruments* 58 (1986), S. 54–57

[RHK Technology] RHK TECHNOLOGY, Inc.: *QuadraProbe*. Website. – `http://www.rhk-tech.com/4probe.php`

[Schmitt u. a. 2000] SCHMITT, C ; BREGUET, JM ; BERGANDER, A ; CLAVEL, R: Stick and Slip Actuators (SSA). In: NELSON, BJ (Hrsg.) ; BREGUET, JM (Hrsg.): *Microrobotics and Microassembly II* Bd. 4194. 1000 20th St, PO Box 10, Bellingham, WA 98227-0010 USA : Spie-Int Soc Optical Engineering, 2000, S. 65–74. – Conference on Microrobotics and Microassembly II, Boston, MA, Nov 05-06, 2000. – ISBN 0-8194-3859-6

[Shiraki u. a. 2001] SHIRAKI, Ichiro ; TANABE, Fuhito ; HOBARA, Rei ; NAGAO, Tadaaki ; HASEGAWA, Shuji: Independently driven four-tip probes for conductivity measurements in ultrahigh vacuum. In: *Surface Science* 493 (2001), S. 633–643

[Siegal u. a. 1989] SIEGAL, MP ; KAATZ, FH ; GRAHAM, WR ; SANTIAGO, JJ ; VANDERSPIEGEL, J: Formation of Epitaxial Yttrium Silicide on (111) Silicon. In: *Journal of Applied Physics* 66 (1989), Oct 1, Nr. 7, S. 2999–3006

[Sondheimer 1952] SONDHEIMER, E. H.: The mean free path of electrons in metals. In: *Advances in Physics* 1 (1952), S. 1–42

[Stöhr 2002] STÖHR, Meike: *Untersuchung homogener und heterogener Molekülschichten*, Institut für Experimentelle Physik der Universität Duisburg - Essen, Dissertation, 2002

[Sze 2001] SZE, Simon M.: *Semiconductor Devices: Physics and Technology, 2nd Edition*. John Wiley & Sons, Inc., 2001

[Tersoff und Hamann 1983] TERSOFF, J. ; HAMANN, D. R.: Theory and Application for the Scanning Tunneling Microscope. In: *Physical Review Letters* 50 (1983), S. 1998–2001

[Tersoff und Hamann 1985] Tersoff, J. ; Hamann, D. R.: Theory of the Scanning Tunneling Microscope. In: *Physical Review B* 31 (1985), S. 805–813

[Voigtländer 2001] Voigtländer, Bert: Fundamental processes in Si/Si and Ge/Si epitaxy studied by scanning tunneling microscopy during growth. In: *Surface Science Reports* 43 (2001), S. 127–254

[Watanabe u. a. 2007] Watanabe, Ryouki ; Katayama, Yusuke ; Yokoyama, Satoshi ; Kobayashi, Tomohiro ; Meguro, Takashi ; Zhao, Xinwei: Atomic structure analysis of self-assembled ErSi2 nanowires formed on Si substrates. In: *Microelectronic Engineering* 84 (2007), S. 1496–1498

[Wentzel 1926] Wentzel, G.: Eine Verallgemeinerung der Quantenbedingung für die Zwecke der Wellenmechanik. In: *Zeitschrift für Physik* 38 (1926), S. 518–529

[Weyers 2005] Weyers, Bastian: *Thermospannung in der Rastertunnelmikroskopie: Untersuchung heterogener Metalloberflächen auf atomarer Skala*, Institut für Experimentelle Physik der Universität Duisburg - Essen, Dissertation, 2005

[Yoshimoto u. a. 2007] Yoshimoto, Shinya ; Murata, Yuya ; Kubo, Keisuke ; Tomita, Kazuhiro ; Motoyoshi, Kenji ; Kimura, Takehiko ; Okino, Hiroyuki ; Hobara, Rei ; Matsuda, Iwao ; Honda, Shin-ichi ; Katayama, Mitsuhiro ; Hasegawa, Shuji: Four-point probe resistance measurements using Ptlr-coated carbon nanotube tips. In: *Nano Letters* 7 (2007), Apr, Nr. 4, S. 956–959

