

**Aufbau einer 300mK-Ultrahochvakuum-  
Rastertunnelmikroskopie-Anlage mit  
14T-Magnet  
und  
Untersuchung eines stark ungeordneten  
zweidimensionalen Elektronensystems**

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
**Jens Wiebe**  
aus Hamburg

Hamburg  
2003

Gutachter der Dissertation:  
Prof. Dr. R. Wiesendanger  
Prof. Dr. R. L. Johnson

Gutachter der Disputation:  
Prof. Dr. R. Wiesendanger  
Prof. Dr. U. Merkt

Datum der Disputation:  
19. Mai 2003

Vorsitzender des Prüfungsausschusses:  
Priv.-Doz. Dr. D. Grundler

Vorsitzender des Promotionsausschusses:  
Prof. Dr. R. Wiesendanger

Dekan des Fachbereichs Physik:  
Prof. Dr. G. Huber

# Inhaltsangabe

Den Schwerpunkt dieser Arbeit bildet die Entwicklung, der Aufbau und der Test einer 300 mK-Ultrahochvakuum(UHV)-Rastertunnelmikroskopie(RTM)-Anlage, die es erlaubt, im UHV präparierte Elektronensysteme mit hoher Orts- und Energieauflösung zu untersuchen. Der Temperaturbereich des RTM reicht von 300 mK bis 100 K und es können Magnetfelder von bis zu 14 T senkrecht zur Probenoberfläche angelegt werden. Die Anlage umfasst ein umfangreiches UHV-System, in dem RTM-Proben und -Spitzen in situ mittels verschiedener Methoden präpariert und vorcharakterisiert werden können. Insbesondere wurde ein temperaturvariables System zur Bestimmung der makroskopischen magnetischen Eigenschaften kleiner magnetischer Teilchen mittels Magneto-Optischem Kerr-Effekt (MOKE) integriert. Nach einer Darstellung des Konzepts und einer detaillierten Beschreibung der Anlage werden Testmessungen bei Basistemperatur und im Magnetfeld präsentiert.

Einen zweiten Schwerpunkt der Arbeit bildet die Untersuchung eines zweidimensionalen Elektronensystems (2DES) in einem starken Unordnungspotential, das durch Co-Inseln an der InAs(110)-Oberfläche erzeugt wird. Die lokale elektronische Zustandsdichte (*LDOS*) des 2DES wurde mittels Rastertunnelspektroskopie (RTS) bei 6 K untersucht. Bei niedrigen Energien findet man vollständig lokalisierte Elektronenzustände mit s- und p-artiger Symmetrie in den Mulden der Potentiallandschaft. Mit wachsender Energie wird ein zunehmender Teil der Fläche mit *LDOS* „überflutet“. Dies deutet auf einen Perkulationsübergang hin. Die Perkulationsschwelle kann durch einen abrupten Abfall der *LDOS*-Korngation identifiziert werden und stimmt gut mit der klassischen Perkulationsschwelle überein, die aus der mittels winkelaufgelöster Photoemissionsspektroskopie bestimmten Subbandenergie des 2DES abgeschätzt wird. Die Ursache für das näherungsweise klassische Verhalten des Elektronensystems am Perkulationsübergang wird diskutiert.

In einem Magnetfeld von 6 T zeigt die *LDOS* des stark ungeordneten 2DES Anzeichen von lokalen Landauniveaus, die aufgrund des Unordnungspotentials im räumlichen Mittel verschwinden.

Schließlich wurden auf W(110) aufgewachsene dreidimensionale Co-Inseln mit RTS untersucht. Die gemessenen Spektren wurden mit Rechnungen mittels lokaler-Dichte-Näherung verglichen. Man findet zwei spektroskopisch unterschiedliche Inseloberflächen, die sich durch eine unterschiedliche Intensität der Vakuumzustandsdichte eines  $d_{zx}/d_{zy}$ -artigen Minoritätsspinzustands unterscheiden lassen. Der Vergleich der gerechneten mit den gemessenen Spektren weist darauf hin, dass es sich bei den beiden unterschiedlichen Inseloberflächen um fcc- und hcp-gestapelte Co-Bereiche handelt. Die Stapelfolge kann folglich mittels RTS identifiziert werden.

# Abstract

The principal focus of this thesis is on the development, construction and testing of a 300 mK ultra high vacuum (UHV) scanning tunneling microscope (STM), with the purpose of investigating the properties of an electron system prepared in UHV with high spatial and energy resolution. The temperature range of the STM extends from 300 mK to 100 K. Magnetic fields up to 14 T can be applied perpendicular to the sample surface. The apparatus includes an extensive UHV system with different methods for in situ preparation and characterization of samples and tips. In particular, a variable temperature system to determine the macroscopic magnetic properties of ferromagnetic structures by the magneto-optical Kerr effect is implemented. After illustrating the concept of the complete system, the detailed implementation is discussed and test measurements at base temperature and in magnetic fields are presented.

A second aspect of the thesis is the investigation of a two-dimensional electron system (2DES) in a strong disorder potential, induced by cobalt islands on the InAs(110) surface. The local density of states (*LDOS*) of the 2DES is studied by scanning tunneling spectroscopy (STS) at 6 K. At low energy, completely confined states of s- and p-character are found in the valleys of the potential landscape. With increasing energy an increasing part of the surface becomes filled with *LDOS* indicating percolation. The percolation threshold identified by an abrupt decrease of the *LDOS* corrugation fits well with the classical percolation threshold as estimated from angle-resolved photoemission spectroscopy measurements. The reason for an almost classic behaviour of the electron system at the percolation threshold is discussed.

In a magnetic field of 6 T the *LDOS* of the strongly disordered 2DES shows evidence of local Landau levels, which disappear in the spatial average due to the large degree of disorder.

Finally, three-dimensional cobalt islands grown on the W(110) surface are investigated with STS. The measured spectra are compared with density functional calculations in local density approximation. Two spectroscopically different areas are found, which are distinguishable by the different vacuum density of states of a  $d_{zx}/d_{zy}$  minority spin state close to the Fermi energy. Comparison of the measured and the calculated spectra strongly suggests that the two different island surfaces are domains of fcc and hcp stacking. Consequently, the stacking sequence of Co at the island surface can be identified by STS.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie der Rastertunnelmikroskopie und -spektroskopie</b>	<b>5</b>
2.1	Prinzip des Rastertunnelmikroskops (RTM)	5
2.2	Tersoff-Hamann-Modell	6
2.3	Rastertunnelspektroskopie (RTS)	8
2.3.1	Annahmen	11
2.4	Energieauflösung und Abbildung von Wellenfunktionen	12
2.5	Messmodi	14
2.5.1	Konstantstrombilder	14
2.5.2	$dI/dU$ -Bilder	14
2.5.3	Spektroskopiefelder	15
2.5.4	Sprung- $dI/dU$ -Bilder	16
<b>3</b>	<b>Aufbau einer 300 mK-Rastertunnelmikroskopie-Anlage</b>	<b>17</b>
3.1	Millikelvin-Rastertunnelmikroskopie-Anlagen: eine Übersicht	17
3.2	Gesamtkonzept der aufgebauten Anlage	19
3.3	Externe Vibrationsisolation	21
3.4	Der $^3\text{He}$ -Verdampfungskryostat	23
3.4.1	$^3\text{He}$ -System	25
3.4.2	Test des Kryostaten mit eingebautem RTM	28
3.5	Das Rastertunnelmikroskop	31
3.5.1	Design	31
3.5.2	Testmessungen bei Basistemperatur	33
3.6	UHV-System und Komponenten	38
3.6.1	Elektronenstoßheizung	41
3.7	Das temperaturvariable MOKE-System	43
3.7.1	Messprinzip und Übersicht über die Komponenten	44
3.7.2	Magnetfelderzeugung	46
3.7.3	Kühlankopplung	48
3.7.4	Testmessung: 1 ML Fe/W(110)	51
3.8	Zusammenfassung	52
<b>4</b>	<b>Von quantisierten Zuständen zur Perkolation</b>	<b>55</b>
4.1	Perkolationstheorie	57

## Inhaltsverzeichnis

4.1.1	Klassische Perkolationstheorie . . . . .	57
4.1.2	Einfluss von Quanteneigenschaften . . . . .	60
4.2	Eigenschaften von Indiumarsenid . . . . .	61
4.2.1	Volumeneigenschaften . . . . .	61
4.2.2	Die InAs(110)-Oberfläche . . . . .	64
4.2.3	Rastertunnelspektroskopie der InAs(110)-Oberfläche . . . . .	66
4.3	Das adsorbatinduzierte zweidimensionale Elektronensystem (2DES) . . . . .	67
4.3.1	Bandverbiegung durch Oberflächendotierung . . . . .	68
4.3.2	Das 2DES an der Oberfläche . . . . .	70
4.3.3	Potentialunordnung . . . . .	72
4.3.4	Landauniveaus und magnetische Länge . . . . .	73
4.4	Wachstum von Co auf InAs(110) . . . . .	74
4.5	Das Co-induzierte 2DES auf InAs(110): ARUPS-Messungen . . . . .	77
4.5.1	Bandverbiegung . . . . .	77
4.5.2	Besetzung des 2DES . . . . .	80
4.6	Potentialfluktuationen . . . . .	82
4.7	Tieftemperaturrastertunnelspektroskopie des stark ungeordneten 2DES . . . . .	84
4.7.1	Übersicht über $dI/dU$ -Kurven . . . . .	85
4.7.2	Coulombblockade der Co-Inseln . . . . .	87
4.7.3	Potentialfluktuationen im 2DES . . . . .	90
4.7.4	Quantenpunktzustände in Potentialmulden . . . . .	91
4.7.5	Abbildung des Perkolationsübergangs . . . . .	96
4.7.6	Lokale Landauniveaus . . . . .	104
4.8	Zusammenfassung . . . . .	107
<b>5</b>	<b>Rastertunnelspektroskopie an Co-Inseln auf W(110)</b>	<b>109</b>
5.1	Atomare Struktur von Co/W(110)-Filmen . . . . .	110
5.2	Präparation . . . . .	112
5.3	Spektroskopischer Kontrast auf dreidimensionalen Co-Inseln . . . . .	114
5.4	Lokale Spektroskopie auf Minoritäts- und Majoritätsinseln . . . . .	120
5.5	Sauerstoff-Adsorption von Co/W(110) . . . . .	123
5.6	Berechnung der elektronischen Struktur mittels Dichtefunktionaltheorie . . . . .	125
5.6.1	Vergleich von berechneten und experimentell gemessenen Spektren . . . . .	127
5.6.2	Charakter der Zustände . . . . .	129
5.7	Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	132
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>135</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>137</b>
	<b>Veröffentlichungen</b>	<b>153</b>
	<b>Präsentationen</b>	<b>154</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>157</b>

# 1 Einleitung

Die besondere Stärke der Rastertunnelspektroskopie (RTS) liegt darin, dass die lokale elektronische Zustandsdichte (*LDOS*) von Festkörperoberflächen energieabhängig mit sub-nm-Auflösung vermessen wird [1]. Damit wird eine grundlegende Eigenschaft eines Elektronensystems direkt abgebildet. Während eine hohe räumliche Auflösung schon durch die prinzipielle Funktionsweise von RTS gegeben ist, ist eine hohe Energieauflösung erst bei niedrigen Temperaturen möglich [2, 3]. Messungen mit hoher Energieauflösung sind jedoch notwendig, um Wechselwirkungseffekte zu untersuchen. Diese finden in der Regel auf kleinen Energieskalen statt. Einige Wechselwirkungseffekte wie z.B. Ladungsdichtewellen [4–6], der Kondo-Effekt [7–9], Hochtemperatursupraleitung [10–12], oder Magnetismus [13–15] können bereits bei Temperaturen von 4 - 300 K mittels RTS untersucht werden. Da Wechselwirkungseffekte häufig zu einer lokalen Restrukturierung des Elektronensystems führen, ergeben sich zusätzliche Einblicke in das Verhalten des wechselwirkenden Elektronensystems.

Viele aktuelle Forschungsgebiete der Festkörperphysik beschäftigen sich aber mit Wechselwirkungs-Effekten, die erst unterhalb von 1 K auftauchen. Beispiele sind der fraktionale Quanten-Hall-Effekt [16], der Metall-Isolator-Übergang in zweidimensionalen Elektronensystemen (2DES) [17], Supraleitung in Schweren-Fermionen-Systemen [18, 19], oder p-Wellen-Supraleitung in  $Sr_2RuO_4$  [20, 21]. In diesen noch unverstandenen Systemen könnte also das Verhalten auf der lokalen Skala studiert werden, falls man RTS bei Temperaturen unterhalb von 1 K durchführt. Auch hier erwartet man neue Einblicke zur Restrukturierung des Elektronensystems auf der lokalen Skala.

Andererseits können auch Phänomene, die bei höheren Temperaturen auftauchen, durch den Übergang zu Millikelvin-Temperaturen mit höherer Energieauflösung studiert werden. Dies erlaubt es vor allem, einzelne Wellenfunktionen auf größeren Skalen abzubilden. Bei 300 mK könnten Driftzustände der Quanten-Hall-Phase mit Lokalisierungslängen bis zu 250 nm abgebildet werden, während dies bei 4 K nur bis zu 50 nm möglich ist [22]. Durch den Übergang zu tiefen Temperaturen würden also die bisher nur theoretisch untersuchten Wellenfunktionseigenschaften sehr viel näher an den kritischen Punkten des Quanten-Hall-Übergangs analysierbar [23]. Auch sehr kleine Energieaufspaltungen wie die Rashba-Aufspaltung des 2DES, die in InAs-Inversionsschichten typischerweise einige meV beträgt [24, 25], wären bei Millikelvin-Temperaturen leicht auflösbar. Tiefste Temperaturen eröffnen also für RTS eine ganze Reihe von neuen Forschungsfeldern in Bezug auf das Verhalten von wechselwirkenden Elektronensystemen.

Für die Untersuchung solcher Elektronensysteme ist ein veränderbares externes Magnetfeld als leicht zugänglicher Parameter der Schrödingergleichung äußerst hilfreich. Verein-

## 1 Einleitung

facht ausgedrückt betont ein Magnetfeld, zumindest im Fall einfacher Elektronensysteme, die Elektron-Elektron-Wechselwirkung bzw. die Elektron-Potential-Wechselwirkung relativ zur kinetischen Energie. Als Beispiel sei der fraktionale Quanten-Hall-Effekt genannt, der eine direkte Folge der dominierenden Elektron-Elektron-Wechselwirkung ist, und typischerweise erst bei Magnetfeldern über 10 T beobachtet wird. Prinzipiell ist das Magnetfeld einer der wenigen thermodynamischen Parameter des Phasendiagramms. Wie die tiefen Temperaturen erweitert es also das Forschungsfeld „Elektronensystem“ für RTS erheblich.

Um die Elektronensysteme sinnvoll mittels RTS untersuchen zu können, sind atomar saubere Oberflächen notwendig. Diese können häufig nur im Ultrahochvakuum (UHV) präpariert werden. Für viele interessante Strukturen, wie z.B. Ferromagnet-Halbleiter-Hybridstrukturen, sind aufwändige Präparationsschritte wie Molekularstrahlepitaxie in situ durchzuführen. Die Proben müssen von der Präparation bis zur Untersuchung mittels RTS im UHV verbleiben, da sonst Verunreinigungseffekte die zu untersuchenden Effekte überlagern oder sogar vollständig dominieren.

Weltweit existiert zur Zeit nur eine funktionsfähige Anlage, die Millikelvin-Temperaturen, externes Magnetfeld, und UHV vereint [26]. Da diese Anlage hauptsächlich zur Untersuchung von Hochtemperatursupraleitern eingesetzt wurde [27, 28], sind die genannten sub-Kelvin-Effekte bisher praktisch nicht mittels RTS untersucht worden. Einzige Ausnahme bildet das Schwere-Fermionen-System  $CeRu_2$ , das unter Verzicht auf UHV durch Spalten im kryogenen Vakuum atomar sauber präpariert und im supraleitenden Zustand untersucht werden konnte [29].

Ein großer Teil der vorliegenden Arbeit (Kap. 3) beschäftigt sich folglich mit dem Aufbau und Test einer neu konzipierten UHV-300 mK-Rastertunnelmikroskopie-Anlage mit 14 T-Magnet. Die Funktionsfähigkeit des Gerätes wurde demonstriert, so dass in Zukunft interessante Messungen an einigen der oben genannten Systemen zu erwarten sind.

Insbesondere wurde die Anlage so konzipiert, dass sie nicht nur Untersuchungen an homogenen Elektronensystemen, sondern auch an hybriden Strukturen zulässt. Hier stehen nicht die grundsätzlichen Wechselwirkungs-Eigenschaften im Elektronensystem, sondern die Wechselwirkung des Elektronensystems an internen Grenzflächen einer Festkörperstruktur im Mittelpunkt. Ein aktuell sehr intensiv untersuchtes Hybridsystem ist das Ferromagnet-Halbleiter-System. Es soll verwendet werden, um spinpolarisierte Elektronen in den Halbleiter zu injizieren, die dort mittels elektrischer Felder manipuliert werden können. Dies bildet die Grundlage für konzeptionell neue Transistor-Bauelemente [30]. Zentrales Problem ist jedoch die effektive Spininjektion in den Halbleiter [31–33], die eng mit den elektronischen und Spin-Eigenschaften der Grenzfläche korreliert ist [34–36]. Mittels spinpolarisierter RTS [13, 15, 37, 38] sollen diese in Zukunft mit der 300 mK-Anlage untersucht werden. Hierzu war es notwendig, in der Anlage Möglichkeiten zur Herstellung solcher Hybridstrukturen, sowie zur Charakterisierung der auf den Halbleiter aufgetragenen Ferromagneten zu implementieren.

Als Vorarbeit für die Erforschung wechselwirkender Elektronensysteme wird im zweiten Teil der Arbeit ein stark ungeordnetes 2DES des  $III/V$ -Halbleiters InAs bei  $T = 6$  K studiert (Kap. 4). Die Untersuchung des Materials InAs hat aufgrund seines isotropen



und nahezu parabolischen Leitungsbands paradigmatischen Charakter, da sich die kinetische Energie fast wie die eines freien Elektronengases verhält. Außerdem werden wegen der geringen Elektronendichte in dotierten Substraten starke Einflüsse der Elektron-Elektron-Wechselwirkung erwartet. Durch Adsorbate lässt sich das zu untersuchende 2DES direkt an der Oberfläche erzeugen [39–41]. Anders als im freien 2DES bewegen sich die Elektronen hier jedoch in einem durch die geladenen Dotieratome und Adsorbate erzeugten Unordnungspotential, das aufgrund der geringen Elektronendichten kaum abgeschirmt wird.

Ein schwach ungeordnetes 2DES, das durch Eisen-Adsorbate erzeugt wurde, ist bereits intensiv mit RTS untersucht worden. Dabei wurden ohne Magnetfeld Hinweise auf schwache Lokalisierung [42], und im Magnetfeld die erwarteten Driftzustände der Quanten-Hall-Phase gefunden [22]. Demgegenüber beschäftigt sich diese Arbeit mit einem stark ungeordneten 2DES, das durch Co-Inseln auf InAs(110) erzeugt wird. Aufgrund der starken Unordnung ergibt sich hier ein deutlich größerer Einfluss der Wechselwirkung der Elektronen mit der Potentiallandschaft. Dies führt interessanterweise zu nahezu klassischem Verhalten des Systems. Vor allem resultiert eine Art klassischer Perkolationsübergang, der durch eine Ausbreitung der Wellenfunktionen oberhalb einer bestimmten Energie markiert wird. Dies ist gerade deshalb interessant, weil für viele aktuelle Probleme der Festkörperphysik Perkolationsübergänge als Erklärungsansatz verwendet werden [43–49]. Andererseits ist die Perkolationsübergänge im Quantenbereich ein theoretisch schwer zu beschreibendes Problem. Die hier gefundene Perkolationsübergänge im stark ungeordneten 2DES stellt in diesem Sinne ein einfaches Modellsystem für das Studium der Elektronen in der Nähe ihres klassischen Verhaltens dar.

Im letzten Teil der Arbeit (Kap. 5) werden Messungen präsentiert, die Vorarbeiten zur geplanten spinpolarisierten RTS-Untersuchung von Ferromagnet-Halbleiter-Grenzflächen darstellen. Insbesondere wird die elektronische Struktur von Kobalt-Inseln untersucht. Die Inseln wurden zunächst auf W(110) präpariert, wodurch sich ein nur leicht verspanntes epitaktisches Wachstum ergibt. Anders als Eiseninseln auf W(110), die eine weitgehend homogene Zustandsdichte aufweisen [38,50], zeigen Kobaltinseln jedoch lokal unterschiedliche Zustandsdichten. Die Ursache dieser Besonderheit ist vermutlich Bildung von Bereichen mit fcc- und hcp-Stapelfolge, wie aus dem Vergleich der RTS-Untersuchungen mit Dichtefunktional-Rechnungen in lokaler Dichte-Näherung geschlossen wird.

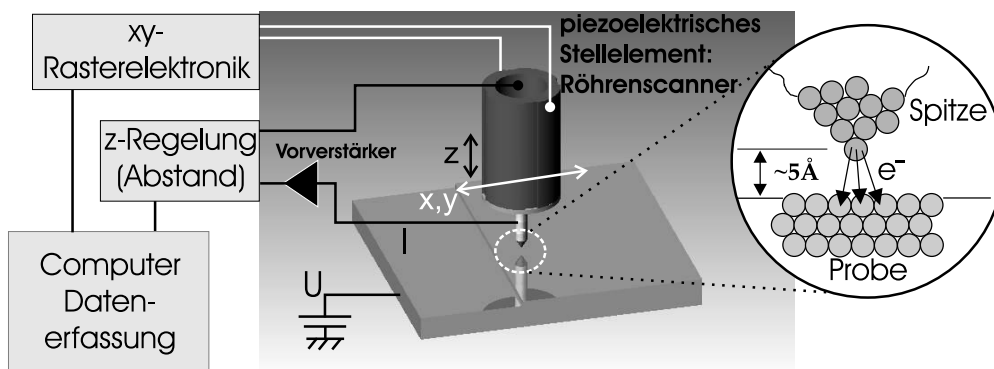
## *1 Einleitung*

## 2 Theorie der Rastertunnelmikroskopie und -spektroskopie

Dieses Kapitel stellt die für die vorliegende Arbeit nötigen Grundlagen der Rastertunnel-spektroskopie dar. Insbesondere geht Kapitel 2.4 auf die Energieauflösung der Methode ein, deren Steigerung bei tiefer Temperatur eine entscheidende Motivation zum in Kapitel 3 beschriebenen Aufbau einer 300 mK-Anlage war. Im letzten Kapitel werden die in Kapitel 4 und 5 benutzten Messmodi erläutert.

### 2.1 Prinzip des Rastertunnelmikroskops (RTM)

Abb. 2.1 zeigt die prinzipielle Funktionsweise eines Rastertunnelmikroskops (RTM). Zwischen einer feinen, elektrisch leitenden Spitze und der zu untersuchenden Probe wird eine Spannung  $U$  von der Größe einiger mV bis V angelegt. Bei Annäherung der Spitze bis auf wenige Å Abstand überlappen die elektronischen Wellenfunktionen von Spitze und Probe, und es fließt ein Tunnelstrom  $I$  von der Größenordnung einiger 10 pA bis einige nA.



**Abb. 2.1:** Prinzip des Rastertunnelmikroskops. Die Tunnelspannung  $U$  wird an die Probe angelegt und die Spitze bis auf wenige Å angenähert. Es fließt ein Tunnelstrom  $I$ . Mittels eines piezoelektrischen Stellelements wird die Spitze über die Probe gerastert und  $I$  durch Regelung der  $z$ -Position konstant gehalten.

Mit Hilfe eines piezoelektrischen Stellelements kann die Spitze mit sub-Ångström Genauigkeit in alle drei Raumrichtungen  $(x,y,z)$  bewegt werden. Die Spitze wird nun lateral über die Probenoberfläche  $(x,y)$  gerastert und der Tunnelstrom gemessen. Dabei wird ihre vertikale Position  $z$  mittels einer Regeleinheit so nachjustiert, dass ein vorgegebener Soll-Tunnelstrom konstant gehalten wird. Das sich daraus ergebende dreidimensionale Bild  $z(x,y)$  bezeichnet man als *Konstantstrombild*. Das Konstantstrombild gibt in erster Näherung die Topographie der Oberfläche wieder, weshalb der Konstantstrommodus auch als Topographiemodus bezeichnet wird.

Es zeigt sich (s. (2.12)), dass der Tunnelstrom exponentiell von der Breite  $z$  der Vakuumbarriere zwischen Spitze und Probe abhängt

$$I \propto \exp(-A\sqrt{\bar{\Phi}} z) \quad (2.1)$$

wobei  $A \approx 1 \text{ \AA}^{-1}(\text{eV})^{-1/2}$  und  $\bar{\Phi}$  die mittlere Barrierenhöhe zwischen den Elektroden ist, die von den beiden Austrittsarbeiten abhängt. Typischerweise ist  $\bar{\Phi}$  von der Größe einiger eV (s. Kap. 2.3). Damit ergibt sich bei Verringerung des Abstands  $z$  um nur  $1 \text{ \AA}$  ein Anstieg im Tunnelstrom um eine Größenordnung. Diese exponentielle Abstandsabhängigkeit macht eine extrem hohe vertikale Auflösung von einigen pm möglich. Außerdem führt sie dazu, dass der Tunnelstrom fast vollständig über das der Probe am nächsten liegende Spitzenatom fließt. Daher zeigt das RTM auch lateral eine sehr hohe Auflösung, sensitiv auf die Probenzustände im Bereich des vordersten Spitzenatoms. Um diese vertikale und laterale Auflösung zu optimieren ist jedoch ein hoher experimenteller Aufwand erforderlich (s. Kap. 3).

Der Tunnelstrom eines RTM lässt sich im Rahmen eines Modells von TERSOFF und HAMANN beschreiben. Insbesondere zeigt sich, dass im Konstantstrommodus Konturen konstanter, vom Fermi-niveau der Probe bis zum Fermi-niveau der Spitze integrierter Probenzustandsdichte am Ort der Spitze abgebildet werden. Dieser Zusammenhang wird im folgenden Kapitel erläutert.

## 2.2 Tersoff-Hamann-Modell

Ein dreidimensionales Modell zur Berechnung des Tunnelstroms, das 1983 von TERSOFF und HAMANN vorgeschlagen wurde [51, 52], hat sich zu einem Standardmodell für die Interpretation von RTM-Daten entwickelt (*TH-Modell*). Es basiert auf einer zeitabhängigen störungstheoretischen Behandlung des Tunnelstroms zwischen zwei planaren Elektroden nach BARDEEN von 1961 [53], die im Folgenden kurz vorgestellt wird.

Spitze (Index  $s$ ) und Probe (Index  $p$ ) werden dabei zunächst als entkoppelte Systeme betrachtet, deren elektronische Eigenfunktionen bekannt sind. Der durch die Wechselwirkung der Einzelsysteme ausgelöste Tunnelprozess wird als Übergang zwischen zwei Einteilchenzuständen des Gesamtsystems beschrieben, wobei sich die beiden Zustände durch den Transfer eines einzelnen Elektrons unterscheiden. Gleichzeitiges Tunneln mehrerer Elektronen wird nicht berücksichtigt. Von den zeitunabhängigen Schrödingergleichungen der beiden isolierten Systeme, die jeweils nur die Einzelpotentiale  $V^p(\vec{r})$  bzw.