[Zubkov 2007] Zubkov, Evgeny: *Elektronentransport in ultradünnen Schichten*, Institut für Experimentelle Physik der Universität Duisburg - Essen, Diplomarbeit, 2007

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei folgenden Personen recht herzlich bedanken, die zum Erfolg und Abschluss der Arbeit maßgeblich beigetragen haben:

Besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Herrn **Prof. Dr. Bert Voigtländer**. Seine wissenschaftliche Kompetenz und Betreuung haben erheblich zum Gelingen der Promotion beigetragen. Jederzeit war bei etwaigen Problemen innerhalb und außerhalb des Laborbetriebs auf seine Hilfsbereitschaft Verlass.

Mein Dank gilt insbesondere auch Herrn **Prof. Dr. Stefan Tautz**. Die freundliche Aufnahme in seinem Institut und das Interesse an meiner Arbeit boten erst die Möglichkeit der Anfertigung dieses wissenschaftlichen Werkes.

Herrn **Prof. Dr. Markus Morgenstern** gilt mein aufrichtiger Dank für die Bereitschaft sich als zweiter Gutachter zur Verfügung zu stellen.

Weiterhin bedanke ich mich bei Herrn **Dr. Vasiliy Cherepanov** für den fruchtbaren wissenschaftlichen Austausch. Herr Cherepanov stand mir jederzeit mit Rat und Tat bei meiner Forschung zur Seite und war kompetenter Ansprechpartner nicht nur bei wissenschaftlichen Fragen.

Herrn **Dipl.-Ing. Franz-Peter Coenen** und Herrn **Helmut Stollwerk** gilt mein Dank für ihre Unterstützung in jedweden technischen, mechanischen und elektrischen Fragestellungen. Beide haben einen großen Beitrag zur Konstruktion der neuen UHV-Apparatur geleistet.

Für die Zusammenarbeit im Labor mit Herrn **Stefan Korte** möchte ich mich ebenfalls recht herzlich bedanken. Sein unermüdliches Mitwirken hat sehr zum Gelingen dieser Dissertation beigetragen.

Großer Dank und vielfaches Lob gelten Herrn **Udo Linke** und Frau **Claudia Steufmehl** für die Herstellung der Pt- und Au-Einkristalle sowie für die Ausfertigung der REM-Aufnahmen der geätzten Tunnelspitzen. Diese Arbeiten wären ohne die Unterstützung von Herrn Linke und Frau Klamandt in der Form nicht möglich gewesen.

Bei Frau **Christa Elsaesser** möchte ich mich für die freundliche, kompetente und

umfassende Einweisung in die Elektronenstrahlverdampfer -Technik bedanken.

Dank und Anerkennung möchte ich auch den **Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt** für die Präzisionsanfertigung der kleinen Bauteile aussprechen. Dies gilt selbstverständlich in gleicher Form für die **Mitarbeiter der elektronischen Werkstatt**. Deren schnelle und unkomplizierte Hilfe im Rahmen diverser Notfälle im Bereich Elektronik und EDV-Technik haben zur Fertigstellung dieser Arbeit unterstützend beigetragen.

Weiterer Dank gilt auch den Kollegen **Christian** und **Leonid** für die Möglichkeit des fruchtbaren wissenschaftlichen Austausches. Im wissenschaftlichen Fachgespräch wurden mir immer wieder neue Ansätze und Denkprozesse für Anfertigung der Dissertation gewahr.

Schließlich bedanke ich mich ebenfalls auch bei Herrn **Thomas Kulik** für das sehr hilfreiche Korrekturlesen.

Besonderer und tiefer Dank gilt meinen **Eltern**. Durch ihre Unterstützung wurde mir die Möglichkeit des Studiums und der wissenschaftlichen Arbeit erst ermöglicht.

Zum Schluss möchte ich mich bei meiner Frau **Anja** bedanken. Ohne ihre Motivation und ihren Zuspruch wäre mir so mancher Schritt in Richtung Fertigstellung der Dissertation sicherlich schwer gefallen. Sie war und ist mir in allen Lebenslagen Stütze und Vertrauensperson.

Band / Volume 42
NMR studies on the isolated C39 peptidase-like domain of ABC transporter Haemolysin B from *E. coli*: Investigation of the solution structure and the binding interface with HlyA
J. Lecher (2012), 126 pp
ISBN: 978-3-89336-793-1

Band / Volume 43
Spin Correlations and Excitations in Spin-frustrated Molecular and Molecule-based Magnets
Z. Fu (2012), 208 pp
ISBN: 978-3-89336-797-9

Band / Volume 44
Crystal and spin structure and their relation to physical properties in some geometrical and spin spiral multiferroics
N. K. Chogondahalli Muniraju (2012), iii, 190 pp
ISBN: 978-3-89336-802-0

Band / Volume 45
Multiferroicity in oxide thin films and heterostructures
A. Glavic (2012), xi, 152 pp
ISBN: 978-3-89336-803-7

Band / Volume 46
German Neutron Scattering Conference 2012
September 24 -26, 2012. Gustav-Stresemann-Institut, Bonn, Germany
Th. Brückel (Ed.) (2012)
ISBN: 978-3-89336-807-5

Band / Volume 47
STM beyond vacuum tunnelling: Scanning Tunnelling Hydrogen Microscopy as a route to ultra-high resolution
C. Weiss (2012), II, 165 pp
ISBN: 978-3-89336-813-6

Band / Volume 48
High Temperature Radio-Frequency Superconducting Quantum Interference Device System for Detection of Magnetic Nanoparticles
A. Pretzell (2012), 122 pp
ISBN: 978-3-89336-814-3

Band / Volume 49
Study of Molecule-Metal Interfaces by Means of the Normal Incidence X-ray Standing Wave Technique
G. Mercurio (2012), XXII, 361 pp
ISBN: 978-3-89336-816-7

Band / Volume 50
5th Georgian-German School and Workshop in Basic Science
Tbilisi, Georgia/August 6 – 10, 2012. Batumi, Georgia/August 13 – 17, 2012.
Org. Committee: E. Abrosimova, A. Bakuridze, A. Kacharava, A. Kvitashvili, A. Prangishvili, H. Ströher (2012); CD-ROM
ISBN: 978-3-89336-818-1

Band / Volume 51
Exploring the electronic properties of novel spintronic materials by photoelectron spectroscopy
A. Herdt (2012), ii, 126 pp
ISBN: 978-3-89336-831-0