$V^s(\vec{r})$  enthalten, seien Eigenzustände  $\psi_\mu^p$  bzw.  $\chi_\nu^s$  sowie Energieeigenwerte  $E_\mu^p$  bzw.  $E_\nu^s$  bekannt. Für  $t < 0$  befinde sich das Gesamtsystem in einem Eigenzustand der Probe  $\Psi(t < 0) = \psi_\mu^p$ . Zum Zeitpunkt  $t = 0$  werde nun das Störpotential der Spitze  $V^s(\vec{r})$  adiabatisch eingeschaltet. Die zeitliche Entwicklung des Einteilchenzustands  $\Psi(t)$  ist durch die zeitabhängige Schrödingergleichung des Gesamtsystems

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m_e} \Delta + V^p(\vec{r}) + V^s(\vec{r}) \right) \Psi(t) = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} \quad (2.2)$$

gegeben. Die Einteilchenwellenfunktion  $\Psi(t)$  wird nun nach Eigenzuständen der Spitze entwickelt:

$$\Psi(t) = \psi_\mu^p e^{-\frac{i}{\hbar} E_\mu^p t} + \sum_\nu c_\nu(t) \chi_\nu^s e^{-\frac{i}{\hbar} E_\nu^s t} \quad (2.3)$$

Dabei ist  $c_\nu(t) = 0$  für  $t \leq 0$ . Für  $t > 0$  ist  $|c_\nu(t)|^2$  gleich der Wahrscheinlichkeit, das System zum Zeitpunkt  $t$  im Eigenzustand  $\chi_\nu^s$  der Spitze anzufinden.

Setzt man den Ansatz (2.3) in die Schrödingergleichung (2.2) ein, so ergibt sich für die Übergangsraten  $\omega_{\mu\nu} = d(|c_\nu(t)|^2)/dt$  in erster Ordnung Störungstheorie nach Fermis „Goldener Regel“:

$$\omega_{\mu\nu}^{(1)} = \frac{2\pi}{\hbar} \delta(E_\nu^s - E_\mu^p) |M_{\mu\nu}|^2 \quad (2.4)$$

mit den sogenannten *Tunnelmatrixelementen*

$$M_{\mu\nu} = \int_{\Omega_S} (\chi_\nu^s)^* V^s \psi_\mu^p dV \quad (2.5)$$

wobei über das Spitzenvolumen  $\Omega_S$  integriert wird. Durch die Deltafunktion in (2.4) wird die Energieerhaltung während des Tunnelprozesses beschrieben. Inelastisches Tunneln wird daher nicht berücksichtigt.

Wird eine Spannung  $U$  zwischen Spitze und Probe angelegt, so verschieben sich die beiden Fermienergieebenen  $E_F^s$  und  $E_F^p$  gegeneinander und es fließt ein Tunnelstrom  $I$ . Dieser setzt sich aus den Übergangsraten zwischen allen möglichen besetzten Anfangszuständen in unbesetzte Endzustände zusammen und ist demnach gegeben durch

$$I = \frac{2\pi e}{\hbar} \sum_{\mu,\nu} (f(E_\nu^s)[1 - f(E_\mu^p + eU)] - f(E_\mu^p + eU)[1 - f(E_\nu^s)]) \cdot |M_{\mu\nu}|^2 \cdot \delta(E_\nu^s - E_\mu^p) \quad (2.6)$$

mit der Fermifunktion  $f(\epsilon) = (1 + \exp[\epsilon/k_B T])^{-1}$ .

Nach (2.5)-(2.6) ist prinzipiell eine quantitative Berechnung des Tunnelstroms möglich. Die Hauptschwierigkeit besteht jedoch darin, sinnvolle Annahmen über die Spitzenwellenfunktionen zu machen, die in die Tunnelmatrixelemente explizit eingehen. Im Experiment sind die tatsächliche atomare Spitzenkonfiguration und damit auch ihre elektronischen Zustände in der Regel unbekannt. Als einfaches Spitzenmodell wird nach TERSOFF

## 2 Theorie der Rastertunnelmikroskopie und -spektroskopie

und HAMANN daher zunächst ein sphärischer Potentialtopf mit effektivem Radius  $R$  und  $s$ -artiger elektronischer Wellenfunktion ( $l = 0$ ) angenommen (TH-Modell) [51, 52]. Aus dieser Annahme folgt für die Betragsquadrate der Tunnelmatrixelemente

$$|M_{\mu\nu}|^2 \propto |\psi_{\mu}^p(\vec{r}_0)|^2 \quad (2.7)$$

wobei  $\vec{r}_0$  die Position des Zentrums der sphärischen Spitze angibt. Setzt man diese Tunnelmatrixelemente in (2.6) ein und wandelt die Summen durch Einführung von elektronischer Probenzustandsdichte  $\rho^p(\vec{r}, E)$  und Spitzenzustandsdichte  $\rho^s(E)$  in Energieintegrale um, so ergibt sich für den Tunnelstrom unter der Annahme  $T = 0$  [1]:

$$I \propto \int_0^{eU} \rho^p(\vec{r}_0, E_F^p + \epsilon) \cdot \rho^s(E_F^s - eU + \epsilon) d\epsilon \quad (2.8)$$

Hierbei wurde

$$\rho^p(\vec{r}, E) = \sum_{\mu} \left( |\psi_{\mu}^p(\vec{r})|^2 \cdot \delta(E_{\mu}^p - E) \right), \quad \rho^s(E) = \sum_{\nu} \delta(E_{\nu}^s - E) \quad (2.9)$$

ausgenutzt. Nach dem TH-Modell werden also im Konstantstrommodus Konturen konstanter, über ein Energieintervall  $[E_F, E_F + eU]$  integrierter und an der Spitzenposition ausgewerteter Probenzustandsdichte abgebildet.

### 2.3 Rastertunnelspektroskopie (RTS)

In (2.8) geht die Probenzustandsdichte an der Position der Spitze ein. Diese ist keine intrinsische Eigenschaft der Probe, da sie durch die effektive Vakuumbarrierenhöhe zwischen Spitze und Probe, die sich mit Abstand und Spannung ändert, beeinflusst wird. Man ist jedoch an der intrinsischen Größe der lokalen Zustandsdichte an der Oberfläche interessiert. Daher wird  $\rho^p(\vec{r}_0, E)$  formal in die lokale elektronische Zustandsdichte der Oberfläche  $\rho^p(x, y, E)$  am Fußpunkt der Spitzenposition und einen abstands- und spannungsabhängigen Transmissionskoeffizienten  $T(\epsilon, U, z)$  zerlegt. Strenggenommen kann der Transmissionskoeffizient auch noch von der lateralen Position  $(x, y)$  abhängen. Die Vernachlässigbarkeit der  $(x, y)$ -Abhängigkeit muss im Experiment überprüft werden (s.u.). Für den Tunnelstrom folgt nach (2.8):

$$I \propto \int_0^{eU} \rho^p(x, y, E_F^p + \epsilon) \cdot \rho^s(E_F^s - eU + \epsilon) \cdot T(\epsilon, U, z) d\epsilon \quad (2.10)$$

Hierbei ist  $z$  die Breite der Vakuumbarriere. Der Tunnelstrom ist daher direkt verknüpft mit der lokalen Zustandsdichte der Probe  $\rho^p(x, y, E)$ , die im Folgenden auch mit  $LDOS$ <sup>1</sup>

---

<sup>1</sup>Local Density Of States

abgekürzt wird. Nach der WKB-Methode<sup>2</sup> lässt sich  $T(\epsilon, U, z)$  näherungsweise schreiben als [55]

$$T(\epsilon, U, z) \approx \exp \left( -2z \cdot \sqrt{\frac{2m_e}{\hbar^2} \left( \bar{\Phi} + eU/2 - \left( \epsilon - \hbar^2 k_{\parallel}^2 / 2m_e \right) \right)} \right) \quad (2.11)$$

mit der mittleren Austrittsarbeit von Spitze und Probe  $\bar{\Phi} = (\Phi^s + \Phi^p)/2$  und dem Elektronenwellenvektor  $k_{\parallel}$  parallel zur Oberfläche. Der Hauptbeitrag zum Tunnelstrom stammt also vom Zentrum der Oberflächen-Brillouinzone  $k_{\parallel} = 0$ . Setzt man (2.11) mit  $k_{\parallel} = 0$  in (2.10) ein, so folgt für kleine Spannungen  $eU \ll \bar{\Phi}$ <sup>3</sup>:

$$I \propto \exp \left( -2z \cdot \sqrt{\frac{2m_e}{\hbar^2} (\bar{\Phi} - e|U|/2)} \right) = \exp(-2\kappa z) \quad (2.12)$$

Man erhält also den schon in (2.1) eingeführten exponentiellen Abfall des Tunnelstroms mit wachsendem Abstand zwischen Spitze und Probe. Mittels (2.12) kann der Transmissionskoeffizient und insbesondere  $\bar{\Phi}$  experimentell durch Messung von  $I(U, z)$ -Kurven bestimmt werden. Für Metalle findet man üblicherweise  $\bar{\Phi} \approx 3 \text{ eV}$  [56, 57] und für Halbleiter  $1 - 2 \text{ eV}$  [58, 59], wobei die Werte wie erwartet von der Spitze abhängen.

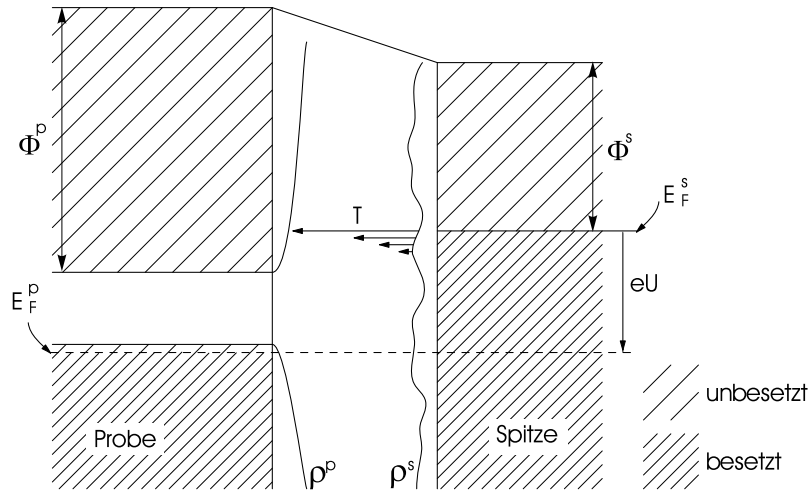
Abb. 2.2 veranschaulicht (2.10) am Beispiel eines entarteten p-Typ Halbleiters. Da der Transmissionskoeffizient für steigende Energien abfällt, stammt der Hauptbeitrag zum Tunnelstrom von Elektronen aus Zuständen an der Fermienergie der negativen Elektrode, die in unbesetzte Zustände der positiven Elektrode tunneln. Direkten Zugriff auf die LDOS hat man durch Messung der differentiellen Leitfähigkeit  $dI/dU$ . Aus (2.10) folgt nämlich durch Differenziation:

$$\begin{aligned} \frac{dI}{dU}(U, x, y) &\propto \rho^s(E_F) \cdot \rho^p(E_F + eU, x, y) \cdot T(eU, U, z) \\ &+ \int_0^{eU} \rho^s(\epsilon + E_F - eU) \cdot \rho^p(\epsilon + E_F, x, y) \cdot \frac{d}{dU} T(\epsilon, U, z) d\epsilon \\ &+ \int_0^{eU} \frac{d}{dU} \rho^s(\epsilon + E_F - eU) \cdot \rho^p(\epsilon + E_F, x, y) \cdot T(\epsilon, U, z) d\epsilon \end{aligned} \quad (2.13)$$

Die beiden Integralterme der rechten Seite sind für kleine Tunnelspannungen  $U \ll \bar{\Phi}$  gegen den ersten Term zu vernachlässigen. Eine quantitative Abschätzung für InAs-Probenmaterial zeigt, dass sie weniger als 10 % zu  $dI/dU$  beitragen, solange  $|U| \ll 200 \text{ mV}$  [60]. Dies ist bei den spektroskopischen Messungen in Kapitel 4 der Fall. Für die Spektroskopiekurven auf Co in Kapitel 5.4 wurde der untergeordnete Einfluss der Integralterme gesondert gezeigt. Daher werden in dieser Arbeit die Integralterme generell vernachlässigt.

<sup>2</sup>Wenzel-Kramers-Brillouin-Methode, s. z.B. [54].

<sup>3</sup>Für  $eU \ll \bar{\Phi}$  und  $\epsilon$  aus  $[0, eU]$  ist  $T(\epsilon, U, z)$  näherungsweise unabhängig von  $\epsilon$  und kann im Integral durch  $T(eU, U, z)$  ersetzt werden.



**Abb. 2.2:** Veranschaulichung von (2.10) an dem Energieschema des Systems aus Spitze und Probe für positive Probenspannung  $U$ , dargestellt an einer vollständig entarteten p-Typ Halbleiterprobe. Die Elektronen tunneln aus besetzten Zuständen der Spitze ( $\rho^s$ ) in unbesetzte Propenzustände ( $\rho^p$ ), wobei die Tunnelwahrscheinlichkeit (angedeutet durch die Pfeillänge) an der Fermienergie der negativen Elektrode am größten ist.

Man könnte folglich  $dI/dU(U,x,y)$  direkt mit der  $LDOS$  bei der entsprechenden Energie  $eU$  identifizieren, wenn  $z$  konstant gehalten würde und der Transmissionskoeffizient unabhängig von der lateralen Position  $(x,y)$  wäre. Bei dem üblichen Messmodus (s. Kap. 2.5) wird jedoch ein konstanter Stabilisierungsstrom anstelle eines konstanten Abstands vorgegeben, und  $z(x,y)$  kann sich von Punkt zu Punkt ändern. Diese Änderung wird kompensiert, wenn man  $z(x,y)$  (Topographie) gleichzeitig mit  $dI/dU(U,x,y)$  aufnimmt, und (2.13) mit einer nachträglich bei der entsprechenden Spannung gemessenen  $I(z)$ -Kurve (s. (2.12)) normiert:  $LDOS(E_F + eU,x,y) \propto dI/dU(U,x,y)/I(U,z(x,y))$  [60]. Da diese Normierung aufgrund der exponentiellen  $I(z)$ -Abhängigkeit zusätzliches Rauschen produziert, sollte sie nur dann vorgenommen werden, wenn die Korruptionen in  $dI/dU(x,y)$  so klein sind, dass sie maßgeblich durch das veränderliche  $z(x,y)$  beeinflusst werden. Bei den meisten in dieser Arbeit durchgeführten Messungen (Kap. 4) war eine solche Normierung nicht notwendig. Die verbleibende mögliche Ortsabhängigkeit des Transmissionskoeffizienten lässt sich schließlich direkt überprüfen, indem man  $I(z)$ -Kurven ortsabhängig aufnimmt. Dies wurde insbesondere im Fall der Halbleiter-Untersuchungen gemacht, und es sind keine lateralen Unterschiede auf der interessierenden Größenskala gefunden worden. Daraus folgt für die hier präsentierten Messungen:

$$LDOS(E_F + eU,x,y) = \rho^p(E_F + eU,x,y) \propto \frac{dI}{dU}(U,x,y) \quad (2.14)$$



### 2.3.1 Annahmen

Für die Herleitung von (2.13) wurden durch den Formalismus nach BARDEEN und im TH-Modell einige Annahmen gemacht, die kurz diskutiert werden sollen.

- Es wurde  $T = 0$  angenommen. Die Auswirkung einer endlichen Temperatur wird im nächsten Kapitel genauer diskutiert.
- Für den BARDEEN-Formalismus wurde implizit angenommen, dass durch Annäherung von Spitze und Probe die beiden Zustandsdichten ungestört bleiben. Für die hier benutzten Tunnelwiderstände von mehr als  $100 \text{ M}\Omega$  und entsprechend große Spitze-Probe-Abstände von mehreren  $\text{\AA}$  ist diese Annahme gut erfüllt [61]. Weiterhin wurde elastisches Tunneln unter Energieerhaltung vorausgesetzt. Inelastische Tunnelprozesse können durch Messung der zweiten Ableitung  $d^2I/dU^2$  nachgewiesen werden [62], sind jedoch sehr viel seltener als elastische Prozesse und können somit vernachlässigt werden.
- Im TH-Modell wird ein s-artiger Spitzenzustand vorausgesetzt. Eine weiterführende Theorie nach CHEN zeigt, dass bei Berücksichtigung von Spitzenzuständen mit höherer Drehimpulsquantenzahl die Elektronenwellenfunktionen im Tunnelmatrixelement (2.7) durch ihre höheren räumlichen Ableitungen nach durch die Symmetrie des Spitzenzustands vorgegebenen Richtungen ersetzt werden müssen [2, 63]. Die deshalb auch „derivative rule“ genannte Regel ermöglicht eine bessere Beschreibung der atomaren Korugationen. Für die hier durchgeführten spektroskopischen Messungen auf größerer Längenskala hat die Geometrie der Spitzenzustände jedoch untergeordneten Einfluss. Dies sieht man unmittelbar, wenn man z.B. einen  $p_z$ -artigen Spitzenzustand annimmt, für den sich anstelle (2.7)  $M_{\mu\nu} \propto \partial\psi_\mu^p(\vec{r}_0)/\partial z$  ergibt. Nimmt man vereinfachend an, dass alle Wellenfunktionen mit derselben Abklingkonstanten gemäß  $\psi_\mu^p(\vec{r}_0) \propto \exp(-\kappa z)$  ins Vakuum abfallen, was für genügend große Spitzenabstände häufig der Fall ist, so gilt nach (2.9)  $\rho^p(\vec{r}) \propto \exp(-2\kappa z)$ , und es wird  $\rho^p(\vec{r}_0)$  in (2.8) durch  $\partial\rho^p(\vec{r}_0)/\partial z \propto 2\kappa \cdot \rho^p(\vec{r}_0)$  ersetzt. Ein  $p_z$ -artiger Spitzenzustand führt daher lediglich zu einem weiteren numerischen Faktor in (2.13), wenn  $\kappa$  nicht von  $(x,y)$  abhängt. Dies wird jedoch experimentell durch die  $(x,y)$ -Unabhängigkeit der  $I(z)$ -Kurven nachgewiesen (s.o.). Analoges gilt für  $d_{z^2-r^2}$ -Zustände, nicht jedoch für Orbitale in  $(x,y)$ -Richtung. Da deren Wellenfunktionen aber massiv in  $z$ -Richtung abfallen, tragen sie nur geringfügig zum Tunnelstrom bei und können entsprechend vernachlässigt werden. Folglich gilt auch für andere Spitzenzustände die Proportionalität (2.14).
- Die Herleitung von (2.13) setzt voraus, dass die angelegte Spannung  $U$  ausschließlich über die Vakuumbarriere abfällt (s. Abb. 2.2). Während dies für metallische Proben der Fall ist, erwartet man für Halbleiter, dass ein großer Teil der Spannung schon im Halbleiter abfällt. In der Tat kann bereits eine ungleiche Austrittsarbeit von Spitze und halbleitender Probe bei  $U = 0$  zu einer Verbiegung der Bänder im Halbleiter führen, wodurch ein sogenannter *spitzeninduzierter Quantenpunkt* unter

der Spitze erzeugt wird. Dieser ist bei Spektroskopie auf der InAs(110)-Oberfläche anhand der entsprechenden diskreten Zustände unterhalb der Leitungsbandkante nachweisbar [64]. Bei der in Kapitel 4.7 für die Spektroskopie benutzten Spitze wurden jedoch keine derartigen Zustände beobachtet (s. Kap. 4.2.3), womit ein spitzeninduzierter Quantenpunkt bei  $U = 0$  ausgeschlossen werden kann. Trotzdem erwartet man für  $|U| > 0$  eine Beeinflussung des Potentials im Halbleiter, die für  $U > 0$  zu einem „up-bending“, d.h. zu einem „Antidot“-artigen Potential, und für  $U < 0$  zu einem „down-bending“ der Bänder, d.h. zu einem Quantenpunkt unterhalb der Spitze führt. Bei der Spektroskopie an adsorbatinduzierten zweidimensionalen Elektronensystemen (2DES) hat sich jedoch gezeigt, dass die durch Tunnelspektroskopie gemessenen Subbandenergien trotz spitzeninduzierter Bandverbiegung bei den ohne Einfluss der Spitze erwarteten Energien gefunden werden [42]. Die spitzeninduzierte Bandverbiegung spielt offenbar aufgrund ihrer Lokalität bei der Spektroskopie des ausgedehnten 2DES eine untergeordnete Rolle.

Schließlich sollen noch zwei Probleme bei der Identifizierung von  $dI/dU(U)$ -Spektren mit der Energieabhängigkeit der  $LDOS$  angesprochen werden. Erstens erwartet man vor allem für höhere Spannungen eine „Verschleierung“ der  $LDOS(E)$  durch den wachsenden Einfluss des Transmissionskoeffizienten. Es ist daher zu berücksichtigen, dass das  $dI/dU$ -Signal mit der Spannung stärker anwächst als die  $LDOS(E)$ . Da der Transmissionskoeffizient monoton mit  $U$  ansteigt, bleiben Peakstrukturen in der  $LDOS$  erhalten, können jedoch energetisch verschoben sein. Außerdem sind die Intensitäten von Peaks verschiedener Energien nicht direkt mit dem Verhältnis der  $LDOS$ -Intensitäten vergleichbar. Zweitens können Peakstrukturen in der Zustandsdichte der Spitze die  $dI/dU$ -Spektren beeinflussen. Relevante Spitzen-Zustände können jedoch teilweise durch Spektroskopie auf Oberflächen mit bekannt strukturlosen Zustandsdichten identifiziert und die entsprechenden Spitzen ausgesondert werden. Insbesondere ist aber eine Reproduzierbarkeit von Peakstrukturen mit verschiedenen Spitzen ein gutes Indiz dafür, dass echte Probeneigenschaften gemessen werden.

Zusammenfassend ist zu sagen, dass nach (2.14) durch Messung der differentiellen Leitfähigkeit mit dem Rastertunnelmikroskop die lokale elektronische Zustandsdichte an der Probenoberfläche ( $LDOS$ ) mit hoher Ortsauflösung direkt zugänglich ist. Die Ortsabhängigkeit der  $LDOS$  kann dabei in der Regel quantitativ vermessen werden, während die Energieabhängigkeit aufgrund der geschilderten Effekte häufig nur eingeschränkt quantitative Aussagen erlaubt.

### 2.4 Energieauflösung und Abbildung von Wellenfunktionen

Bei der Herleitung von (2.14) wurde  $T = 0$  angenommen. Die Berücksichtigung einer endlichen Temperatur durch die Fermifunktionen in (2.6) führt hingegen dazu, dass die Zustandsdichte nur mit endlicher Energieauflösung gemessen werden kann. Z. B. wird eine Deltafunktion in  $\rho^p(E)$  im  $dI/dU$ -Signal näherungsweise als Gaußpeak mit einer Halbwertsbreite von  $(\Delta E)_T \approx 3k_B T$  gemessen [50, 65]. Diese Breite entspricht der *ther-*

## 2.4 Energieauflösung und Abbildung von Wellenfunktionen

*mischen Energieauflösung.* Außerdem werden  $dI/dU(U)$ -Kurven üblicherweise mittels Lock-In-Technik gemessen, wobei zur angelegten Spannung  $U$  eine kleine Modulationsspannung  $U_{mod}$  (Effektivwert) addiert wird. Dies führt zu einer weiteren Verringerung der Energieauflösung auf  $\Delta E \approx 2.5eU_{mod}$  [66]. Die gesamte Energieauflösung unter Berücksichtigung beider Effekte ist demnach:

$$\Delta E \approx \sqrt{(3k_B T)^2 + (2.5eU_{mod})^2} \quad (2.15)$$

Für die thermische Energieauflösung ergibt sich 1 meV bei 4 K bzw.  $75 \mu\text{eV}$  bei 300 mK. Analog zu (2.9) bewirkt die endliche Energieauflösung, dass nicht nur Elektronenzustände mit einer diskreten Energie  $E$  zu  $dI/dU$  beitragen, sondern Einteilchen-Wellenfunktionen aus einem Energiefenster entsprechend der Energieauflösungsfunktion  $f(E, \Delta E)$  überlagert werden:

$$dI/dU(eU = E, x, y) \propto \sum_{E_\mu^p \text{ in } \Delta E} |\psi_\mu^p(x, y)|^2 \cdot f(E, \Delta E) \quad (2.16)$$

$f(E, \Delta E)$  ist dabei eine um  $E$  zentrierte, auf 1 normierte Funktion mit einer Halbwertsbreite entsprechend der Energieauflösung  $\Delta E$ . Sie ist funktional kompliziert, kann aber für die thermische Verbreiterung durch eine Gaußfunktion und für die Modulationsspannungsbedingte Verbreiterung durch eine  $\cos(\arcsin(U))$ -Funktion angenähert werden [50, 66].

Prinzipiell ist man daran interessiert, dass möglichst wenige Wellenfunktionen zu  $dI/dU$  beitragen. Dies erlaubt im Idealfall, die gemessene *LDOS* mit theoretischen Aussagen der Wellenfunktionsstatistik [23, 67] zu vergleichen, oder aber kritische Zustände an Quantenphasenübergängen zu identifizieren und zu analysieren (s. Kap. 4). Folglich ist eine hohe Energieauflösung gewünscht, die nach (2.15) entsprechend niedrige Temperaturen und Modulationsspannungen erfordert. Dies ist insbesondere dann entscheidend, wenn die Wellenfunktionen lateral ausgedehnt, und daher räumlich nicht zu trennen sind. In den in Kapitel 4 geschilderten Messungen tragen beispielsweise 30 Zustände zur *LDOS* eines Oberflächenbereiches von  $140 \cdot 140 \text{ nm}^2$  bei (s. Abb. 4.21). Bei einer thermischen Energieauflösung von  $75 \mu\text{eV}$  ( $T = 300 \text{ mK}$ ) würde dagegen weniger als ein Zustand zum  $dI/dU$ -Signal beitragen. Damit wäre die Abbildung einer einzelnen Wellenfunktion mit einer Lokalisierungslänge bis zu 150 nm möglich. Vergleiche mit Rechnungen zur Wellenfunktionsstatistik würden sinnvoll, und erlaubten eine experimentelle Überprüfung der entsprechenden fundamentalen Aussagen.

Um die thermische Energieauflösung  $(\Delta E)_T = 75 \mu\text{eV}$  annähernd zu erreichen, ist jedoch ein hoher experimenteller Aufwand erforderlich. Probe und Spitze müssen auf 300 mK abgekühlt werden und  $eU_{mod}$  muss nach (2.15) ebenfalls auf  $(\Delta E)_T$  reduziert werden. Die Reduktion von  $U_{mod}$  führt zu einer Verringerung des eigentlichen Messsignals relativ zum Störsignal, welches durch elektronisches und mechanisches Rauschen erzeugt wird. Daraus folgt, dass Störquellen soweit wie möglich eliminiert werden müssen. Um ein gutes  $dI/dU$ -Signal am Ausgang des Lock-In-Verstärkers zu erhalten, sind zwar alternativ große Zeitkonstanten  $\tau$  hilfreich. Jedoch kann  $\tau$  bei Spektroskopiefeldern nicht viel größer als 30 msec gewählt werden, da die Bildaufnahmezeit sonst die Standzeit des

$^3\text{He}$ -Systems von 3 Tagen übersteigen würde (s. Kap. 2.5). Um  $\tau$  nicht unpraktikabel lang zu wählen, sind daher eine gut abgeschirmte und rauscharme Messelektronik, sowie eine aufwendige Vibrationsisolation der Apparatur erforderlich (s. Kap. 3).