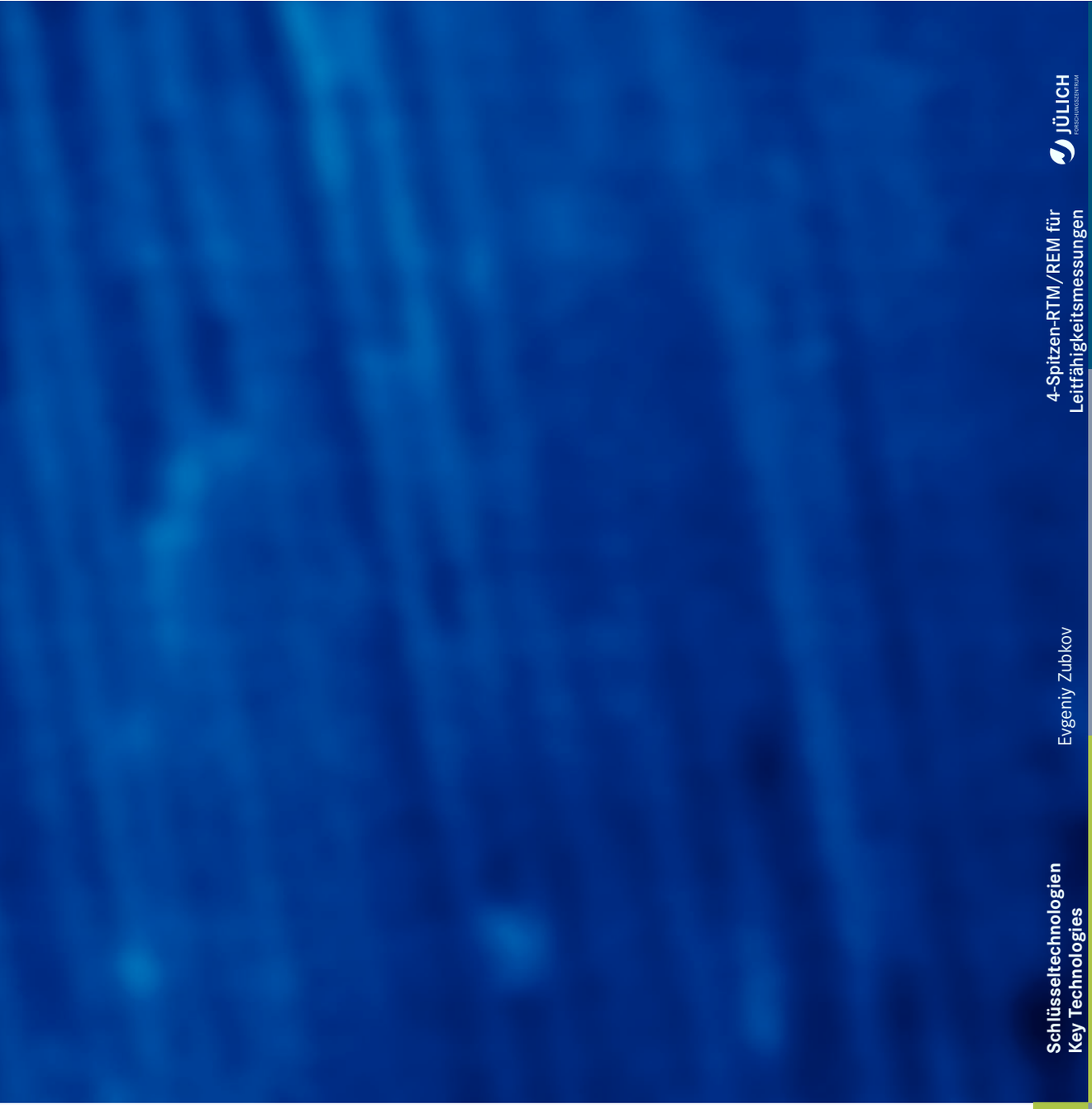
Band / Volume 52
Quantum Information Processing
Lecture Notes of the 44th IFF Spring School 2013
February 25 – March 8, 2013 Jülich, Germany
D. DiVincenzo (Ed.) ca. 1000 pp
ISBN: 978-3-89336-833-4

Band / Volume 53
Real-Space Finite-Difference PAW Method for Large-Scale Applications on Massively Parallel Computers
P.F. Baumeister (2012), vi, 212 pp
ISBN: 978-3-89336-836-5

Band / Volume 54
Einfluss unkonventioneller Medien auf die Selektivität ThDP-abhängiger Enzyme
T. Gerhards (2013), XIV, 199 pp
ISBN: 978-3-89336-846-4

Band / Volume 55
Aufbau einer Vierspitzen-Rastertunnelmikroskop/Rasterelektronenmikroskop-Kombination und Leitfähigkeitsmessungen an Silizid Nanodrähten
E. Zubkov (2013), 150 pp
ISBN: 978-3-89336-848-8

Weitere ***Schriften des Verlags im Forschungszentrum Jülich*** unter
http://wwwzb1.fz-juelich.de/verlagextern1/index.asp



Schlüsseltechnologien / Key Technologies
Band / Volume 55
ISBN 978-3-89336-848-8

JÜLICH
FORSCHUNGSZENTRUM

55

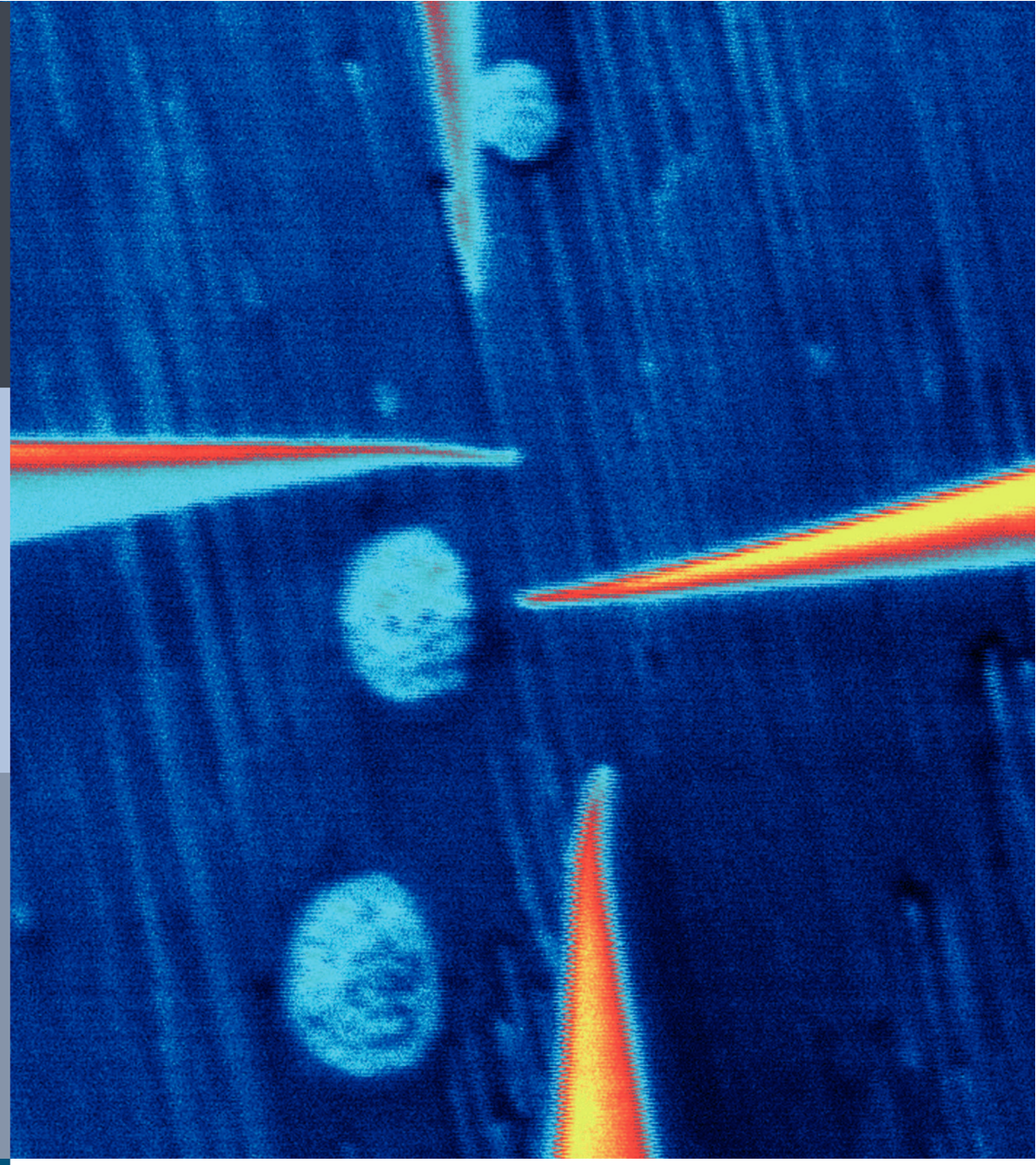
Mitglied in der Helmholtz-Gemeinschaft

Schlüsseltechnologien
Key Technologies

4-Spitzen-RTM/REM für
Leitfähigkeitsmessungen

Evgeniy Zubkov

JÜLICH
FORSCHUNGSZENTRUM



Aufbau einer Vierspitzen-Rastertunnelmikroskop/ Rasterelektronenmikroskop-Kombination und Leitfähigkeitsmessungen an Silizid Nanodrähten

Evgeniy Zubkov

JÜLICH
FORSCHUNGSZENTRUM