## 2.5 Messmodi

In der vorliegenden Arbeit wurden vier verschiedene Messmodi des RTM benutzt, die zu unterschiedlichen Abbildungen führen. Diese werden im Folgenden kurz erläutert. Im voraus ist anzumerken, dass in den Kapiteln mit den experimentellen Ergebnissen aus Gründen der Lesbarkeit nicht zwischen den Ausdrücken „ $dI/dU$ -Bild“, „Sprung- $dI/dU$ -Bild“ und „Spektroskopiefeld-Schnitt“ unterschieden wird, sondern nur „ $dI/dU$ -Bild“ benutzt wird. Die verschiedenen Messmodi sind jedoch durch die Angaben zu den Messparametern in den Abbildungsunterschriften eindeutig auseinanderzuhalten: Bei  $dI/dU$ -Bildern ist nur das Parametertripel  $(U, I, U_{\text{mod}})$  angegeben, während Sprung- $dI/dU$ -Bilder und Spektroskopiefeld-Schnitte durch eine Angabe der Form  $(U_{\text{stab}}, I_{\text{stab}}, U_{\text{mod}})$  sowie der benutzten Spannung  $U$  gekennzeichnet sind. Zwischen Sprung- $dI/dU$ -Bildern und Spektroskopiefeld-Schnitten wird aufgrund der nur technisch unterschiedlichen Messtechnik nicht unterschieden.

### 2.5.1 Konstantstrombilder

Im Konstantstrommodus wird beim  $(x, y)$ -Scanprozess bei angelegter Tunnelspannung  $U$  der Tunnelstrom  $I$  durch Regelung der vertikalen Spitzenposition  $z$  konstant gehalten. Durch  $z(x, y)$  werden nach Kapitel 2.2 Konturen konstanter, über ein Energieintervall  $[E_F, E_F + eU]$  integrierter, an der Spitzenposition ausgewerteter Probenzustandsdichte angegeben. Dies ist vor allem dann ausschlaggebend, wenn die Probenoberfläche wie im Falle von InAs(110) monoatomar flach ist. Unter der Oberfläche liegende Dotieratome erscheinen z.B. je nach Ladung als Erhebung oder Senke, obwohl in der Topographie keine Höhenänderungen vorliegen (s. Abb. 4.6). Bei größeren Höhendifferenzen von einigen Å wird jedoch die exponentielle Abstandsabhängigkeit des Tunnelstroms ausschlaggebend (s. (2.12)), und die Konstantstrombilder können näherungsweise mit der Topographie der Oberfläche identifiziert werden. Deshalb nennt man den Konstantstrom-Modus oft auch *Topographiemodus*.

### 2.5.2 $dI/dU$ -Bilder

Parallel zu  $z(x, y)$  kann in Konstantstrombildern das  $dI/dU$ -Signal bei der Tunnelspannung  $U$  mittels Lock-In-Technik aufgenommen werden. Dazu wird eine kleine Modulationsspannung mit Effektivwerten  $U_{\text{mod}} = 0.4 - 30 \text{ mV}$  und Frequenzen von einigen kHz zu  $U$  addiert, und der Tunnelstrom  $I$  als Eingangssignal auf den Lock-In-Verstärker gegeben. Da diese Frequenz höher als die Bandbreite des Regelkreises (ca. 1 kHz) ist, wird das Konstantstrombild nicht gestört. Das durch  $dI/dU(U)$  gegebene Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers ist dann nach (2.14) proportional zur LDOS bei der ent-

sprechenden Energie.  $dI/dU(U)$ -Bilder geben folglich die laterale Verteilung der *LDOS* bei  $E = E_F + eU$  wieder.

Nachteil dieser Messmethode ist erstens, dass  $dI/dU$ -Bilder zu verschiedenen Energien nicht bei derselben Spannung  $U$  stabilisiert werden. Aufgrund der resultierenden unterschiedlichen Spitze-Probe-Abstände sind sie nicht direkt miteinander vergleichbar. Zweitens lässt sich dieser Messmodus nicht anwenden, wenn die integrierte *LDOS* bei bestimmten Spannungen in Bereichen der Probenoberfläche verschwindet. Dann kann aufgrund des verschwindenden Stroms bei diesen Spannungen nicht stabilisiert werden. Dies ist z.B. für Halbleiter im Bereich der Bandlücke und stets bei  $U = 0$  mV der Fall. Hier müssen Spektroskopiefelder oder Sprung- $dI/dU$ -Bilder aufgenommen werden.

Allerdings haben  $dI/dU$ -Bilder den Vorteil, dass sie durch parallele Aufzeichnung während des Scanprozesses relativ schnell (typischerweise 10-180 min) und mit hoher Ortsauflösung aufgezeichnet werden können. Dieser Abbildungsmodus wurde für die Messungen an Metalloberflächen in Kapitel 5 gewählt.

### 2.5.3 Spektroskopiefelder

Um komplette  $dI/dU(U)$ -Kurven ortsauflöst zu messen, werden Spektroskopiefelder (auch „ $dI/dU$ -Felder“) aufgenommen. Der abzubildende Bereich wird dazu in ein Gitter von  $m \times n$  Punkten zerlegt. An jedem Gitterpunkt wird die Spitze bei vorgegebener Stabilisierungsspannung  $U_{\text{stab}}$  und Stabilisierungsstrom  $I_{\text{stab}}$  stabilisiert, der Regelkreis ausgeschaltet, und eine Spannungsrampe in einem vorgegebenen Spannungsintervall durchgeführt. Neben  $I(U, n, m)$  wird  $dI/dU(U, n, m)$  mittels Lock-In-Verstärker aufgezeichnet. Vorteil gegenüber  $dI/dU$ -Bildern ist neben der vollständigen spektroskopischen Information, dass die Stabilisierung für alle Spannungen bei konstantem  $(U_{\text{stab}}, I_{\text{stab}})$  vorgenommen wird. Folglich können „Schnitte“ aus Spektroskopiefeldern zu verschiedenen Spannungen  $U$ , die wiederum *LDOS*( $E_F + eU$ )-Bildern entsprechen, ohne Abstands-Normierung miteinander verglichen werden.

Die beiden offensichtlichen Vorteile werden jedoch mit einem erheblichen Zeitaufwand bezahlt. Begrenzend ist hierbei die Lock-In-Technik. Für ein rauscharmes  $dI/dU$ -Signal sind hohe Modulationsspannungen  $U_{\text{mod}}$  oder lange Mittelungszeiten  $\tau$  notwendig. Da  $U_{\text{mod}}$  nach (2.15) die Energieauflösung begrenzt und daher möglichst klein gewählt wird, ist zumeist  $\tau = 10 - 30$  msec erforderlich. Typischerweise werden  $dI/dU$ -Kurven mit 512 Spannungspunkten aufgenommen. Für jeden Spannungspunkt wird eine Zeit von ca.  $2\tau$  benötigt. Daher dauert eine Kurve 10-30 sec. Ein Spektroskopiefeld mit  $100 \times 100$  Punkten braucht also 1 bis 3 Tage, was bereits in der Größenordnung der Standzeit des Kryostaten liegt.

Dieser Messmodus wurde sowohl in Kapitel 4 als auch in Kapitel 5 benutzt, um komplette  $dI/dU$ -Kurven ortsauflöst zu erhalten.

#### 2.5.4 Sprung- $dI/dU$ -Bilder

Spektroskopiefelder mit mehr als  $100 \times 100$ -Punkten sind aufgrund des hohen Zeitaufwands unpraktikabel. Um  $LDOS$ -Bilder eines großen Bereichs von  $\geq 150 \times 150 \text{ nm}^2$  mit Auflösungen von 1 Punkt/ $\text{nm}^2$  aufzunehmen, werden stattdessen sogenannte Sprung- $dI/dU$ -Bilder benutzt. Die Aufnahmetechnik ist dieselbe wie bei Spektroskopiefeldern mit dem Unterschied, dass keine Spannungsrampe, sondern ein einzelner Spannungswert  $U$  angefahren und das dazugehörige  $dI/dU(U)$ -Signal aufgenommen wird. Typische Sprung- $dI/dU$ -Bilder mit  $200 \times 200$  Punkten dauern etwa 7 h.

Vorteil gegenüber den  $dI/dU$ -Bildern ist wie bereits erwähnt, dass Sprung- $dI/dU$ -Bilder zu verschiedenen  $U$  bei denselben Stabilisierungsparametern ( $U_{\text{stab}}, I_{\text{stab}}$ ) aufgenommen werden. Ferner können auch  $dI/dU$ -Bilder in Bereichen lokal verschwindender  $LDOS$  vermessen werden. Der Messmodus hat den Nachteil, dass keine Spektroskopiekurven zur Verfügung stehen. Dies kann dadurch kompensiert werden, indem man zunächst Spektroskopiefelder geringer Auflösung aufnimmt, um dann zu besonders interessanten Spannungen zusätzliche Sprung- $dI/dU$ -Bilder hoher Auflösung aufzunehmen. Dieser Abbildungsmodus wurde für die Untersuchung des 2DES in Kapitel 4 benutzt.

## 3 Aufbau einer 300 mK-Rastertunnelmikroskopie-Anlage

In diesem Kapitel wird eine Ultrahochvakuum-300 mK-Rastertunnelmikroskopie-Anlage mit 14 T-Magnet, die zusammen mit A. Wachowiak aufgebaut wurde, beschrieben. Die vor Auslieferung des Kryostaten der Firma Oxford Instruments [68] aufgebaute UHV-Anlage mit dem auf Raumtemperatur befindlichen Mikroskop wurde bereits erfolgreich für die in den Kapiteln 4 und 5 beschriebenen Raumtemperatur-Messungen genutzt. Nach Auslieferung des Kryostaten wurden erste Testmessungen bei 300 mK durchgeführt. Das folgende Kapitel gibt zunächst einen Überblick über bestehende Rastersonden-Mikroskopie-Anlagen mit Basistemperaturen unter 1 K und legt Schwierigkeiten bei der Kombination von tiefen Temperaturen, Ultrahochvakuum, hohen Magnetfeldern und Rastersondenmethoden dar. Kapitel 3.2 stellt das Konzept der aufgebauten Anlage vor.

### 3.1 Millikelvin-Rastertunnelmikroskopie-Anlagen: eine Übersicht

Obwohl heute, etwa 20 Jahre nach Entwicklung des Rastertunnelmikroskops (RTM) durch BINNIG und ROHRER (1981), die Methode der Rastertunnelmikroskopie, bzw. allgemeiner die der Rastersondenmikroskopie (RSM), in sehr vielen Arbeitsgruppen erfolgreich im Bereich von 4K betrieben wird [69,70], ist in der Literatur bisher nur von elf funktionierenden RTM-, SCM<sup>1</sup>- oder AFM<sup>2</sup>-Anlagen mit Basistemperaturen unter 1 K berichtet worden [26,71–80]. Bei diesen Anlagen sind die ausschließlich benutzten Kühlverfahren das <sup>3</sup>He-Verdampfungsverfahren und das <sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He-Verdünnungsverfahren. Prinzipiell liegt die erreichbare Basistemperatur des ersten Verfahrens bei etwa 240 mK, bei letzterem im Bereich von 5 mK [81]. Die sechs Anlagen, die das erste Verfahren benutzen, sind RTM- [26,71–73] oder SCM-Anlagen [74,75], und erreichen Basistemperaturen von etwa 300 mK. Von den fünf Anlagen, die das zweite Verfahren benutzen, ist eine eine AFM-Anlage mit einer Basistemperatur von 20 mK [76], die restlichen vier sind RTM-Anlagen mit Basistemperaturen im Bereich 50 mK [77–80]. Ein Hauptgrund für den langsamen Fortschritt in der Entwicklung von mK-RSM-Anlagen<sup>3</sup> ist die Schwierigkeit bei der Kombination von Rastersondenmethoden als extrem vibrationsanfälliger

---

<sup>1</sup>SCM: Rasterkapazitätsmikroskop

<sup>2</sup>AFM: Rasterkraftmikroskop

<sup>3</sup>Der erste <sup>3</sup>He-Verdampfungskryostat wurde bereits 1954 von ROBERTS und SYDORIAK zur Messung des Dampfdrucks und der spezifischen Wärme von <sup>3</sup>He gebaut [82]. Die erste experimentelle Realisation

### 3 Aufbau einer 300 mK-Rastertunnelmikroskopie-Anlage

Messmethode mit den für die Kühlmethode erforderlichen Pumpen. Die Vibrationsanfälligkeit wird zusätzlich durch eine hohe Güte von mechanischen Resonatoren bei tiefen Temperaturen verstärkt, die durch eine zu tiefen Temperaturen stark abnehmende innere Reibung der meisten Materialien bedingt ist. Außerdem ist durch die oft gewünschte Implementierung eines hohen Magnetfeldes, und der damit verbundenen kleinen Magnetbohrung, der Raum, in dem das RSM untergebracht werden muss, stark eingeschränkt, und es können nur unmagnetische Materialien verwendet werden. Von den oben aufgeführten Anlagen besitzen sieben die Möglichkeit, Magnetfelder an die Probe anzulegen, wobei die Maximalfelder je nach Anlage von 0.2-9 T variieren [71, 73, 74, 76, 77, 79]. Zur Zeit ist die einzige Anlage, die ein Feld größer 10 T erlaubt, die 300mK-14T-Anlage von KUGLER et al. [26].

Für die Vermeidung thermischer Drift während der Messung ist es erforderlich, dass sich ein gutes thermisches Gleichgewicht des gesamten Mikroskops und insbesondere der Probe und der Sonde mit dem Kühlreservoir einstellt. Die einfachste und zumeist praktizierte Lösung ist der Einbau des RSM's direkt in die Kryoflüssigkeit, was bei drei der 300 mK-RSM's [73–75], zwei der 50 mK-RTM's [77, 78] und dem 20 mK-AFM [76] gemacht wurde. Für quantitative Untersuchungen mittels Rastertunnelspektroskopie (RTS) sind jedoch atomar saubere Oberflächen unumgänglich. Die Probe muss sich dafür in der Regel in einem entsprechend guten Vakuum von  $p < 1 \cdot 10^{-10}$  mbar (Ultrahochvakuum, UHV) befinden. Tatsächlich sind bisher für in der Kryoflüssigkeit befindliche Proben keine hochauflösenden RTS-Messungen gezeigt worden. Also muss das RTM in einem von den Kryoflüssigkeiten abgekoppelten Vakuumbereich untergebracht sein. Zugute kommt einem bei der Erzeugung eines solchen UHV der Kryopumpeffekt, wodurch ein grobes Vorvakuum beim Einkühlen durch Adsorption des Restgases an kalten Flächen zu einem sehr reinen, sogenannten kryogenen UHV wird. Dies wird bei zwei der 300 mK-Anlagen [71, 72] und zwei der 50 mK-Anlagen [79, 80] ausgenutzt. Allerdings können bei dieser Vorgehensweise nur solche Probenoberflächen sauber untersucht werden, die bei tiefen Temperaturen präpariert, d.h. in der Regel gespalten werden. Alle anderen Probenoberflächen würden während des Abkühlens kontaminiert, da sie ebenfalls kalte Flächen darstellen und damit Gas adsorbieren. Bei der in Berkeley (USA) befindlichen  $^3\text{He}$ -Verdampfungskryostat-Anlage mit 7T-Magnet von PAN et al. [71] werden die zu untersuchenden Einkristalloberflächen im kryogenen UHV durch Spalten von Volumeneinkristallen erzeugt und die RTM-Spitzen ebenfalls bei tiefen Temperaturen präpariert, so dass extrem saubere Messungen möglich sind [10, 11].

Viele physikalisch interessante Strukturen erfordern jedoch aufwändigere Präparationschritte wie Molekularstrahlepitaxie (MBE), Ionensputtern oder Tempern, die ebenfalls im UHV durchgeführt werden. Beispiele sind das in der Einleitung aufgeführte adsorbat-induzierte 2DES oder Ferromagnet-Halbleiter-Hybridsysteme. Solche Strukturen können nur dann sinnvoll untersucht werden, wenn die Probe auf dem gesamten Weg von Präparation bis zur Untersuchung mittels RTS im UHV verbleibt. Die einzige funktionierende RSM-Anlage, bei der dies zur Zeit möglich ist, ist das in Genf befindliche, in einen  $^3\text{He}$ -

---

eines Verdünnungskryostaten gelang 1965 DAS, DEBRUYN OUBOTER und TACONIS, wobei die erreichte Endtemperatur jedoch zunächst noch bei 0.22 K lag [81].



Verdampfungskryostaten mit 14T-Magnet integrierte RTM von KUGLER et al. [26]. Bei dieser Anlage kann das RTM ohne Verlassen des UHV vom Tieftemperaturbereich in eine Raumtemperatur-UHV-Anlage abgesenkt werden, um Proben auszutauschen und zu präparieren. Einige ähnliche Anlagen sind zur Zeit im Aufbau, meines Wissens aber noch nicht funktionsfähig. Das Konzept der in Tokyo im Aufbau befindlichen  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungskryostat-UHV-Anlage mit 6T-Magnet von MATSUI et al. wurde jedoch bereits publiziert [83].

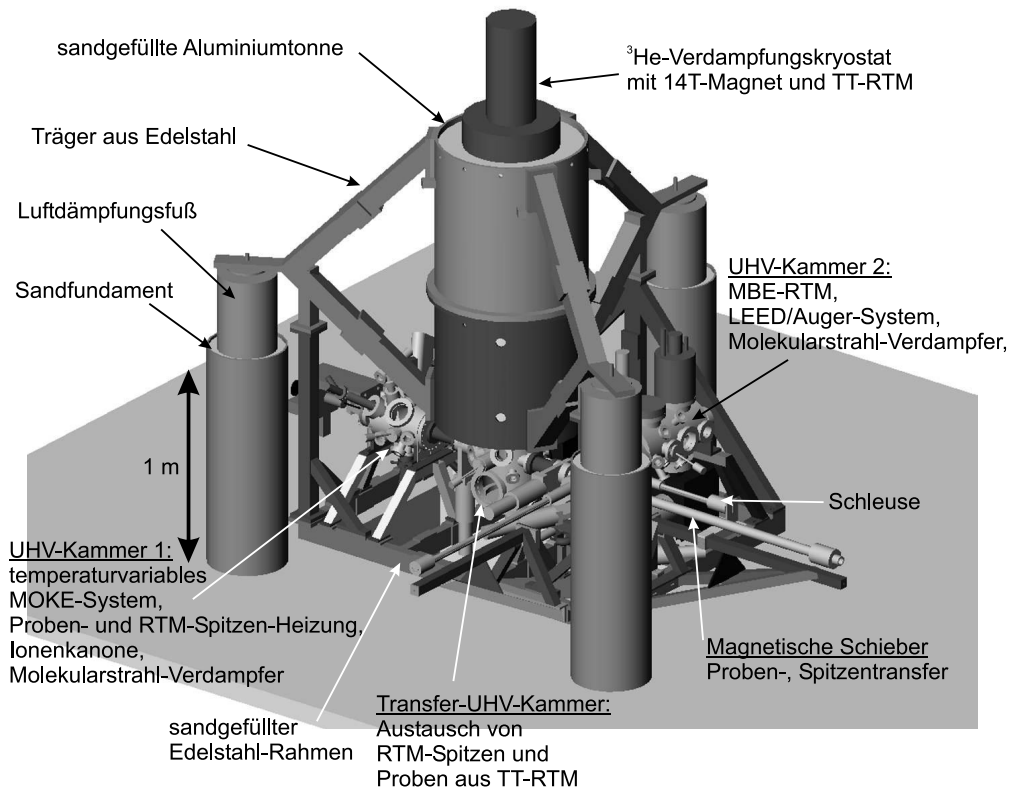
## 3.2 Gesamtkonzept der aufgebauten Anlage

Ein verbleibendes Manko der Genfer Anlage ist, dass der Bereich, in dem sich das RTM befindet, nicht ausgeheizt werden kann. Daher ist zu befürchten, dass beim Absenken des RTM auf den beweglichen Teilen adsorbiertes Restgas abgelöst wird und sich auf der Probe niederschlägt. Typischerweise erhöht sich der Kammerdruck beim Bewegen von Teilen um ca. 1-2 Größenordnungen, wobei der Druckanstieg unter anderem von der Belegung der reibenden Teile mit Adsorbaten abhängt. Bei der in dieser Arbeit aufgebauten, dem Genfer System ähnlichen Anlage, wurde deshalb das gesamte  $^3\text{He}$ -System einschließlich RTM aus bis  $150^\circ\text{C}$  ausheizbaren, UHV-kompatiblen Materialien konstruiert und eine Möglichkeit implementiert, auch den Tieftemperaturbereich auszuheizen. Dies schränkt die für Kryostat und RTM verwendbaren Materialien auf solche mit niedrigem Dampfdruck ein.

Weitere Materialeinschränkungen ergeben sich durch folgende Anforderungen: Die Materialien, welche die thermische Ankopplung zwischen Kryostat und RTM-Probe bzw. -Spitze herstellen, sollten sehr gute thermische Leitfähigkeiten aufweisen, um die gewünschte Basistemperatur zu erreichen. Bei einigen für das RTM verwendeten Materialkombinationen ist auf eine ähnliche Wärmeausdehnung zu achten, da sich durch die Temperaturdifferenz zwischen Raumtemperatur (RT) und 300 mK mechanische Verspannungen zwischen Materialien mit stark unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten aufbauen können. Weiterhin sollten aufgrund der zu erwartenden Störsignale keine Materialien verwendet werden, die bei 300 mK supraleitend sind. Schließlich ergibt sich durch die gewünschte Implementierung eines 14 T-Magneten eine Einschränkung auf unmagnetische Materialien. Die für das hohe Magnetfeld erforderliche kleine Magnetbohrung von etwa 80 mm führt zusätzlich zu einem stark eingeschränkten Bereich, in dem UHV-Einsatz inklusive  $^3\text{He}$ -System und RTM untergebracht sind. Das RTM muss daher sehr kompakt konstruiert sein. Die wenigen Materialien, die diesen Anforderungen genügen, sollten trotzdem noch einigermaßen gut mittels Drehen und Fräsen bearbeitbar sein, um die größtenteils feinmechanischen Bauteile herstellen zu können.

Obige Übersicht zeigt, dass die Kombination von RSM, mK-Temperaturen, UHV und hohen Magnetfeldern eine große Herausforderung darstellt. Bei der in dieser Arbeit aufgebauten RTM-Anlage wurden die geschilderten Schwierigkeiten auf folgende Weise gelöst:

### 3 Aufbau einer 300 mK-Rastertunnelmikroskopie-Anlage



**Abb. 3.1:** 3-dimensionale CAD-Zeichnung der aufgebauten Anlage. Das Tieftemperatur-RTM ist in einem  $^3\text{He}$ -Verdampfungskryostat mit 14T-Magnet untergebracht. Durch eine an den Bodenflansch angekoppelte UHV-Kammer (Transferkammer) können Proben und RTM-Spitzen in die beiden UHV-Seitenkammern transferiert werden, welche Standardmethoden zur Präparation von RTM-Proben und -Spitzen und zur Charakterisierung der Probenoberfläche enthalten.

- Die intrinsischen Vibrationen des  $^3\text{He}$ -Verdampfungskryostaten sind durch Verwendung einer vibrationslosen  $^3\text{He}$ -Adsorptionspumpe so weit wie möglich reduziert.
- Das RTM ist sehr kompakt und rigide konstruiert und damit wenig anfällig gegen Vibrationen. Dies macht die Verwendung einer internen Dämpfungsstufe überflüssig, wie es sich auch bei einigen der oben vorgestellten Anlagen gezeigt hat [71, 78].
- Um von außen in den Kryostat eingekoppelte Vibrationen zu minimieren, wurde ein ausgefeiltes externes Dämpfungssystem konstruiert.

Abb. 3.1 zeigt eine Übersicht über die aufgebaute Anlage. Herzstück ist ein  $^3\text{He}$ -Verdampfungskryostat mit 14T-Magnet der Firma Oxford Instruments [68], in dessen

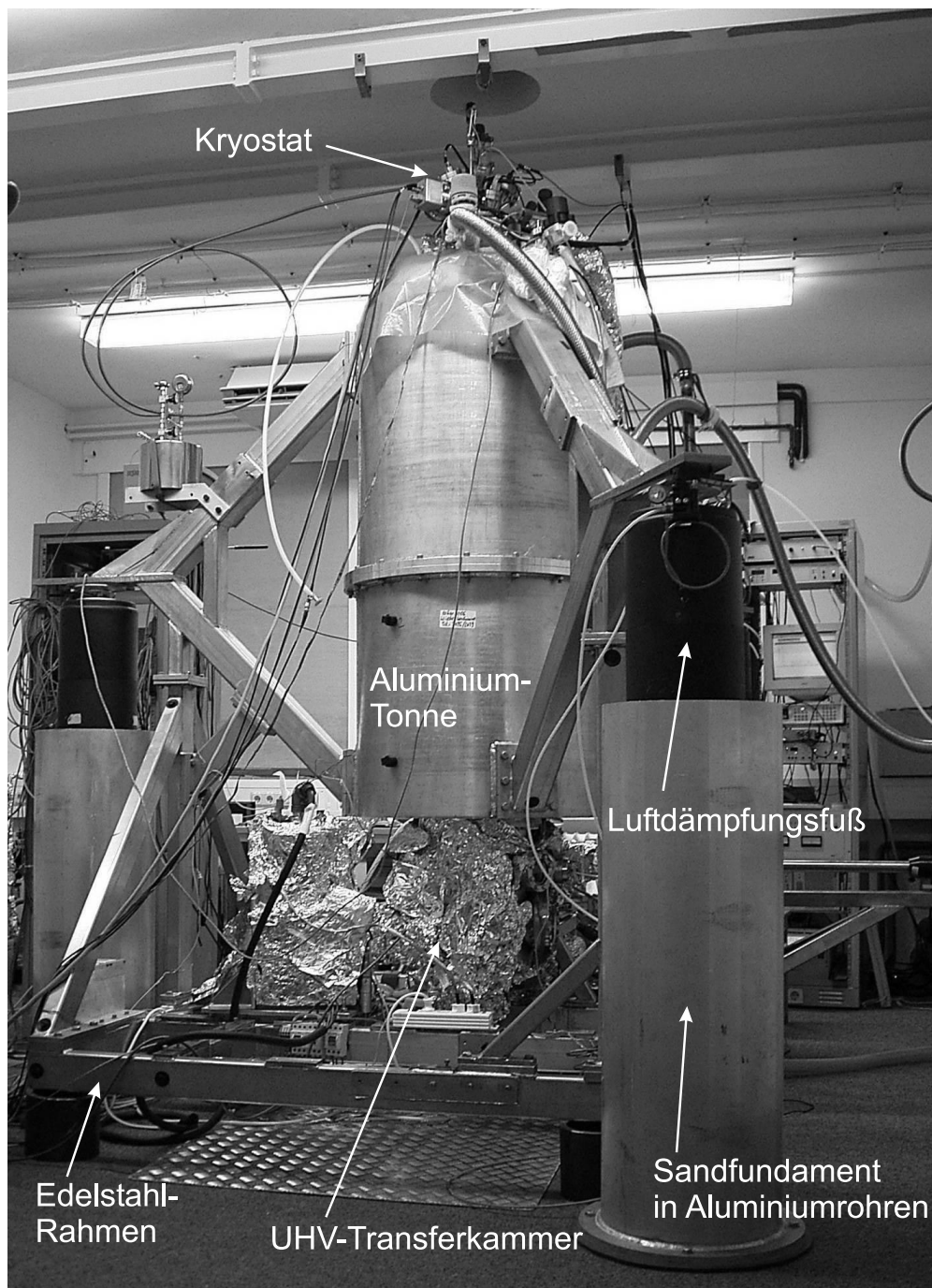
UHV-Bereich sich das Tieftemperatur-Rastertunnelmikroskop (TT-RTM) befindet. Das TT-RTM kann innerhalb des UHV von der Messposition im Kryostaten in die darunter angekoppelte UHV-Kammer (Transferkammer) abgesenkt werden. Dort können RTM-Proben, und auch RTM-Spitzen ausgetauscht und innerhalb eines 3-Kammer-UHV-Systems zwecks Präparation und Charakterisierung transferiert werden. Abb. 3.2 zeigt ein Foto der Anlage.

Das folgende Kapitel beschreibt zunächst das externe Dämpfungssystem. In Kapitel 3.4 wird der Kryostat im Detail beschrieben. Testergebnisse der Temperaturstabilität, Basistemperatur, sowie Standzeit und Basisdruck des ausgeheizten Kryostaten mit eingebautem RTM sind in Kapitel 3.4.2 zusammengefasst. Kapitel 3.5 beschreibt das TT-RTM und erste Testmessungen an InAs(110) bei 300 mK. Schließlich wird in Kapitel 3.6 das UHV-System der Anlage näher beschrieben. Insbesondere wird genauer auf die temperaturvariable Apparatur zur Messung der magnetischen Eigenschaften von dünnen Schichten eingegangen, und es werden erste Testmessungen an einer Monolage Fe auf W(110) vorgestellt.

### 3.3 Externe Vibrationsisolation

Um der in Kapitel 2.4 beschriebenen, angestrebten thermischen Energieauflösung möglichst nahe zu kommen, muss dafür gesorgt werden, dass von außen eingestreuete Vibrationen von Kryostat und TT-RTM möglichst effektiv abgekoppelt werden. Außerdem sollte die gesamte Anlage mechanisch so stabil konstruiert sein, dass die intrinsischen Resonanzen schwer anregbar sind. Dies wurde durch das von A. Wachowiak konstruierte Gestell folgendermaßen gelöst [50]: Zunächst befindet sich die Anlage im Kellergeschoss und steht auf einem stabilen Fundament, dass durch externe Vibrationen kaum angeregt wird. Der Kryostat ist über ein dreistufiges Dämpfungssystem vom Kellerfundament abgekoppelt (siehe Abb. 3.1). Erstens ist er in einer Aluminiumtonne in Sand gelagert, wodurch Anregungen von außen abgedämpft werden. Mit einer Lagerung des Kryostaten in Sand wurden bereits in [69] sehr gute Erfahrungen gemacht. Die Verwendung von unmagnetischem Aluminium anstelle von stabilerem Edelstahl für die Tonne ist wegen des Streufelds des Magneten von etwa 50 mT an dieser Stelle sinnvoll. Die geringere Stabilität des Aluminium wird durch eine entsprechende Wanddicke von 15 mm ausgeglichen. Zweitens ruhen die drei stabilen sandgefüllten Edelstahlträger, welche die Aluminiumtonne halten, ihrerseits auf Luftdämpfungsfüßen. Letztere haben eine Resonanzfrequenz von etwa 1 Hz und dämpfen daher oberhalb einiger Hertz die verbleibenden, durch das Fundament eingekoppelten Vibrationen. Drittens sind die Luftdämpfungsfüße auf einer etwa 1 m hohen Sandsäule in Aluminiumrohren gelagert, wodurch die Anlage ein eigenes, vom Kellergeschoss abgekoppeltes Sand-Fundament besitzt. Der durch die Sandsäule erzeugte höhere Auflagepunkt der Anlage auf den Luftdämpfungsfüßen bewirkt außerdem, dass der Drehpunkt oberhalb des Schwerpunkts der Anlage liegt und damit ein stabiles Gleichgewicht des Dämpfungssystems entsteht. Das gesamte Gestell wurde in Kooperation mit E. Gross (TU-Harburg) entwickelt, und zum Teil durch finite-Elemente-Rechnungen analysiert, sodass eine geringe Anzahl von Verstrebungen optimiert auf die

### 3 Aufbau einer 300 mK-Rastertunnelmikroskopie-Anlage



**Abb. 3.2:** Foto der aufgebauten Anlage in der Testphase. Man erkennt den oberen Teil des in der Aluminiumtonne untergebrachten Kryostaten. Unten ist die an den Bodenflansch des Kryostaten angekoppelte Transfer-UHV-Kammer sichtbar. Das restliche UHV-System ist nicht zu sehen, da es für die Implementierung des Kryostaten abgebaut wurde. Es war jedoch vor Auslieferung des Kryostaten bereits vollständig betriebsbereit, und kann leicht wieder ergänzt werden. Die gesamte Anlage ruht auf drei Luftdämpfungsfüßen, die in einem Sandfundament in drei Aluminiumrohren lagern.

Reduktion von Eigenschwingungen verwandt werden konnte.

Die beiden UHV-Kammern 1 und 2 lagern auf einem stabilen, ebenfalls sandgefüllten Edelstahlrahmen, der an den Edelstahlträgern befestigt ist. Sie sind über flexible Faltenbälge von der Transfer-UHV-Kammer, die direkt am Kryostat-Bodenflansch hängt, abgekoppelt. Dadurch wird von den UHV-Kammern in den Kryostaten eingestreuter Körperschall reduziert. Die gesamte Anlage hat ein Gewicht von ungefähr 2.5 t, wobei der Kryostat alleine 500 kg ausmacht.

Die Lagerung des Kryostaten in einem Sandbad ist technisch nicht einfach durchzuführen, da die Transfer-UHV-Kammer von unten an den Kryostat angeflanscht wird. In Abb. 3.3 sieht man, wie dieses Problem gelöst wurde: Die Bodenplatte der Aluminiumtonne hat in der Mitte eine kreisförmige Aussparung, durch die der Bodenflansch des Kryostaten frei zugänglich ist. Durch einen Gummiring am Rand der Aussparung wird verhindert, dass der Sand nach unten auslaufen kann. Der Gummiring ist andererseits so flexibel, dass die Kryostatbodenplatte im wesentlichen durch den Sand getragen wird. Die mechanische Stabilität der Anlage ergibt sich einerseits durch das hohe Gesamtgewicht. Andererseits ist die Anlage trotz Größe des UHV-Systems relativ kompakt konstruiert, was durch möglichst kurze Transferwege zwischen den UHV-Kammern erzielt wurde. Schließlich wurden sehr stabile Edelstahl-Hohlprofile für das Gestell verwendet, die mit Sand gefüllt sind, wodurch im Metall propagierender Schall zusätzlich gedämpft wird.

Beim Test des Kryostaten hat sich gezeigt, dass eine Basistemperatur von 315 mK auch ohne eine zunächst für die 1 K-Stufe vorgesehene Drehschieberpumpe für 30 h stabil bleibt, wobei ausschließlich eine vibrationslose  $^3\text{He}$ -Sorptionspumpe verwendet wird (s. Kap. 3.4.2). Für längere Standzeiten von bis zu 130 h und während des Betriebs der Anlage bei dem maximalen Feld von 14 T wird jedoch eine Drehschieberpumpe für die 1 K-Stufe bzw. eine Drehschieberpumpe für die Lambda-Stufe benötigt (s. Kap. 3.4). Die dadurch hervorgerufenen Störeinkopplungen werden reduziert, indem die Pumpen in einem benachbarten Raum untergebracht sind, und alle Pumpleitungen zunächst einbetoniert durch die Wand und dann durch einen Sandkanal verlaufen.

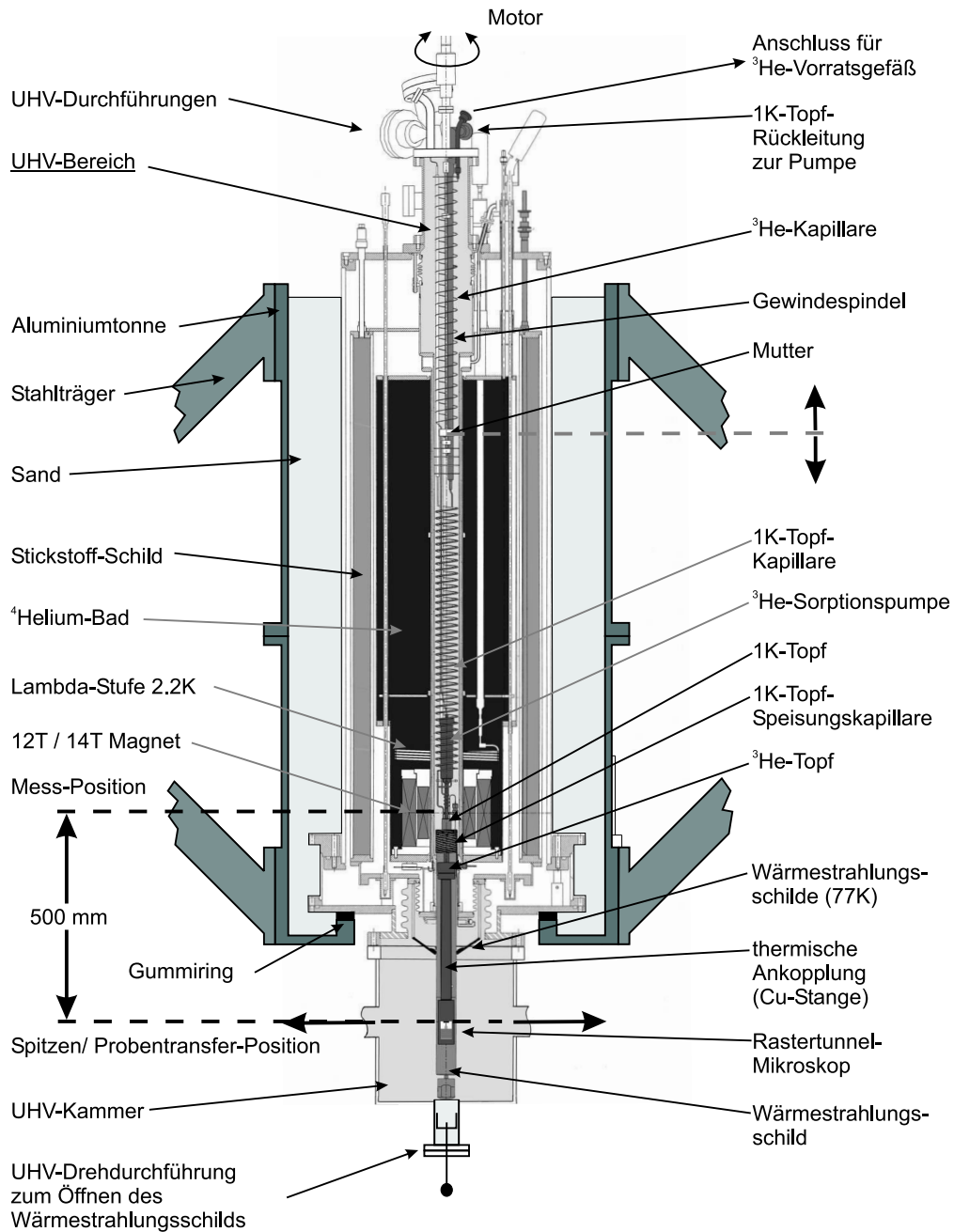
Für eine zukünftige, die gesamte Anlage umgebende akustische Abschirmkammer als weitere Dämpfungsmaßnahme gegen akustischen Schall ist noch genügend Raum vorhanden.

## 3.4 Der $^3\text{He}$ -Verdampfungskryostat

Während durch Pumpen an der Oberfläche von flüssigem  $^4\text{He}$  normalerweise Temperaturen von minimal 1.3 K möglich sind, erreicht man mittels flüssigem  $^3\text{He}$  aufgrund des bei 0.5 K 1000 mal höheren Dampfdrucks mit moderatem Aufwand bereits etwa 250 mK [81]. Auf der Verdampfungskühlung von  $^3\text{He}$  beruht auch das Prinzip des hier verwendeten Kryostaten der Firma Oxford Instruments [68] mit einem geschlossenen  $^3\text{He}$ -System und einer  $^4\text{He}$ -betriebenen 1 K-Stufe zur Vorkühlung auf ca. 1.3 K.

Abb. 3.3 zeigt eine Schnittansicht des Kryostaten. Von außen nach innen gehend erkennt man einen mit flüssigem Stickstoff (56 l LN<sub>2</sub>) gefüllten Wärmestrahlungsschild,

### 3 Aufbau einer 300 mK-Rastertunnelmikroskopie-Anlage



**Abb. 3.3:**  $^3\text{He}$ -Verdampfungskryostat mit supraleitendem 12 T/14 T-Magnet. Das mit UHV-Bereich gekennzeichnete Innere des Kryostaten enthält das  $^3\text{He}$ -System mit dem über eine thermische Ankopplung an den  $^3\text{He}$ -Topf angekoppelten RTM. Dieser Bereich ist durch einen heißen Gasstrom in der Dreifachwand des UHV-Einsatzes ausheizbar und damit selbst bei Raumtemperatur UHV-kompatibel. Das gesamte  $^3\text{He}$ -System hängt an einer Mutter und kann durch Drehen der Spindel mittels eines Motors von der Messposition in die UHV-Kammer abgesenkt werden (dargestellte Position). Dadurch sind sowohl RTM- Spitzen als auch -Proben in situ austauschbar. Ferner erkennt man die Lagerung des Kryostaten in der Sandtonne zur Dämpfung von eingestreuten Vibrationen.

das  $^4\text{He}$ -Bad (771 LHe) mit dem supraleitendem Magneten und den UHV-Bereich mit dem geschlossenen  $^3\text{He}$ -System.  $\text{LN}_2$ -Dewar und LHe-Dewar dienen der Vorkühlung auf 77 K bzw. 4 K. Im Isolationsvakuumbereich (weiß) sind zur zusätzlichen Wärmestrahlungsisolierung des  $^4\text{He}$ -Bades mehrere Schichten superisolierender Folie untergebracht. Das geschlossene  $^3\text{He}$ -System besteht aus einem  $^3\text{He}$ -Topf, der über eine Pumpleitung mit einer Kohlenstoffpartikel-Sorptions-Pumpe verbunden ist. Das RTM ist über eine thermische Ankopplung am  $^3\text{He}$ -Topf befestigt (siehe Kapitel 3.4.1). Dieses gesamte System befindet sich im ausheizbaren UHV-Rohr des Kryostaten, das direkt mit der an den Bodenflansch angekoppelten UHV-Kammer (Transferkammer) verbunden ist.

Das  $^3\text{He}$ -System kann über eine Mutter, die auf einer Gewindespindel sitzt, mittels eines Motors von der Messposition im Zentrum des Magneten etwa 500 mm in die Transferkammer abgesenkt werden (Position in Abb. 3.3). Dabei werden die am Boden des Kryostaten befindlichen Wärmestrahlungsschilde (77 K), die die Raumtemperaturstrahlung aus der Transferkammer abschirmen, aufgeklappt. Mit einer UHV-Drehschiebedurchführung wird im Wärmestrahlungsschild, welches das  $^3\text{He}$ -System umgibt, ein Fenster geöffnet. So können in situ mittels eines UHV-Greifens (Wobblestick) Proben und Spitzen aus dem RTM entnommen werden, um in den benachbarten UHV-Kammern präpariert bzw. modifiziert zu werden.

Die vertikale Bewegung des  $^3\text{He}$ -Systems wird dadurch ermöglicht, dass die für 1 K-Topf und  $^3\text{He}$ -System notwendigen Kapillar-Zuleitungen zu flexiblen Spiralen geformt sind. In Transferposition (Abb. 3.3) ist  $^3\text{He}$ -Kapillare und 1 K-Topf-Kapillare gestreckt, während die 1 K-Topf-Speisungskapillare gestaucht ist. Umgekehrt sind in Messposition (Abb. 3.4)  $^3\text{He}$ -Kapillare und 1 K-Topf-Kapillare gestaucht, während die 1 K-Topf-Speisungskapillare gestreckt ist. Sämtliche Kabel, die für Diagnostik des  $^3\text{He}$ -Systems und für das RTM benötigt werden, verlaufen von den UHV-Durchführungen am Deckel flansch des Kryostaten parallel zur 1 K-Topf-Kapillare, und werden daher mitbewegt.

Der supraleitende Magnet erreicht ein Feld von 12 T in der Längsachse des Kryostaten, d.h. senkrecht zur Probenebene. Bei zusätzlicher Kühlung auf 2.2 K durch Pumpen an einer Lambda-Stufe sind Magnetfelder bis 14 T möglich.

Die Vorkühlung des Kryostaten auf 4 K wird ähnlich wie bei konventionellen  $^4\text{He}$ -Badkryostat-Systemen vorgenommen und soll hier nicht näher erläutert werden. Eine Besonderheit ist jedoch, dass der UHV-Einsatz durch Füllen des 1 K-Topfes sowie der Kühlrohre in der Dreifachwand des UHV-Einsatzes mit  $^4\text{He}$  aus dem Bad vorgekühlt werden muss. Im Folgenden wird angenommen, dass sich das gesamte System bereits auf 4 K befindet. Im nächsten Kapitel wird das für die Kühlung auf 300 mK erforderliche  $^3\text{He}$ -System näher beschrieben.

#### 3.4.1 $^3\text{He}$ -System

Abb. 3.4 zeigt das Herzstück des Kryostaten, das geschlossene  $^3\text{He}$ -System. Es besteht aus einem  $^3\text{He}$ -Topf, der über einen flexiblen Faltenbalg und eine Pumpleitung mit der Aktivkohle-Sorptionspumpe verbunden ist. Der dünnwandige Faltenbalg aus VA-Stahl wirkt dabei als Wärmeisolator. Die Pumpleitung ist oberhalb des Faltenbalgs thermisch

### 3 Aufbau einer 300 mK-Rastertunnelmikroskopie-Anlage

an den 1 K-Topf angekoppelt, an dem wiederum ein Gegenkonus und ein Wärmestrahlungsschild befestigt sind. Das RTM ist über einen Cu-Stab mit dem  $^3\text{He}$ -Topf thermisch verbunden. Außerhalb des Kryostaten befindet sich lediglich ein Vorratsgefäß des  $^3\text{He}$ -Systems, mit dem die Sorptionspumpe über eine Kapillare und ein Ventil verbunden werden kann, um das Gas aus dem Kryostaten zu entnehmen. Im normalen Betrieb ist das Vorratsgefäß jedoch über das Ventil abgekoppelt und sämtliches  $^3\text{He}$  befindet sich im Kryostat. Die Sorptionspumpe wirkt abhängig von ihrer Temperatur als Pumpe und nimmt  $^3\text{He}$ -Gas auf ( $T < 7\text{ K}$ ), oder gibt es wieder an das System ab ( $T > 7\text{ K}$ ). Das gesamte  $^3\text{He}$ -System enthält etwa 3 l Gas bei einem Absolutdruck von 750 mbar (RT).

#### Funktionsweise des $^3\text{He}$ -Systems

Zum Einkondensieren des  $^3\text{He}$  wird der 1 K-Topf über die Speisungskapillare mit flüssigem  $^4\text{He}$  gefüllt, wobei der Zustrom aus dem  $^4\text{He}$ -Bad über ein Nadelventil reguliert werden kann. Pumpen an der 1 K-Topf-Kapillare kühlt den 1 K-Topf auf etwa 1.5 K. Dies kühlt gleichzeitig den thermisch angekoppelten Gegenkonus und die Pumpleitung des  $^3\text{He}$ -Systems. Wird nun die Sorptionspumpe auf 40 K geheizt, erhöht sich der Absolutdruck im  $^3\text{He}$ -System auf  $>3$  bar, der Faltenbalg dehnt sich aus und presst den Konus des  $^3\text{He}$ -Topfes auf den Gegenkonus. Damit sinkt die Temperatur von  $^3\text{He}$ -Topf und RTM auf 1.5 K und das Gas wird in den Topf einkondensiert. Bei einem Druck von etwa 100 mbar im System ist der Einkondensationsprozess beendet, der Faltenbalg zieht sich zusammen, und  $^3\text{He}$ -Topf sowie RTM sind thermisch isoliert.

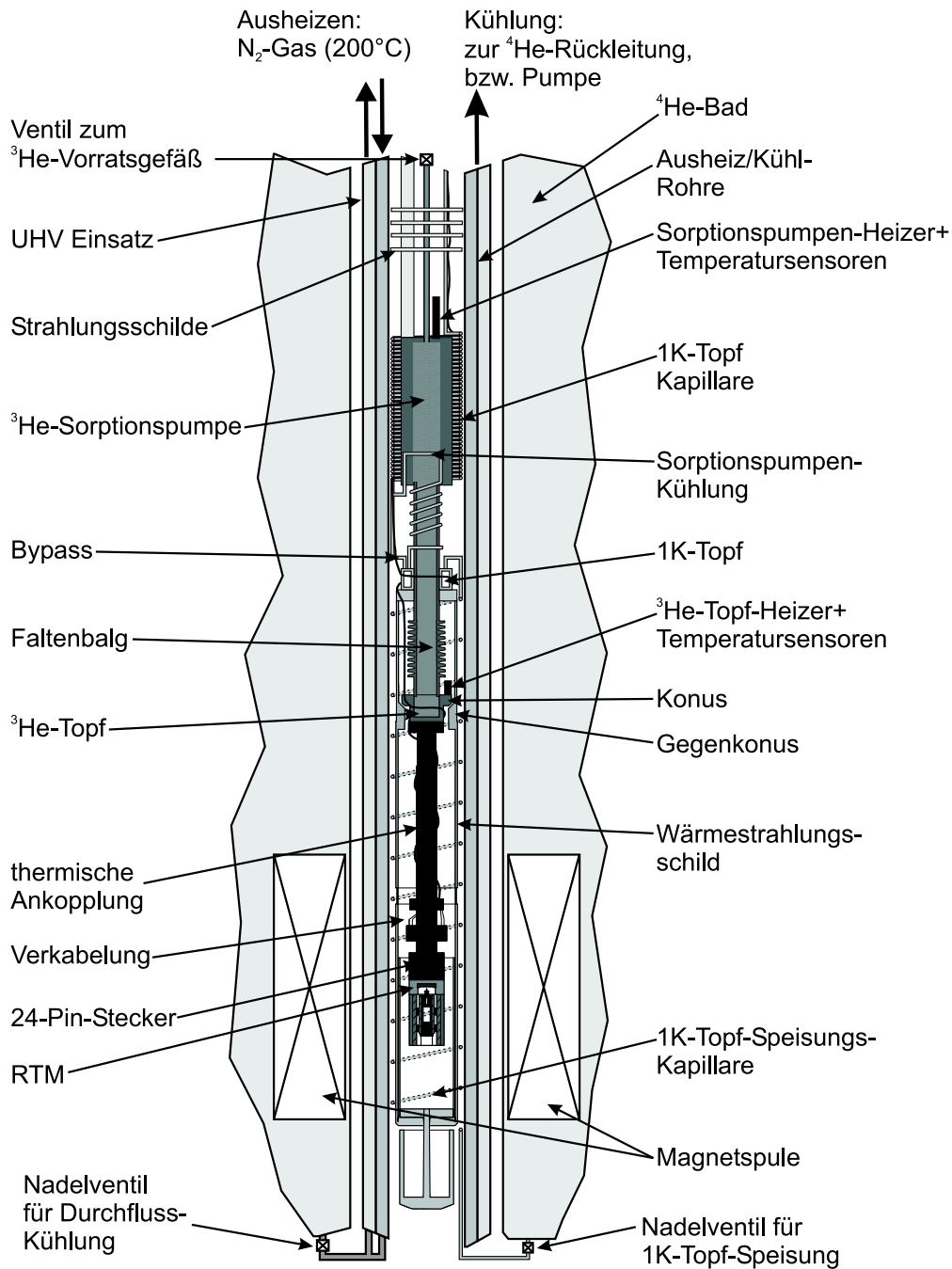
Zum weiteren Abkühlen wird die Sorptionspumpe durch flüssiges  $^4\text{He}$  im Sorptionspumpenkühlrohr auf unter 7 K gekühlt. Sie wirkt dann als Vakuumpumpe, und die Temperatur von  $^3\text{He}$ -Topf und RTM senkt sich auf eine Basistemperatur von etwa 260 mK. Der gesamte Prozess aus Einkondensieren und Abkühlen auf Basistemperatur dauert 1-2 h. Die maximale Standzeit bei Basistemperatur beträgt dann 130 h. Ohne Pumpen am 1 K-Topf wird eine Basistemperatur von 315 mK für 30 h gehalten. (s. Kap. 3.4.2). Das  $^3\text{He}$ -System befindet sich im Innern eines dreiwandigen UHV-Einsatzes (s. Abb. 3.4), der unten direkt mit dem UHV-Kammersystem der Anlage verbunden ist. Die Wände des UHV-Einsatzes werden beim Betrieb des Kryostaten durch Verbinden der Ausheiz/Kühl-Rohre mit dem  $^4\text{He}$ -Bad gekühlt.

Durch Heizen des  $^3\text{He}$ -Topfes bzw. der Sorptionspumpe können auch Temperaturen oberhalb der Basistemperatur bis etwa 100 K stabil angefahren werden. Die Temperaturstabilität unter 1.2 K beträgt dabei  $\pm 3$  mK.

#### Ausheizen des UHV-Einsatzes

Zum Ausheizen des UHV-Einsatzes wird das Nadelventil der Ausheiz/Kühl-Rohre zum  $^4\text{He}$ -Bad geschlossen und ein Strom heißen Gases ( $\text{N}_2$  oder Luft, 100 l/min,  $<1$  bar) mit einer Temperatur von  $200^\circ\text{C}$  an der Wand des UHV-Rohrs entlanggeströmt (s. Abb. 3.4). Dadurch wird das gesamte  $^3\text{He}$ -System inklusive RTM bis auf etwa  $120^\circ\text{C}$  erwärmt. Durch Ausheizen über mehrere Tage werden die Oberflächen dadurch von Restgas, insbesondere Wasserdampf, gereinigt, und man erreicht einen Basisdruck von  $p = 1 \cdot 10^{-10}$  mbar schon bei Raumtemperatur (s. Kap. 3.4.2).





**Abb. 3.4:**  $^3\text{He}$ -System des Kryostaten in Messposition: Das geschlossene  $^3\text{He}$ -System besteht aus einem  $^3\text{He}$ -Topf, der über einen flexiblen Balg und eine Pumpleitung mit der Sorptionspumpe verbunden ist. Bis auf ein Vorratsgefäß (nicht gezeigt) befindet sich das gesamte  $^3\text{He}$ -System im ausheizbaren UHV-Einsatz des Kryostaten. Das RTM ist über einen Kupferstab thermisch an den  $^3\text{He}$ -Topf angekoppelt. Der 1K-Topf wird durch eine Spiral-Kapillare aus dem  $^4\text{He}$ -Dewar gespeist, der Abdampf über eine weitere Kapillare zur He-Rückleitung geleitet. Die Kapillarenanordnung erlaubt das Absenken des gesamten  $^3\text{He}$ -Systems in die unten angeflanschte UHV-Kammer (s. Abb. 3.3).

#### Verkabelung

Für die gute thermische Ankopplung des RTM's ist es wichtig, alle Zuleitungen thermisch abzufangen. Der 7 m lange Kabelbaum läuft zunächst von den auf RT befindlichen UHV-Durchführungen in Abb. 3.3 parallel zur 1 K-Topf-Kapillare, an die er über die gesamte Länge durch Fixierung mit einem UHV-kompatiblen, thermisch leitfähigen Kleber angekoppelt ist [84]. Weiter unten wird der Kabelbaum sukzessive am 1 K-Topf,  $^3\text{He}$ -Topf und am Cu-Stab zwischen RTM und  $^3\text{He}$ -Topf thermisch abgefangen. Hierfür wurde er mehrmals um jedes dieser Bauteile gewickelt, durch Umwicklung mit isoliertem Cu-Draht angepresst und mit dem UHV-kompatiblen Kleber thermisch angekoppelt. Der Kabelbaum endet oberhalb des RTMs an einem vergoldeten 24-Pin Stecker aus Kupfer. Das ebenfalls vergoldete RTM kann daher vom Einsatz gelöst werden, ohne die Verkabelung zu ändern. Der Stecker stellt außerdem einen thermischen Presskontakt zwischen RTM und Cu-Stab her.

#### 3.4.2 Test des Kryostaten mit eingebautem RTM

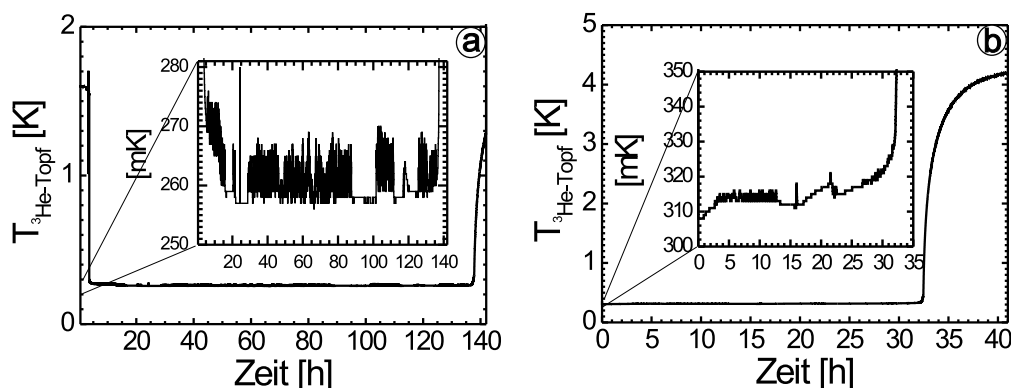
Der Kryostat wurde zu Testzwecken zunächst mit angeflanschter Transfer-UHV-Kammer und eingebautem RTM, jedoch ohne die beiden UHV-Seitenkammern aufgebaut. Das gesamte UHV-System (s. Kap. 3.6) wurde bereits vor Auslieferung des Kryostaten getestet und für Messungen bei Raumtemperatur benutzt (s. z.B. Kap. 5). Hierbei wurde ein Basisdruck von  $p < 1 \cdot 10^{-10}$  mbar erzielt und ein einwandfreier Betrieb sämtlicher Komponenten gezeigt. Die hier durchgeführten Tests ohne Seitenkammern stellen daher keine Einschränkung dar.

#### Basisdruck

Das System wurde etwa 1 Woche ausgeheizt, wobei ein Basisdruck von  $p \approx 1 \cdot 10^{-10}$  mbar bei ungekühltem Kryostat erreicht wurde. Bei Einkühlen des flüssigen Helium in das  $^4\text{He}$ -Bad sinkt der Druck bis auf etwa  $4 \cdot 10^{-11}$  mbar. Beim Verfahren des  $^3\text{He}$ -Systems in die UHV-Kammer bleibt der Druck im wesentlichen bei  $p < 1 \cdot 10^{-9}$  mbar, wobei beim Öffnen der Strahlungsschild-Klappen kurze Druckanstiege auf  $1 \cdot 10^{-8}$  mbar auftauchen. Es ist zu erwarten, dass sich der Druck beim Verfahren durch öfteres Ausheizen noch weiter verbessert.

#### Standzeit und Temperaturstabilität bei Basistemperatur, Probentransferzeiten

Abb. 3.5 (a) zeigt die am  $^3\text{He}$ -Topf gemessene Temperatur nach Einkondensieren und Kühlen auf Basistemperatur aufgetragen über die Zeit. Die Temperatur kann über einen Cernox-Temperatursensor direkt am Mikroskop gemessen werden (s. Kap. 3.5). Es hat sich jedoch gezeigt, dass diese Temperatur bei Basistemperatur nur etwa 1 mK über derjenigen des  $^3\text{He}$ -Topfes liegt. Die in Abb. 3.5 (a) angegebene Temperatur kann daher mit der Mikroskoptemperatur identifiziert werden. Man erhält eine stabile Basistemperatur von  $262 \pm 5$  mK über eine Standzeit von 130 h (s. Inset). Nach etwa dieser Zeit ist das einkondensierte  $^3\text{He}$  verbraucht und die Temperatur steigt auf 4 K. Zum erneuten Einkondensieren benötigt man etwa 1-2 h, bis das Mikroskop wieder bei Basistemperatur

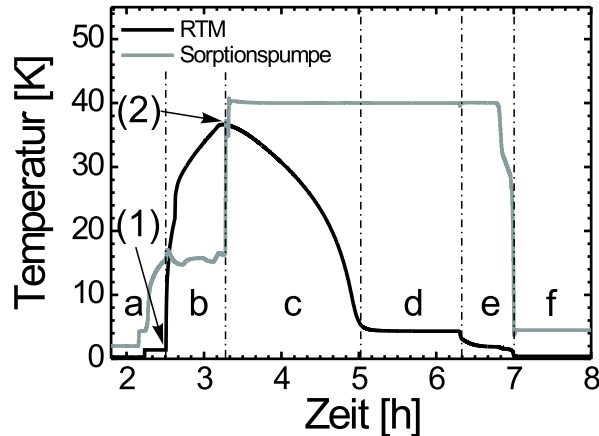


**Abb. 3.5:** Standzeit bei Basistemperatur und Temperaturstabilität des Kryostaten. Die angegebene Temperatur entspricht derjenigen am Mikroskop. (a) Langzeitstabilitätstest mit Pumpen am 1 K-Topf. Inset: selbige Kurve mit aufgezogener Temperaturskala. Die Temperatur des Mikroskops ist über 130 h stabil auf einer Basistemperatur von  $(262 \pm 5)$  mK. Nach dieser Zeitspanne ist alles flüssige  $^3\text{He}$  verdampft, und es muss neu einkondensiert werden. (b) Langzeitstabilitätstest ohne Pumpen am 1 K-Topf. Inset: selbige Kurve mit aufgezogener Temperaturskala. Die Basistemperatur bleibt über 30 h stabil auf  $(315 \pm 5)$  mK. Dabei wird ausschließlich mit der vibrationslosen  $^3\text{He}$ -Sorptionspumpe gepumpt.

betrieben werden kann. Während des Langzeitstabilitätstests in Abb. 3.5 (a) wurde die gesamte Zeit mit einer externen Drehschieberpumpe am 1 K-Topf gepumpt. Wird nicht am 1 K-Topf gepumpt, so kann eine um 50 mK höhere Basistemperatur von  $315 \pm 5$  mK über 30 h stabil gehalten werden (s. Abb. 3.5 (b)). Hierbei wird ausschließlich die vibrationslose  $^3\text{He}$ -Sorptionspumpe betrieben.

Während der Tests hat sich gezeigt, dass die obigen Basistemperaturen stabil gehalten werden, ohne dass an den Ausheiz/Kühl-Rohren gepumpt werden muss. Sind kürzere Messzeiten von bis zu 30 h und eine Basistemperatur von 315 mK ausreichend, so kann man sogar gänzlich auf externe Drehschieberpumpen verzichten. Dies ist für die RTM-Messungen von großem Vorteil, da interne Vibrationen so weit wie möglich vermieden werden.

Abb. 3.6 zeigt den Temperaturverlauf von  $^3\text{He}$ -Topf und Sorptionspumpe beim Austausch einer Probe aus dem RTM. Das Mikroskop befindet sich in Bereich (a) auf Basistemperatur. Zum Zeitpunkt (1) wurde das  $^3\text{He}$ -System in die UHV-Kammer abgesenkt und während der Zeitspanne (b) eine Probe ausgewechselt und die RTM-Spitze grob angenähert. Zum Zeitpunkt (2) wurde das  $^3\text{He}$ -System wieder in den Kryostaten hochgefahren. In Bereich (b) erkennt man den durch den Transfer verursachten Temperaturanstieg auf etwa 35 K. Zum erneuten Abkühlen des Mikroskops wird in Bereich (c) und (d)



**Abb. 3.6:** Temperaturverlauf an  $^3\text{He}$ -Topf und Sorptionspumpe bei Austausch von RTM-Spitzen oder Proben. Die Zeitpunkte (1) und (2) entsprechen dem Absenken des  $^3\text{He}$ -Systems in die UHV-Kammer bzw. dem Wiederhochfahren in den Kryostaten. Bereiche a: RTM in Kryostat auf Basistemperatur; b: Probenaustausch mit RTM in UHV-Kammer; c, d: RTM in Kryostat, Heizen der Sorptionspumpe; e: Einkondensieren von  $^3\text{He}$  durch Pumpen am 1 K-Topf; f: 1 K-Topf-Pumpe und Sorptionsheizer aus, RTM auf Basistemperatur. Die Zeitperiode d kann durch früheres Kühlen des 1 K-Topfes eingespart werden, sodass der gesamte Prozess des Probenaustausches, bis das RTM wieder auf Basistemperatur ist, 3-4 h dauert.

der  $^3\text{He}$ -Topf durch Heizen der Sorptionspumpe an den auf 4 K befindlichen 1 K-Topf angekoppelt (s. Kap. 3.4.1). Nach etwa 1.5 h befinden sich auch  $^3\text{He}$ -Topf und RTM auf 4 K. Da beim Transfer sämtliches  $^3\text{He}$  verdampft, muss neu einkondensiert werden. Dies passiert in Bereich (e) durch Pumpen am 1 K-Topf, womit sich dessen Temperatur auf 1.5 K absenkt. Zum Ende der Zeitspanne (e) ist alles Gas einkondensiert und die Sorptionspumpe wird wieder gekühlt. Dadurch wird innerhalb kurzer Zeit die Basistemperatur erreicht (Bereich (f)).

Die Zeitspanne (d) kann durch ein früheres Pumpen am 1 K-Topf eingespart werden. Damit beträgt die erforderliche Zeit für einen Probentransfer etwa 3-4 h, welche jedoch die für das Einkondensieren notwendige Zeit schon beinhaltet. Während des gesamten Probentransfers bleibt die Mikroskoptemperatur unter 35 K.

Weiterhin hat sich bei den Tests gezeigt, dass das  $^4\text{He}$ -Bad etwa 2 mal pro Woche mit 45l Flüssigkeit gefüllt werden muss. Die Standzeit des  $\text{LN}_2$ -Bades ist etwa gleich lang.

## 3.5 Das Rastertunnelmikroskop

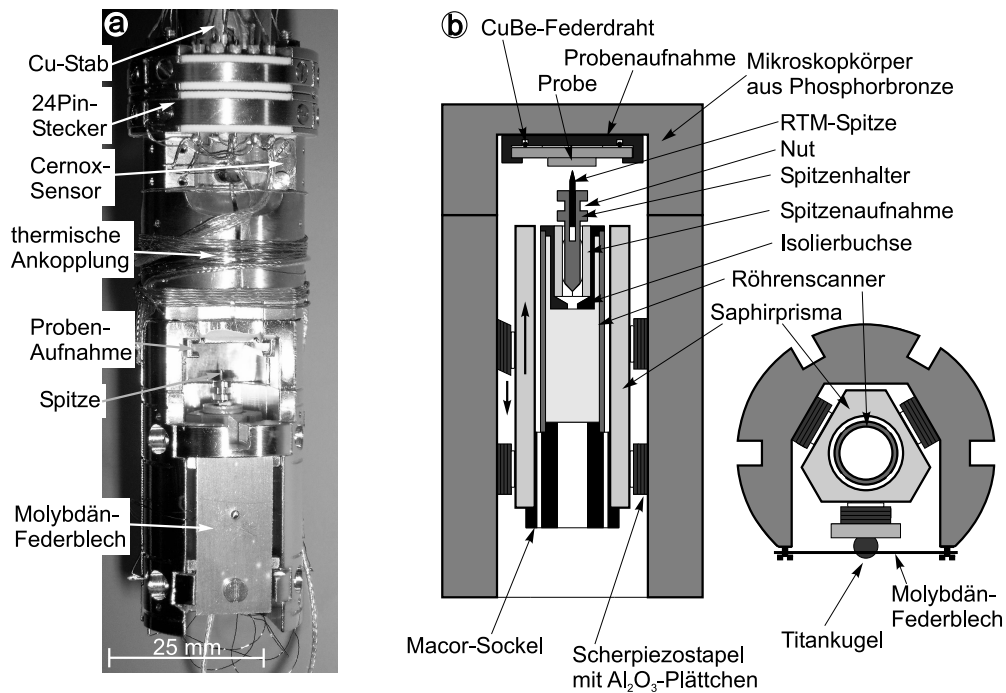
In diesem Kapitel wird das Tieftemperatur-Rastertunnelmikroskop (TT-RTM) kurz beschrieben. Das Mikroskop wurde von D. Haude konstruiert und von A. Wachowiak aufgebaut, eine genauere Darstellung findet man daher in [50]. Kapitel 3.5.2 stellt erste Testmessungen bei Basistemperatur vor, die auf dem System InAs(110) durchgeführt wurden.

### 3.5.1 Design

Abb. 3.7 (a) zeigt ein Foto des Mikroskops mit der kopfüber eingebauten Probe und von unten kommender Spitze. Es ist über den 24-Pin-Stecker mit einem Cu-Stab verbunden, der wiederum die thermische Ankopplung zum  $^3\text{He}$ -Topf bildet. Ferner erkennt man die thermische Ankopplung des Kabelbaums am 24-Pin-Stecker und die Unterbringung des Tieftemperatur-Cernox-Sensors. Das Mikroskop ist mit einem Durchmesser von nur 26 mm und einer Länge von 85 mm inklusive Stecker extrem kompakt konstruiert und damit möglichst unempfindlich gegen von außen eingestreute Vibrationen.

Die Kompaktheit wird vor allem dadurch erzielt, dass der Röhrenscanner, der für die x,y,z-Auslenkung der Spitze während des Abbildens zuständig ist, in dem für die Grobannäherung der Spitze benötigten Saphirprisma untergebracht ist. Dies ist in der Prinzipskizze des Mikroskops in Abb. 3.7 (b) sichtbar. Im vertikalen Schnitt links erkennt man die kopfüber mittels Cu/Be-Federdraht in die Probenaufnahme geklemmte Probe und ihr gegenüber die RTM-Spitze, die in dem Röhrenscanner untergebracht ist. Der Röhrenscanner befindet sich vollständig innerhalb eines Saphirprismas, in welches er an der Unterseite mit einem Macor-Sockel [85] eingeklebt ist. Das Saphirprisma (kristallines  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) ist zwischen sechs Scherpiezostapeln, die auf zwei Ebenen untergebracht sind, eingeklemmt, und wird lediglich durch Reibung mit den auf den Scherpiezostapeln aufgeklebten Plättchen aus gesintertem  $\text{Al}_2\text{O}_3$  gehalten. Die Reibung kann durch die Andruckkraft der Molybdänfeder reguliert werden (s. horizontalen Schnitt rechts). Die Konstruktion aus Saphirprisma, Scherpiezostapeln und  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Plättchen erlaubt eine Grobannäherung der Spitze an die Probe mittels des sogenannten „Stick-Slip“-Prinzips, das auf der unterschiedlich großen Haft- und Gleitreibung zwischen  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Plättchen und Saphiroberfläche beruht: Lenkt man alle Scherpiezos gleichzeitig in der durch den Pfeil angedeuteten Weise mit einer steilen Spannungsrampe aus, so ist die kleinere Gleitreibung ausschlaggebend und die  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Plättchen gleiten über die Saphiroberfläche, ohne dass das Prisma bewegt wird. Werden die Scherpiezos mit einer flacheren Rampe in ihre Ausgangslage zurückbewegt, so ist die größere Haftreibung ausschlaggebend, und das Prisma wird um einen „Schritt“ in Richtung Probe mitgenommen. Durch sukzessives Ausführen solcher Schritte kann die Spitze unter Sichtkontrolle durch ein optisches Fernrohr auf etwa  $100\ \mu\text{m}$  an die Probenoberfläche angenähert werden. Die restliche Strecke wird zurückgelegt, indem rechnerkontrolliert zwischen jedem Schritt der Scanner ausgefahren wird, um zu prüfen, ob ein Tunnelkontakt möglich ist. Die „Stick-Slip“-Schrittweite wird dabei auf etwa 50 nm so eingestellt, dass sie kleiner als der Hub des

### 3 Aufbau einer 300 mK-Rastertunnelmikroskopie-Anlage



**Abb. 3.7:** Das Tieftemperatur-Rastertunnelmikroskop. (a) Foto des Mikroskops, das über den 24-Pin-Stecker an den Cu-Stab angekoppelt ist. Das Mikroskop ist mit einem Durchmesser von nur 26 mm und einer Länge von 85 mm inklusive Stecker extrem kompakt und damit unanfällig gegen eingestreute Vibrationen. (b) Prinzipskizze. Links: vertikaler Schnitt mit ausgelenktem Scherpiezostapel. Rechts: horizontaler Schnitt in Ebene der Scherpiezostapel. Die Kompaktheit entsteht durch Integration des Röhrenscanners in das Saphirprisma.

Scanners von 200 nm ist (bei 300 mK). Die gesamte Annäherung bis zum Tunnelkontakt dauert etwa 1 h.

Neben der Kompaktheit des Mikroskops ist eine weitere Besonderheit, dass der Mikroskopkörper aus Phosphorbronze hergestellt ist. Wie alle Legierungen hat diese bei tiefen Temperaturen eine gegenüber reinen Metallen relativ schlechte Wärmeleitfähigkeit, die aber über der von sonst üblichen Keramik-Werkstoffen wie Macor liegt [86]. Phosphorbronze als harter, gut zu bearbeitender und UHV-kompatibler Werkstoff stellt damit einen Kompromiss zwischen der mechanisch härteren Keramik und dem thermisch idealeren, extrem schwer zu bearbeitenden Molybdän dar. Man erwartet jedoch aufgrund der höheren thermischen Leitfähigkeit im Vergleich zu Macor eine bessere thermische Ankopplung von Probe und Spitze an den Kryostat. Das ebenfalls UHV-kompatible, unmagnetische Titan ist nur bedingt geeignet, weil es im Allgemeinen unterhalb 0.39 K supraleitend wird [81]. Im Magnetfeld können in einem Mikroskop aus diesem Material supraleitende Ströme induziert werden, die zu einer quasi-mechanischen Kopplung zwi-

schen Magnet und Mikroskop, und damit zu einer Einkopplung von Vibrationen führen können.

Ferner ist bei dem Mikroskop ein Spitzenwechsel im UHV möglich. Dies ist insbesondere für die geplanten spinpolarisierten Messungen an Ferromagnet-Halbleiter-Hybriden notwendig. Die Spitze besteht üblicherweise aus geschnittenem Pt/Ir-Draht oder geätzttem W-Draht<sup>4</sup> der in einen Spitzenhalter eingeklemmt ist. Dieser wird im Röhrenscanner durch eine Feder in der Spitzenaufnahme festgehalten. Der Spitzenhalter kann in einen „Spitzenshuttle“ aufgenommen werden, der in die Probenaufnahme geschoben wird. Eine Schiene des Spitzenshuttle greift dabei gleichzeitig in die Nut des Spitzenhalters. Wird nun der Saphir nach unten gefahren, so gleitet der Spitzenhalter aus der Spitzenaufnahme und wird im Spitzenshuttle festgehalten. Durch die umgekehrte Reihenfolge kann die Spitze wieder in das RTM eingesetzt werden. Dadurch können die RTM-Spitzen ohne großen Aufwand ausgetauscht und zur Präparation (z.B. Beschichtung mit ferromagnetischem Material für spinpolarisiertes Tunneln) im Spitzenshuttle in die Seitenkammern transferiert werden.

Für die Metallteile des Mikroskops wurden aufgrund der Implementierung des 14 T-Magneten ausschließlich unmagnetische Materialien wie Phosphorbronze (Mikroskopkörper), OFHC-Kupfer<sup>5</sup> (Stecker und Cu-Stab), Molybdän (Federblech), CuBe (Federn) und Titan (Schrauben) verwendet.

#### 3.5.2 Testmessungen bei Basistemperatur

Mit dem im vorigen Kapitel beschriebenen Rastertunnelmikroskop wurden bereits vor Auslieferung des Kryostaten verschiedene Messungen bei Raumtemperatur durchgeführt. Dazu gehören die Wachstumsuntersuchungen an Co/InAs(110) aus Kapitel 4.4 und die spektroskopischen Untersuchungen des Systems Co/W(110) aus Kapitel 5. Es hat sich gezeigt, dass das Mikroskop bereits bei Raumtemperatur ein z-Rauschen von weniger als 15 pm besitzt und extrem unanfällig gegen äußere Vibrationen ist.<sup>6</sup> In diesem Kapitel werden erste Testmessungen zur Stabilität des Mikroskops bei Basistemperatur und im Magnetfeld an der InAs(110)-Oberfläche vorgestellt.<sup>7</sup> Die saubere Oberfläche wurde wie in Kapitel 4 beschrieben durch Spalten von InAs-Einkristallen im UHV erzeugt. Alle Messungen fanden bei 315 mK, d.h. ohne Betrieb der 1 K-Topf-Pumpe, statt.

#### z-Rauschen

Abb. 3.8 zeigt ein bei  $U_{Probe} = -900$  mV aufgenommenes, ungefiltertes Konstantstrombild der Oberfläche. Nach [87] erwartet man, dass die Abbildung bei negativen Spannungen bis etwa -1 V durch die „dangling bonds“ der As-Atome dominiert wird. Diese

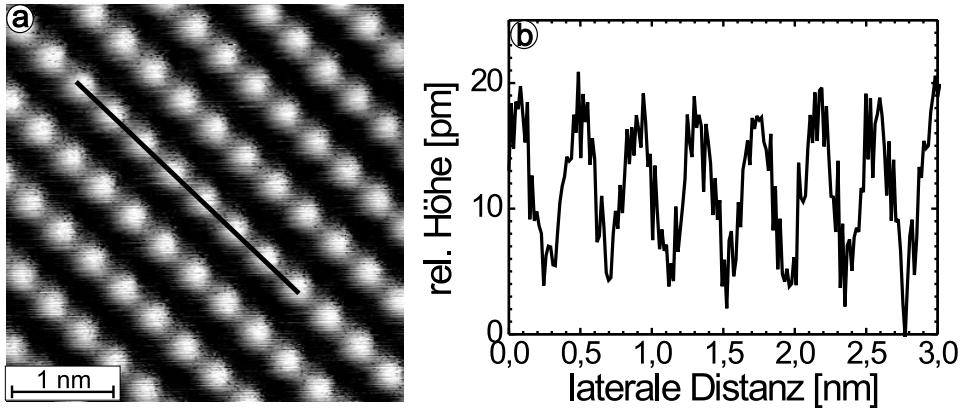
<sup>4</sup>Zur Spitzenpräparation siehe z.B. [66].

<sup>5</sup>„oxygen free high conductivity“-Kupfer ist ein spezielles Kupfer mit einer hohen thermischen Leitfähigkeit, die durch Tempern im Vakuum erzielt wird.

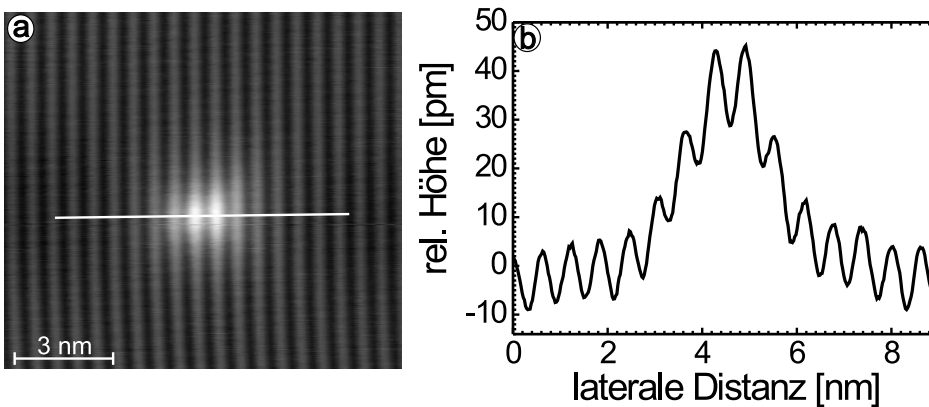
<sup>6</sup>Selbst mit einer laufenden, an der Anlage angeflanschten Turbomolekularpumpe konnte die Korruption der „Herringbone“-Rekonstruktion auf Au(111) stabil abgebildet werden.

<sup>7</sup>Da sich die Auslieferung des Kryostaten um insgesamt 3 Jahre verzögert hat, sind im Rahmen dieser Arbeit nur erste Testmessungen möglich gewesen.

### 3 Aufbau einer 300 mK-Rastertunnelmikroskopie-Anlage



**Abb. 3.8:** Atomare Auflösung auf InAs(110) bei 315 mK. (a) Ungefiltertes Konstantstrombild mit atomarer Auflösung (-900 mV, 800 pA). (b) Schnitt entlang der Linie in (a). Man erhält eine Korrugation von etwa 10 pm, der ein Rauschen von deutlich weniger als 5 pm<sub>pp</sub> überlagert ist.



**Abb. 3.9:** Abbildung eines unter der Oberfläche befindlichen Dotieratoms auf n-InAs(110) bei 315 mK. (a) Ungefiltertes Konstantstrombild (-1.2 V, 370 pA). Das Dotieratom wird als Erhöhung dargestellt und ist daher ein negativ geladener kompensierender Akzeptor. (b) Schnitt entlang der Linie in (a). Das Dotieratom verursacht eine Korrugation von 40 pm und besitzt eine Breite von etwa 2.5 nm<sub>FWHM</sub>.



werden als Erhöhung dargestellt. Mittels der in Abb. 4.5 angegebenen Einheitszelle lässt sich damit der Röhrenscanner lateral eichen. Die z-Eichung wurde durch Abbildung von vereinzelt auf der InAs(110)-Oberfläche auftretenden Stufenkanten vorgenommen. Im Vergleich zu Raumtemperatur erhält man lateral eine um einen Faktor 2.85, vertikal um einen Faktor 2.4 kleinere Sensitivität des Scanners, womit der Scanbereich bei Basistemperatur  $1\ \mu\text{m}$  beträgt (gegenüber  $2.8\ \mu\text{m}$  bei RT). Der kleinere Scanbereich bei tiefen Temperaturen ist durch die Temperaturabhängigkeit der Sensitivität des Piezomaterials bedingt [88].

Längs der As-Reihen erkennt man in Abb. 3.8 (b) eine Korrugation von etwa  $10\ \text{pm}$ . Dieser Korrugation ist ein Rauschen von deutlich weniger als  $5\ \text{pm}_{\text{pp}}$  überlagert, womit die obere Grenze der z-Auflösung des Mikroskops abgeschätzt werden kann. Man beachte, dass diese Bilder aufgenommen wurden, bevor Sand in den Kryostaten oder in das Gestell eingefüllt wurde und sämtliche Komponenten in Bezug auf minimales Rauschen optimiert wurden. Zum Vergleich sei das Rauschen eines vergleichbaren, bereits optimierten (6 K/6 T)-Systems unserer Gruppe von  $3\ \text{pm}_{\text{pp}}$  angegeben [69].

Abb. 3.9 zeigt ein Konstantstrombild eines unter der (110)-Oberfläche befindlichen Dotieratoms von n-dotiertem InAs(110). Es ist bekannt, dass negativ geladene Dotieratome bei negativen Tunnelspannungen als Erhöhung dargestellt werden [60]. Daher handelt es sich bei dem Dotieratom um einen kompensierenden, negativ geladenen Akzeptor. Der Akzeptor bewirkt eine Korrugation von etwa  $40\ \text{pm}$  und erscheint mit einer Breite von  $2.5\ \text{nm}_{\text{FWHM}}$ . Auch hier ist das Rauschniveau deutlich kleiner als  $5\ \text{pm}_{\text{pp}}$ .

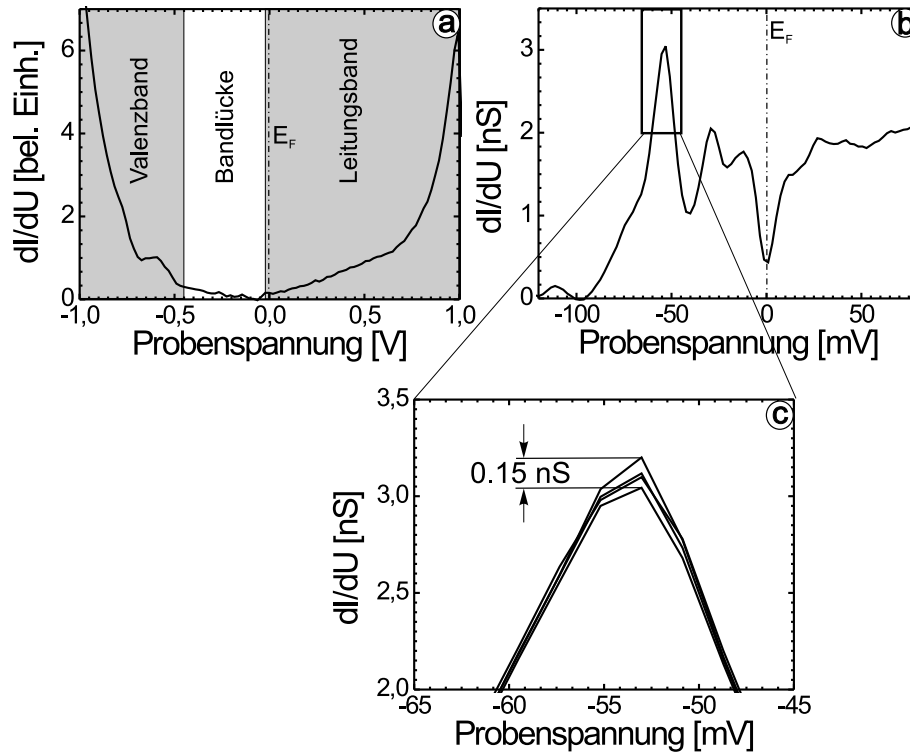
### Spektroskopie

Neben der atomaren Auflösung wurde auch Spektroskopie an der InAs(110)-Oberfläche bei Basistemperatur durchgeführt. Dabei wurde n-dotiertes InAs mit einer Donatorkonzentration von  $n_D = 1.1 \cdot 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$  benutzt. Das Material ist bei dieser Dotierung bereits entartet und das Fermineiveau liegt  $7\ \text{meV}$  oberhalb der Leitungsbandkante (s. Kap. 4.2). Abb. 3.10 zeigt eine Spektroskopiekurve aufgenommen über einen größeren Spannungsbereich. Die zu erwartende Leitungsband- und Valenzbandkante sind eingezeichnet. Wie bereits in früheren Messungen am gleichen Substrat bei  $T = 6\ \text{K}$  [60] steigt das  $dI/dU$ -Signal im Bereich von Valenz- und Leitungsband an, wobei der Anstieg im Bereich des Valenzbandes aufgrund der um einen Faktor 10 höheren effektiven Maße deutlich steiler ist (s. Kap. 4.2). Im Leitungsband machen sich ab  $U \approx 700\ \text{mV}$  die bei höheren Energien einsetzenden flachen Bänder (s. Abb. 4.4) durch einen Anstieg der Steigung bemerkbar. Anders als bei p-dotiertem Material (s. Abb. 4.6) findet man auch innerhalb der Bandlücke ein zu negativen Spannungen ansteigendes  $dI/dU$ -Signal, das durch die Integralterme in Gleichung (2.13) verursacht wird [60].

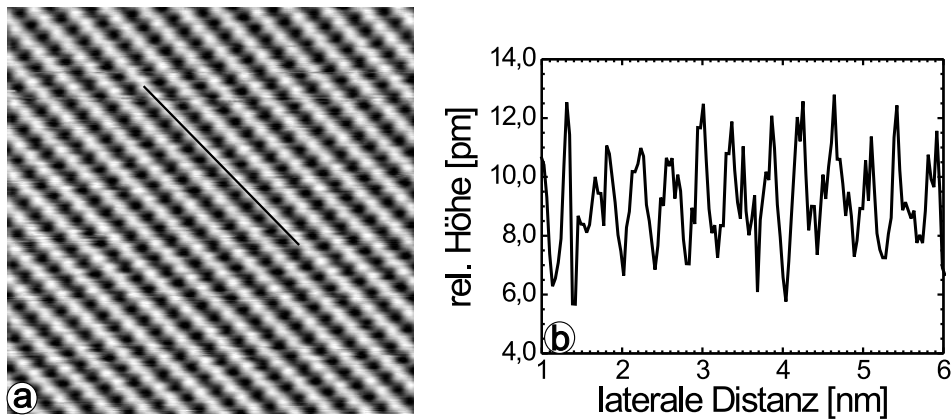
Zusätzlich findet man unterhalb der Fermienergie diskrete Zustände im  $dI/dU$ -Signal, die in einem Spektrum über einen kleineren Spannungsbereich in Abb. 3.10 (b) zu sehen sind. Diese sind ebenfalls bereits aus früheren Messungen bekannt und werden auf einen sogenannten spitzeninduzierten Quantenpunkt zurückgeführt [64]. Offensichtlich induziert auch die hier benutzte Spitze einen Quantenpunkt, der drei Zustände unterhalb der Fermienergie besitzt.

Im Maximum des untersten der drei Peaks wurde aus vier auf demselben Punkt aufge-

### 3 Aufbau einer 300 mK-Rastertunnelmikroskopie-Anlage



**Abb. 3.10:** Spektroskopie auf n-InAs(110) ( $n_D = 1.6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) bei 315 mK. (a) Spektroskopiekurve eines größeren Spannungsbereichs ( $U_{\text{stab}} = -1000 \text{ mV}$ ,  $I_{\text{stab}} = 900 \text{ pA}$ ,  $U_{\text{mod}} = 4 \text{ mV}$ ). (b) Spektroskopie im Bereich der Fermienergie ( $U_{\text{stab}} = 100 \text{ mV}$ ,  $I_{\text{stab}} = 1000 \text{ pA}$ ,  $U_{\text{mod}} = 4 \text{ mV}$ ,  $\tau_{\text{LockIn}} = 10 \text{ msec}$ ). (c) Vergrößerter Ausschnitt aus (b) (s. Kasten). Die vier Spektroskopiekurven wurden auf demselben Punkt aufgenommen und man bestimmt ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von  $3 \text{ nS}/0.15 \text{ nS} = 20$  (Peak to Peak).



**Abb. 3.11:** Atomare Auflösung auf InAs(110) bei 315 mK in einem Magnetfeld von 4 T. (a) Ungefiltertes Konstantstrombild (-1 V, 1.5 nA). (b) Schnitt längs der Linie in (a). Der atomaren Korrugation ist ein Rauschen von deutlich weniger als  $5 \text{ pm}_{\text{pp}}$  überlagert.

nommenen Spektren ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 20 (Peak to Peak) bestimmt (s. Abb. 3.10 (c)). Dabei wurde eine Modulationsspannung von 4 mV und eine Lock-In-Zeitkonstante von 10 msec benutzt. Eine Bestimmung des Rauschniveaus bei geringerer Modulationsspannung steht noch aus. Der Peak besitzt eine Breite von etwa 10-15 mV (FWHM). Spitzeninduzierte Quantenzustände auf InAs(110) haben jedoch bereits eine Lebensdauererweiterung von etwa 5 meV [64], sodass man unter Berücksichtigung der  $U_{\text{mod}} = 4 \text{ mV}$  entsprechenden Energieauflösung von 10 meV (s. (2.15)) eine solche Breite erwartet. Ein sinnvoller Test, wie nah man der thermischen Energieauflösung von  $75 \mu\text{eV}$  kommt, ist daher mit spitzenerinduzierten Quantenzuständen nicht möglich, sondern soll in unmittelbarer Zukunft durch Spektroskopie der Bandlücke von  $\text{NbSe}_2$ -Kristallen durchgeführt werden [71, 89]. Nichtsdestotrotz demonstriert die hier durchgeführte Spektroskopie ohne Optimierung der Anlage (s.o.) bereits eine hohe Stabilität im Spektroskopiemodus, die einer hohen Energieauflösung zuträglich ist.

Interessanterweise findet man in den Spektren an der Fermienergie ein „Pseudogap“, das eventuell auf ein durch Elektron-Elektron-Wechselwirkung von lokalisierten Elektronen hervorgerufenen „Coulombgap“ zurückgeführt werden kann [90]. Dieses Gap ist bei 6 K sehr viel schwächer zu sehen, so dass schon bei den Testmessungen erste Hinweise auf neue Effekte zu finden sind, die in Zukunft näher untersucht werden können.

### Abbildung im Magnetfeld

Um zu testen, ob das Magnetfeld störend auf die Abbildungseigenschaften des RTM einwirkt, wurde die InAs(110)-Oberfläche im Magnetfeld atomar aufgelöst. Abb. 3.11

### 3 Aufbau einer 300 mK-Rastertunnelmikroskopie-Anlage

zeigt die atomare Abbildung bei 315 mK in einem Magnetfeld von 4 T.<sup>8</sup> In einem Schnitt längs der atomaren Reihen in Abb. 3.11 (b) ist eine atomare Korrugation von nur 5 pm sichtbar, was auf schlechte Abbildungseigenschaften der Spitze hindeutet. Wichtiger ist jedoch, dass das Rauschen erneut nur etwa 3 pm<sub>pp</sub> beträgt. Die Abbildungseigenschaften scheinen also durch das Magnetfeld nicht verschlechtert zu werden.

Die ersten Testmessungen zeigen eindeutig, dass das RTM bei Basistemperatur sehr stabil abbildet, wobei das z-Rauschen deutlich unter 5 pm<sub>pp</sub> liegt. Auch im Magnetfeld funktioniert das RTM einwandfrei mit einem z-Rauschen unter 5 pm<sub>pp</sub>. Ferner wurde ein gutes Signal/Rausch-Verhältnis im Spektroskopiemodus demonstriert, das für die nun folgenden Messungen zur Optimierung der Energieauflösung vielversprechend erscheint. Es ist anzumerken, dass für diese Testmessungen die Anlage noch nicht optimiert wurde, um in der Testphase eine leichte Zugänglichkeit zu gewährleisten. So ruht der Kryostat zwar bereits auf einer Sandschicht, die Aluminiumtonne ist aber noch nicht komplett mit Sand gefüllt (s. Abb. 3.3). Weiterhin verläuft die Verkabelung der gesamten Anlage bisher nicht in Sandkanälen, und es existiert keine akustische Abschirmung, was in Zukunft ebenfalls implementiert wird. Schließlich sind die RTM-Zuleitungen bisher nur partiell mit Filtern ausgestattet, so dass das elektronische Rauschen an der Tunnelbarriere durch zusätzliche Filter weiter reduziert werden kann. Es ist zu erwarten, dass alle diese Maßnahmen zu einer Verminderung des Rauschens beitragen, und damit Messungen bei verringerter Modulationsspannung, d.h. erhöhter Energieauflösung erlauben werden (s. Kap. 2.4). Aufgrund der genannten Lieferverzögerung des Kryostaten sind diese Messungen nicht mehr Teil der Arbeit. Es wurde jedoch das gesamte periphere UHV-System implementiert, das im folgenden Kapitel beschrieben wird.

## 3.6 UHV-System und Komponenten

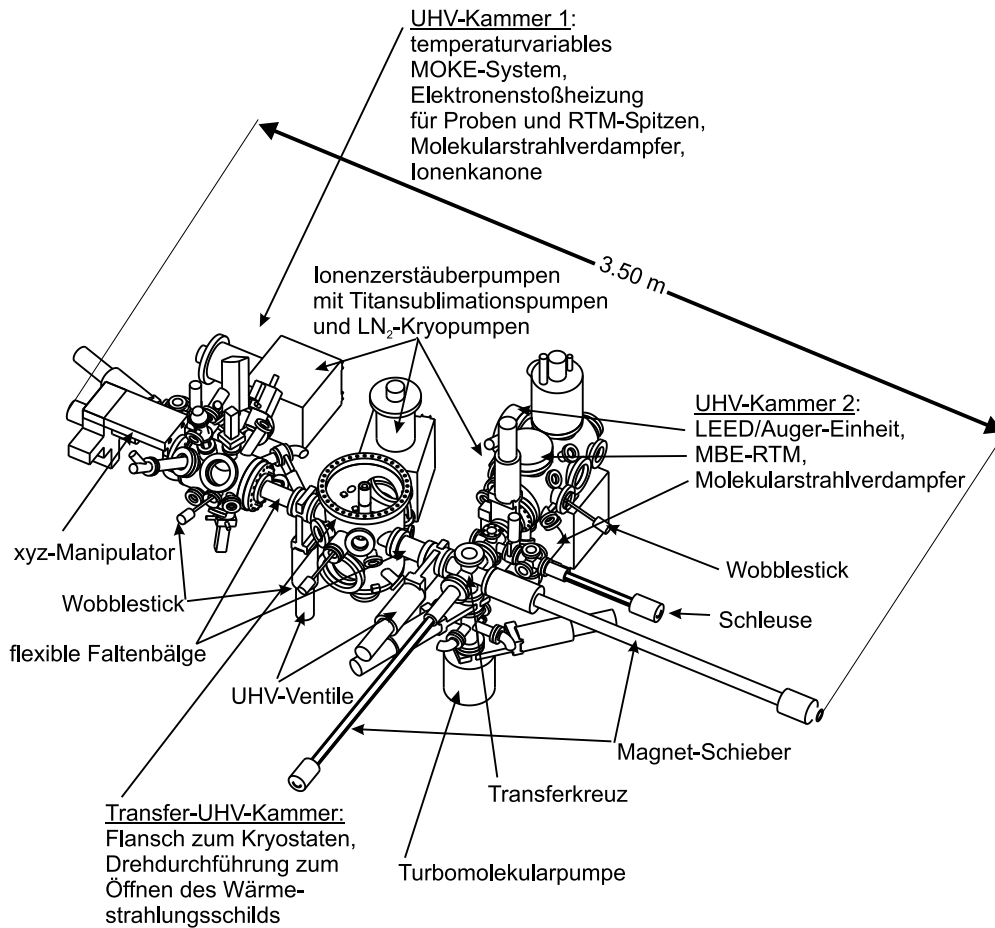
Das UHV-System der aufgebauten Anlage besteht aus insgesamt drei UHV-Kammern, die verschiedene Methoden zur Präparation und Charakterisierung von RTM-Proben und -Spitzen enthalten (s. Abb. 3.12). Die zentrale UHV-Kammer (sog. Transferkammer) ist direkt mit dem Bodenflansch des <sup>3</sup>He-Verdampfungskryostaten verbunden (nicht gezeigt). Hier können RTM-Proben und -Spitzen mit einem UHV-Greifer (Wobbelstick) im TT-RTM ausgetauscht werden. Der in-situ Austausch von Spitzen ist insbesondere zum Bedampfen mit ferromagnetischen Materialien für die geplanten spinpolarisierten Messungen an Ferromagnet-Halbleiter-Hybriden notwendig.

Die rechte Seitenkammer (UHV-Kammer 2) enthält zunächst eine LEED/Auger-Einheit<sup>9</sup>, mittels der die Probenoberfläche komplementär zu RTM bezüglich atomarer Anordnung bzw. bezüglich ihrer chemischen Zusammensetzung untersucht werden kann. Ferner ist in dieser Kammer ein spezielles Raumtemperatur-RTM (MBE-RTM) un-

<sup>8</sup>Bei höheren Feldern wurde bisher aufgrund starker Störeinflüsse des Streufeldes auf den Bildschirm der Datenaufnahme nicht abgebildet. Es wurde aber bereits getestet, dass Magnetfelder bis 14 T angelegt werden können.

<sup>9</sup>LEED: „Low Energy Electron Diffraction“, Auger: Augerelektronen-Spektroskopie

### 3.6 UHV-System und Komponenten



**Abb. 3.12:** Das UHV-System besitzt drei Kammern, die verschiedene Methoden zur Charakterisierung und Präparation von RTM-Proben und -Spitzen enthalten. Die Proben und Spitzen werden über magnetisch gekoppelte Manipulatoren zwischen den Kammern transferiert. Durch eine Schleuse können Proben und Spitzen ohne großen Aufwand in das UHV-System eingeschleust werden. Im normalen Betrieb der Anlage wird ausschließlich mittels vibrationsloser Ionenzerstäuber- und Titansublimationspumpen gepumpt. Der Basisdruck des gesamten Systems beträgt  $p < 1 \cdot 10^{-10}$  mbar.

### 3 Aufbau einer 300 mK-Rastertunnelmikroskopie-Anlage

tergebracht. Durch einen auf den Probenhalter gerichteten Molekularstrahlverdampfer (z.Zt. Co) erlaubt es dieses RTM, Proben zu bedampfen, ohne sie aus dem Mikroskop entfernen zu müssen. Außerdem können die Proben direkt im Mikroskop auf bis zu 400 °C getempert werden (für eine genauere Beschreibung des Mikroskops s. [91]). Mit diesem Mikroskop können Wachstumsuntersuchungen ohne den zeitaufwendigen Transfer in das TT-RTM durchgeführt werden. In der Kammer sind außerdem Flansche für zwei weitere Molekularstrahlverdampfer gegenüber dem MBE-RTM vorhanden. Die Kammer dient insbesondere der Präparation lateraler Grenzflächen, z.B. Ferromagnet-Halbleiter-Grenzflächen, die zukünftig im TT-RTM untersucht werden sollen. Um die Grenzflächen zu präparieren, ist ein Halter entwickelt worden, mit dem im UHV Lochmasken mit Lochdurchmessern von 0.5 – 1  $\mu\text{m}$  in einem Abstand von weniger als 0.1 mm von der gespaltenen InAs(110)-Oberfläche positioniert werden können. Durch diese Lochmasken sollen ferromagnetische Inseln mit entsprechenden Durchmessern auf InAs(110) aufgedampft werden, deren Ränder die zu untersuchenden Grenzflächen darstellen.

Die linke Seitenkammer (UHV-Kammer 1) enthält ein temperaturvariables System zur Charakterisierung der makroskopischen magnetischen Eigenschaften ferromagnetischer Inseln mittels MOKE<sup>10</sup>. Diese Inseln sind z.B. die Ferromagnete in den Ferromagnet-Halbleiter-Hybridstrukturen. Weiterhin können in dieser Kammer RTM-Spitzen und Proben auf einer Elektronenstoßheizung bis 2300 K geheizt werden und mittels eines weiteren Molekularstrahlverdampfers (z.Zt. Fe) bedampft werden. Solche hohen Temperaturen sind für die Präparation von W-Spitzen vor dem Bedampfen mit ferromagnetischen Materialien für spinpolarisierte RTM-Messungen, aber auch zur Präparation der W(110)-Oberfläche, die üblicherweise als Oberfläche zur Spitzenpräparation mittels Feldemission verwendet wird, notwendig. Schließlich erlaubt eine differenziell gepumpte Ionenkanone das Sputtern von Proben und Spitzen z.B. mit Argonionen.

Durch eine Schleuse können Proben und Spitzen ohne großen Zeitaufwand in die Anlage eingeschleust werden. Dafür wird ausschließlich der Schleusenbereich belüftet und nach dem Pumpen über Nacht wieder mit der Anlage verbunden. Zum Einschleusen der InAs-Einkristalle, die für die Untersuchung der homogenen Elektronensysteme, aber auch als Substrat für die Ferromagnet-Halbleiter-Hybride dienen sollen, wird die Schleuse zusätzlich ausgeheizt. Die Kristalle werden nach Abkühlen auf RT in der mit der UHV-Anlage verbundenen Schleuse gespalten.

Mittels magnetisch gekoppelter Manipulatoren (Magnet-Schieber) können die Proben und Spitzen zwischen den drei Kammern transferiert werden, wobei sie zum Transfer in die UHV-Kammer 2 im Transferkreuz über einen speziell dafür konstruierten Übergabemechanismus von dem einen auf den anderen Magnet-Schieber übergeben werden. Die Anordnung der UHV-Kammern über einen 90°-Winkel ist durch den Wunsch nach größtmöglicher Kompaktheit der UHV-Anlage bedingt. Andernfalls müsste der rechte Magnetschieber wesentlich länger sein und es ergäbe sich ein vibrationsanfälliger Aufbau.

Alle drei UHV-Kammern können über UHV-Ventile voneinander getrennt werden und besitzen eine eigene Ionenzerstäuberpumpe inklusive LN<sub>2</sub>-Kryopumpe und eine Titan-

---

<sup>10</sup>Magneto Optischer Kerr Effekt

Metall	Dampfdruck [mbar]
Wolfram	$10^{-8}$
Tantal	$10^{-7}$
Molybdän	$10^{-4}$
Eisen	10

**Tab. 3.1:** Dampfdrücke einiger Metalle bei  $T = 2300$  K [92].

sublimationspumpe, was einen geringen Enddruck in jeder einzelnen Kammer garantiert. Jede Kammer kann außerdem separat zu Reparaturzwecken belüftet, und wieder ausgeheizt werden. Zum Ausheizen stehen zwei Turbomolekularpumpen zur Verfügung, die mit jeder Kammer und mit dem UHV-Einsatz des Kryostaten unabhängig verbunden werden können. Im normalen Betrieb der Anlage werden jedoch ausschließlich die vibrationslosen Ionenzerstäuberpumpen und Titansublimationspumpen benutzt, was für die vibrationsempfindliche Methode RTM unerlässlich ist. Die gesamte UHV-Anlage, sowie jede Einzelkammer separat, besitzt einen Basisdruck von  $p < 1 \cdot 10^{-10}$  mbar.

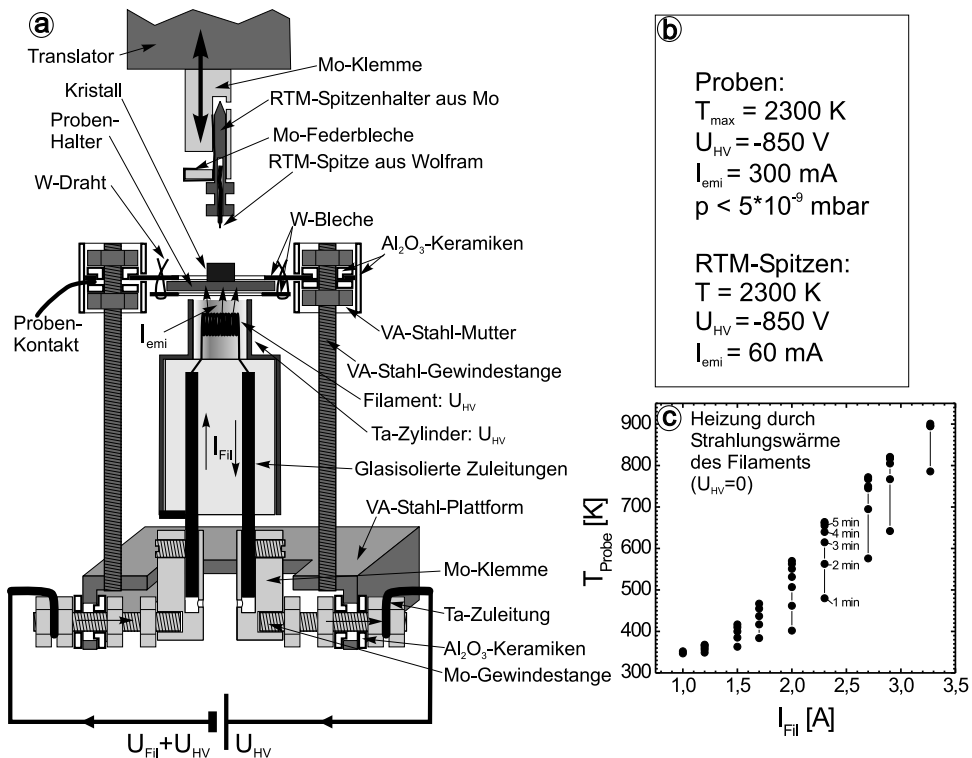
Von der Vielzahl der während dieser Arbeit aufgebauten Komponenten sollen hier nur die Elektronenstoßheizung im nächsten Kapitel und das temperaturvariable MOKE-System in Kapitel 3.7 beispielhaft genauer beschrieben werden.

### 3.6.1 Elektronenstoßheizung

Für die Präparation atomar reiner Kristalloberflächen vieler Metalle ist es notwendig, die Kristalle im UHV auf Temperaturen weit oberhalb 1000 K zu erhitzen. Insbesondere gilt dies bei der für die Messungen in Kapitel 5 präparierten W(110)-Oberfläche, für die sogar eine Temperatur von 2300 K benötigt wird. Eine ebenso hohe Temperatur ist auch für die Präparation von W-Spitzen vor der Beschichtung mit ferromagnetischen Materialien für spinpolarisierte Rastertunnelmikroskopie notwendig [15]. Daher wurde eine Elektronenstoßheizung aufgebaut, mit der es möglich ist, sowohl Proben als auch Spitzen im UHV auf 2300 K zu erhitzen.

Aufgrund der hohen Temperaturen kommen nur wenige Materialien, die noch einigermäßen mechanisch bearbeitbar sind und einen entsprechend niedrigen Dampfdruck besitzen, für den direkten Kontakt mit der Probe in Frage (s. Tab. 3.1). Hierfür wurde Wolfram gewählt. Abb. 3.13 (a) zeigt eine Prinzipskizze der Elektronenstoßheizung. Eine kommerziell erhältliche (50 W, 12 V)-Halogenlampe [93], bei der die Glasumhüllung abgesägt wurde, dient als Filament. Filament und ein umgebender Ta-Zylinder liegen auf negativer Hochspannung (maximal -1 kV). Wird zusätzlich ein Strom von bis zu 3.3 A durch das Filament geleitet, so werden Emissionsströme von 300 mA erzielt. Die Elektronen werden auf die etwa 1 mm vom Filament entfernte, über den Probenkontakt geerdete Probe beschleunigt. Der Ta-Zylinder dient dabei als zusätzliche Fokussierung. Durch die auftreffenden Elektronen wird die Probe geheizt.

### 3 Aufbau einer 300 mK-Rastertunnelmikroskopie-Anlage



**Abb. 3.13:** (a) Schematische Zeichnung der Elektronenstoßheizung. Filament und Fokussierungszylinder aus Ta befinden sich auf negativer Hochspannung. Die Probe wird in eine aus Wolfram konstruierte Schublade gelegt und über den Probenkontakt geerdet. Anstelle der Proben können auch Spitzen geheizt werden, indem sie über den Translater an das Filament angenähert werden. Ein Foto der Elektronenstoßheizung ist in Abb. 3.16 zu sehen. (b) Parameter, die zum „Flashen“ von RTM-Spitzen und Proben benutzt werden. (c) Eichung der Heizung ohne Hochspannung durch Strahlungswärme des Filaments.

Die Probenaufnahme wurde ausschließlich aus dünnen W-Blechen und W-Drähten konstruiert, die mittels Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Keramiken von der Aufhängung aus VA-Stahl-Gewindestangen sowohl thermisch als auch elektrisch isoliert sind.<sup>11</sup> Zur Kontaktierung des Filaments wurde Molybdän verwendet, da die Filamentzuleitungen ebenfalls heiß werden können. Die Hochspannungsisolation der Zuleitungen wurde wiederum durch Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Keramiken erzielt. Da diese Keramiken durch eine VA-Plattform keinen direkten Sichtkontakt zur Probe haben, ist eine Bedampfung durch die heiße Probe mit Überschlüge verursachenden Metallfilmen nicht möglich.

<sup>11</sup>Die elektrische Isolierung ist dabei zum Messen des Argonionenstroms während des Sputterns gewünscht, welches ebenfalls auf dieser Probenstation stattfindet.



Die Elektronenstoßheizung kann ebenfalls zum Heizen von RTM-Spitzen verwendet werden, wofür diese auf einen in der Kammer befindlichen Translator übergeben, und auf etwa 1 mm Abstand an das Filament herangefahren werden. Abb. 3.13 (b) zeigt die für eine Erhitzung von Proben und Spitzen auf 2300 K benötigte Leistung.<sup>12</sup> Beim kurzen „Flash“ der Probe auf diese Temperatur, wie er für die Präparation der W(110)-Oberfläche benötigt wird, bleibt der Druck in der Kammer unter  $5 \cdot 10^{-9}$  mbar.

Ohne Hochspannung kann die Elektronenstoßheizung auch zum moderaten Heizen von Probe oder Spitze verwendet werden, wobei nur die Strahlungswärme des Filaments ausgenutzt wird. Dies wird z.B. beim Tempern der ferromagnetischen Spitzen für spinpolarisierte RTM-Messungen oder bei der Präparation von Hybridstrukturen notwendig. Abb. 3.13 (c) zeigt eine mittels an der Probe angebrachtem Thermoelement durchgeführte Eichung. Nach einer Aufwärmzeit von etwa 5 min bleibt die Temperatur bis auf  $\pm 15$  K stabil. Temperaturen bis zu 900 K sind also reproduzierbar einzustellen.

## 3.7 Das temperaturvariable MOKE-System

In der aufgebauten Anlage soll wie erwähnt die Wechselwirkung magnetischer Strukturen mit Halbleitersystemen mittels spinpolarisierter Rastertunnelmikroskopie (SP-RTM) untersucht werden. Beispielsweise sollen Inseln aus ferromagnetischen Halbleitern auf InAs(110) präpariert werden, um die Spinpolarisation an der lateralen Grenzfläche zu studieren. Für die makroskopische Charakterisierung der magnetischen Strukturen bietet sich die Methode MOKE<sup>13</sup> an, mittels derer die globalen magnetischen Eigenschaften bezüglich Hystereseverhalten, Anisotropien und kritischer Temperatur untersucht werden können.

Während die Curietemperatur  $T_C$  des Volumenmaterials der gebräuchlichsten ferromagnetischen Metalle Fe, Co und Ni weit oberhalb Raumtemperatur liegt (für Fe liegt sie z.B. bei 1043 K), besitzen ferromagnetische Halbleiter ein  $T_C$  unterhalb Raumtemperatur. Für In(Mn)As mit 5 % Mn erwartet man beispielsweise  $T_C \approx 50$  K [94]. Auch Systeme reduzierter Dimension konventioneller Metalle, z.B. Schichtsysteme mit Dicken im Bereich einiger Monolagen, besitzen Curietemperaturen deutlich unterhalb Raumtemperatur [95]. Für 1 ML Fe/W(110) erhält man z.B.  $T_C = 230$  K. Bei Verminderung der Dimensionalität des Systems durch Aufwachsen von sich nicht berührenden Monolagenstreifen stellt man fest, dass die Curietemperatur mit abnehmender Streifenbreite weiter abnimmt. Für noch niederdimensionalere Strukturen wird oft ein Übergang zum sogenannten *Superparamagnetismus* beobachtet [96]. Die Strukturen verhalten sich dann nur noch innerhalb der Zeitskala des Experiments unterhalb der *Blockingtemperatur* ferromagnetisch, oberhalb davon jedoch paramagnetisch. Für Fe-Cluster mit 10 nm Durchmesser erhält man z.B. eine Blockingtemperatur von 100 K [97]. Da mittels SP-RTM Inseln ferromagnetischer Halbleiter oder Metalle, die auf Halbleiteroberflächen aufgebracht werden, untersucht werden sollen, sollte das MOKE-System daher die Möglichkeit der

<sup>12</sup>Eine Temperatur von  $>1000$  K kann von ausserhalb der UHV-Kammer durch ein Pyrometer gemessen werden.

<sup>13</sup>Magneto Optischer Kerr Effekt

### 3 Aufbau einer 300 mK-Rastertunnelmikroskopie-Anlage

Kühlung zu möglichst niedrigen Temperaturen erlauben.

Das MOKE-System wurde in Zusammenarbeit mit F. Meier im Rahmen seiner Diplomarbeit konstruiert und aufgebaut [98]. Das nächste Kapitel gibt zunächst eine kurze Beschreibung der MOKE-Methode und zeigt eine Übersicht über die Komponenten. Kapitel 3.7.2 beschreibt die Magnetfelderzeugung. In Kapitel 3.7.3 wird die Kühlung sowie die erreichte Basistemperatur erläutert. In Kapitel 3.7.4 werden erste Testmessungen an einer Fe-Monolage auf W(110) gezeigt.

#### 3.7.1 Messprinzip und Übersicht über die Komponenten

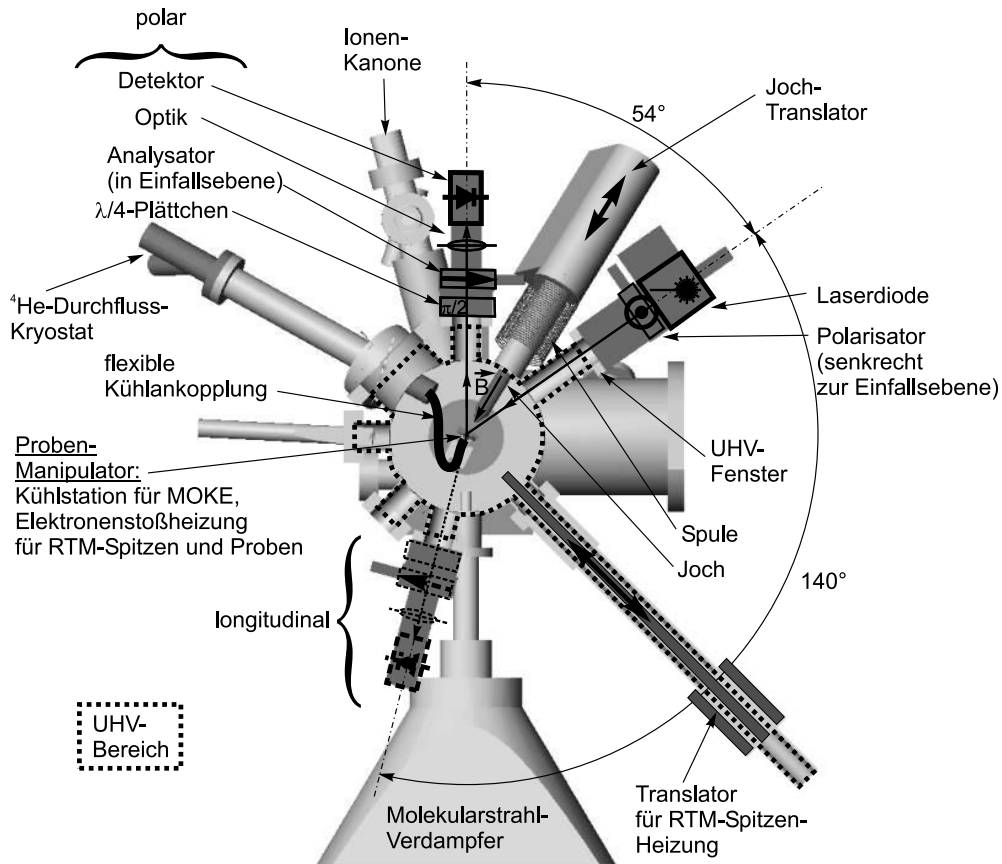
Die MOKE-Methode beruht auf der Drehung der Polarisationssebene linear polarisierten Lichts bei Reflexion an einer Schicht, die eine Magnetisierung  $\vec{M}$  aufweist. Die Drehung wird durch den Realteil  $\Phi''$  des sogenannten *Kerr-Winkels* beschrieben, der proportional zu  $|\vec{M}|$  ist. Geschickte Wahl der Geometrie aus Einfallsebene und Polarisationsrichtung des einfallenden Lichts erlaubt es, auf einzelne Komponenten von  $\vec{M}$  sensitiv zu sein. Durch Reflexion von linear polarisiertem Licht an einer magnetischen Schicht und Messung des Kerr-Winkels lassen sich daher Änderungen der Magnetisierung, die durch ein äußeres  $\vec{B}$ -Feld hervorgerufen werden, bestimmen. Für eine genaue Beschreibung der Abhängigkeit des Kerr-Winkels von  $\vec{M}$ , siehe [99].

Anstatt den relativ kleinen ( $<0.05^\circ$ ) Winkel  $\Phi''$  direkt zu messen, wird üblicherweise die durch die Drehung hervorgerufene Intensitätsänderung hinter einem Polarisator gemessen, dessen Durchlassrichtung zur Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes nahezu senkrecht steht. Abb. 3.14 zeigt den schematischen Aufbau des MOKE-Systems und seine Unterbringung in der UHV-Kammer 1. Durch eine stromstabilisierte Laserdiode ( $\lambda = 650 \text{ nm}$ ,  $P = 5 \text{ mW}$ ) und einen im Strahlengang nachfolgenden Polarisator wird senkrecht auf der Einfallsebene linear polarisiertes Licht erzeugt. Das Licht wird durch einen Fensterflansch in die UHV-Kammer geleitet, an der Probe reflektiert, und durch einen weiteren Fensterflansch wieder aus der Kammer herausgeleitet. Anschließend passiert es ein  $\lambda/4$ -Plättchen, einen weiteren Polarisator, und wird in eine Photodiode mit Farbfilter fokussiert, mittels derer die Intensität  $I$  gemessen wird. Mit dem  $\lambda/4$ -Plättchen kann eine unerwünschte, durch die UHV-Fenster hervorgerufene Polarisationsänderung ausgeglichen werden. Der zweite Polarisator wird um einen optimierten Winkel  $\alpha$  aus der zur einfallenden Polarisationsrichtung Senkrechten herausgedreht. Durch eine Spule-Joch-Konfiguration (s. Kap. 3.7.2) wird am Probenort ein externes Magnetfeld  $\vec{B}$  erzeugt. Es gilt dann

$$\Phi'' = \frac{I(B) - I^0}{I^0 - I_u} \cdot \frac{\alpha}{2} \quad (3.1)$$

mit der Intensität  $I_u$  bei  $\alpha = 0$  und  $\vec{B} = 0$  und  $I^0 = (I(B) - I(-B))/2$  [98].

Die Messung von  $I(B)$  erlaubt daher die Bestimmung der  $\Phi''(B)$ -Kurve und damit durch Verwendung bestimmter Geometrien die Messung der Abhängigkeit der Magnetisierungskomponenten der Probe von  $B$ . Bei der in Abb. 3.14 dargestellten, sogenannten *polaren* Geometrie liegt  $\vec{B}$  senkrecht zur Probenoberfläche und der Einfallswinkel des Lichts beträgt  $27^\circ$ . Die Methode ist dann sensitiv auf die senkrecht auf der Probenoberfläche



**Abb. 3.14:** Schnitt durch UHV-Kammer 1 mit MOKE-System-Komponenten in der Einfallsebene des Laser-Lichtes. Es ist der Strahlengang zum Messen der Magnetisierungskomponente senkrecht zur Probenoberfläche (polare Geometrie) dargestellt. Zum Messen der Magnetisierungskomponente in der Probenoberfläche wird die Probe mit dem Manipulator um etwa  $90^\circ$  geschwenkt und der Detektor an den unteren UHV-Flansch angebracht (longitudinale Geometrie). Der gestrichelt gezeichnete Bereich umschließt den UHV-Bereich in der Schnittebene. Die Probe befindet sich auf einem an dem xyz-Manipulator montierten Probenhalter, der thermisch an einen  $^4\text{He}$ -Verdampfungskryostaten gekoppelt ist. In der dargestellten Schnittebene befindet sich außerdem ein Translater, der zur Annäherung der RTM-Spitzen an die Elektronenstoßheizung dient. Zur Präparation mittels Argonionenbeschuss oder zum Bedampfen mit Molekularstrahlverdampfer wird der xyz-Manipulator in andere Kammerebenen verfahren. Deshalb ist die Kühlankopplung flexibel ausgelegt.

### 3 Aufbau einer 300 mK-Rastertunnelmikroskopie-Anlage

stehende Magnetisierungskomponente. Will man stattdessen sensitiv auf die in der Probenoberfläche liegende und zur Einfallsebene parallele Magnetisierungskomponente sein, so wird die Probe auf dem Manipulator um  $90^\circ$  geschwenkt und die Detektoroptik an dem unteren Flansch angebracht (*longitudinale* Geometrie). Der Einfallswinkel ist dann  $70^\circ$  und  $\vec{B}$  liegt in der Probenoberfläche. Da bei dünnen ferromagnetischen Schichten die leichte Achse meist entweder in der Probenoberfläche oder senkrecht dazu liegt, erlauben die beiden Geometrien die Messung von Hysteresekurven solcher Schichten in den leichten Richtungen, wobei natürlich ein eventueller Winkel zwischen leichter in-plane-Richtung und  $\vec{B}$ -Feldrichtung berücksichtigt werden muss.

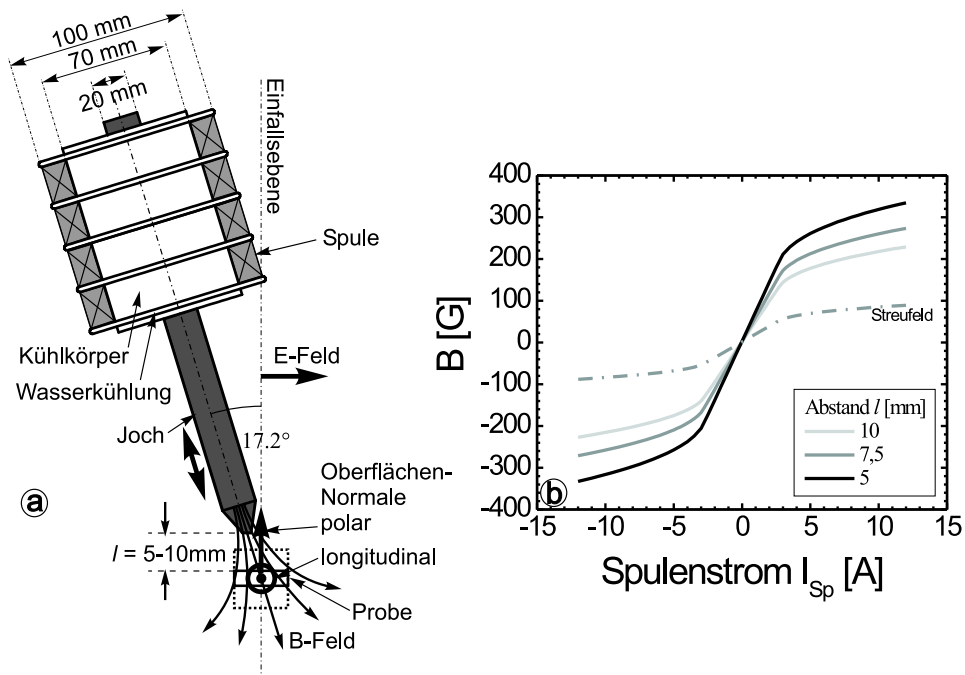
Die Probe befindet sich während der MOKE-Messungen auf einem auf dem Manipulator untergebrachten Probenhalter, der durch Ankopplung an einen  $^4\text{He}$ -Durchflusskryostaten bis etwa 35 K kühlbar bzw. durch eine Widerstandsheizung bis 450 K heizbar ist. Da sich neben dem MOKE-System in der UHV-Kammer in anderen Kammerebenen eine Argonionenkanone zum Sputtern von Spitzen und Proben und ein Molekularstrahlverdampfer befinden, die ebenfalls durch den Manipulator angefahren werden, musste die Kühlankopplung an den Durchflusskryostaten flexibel konstruiert werden (s. Kap. 3.7.3). Diese Art des Aufbaus erlaubte eine sehr kompakte Konstruktion des Gesamtsystems.

#### 3.7.2 Magnetfelderzeugung

Abb. 3.15 zeigt die zur Erzeugung des Magnetfelds benutzte Konfiguration aus Spule und Joch. Aufgrund der eingeschränkten Geometrie der für die MOKE-Apparatur zur Verfügung stehenden Flansche der UHV-Kammer wurde eine Ein-Pol-Anordnung gewählt. Die ausserhalb der UHV-Kammer befindliche Spule besteht aus vier Einzelspulen und besitzt insgesamt 680 Windungen aus 1.5 mm dickem, mit Polyimid-Kunststoff ummanteltem Kupferdraht. Diese Ummantelung wurde aufgrund ihrer Temperaturstabilität bis  $200^\circ\text{C}$  gewählt, da die Spule zum notwendigen Ausheizen der Kammer nicht demontiert werden kann. Die Spule ist auf einen wassergekühlten, segmentierten Kupferkörper gewickelt und kann im Dauerbetrieb mit bis zu 12 A betrieben werden.

Der Spulenkörper umgreift von außen einen UHV-Flansch. Innerhalb des Flansches befindet sich axial zur Spule ein Joch, das mittels eines Manipulators in Richtung zur Kammerachse und damit zur Probenposition bewegt werden kann. Das Joch wurde aus Vacofer S1 gefertigt, einer weichmagnetischen Eisenlegierung (99.98%), die sich durch eine niedrige Koerzitivfeldstärke bei relativ hoher Permeabilität auszeichnet [100]. Der Winkel zwischen Jochachse und Einfallsebene des Lichtes beträgt aufgrund der Geometrie der Flansche etwa  $17^\circ$ .

Mittels einer Hallsonde wurde die Magnetfeldkomponente am Probenort in Richtung der Probennormalen in longitudinaler Geometrie (s. Abb. 3.15 (a)) in Abhängigkeit des Spulenstromes für verschiedenen Joch-Probe-Abstände gemessen. Das Ergebnis zeigt Abb. 3.15 (b). Das Feld wächst zunächst linear mit dem Spulenstrom, um ab 2.5 A abzuknicken. Hier geht das Material des Jochs offenbar in Sättigung. Für den minimal möglichen Abstand zwischen Joch und Probe von 5 mm ergibt sich ein maximales Feld von 35 mT. Teilweise könnte ein solches Feld kleiner als die Koerzitivfeldstärke von fer-



**Abb. 3.15:** Magnetfeld des MOKE-Systems. (a) Skizze der Geometrie von Spule, Joch und Einfallsebene des Lichts mit senkrecht auf der Einfallsebene stehender Polarisation. Die Oberflächennormale der Probe bei polarer und longitudinaler Geometrie sind eingezeichnet (bei longitudinaler Geometrie liegt die Probeneoberfläche in der Zeichenebene). (b) Magnetfeld am Probenort in Abhängigkeit des Abstands zwischen Joch und Probe  $l$ . Es wurde die zur Oberflächennormale in polarer Geometrie parallele Magnetfeldkomponente gemessen. Das maximal mögliche Feld beträgt 35 mT. Die mit Streufeld markierte Kurve gibt die Komponente in Richtung des  $\vec{E}$ -Feldes bei 7.5 mm Jochabstand an.

romagnetischen Inseln sein. Aufgrund der Temperaturvariabilität des MOKE-Systems kann die Temperatur jedoch der Curietemperatur angenähert werden, wobei das Koerzitivfeld zunehmend klein wird, so dass zu erwarten ist, dass das erreichte Feld für die anvisierten Messungen ausreicht. Für größere Abstände nimmt das maximale Feld stark ab. Kleinere Abstände sind nicht möglich, da das Joch sonst den optischen Strahlengang unterbricht. Dasselbe maximale Feld erhält man parallel zur Probeneoberfläche in longitudinaler Geometrie.

Aufgrund der Magnetfeldinhomogenitäten durch die Ein-Pol-Anordnung (in Abb. 3.15 (a) durch  $\vec{B}$ -Feldlinien angedeutet) und der Tatsache, dass die Jochachse nicht exakt in der Einfallsebene liegt, erwartet man in polarer Anordnung eine unerwünschte Magnetfeldkomponente in der Oberfläche. Diese wurde durch Ausrichtung der Flächennormale der Hallsonde in  $\vec{E}$ -Feldrichtung (s. Abb. 3.15 (a)) gemessen und in Abb. 3.15 (b) als strich-

### 3 Aufbau einer 300 mK-Rastertunnelmikroskopie-Anlage

punktierte Linie eingezeichnet. Aus dem Verhältnis dieser Magnetfeldkomponente und der Komponente senkrecht zur Oberfläche ergibt sich, dass das  $\vec{B}$ -Feld an der Messposition um etwa  $15^\circ$  aus der Senkrechten gedreht ist. Eine dadurch induzierte, in der Probenoberfläche liegende Magnetisierungskomponente geht aufgrund des senkrecht zur Einfallsebene gewählten  $\vec{E}$ -Feldes jedoch nicht in den gemessenen Kerrwinkel ein, da der MOKE-Effekt für parallel zur Richtung des einfallenden  $\vec{E}$ -Feldes liegende Magnetisierungen verschwindet [98].

#### 3.7.3 Kühlankopplung

Aus den eingangs beschriebenen Gründen ist die Möglichkeit der Kühlung der Probe während der MOKE-Messungen auf eine möglichst niedrige Temperatur wünschenswert. Dies erfordert eine optimale thermische Ankopplung des auf dem xyz-Manipulator montierten Probenhalters an den im UHV befindlichen Kühlfinger des kommerziellen  $^4\text{He}$ -Verdampfungskryostaten [101], sowie eine gute thermische Entkopplung von dem auf Raumtemperatur befindlichen Manipulator. Andererseits erfordert die Vielzahl der in der UHV-Kammer untergebrachten Präparationsmöglichkeiten, die ebenfalls mit dem Manipulator anfahrbar sein sollen, dass der Probenhalter in alle drei Raumrichtungen beweglich, sowie um die z-Achse rotierbar bleibt (s. Abb. 3.14). Deshalb wurde der Probenhalter mittels flexibler Kupferlitzen an den Kühlfinger angekoppelt und VA-Stahl als Material geringer Wärmeleitfähigkeit für die Befestigung des Probenhalters am Manipulator benutzt. Aus Geometriegründen müssen die Kupferlitzen mindestens  $l_{\text{Litze}} = 20$  cm lang sein.

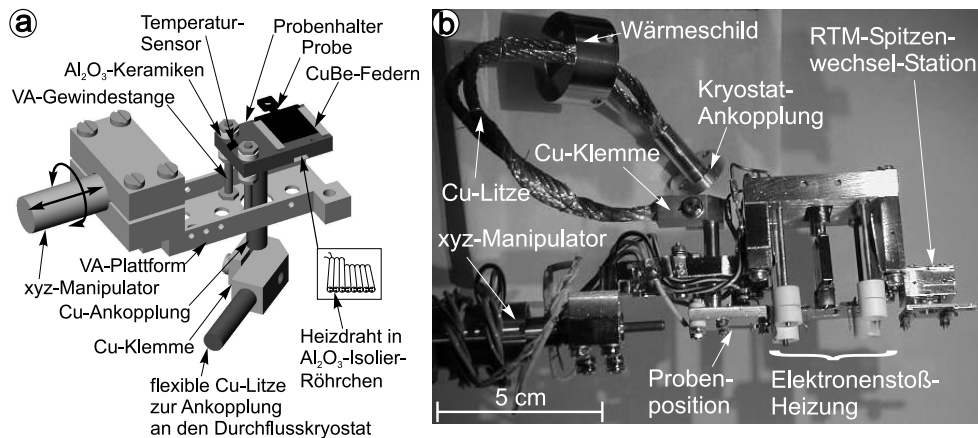
#### Dimensionierung

Um die für das Erreichen einer bestimmten Basistemperatur an dem Probenhalter notwendige Fläche  $A_{\text{Litze}}$  der Kupferlitzen abzuschätzen, wurde folgende Rechnung durchgeführt. Das Kühlsystem wird beschrieben durch den Wärmetauscher des Kryostaten mit Temperatur  $T_{\text{Kryo}}$ , den Probenhalter mit Temperatur  $T_{\text{Probe}} > T_{\text{Kryo}}$  und den xyz-Manipulator mit Temperatur  $T_{\text{xyz}} = 300$  K. Vom Probenhalter fließt über die Kupferlitzen eine Wärmeleistung von

$$P_{\text{Litze}} = \lambda_{\text{Litze}} \cdot (T_{\text{Probe}} - T_{\text{Kryo}}) \cdot \frac{A_{\text{Litze}}}{l_{\text{Litze}}} \quad (3.2)$$

zum Kühlfinger. Dabei ist  $\lambda_{\text{Litze}}$  die temperaturabhängige spezifische Wärmeleitfähigkeit von Kupfer. Andererseits fließt vom xyz-Manipulator auf den Probenhalter über die VA-Stahl-Verbindung eine Wärmeleistung von  $P_{\text{VA}} = \lambda_{\text{VA}} \cdot (T_{\text{xyz}} - T_{\text{Probe}}) \cdot A_{\text{VA}}/l_{\text{VA}}$  mit der spezifischen Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{\text{VA}}$  von VA-Stahl und Fläche  $A_{\text{VA}}$ , bzw. Länge  $l_{\text{VA}}$  der Verbindung. Die Basistemperatur wird dann erreicht, wenn sich das System im thermischen Gleichgewicht befindet, d.h. wenn gilt  $P_{\text{Kryo}} = P_{\text{Litze}} = P_{\text{VA}}$ .

VA-Stahl besitzt schon bei Raumtemperatur mit  $\lambda_{\text{VA}} = 0.15 \frac{\text{W}}{\text{Kcm}}$  eine relativ niedrige Wärmeleitfähigkeit, die bei tiefen Temperaturen sogar noch um zwei Größenordnungen abfällt [86]. Nimmt man  $A_{\text{VA}} = 0.063 \text{ cm}^2$  und  $l_{\text{VA}} = 2.5 \text{ cm}$  an, was zwei VA-M2-Gewindestangen mit dieser Länge entspricht, sowie obiges  $\lambda_{\text{VA}}$  auf der gesamten Länge



**Abb. 3.16:** Temperaturvariabler Probenhalter für die MOKE-Apparatur. (a) Prinzipskizze des Probenhalters. Die Probe ist mit CuBe-Federn an den Probenhalter aus Kupfer angekoppelt, der wiederum über flexible Kupferlitze mit dem Wärmetauscher des Verdampfungskryostats verbunden wird. Dadurch ist die auf dem xyz-Manipulator untergebrachte Probenstation in der Vakuumkammer frei beweglich. Über einen Heizdraht sind Temperaturen oberhalb RT einstellbar. (b) Foto des Probenhalters. Auf dem Manipulator ist außerdem die Elektronenstoßheizung und eine Station zur Übergabe von RTM-Spitzen untergebracht.

der Gewindestangen, so ist der maximale Wärmeeintrag auf  $P_{VA} = 1 \text{ W}$  beschränkt. Der wirkliche Wärmeeintrag wird um einiges geringer sein, da die Gewindestangen sich nicht auf der gesamten Länge auf Raumtemperatur befinden werden.

Laut Hersteller kann der Kühlfinger eine Leistung von  $P_{Kryo} = 1 \text{ W}$  selbst auf seiner Basistemperatur von  $T_{Kryo} = 4.2 \text{ K}$  abführen, bei höheren Temperaturen wird die abführbare Wärmeleistung sogar größer [102]. Mit einer Wärmeleitfähigkeit von  $\lambda_{Litze} = 5 - 20 \frac{\text{W}}{\text{Kcm}}$ , die für Kupfer im Bereich tiefer Temperaturen (5-30 K) gilt [86], und einer gewünschten Probentemperatur von  $T_{Probe} = 10 - 25 \text{ K}$  ergibt sich dann nach (3.2) eine notwendige Querschnittsfläche der Kupferlitze von  $24 \text{ mm}^2$ . Diese Fläche wird durch zwei Kupferlitzen mit einem Durchmesser von etwa 4 mm erzielt.

Bei der Rechnung wurde eine mögliche Erwärmung der Litzen und des Probenhalters durch die Raumtemperaturstrahlung nicht berücksichtigt. Die Strahlungsleistungen lassen sich jedoch unter Verwendung der entsprechenden geometrischen Abmessungen auf  $< 8 \cdot 10^{-2} \text{ W}$  für die Litze und  $< 8 \cdot 10^{-3} \text{ W}$  für den Probenhalter abschätzen, wobei eine Oberfläche von  $9 \text{ cm}^2$  für den Probenhalter und eine Emissivität von  $\epsilon = 0.02$  [103] angenommen wurde. Die Strahlungsleistung ist daher vernachlässigbar.

Weiterhin sind auftretende Wärmekontaktwiderstände in der Rechnung nicht berücksichtigt worden. Die Kontaktwiderstände zwischen Probenhalter und Manipulator sind jedoch weitaus höher als diejenigen zwischen Probenhalter und Kühlfinger. Um die Kontaktwiderstände von unvermeidbaren Presskontakten zwischen Einzelteilen der Kupfer-

### 3 Aufbau einer 300 mK-Rastertunnelmikroskopie-Anlage

litzenverbindung so klein wie möglich zu halten, wurden die aufeinandergespressten Flächen vergoldet. Daher sollte die Abschätzung der Probenhaltertemperatur von 10-25 K als obere Grenze gültig bleiben. Bei den Testmessungen in Kapitel 3.7.4 konnte tatsächlich eine Temperatur von  $T < 35$  K erreicht werden. Diese Temperatur ist kleiner als  $T_C$  der meisten ferromagnetischen Halbleiter (z.B. In(Mn)As) und ebenfalls kleiner als die Curietemperatur bzw. die Blockingtemperatur der meisten metallischen Ferromagneten reduzierter Dimension (s. Einleitung Kap. 3.7). Sie ist daher für die angestrebten Messungen ausreichend.

#### Konstruktion des Probenhalters

Abb. 3.16 (a) zeigt eine Konstruktionszeichnung des auf den Manipulator montierten Probenhalters. Der Probenhalter besteht aus Kupfer und ist über eine Kupferklemme mit der Kupferlitze verbunden. Am anderen Ende ist die Kupferlitze mit einem weiteren Kupferteil verbunden, welches an den Kühlfinger des Kryostaten angeschraubt wird. Dies ist in einem Foto des Probenhalters in Abb. 3.16 (b) zu sehen. Die Litze ist an beiden Enden in die entsprechenden Anschlussteile eingelötet. Eine Unterbrechung der Kühllankopplung durch eine Klemm- und eine Schraubverbindung war aus Gründen der Zusammenbaubarkeit der Teile in der UHV-Kammer notwendig. Sämtliche Kupferteile sind vergoldet, um optimale thermische Kontakte herzustellen.

Der Probenhalter ist mit den zwei VA-Gewindestangen auf einer VA-Plattform des xyz-Manipulators montiert und damit thermisch isoliert. Ein zusätzlicher Wärmewiderstand wird durch die Verwendung von  $Al_2O_3$ -Keramiken zwischen VA-Gewindestangen und Probenhalter erzielt.

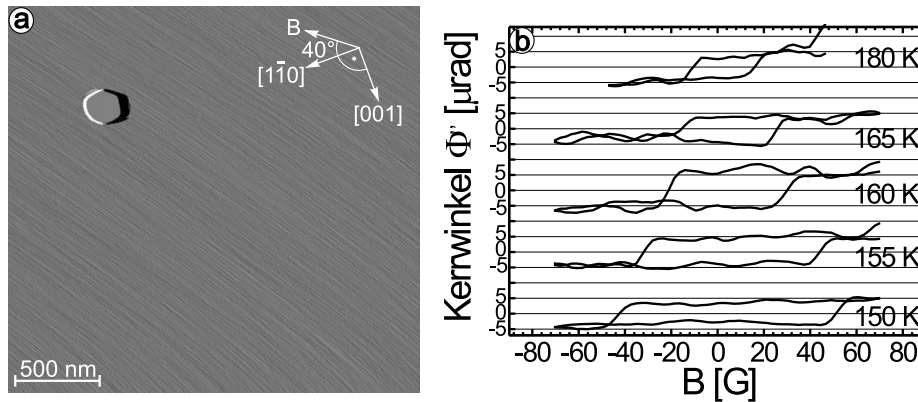
In einer Aussparung des Probenhalters ist ferner eine Widerstandsheizung aus in  $Al_2O_3$ -Keramiken isoliertem W-Draht untergebracht, die zur Regelung der Temperatur durch Gegenheizen, bzw. zum Einstellen von Temperaturen oberhalb RT benutzt wird. Die Probe wird mittels CuBe-Klemmen auf den Probenhalter geklemmt. Am Probenhalter ist ein Temperatursensor angeschraubt.

In Abb. 3.16 (b) ist außerdem rechts die Elektronenstoßheizung (s. Kap. 3.6.1) und eine Station zur Übergabe von RTM-Spitzen an den Translator für die Spitzenheizung (s. Abb. 3.14) zu sehen, die ebenfalls auf dem Manipulator untergebracht sind.

#### Temperaturbereich

Für den Test des temperaturvariablen Probenhalters wurde als Temperatursensor ein Thermoelement (Typ K) benutzt. Dieses ist zur Bestimmung tiefer Temperaturen nicht optimal geeignet, da die Thermospannung dort klein wird und an den Zuleitungen schon bei Raumtemperatur zusätzliche Offset-Spannungen auftreten. Nichtsdestotrotz lässt sich mit der gemessenen Thermospannung die Basistemperatur zu  $< 35$  K abschätzen. Obige Rechnung zur Dimensionierung der Kupferlitzen ergibt also in etwa das richtige Resultat. In Zukunft soll eine genauere Temperaturbestimmung mit einer Si-Diode durchgeführt werden. Mit der Widerstandsheizung erreicht man eine maximale Temperatur von 450 K bei einer elektrischen Leistung von 15 W. Bei höheren Temperaturen weichen die Lötverbindungen der Kupferlitzen auf. Der nutzbare Temperaturbereich der MOKE-Apparatur ist folglich 35-450 K.





**Abb. 3.17:** Testmessung an 1 ML Fe/W(110). (a) Konstantstrombild ca. 1 ML Fe/W(110) aufgedampft bei RT, anschließend bei 650 K getempert (-800 mV, 40 pA). Das Substrat ist mit einer geschlossenen Fe-ML bedeckt. Das überschüssige Fe ist zu 35 ML hohen Inseln zusammengewachsen, die 1% der Fläche bedecken. Auf der Monolage erkennt man die Stufenkanten des Substrats als diagonales Streifenmuster. Die leichte Magnetisierungsrichtung der Monolage  $[1\bar{1}0]$  ist eingezeichnet. (b) Mittels MOKE gemessene Hysteresekurven des Fe-Films aus (a) mit Magnetfeld entlang der eingezeichneten Richtung ( $B$  gibt Komponente in  $[1\bar{1}0]$ -Richtung an). Die Breite der Hysteresekurve nimmt mit steigender Temperatur ab. Aus der Signalstärke lässt sich die Auflösung der Apparatur zu  $<0.5$  ML abschätzen.

### 3.7.4 Testmessung: 1 ML Fe/W(110)

Um die MOKE-Apparatur zu testen, bietet sich das System Fe/W(110) an. Zum einen kann es mit den in der Anlage befindlichen Methoden relativ einfach präpariert werden. Zum anderen ist es bezüglich seiner magnetischen und strukturellen Eigenschaften im Bereich von ein bis zwei Monolagen Bedeckung bereits hinreichend charakterisiert [95, 104, 105]. Da die Curietemperatur von 1 ML Fe unter Raumtemperatur liegt, wurde diese Bedeckung gewählt, um die MOKE-Apparatur bezüglich Temperaturvariabilität und Auflösungsgrenze zu testen.

Abb. 3.17 (a) zeigt ein mit RTM aufgenommenes Konstantstrombild eines 1 ML Fe-Films auf W(110), der nach dem Aufwachsen bei RT auf 650 K getempert wurde. Dies führt zum Wachstum von sehr vereinzelt, etwa 35 ML hohen Fe-Inseln, die 1% der Fläche bedecken. Das Substrat zwischen den Inseln ist mit einer geschlossenen Monolage Fe bedeckt [106].

Nach [38, 50] ist bekannt, dass die Magnetisierung solcher Inseln eine Vortexstruktur aufweist und deren Curietemperatur oberhalb von Raumtemperatur liegt. Für die Monolage

### 3 Aufbau einer 300 mK-Rastertunnelmikroskopie-Anlage

erwartet man dagegen eine Magnetisierung in der Probenoberfläche, mit der leichten Achse entlang  $[1\bar{1}0]$ . Die Curietemperatur kann unter Berücksichtigung der Terrassenbreite von 10 nm zu 210 K abgeschätzt werden [95]. In der Tat misst man an der Struktur aus Abb. 3.17 (a) mittels MOKE in longitudinaler Geometrie bei einem Winkel von  $40^\circ$  zur leichten Achse in Abb. 3.17 (b) Hysteresekurven, die auf eine leichte Achse in der Probenoberfläche hindeuten. Da das externe  $\vec{B}$ -Feld unter einem Winkel von  $40^\circ$  zur erwarteten leichten Achse steht, ist das wirksame Feld entsprechend kleiner. Ferner stellt man bei Temperaturänderung eine deutliche Abnahme des Koerzitivfeldes bei Annäherung an 180 K fest. Bei höheren Temperaturen verschwindet das Hystereseverhalten vollständig (nicht gezeigt). Das hystereseförmige Signal stammt daher von der Fe-Monolage und nicht von den wenigen Inseln. Aus der Signalstärke kann abgeschätzt werden, dass mit der MOKE-Apparatur Schichtdicken unter 0.5 ML leicht aufgelöst werden können, wie für die angestrebten Messungen an Ferromagnet-Halbleiter-Hybriden verlangt.

Die Messungen demonstrieren, dass sich durch Annäherung an die Curietemperatur die Koerzitivfeldstärke des Systems drastisch reduzieren lässt. Dies ist besonders dann von Vorteil, wenn die erreichbaren Feldstärken zur Untersuchung des ferromagnetischen Verhaltens eines Systems weit unterhalb der Curietemperatur nicht ausreichen. Ausgenützt werden kann dies auch zur Messung der Suszeptibilität und Curietemperatur mittels Lock-In-Technik. Dabei wird ein kleines, um 0 T oszillierendes Feld mit Frequenzen von etwa 100 Hz angelegt, und die Proben temperatur geändert. Beim Überschreiten der Curietemperatur wird die Suszeptibilität im Nullfeld groß und man erhält einen Peak im mit dem Lock-In-Verstärker gemessenen Kerrsignal (s. z.B. [107]). Zusätzlich erwartet man mittels Lock-In-Technik eine noch höhere Auflösung der Apparatur.

## 3.8 Zusammenfassung

Es wurde eine Rastertunnelmikroskopie(RTM)-Anlage aufgebaut, die es erlaubt, Probenoberflächen unter Ultrahochvakuumbedingungen (UHV) mittels RTM oder Rastertunnelspektroskopie (RTS) bei Temperaturen von 300 mK bis 100 K und Magnetfeldern bis zu 14 T zu untersuchen.

Proben und RTM-Spitzen können ohne Verlassen des UHV-Bereichs in eine an den Kryostaten angekoppelte 3-Kammer-UHV-Anlage transferiert werden, um dort mittels unterschiedlichster Präparations- und Analysetechniken präpariert bzw. charakterisiert zu werden. Der Basisdruck des gesamten UHV-Systems liegt auch ohne Kryostatkühlung bei  $p \leq 1 \cdot 10^{-10}$  mbar.

Der Test des Kryostaten zeigt, dass eine Basistemperatur von  $262 \pm 5$  mK am RTM über eine Standzeit von 130 h gehalten wird. Ohne Pumpen am 1 K-Topf liegt die Basistemperatur bei  $315 \pm 5$  mK mit einer Standzeit von 30 h. Im Rahmen dieser Standzeit sind selbst zeitaufwendige Spektroskopiefelder unter Messung vollständiger Spektroskopiekurven möglich.

Erste Testmessungen bei 315 mK zeigen ein z-Rauschen von deutlich unter  $5 \text{ pm}_{\text{pp}}$ . Die Abbildung funktioniert auch in Magnetfeldern einwandfrei. Spektroskopiekurven an InAs

zeigen darüberhinaus ein hohes Signal/Rausch-Verhältnis von 20.

Für das UHV-System wurde eine Apparatur aufgebaut, die es erlaubt, ferromagnetische Strukturen mittels magneto-optischem Kerr-Effekt in einem Temperaturbereich von 35 K bis 450 K zu charakterisieren. Erste Testmessungen zeigen, dass die Auflösung der Apparatur unter 0.5 ML ferromagnetischen Materials liegt. Diese Apparatur soll zukünftig zur Vorcharakterisierung von Strukturen aus ferromagnetischen Halbleitern oder Metallen auf InAs(110) dienen.

Die im Rahmen dieser Arbeit neu aufgebaute 300 mK-UHV-Rastertunnelmikroskopie-Anlage erlaubt es also nicht nur räumlich homogene Elektronensysteme, sondern auch Ferromagnet-Halbleiter-Hybridsysteme bei tiefsten Temperaturen sowie im Magnetfeld zu vermessen. Die Untersuchung eines homogenen Elektronensystems in einer 6 K-Anlage wird im nächsten Kapitel beschrieben.

### *3 Aufbau einer 300 mK-Rastertunnelmikroskopie-Anlage*

## 4 Von quantisierten Zuständen zur Perkolation

Die Perkolationstheorie beschäftigt sich mit dem einfachsten möglichen Phasenübergang mit nichttrivialem kritischem Verhalten [108]. Aufgrund der einfachen Formulierung des Perkolationsproblems und seiner großen Universalität konnte die Perkolationstheorie auf so unterschiedliche Probleme wie z.B. Elektronenlokalisierung in ungeordneten Potentialen, Gelbildung in Polymeren, Permeabilität von porösen Felsen aber auch auf die Ausbreitung von Epidemien und Waldbränden angewandt werden [109]. Gerade in der Physik der ungeordneten Festkörper können viele Probleme durch Perkolation beschrieben werden. Erst kürzlich wurde vorgeschlagen, dass Perkolation verantwortlich ist für den dichteabhängigen Metall-Isolator(MI)-Übergang in zweidimensionalen Elektronensystemen (2DES) [45, 46], dass Perkolation die Dotierungsabhängigkeit der kritischen Temperatur von Hochtemperatursupraleitern erklären könnte [43] und dass Perkolation einen Teil des komplexen Phasendiagramms von dotierten Manganaten bestimmt [44]. Auch der Quantenhallübergang kann auf magnetfeldabhängige Perkolation von Driftzuständen zurückgeführt werden [47–49].

Besonders intensiv wurde der MI-Übergang dreidimensionaler Systeme im Nullfeld untersucht, der den einfachsten möglichen Quantenphasenübergang repräsentiert [110,111]. Das System geht dabei nur durch Vergrößerung der Unordnung von einem leitenden in einen isolierenden Grundzustand über. Lange Zeit wurde jedoch davon ausgegangen, dass in zweidimensionalen Systemen kein solcher Übergang zu finden sei, sondern dass aufgrund der exponentiellen Lokalisierung der Wellenfunktionen selbst bei geringster Unordnung ein Isolator vorliegt [112]. Durch systematische Untersuchung der Temperaturabhängigkeit des Widerstands  $\rho(T)$  im Nullfeld von verschiedenen verdünnten 2D-Elektronen und -Lochsystemen wird jedoch mittlerweile davon ausgegangen, dass diese Behauptung nicht stimmt [17, 113–116]. Bis zu den tiefsten erreichbaren Temperaturen wurde nämlich metallisches Verhalten ( $d\rho/dT > 0$ ) beobachtet, wenn die Ladungsträgerdichte oberhalb eines kritischen Werts liegt. Für kleinere Dichten ist das System dagegen wie erwartet isolierend ( $d\rho/dT < 0$ ).<sup>1</sup> Obwohl viele der Transportmessungen aufgrund der experimentellen Skalierbarkeit mit kritischen Exponenten die Universalität des Phasenübergangs andeuten [17, 110], ist die Ursache des metallischen Verhaltens und der Übergang zum Isolator bisher nicht geklärt.

In einer Reihe neuerer theoretischer Veröffentlichungen wird für den Metall-Isolator-

---

<sup>1</sup>In neueren Veröffentlichungen wird sogar von metallischem Verhalten mit  $d\rho/dT < 0$  berichtet, wobei der Widerstand bei kleinen Temperaturen gegen einen endlichen Wert konvergiert [113, 115].

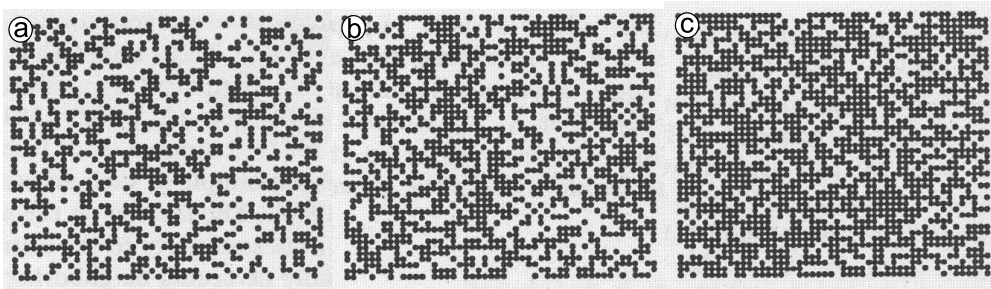
#### 4 Von quantisierten Zuständen zur Perkolation

Übergang eine Beschreibung durch Perkolationstheorie vorgeschlagen. MEIR nimmt ein inhomogenes System aus Elektronen- (oder Loch)pfützen an, die durch Quantenpunktkontakte verbunden sind [45,117], und beschreibt deren Gesamtwiderstand durch klassische Perkolationstheorie. HE und XIE beschreiben den MI-Übergang des 2DES von Si-MOSFETs durch zwei Phasen, von denen die eine Phase hohe Elektronendichte und hohe Leitfähigkeit zeigt. Diese perkoliert abhängig von der Gesamtelektronendichte durch die andere isolierende Phase mit niedriger Elektronendichte [46,118]. Beide Modelle können einige wesentliche experimentelle Befunde erklären, stehen jedoch in Konkurrenz zu einer ganzen Reihe anderer Erklärungsmodelle [17].

In der Tat wurden durch Nahfeld-Spektroskopie an einem 2DES in einer  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ -Heterostruktur Anzeichen einer Phasenseparation gefunden [119]. Allerdings zeigen Messungen der lokalen Kompressibilität eines zweidimensionalen Lochgases mit einem Einelektronentransistor, dass der MI-Übergang nicht mit der oben vorgeschlagenen Perkolationstheorie erklärt werden kann, sondern stattdessen ein komplexeres Zweiflüssigkeiten-System vorliegt [120]. Bei Annäherung an den MI-Übergang wird zwar eine Zunahme von Pfützen lokalisierter Ladung, die untereinander schwach gekoppelt sind, gefunden. Diese Pfützen koexistieren jedoch mit einer metallischen Phase, so dass vermutlich kompliziertere Modelle nötig sind.

Nichtsdestotrotz zeigt sich am Beispiel des MI-Übergangs, dass der Perkulationsübergang als einfaches Modell für die Beschreibung von Quantenphasenübergängen physikalisch relevant ist. Auf der nm-Skala wurden solche Perkulationsübergänge bisher noch nicht untersucht. In diesem Kapitel wird ein speziell präpariertes 2DES benutzt, das einem starken Unordnungspotential unterliegt, um den Übergang von lokalisierten Zuständen zur Perkolation zu beobachten. Das benutzte 2DES ist die Inversionsschicht von Co/InAs(110). Durch Rastertunnelspektroskopie wurde die *LDOS* dieses 2DES direkt mit hoher Ortsauflösung abgebildet. Die Variation der Elektronendichte wurde dabei durch Veränderung der Tunnelspannung  $U$  simuliert.

Zunächst wird eine kurze Einführung in die Perkolationstheorie unter besonderer Berücksichtigung von Quanteneigenschaften gegeben (Kap. 4.1). In Kapitel 4.2 werden dann einige benötigte Eigenschaften des Indiumarsenid beschrieben. Kapitel 4.3 gibt einen kurzen theoretischen Überblick über die Eigenschaften des adsorbatinduzierten 2DES. Die topographischen und die räumlich gemittelten elektronischen Eigenschaften des Systems Co/p-InAs(110), die mittels RTM und ARUPS bestimmt wurden, werden in Kapitel 4.4 und Kapitel 4.5 beschrieben. Dabei zeigt sich, dass im 2DES ein starkes Unordnungspotential vorliegt, dessen Fluktuationen mit einer in Kapitel 4.6 angegebenen Methode abgeschätzt werden können. Die elektronischen Eigenschaften lokalisierter und perkolierter Zustände werden schließlich in Kapitel 4.7 mittels Tieftemperaturrastertunnelspektroskopie untersucht.



**Abb. 4.1:** Perkolationsübergang auf einem zweidimensionalen quadratischen Gitter (aus [108]). (a)  $p = 0.45$ , (b)  $p = 0.5927 = p_c$ , (c)  $p = 0.7$ .

## 4.1 Perkolationsstheorie

### 4.1.1 Klassische Perkolationsstheorie

Das klassische Perkolationsproblem<sup>2</sup> kann folgendermaßen formuliert werden. Gegeben sei ein Gitter, eingebettet in den  $d$ -dimensionalen Raum. Jeder Gitterpunkt werde mit Wahrscheinlichkeit  $p$  besetzt oder bleibe mit Wahrscheinlichkeit  $(1 - p)$  frei. Bei diesem Prozess entstehen *Cluster*, d.h. Konglomerate aus besetzten Gitterpunkten, die über nächste Nachbarn zusammenhängen. Die Frage, mit der sich die Perkolationsstheorie beschäftigt, ist nun: Wie verändert sich die Größenverteilung der Cluster bei Variation von  $p$ ? Trotz der einfachen Formulierung besitzt dieses Problem bereits einen Phasenübergang 2. Ordnung, der sich darin manifestiert, dass oberhalb der sogenannten *Perkolationschwelle*  $p \geq p_c$  mit Wahrscheinlichkeit 1 ein unendlich großer Cluster auftaucht. Unterhalb von  $p_c$  sind dagegen alle Cluster endlich. Der oben beschriebene Prozess wurde in Abb. 4.1 für ein quadratisches Gitter in 2 Dimensionen durchgeführt. Für  $p = 0.5927$  erscheint ein Cluster, der sich von der oberen zur unteren Kante des dargestellten Bereichs erstreckt. Dies ist ein Teil des unendlichen Clusters, d.h. die Perkolationschwelle liegt in diesem Fall bei  $p_c = 0.5927$ . Es zeigt sich jedoch, dass  $p_c$  sowohl von  $d$  als auch vom Gitter abhängt. Z.B. gilt für das 2D-Dreiecksgitter  $p_c = 1/2$  und für das 3D-kubische Gitter  $p_c \approx 0.314$  [108].<sup>3</sup>

Der Phasenübergang an der Perkolationschwelle ist von 2. Ordnung. Dies bedeutet, dass bestimmte Größen, wie z.B. die Wahrscheinlichkeit  $P_\infty$ , dass ein Gitterpunkt zum unendlichen Cluster gehört, bei  $p_c$  eine Diskontinuität haben. Von diesen Größen ist hier vor allem die *Korrelationslänge*  $\xi$  interessant. Definiert man eine Korrelationsfunktion  $g(r) \propto \exp(-r/\xi)$ , die diejenige Wahrscheinlichkeit angibt, dass zwei Gitterpunkte

<sup>2</sup>Gute Übersichten über die Perkolationsstheorie findet man in [108,109,121], wobei besonders das Buch von STAUFFER zu empfehlen ist [109].

<sup>3</sup>In 3 Dimensionen ist keine Perkolationschwelle exakt bekannt, es sind nur numerische Daten vorhanden.

#### 4 Von quantisierten Zuständen zur Perkolation

mit lateralem Abstand  $r$  zum selben Cluster gehören, so ist  $\xi$  ein Maß für die mittlere Ausdehnung der Cluster.  $\xi$  divergiert an der Perkolationsschwelle gemäß

$$\xi \propto |p - p_c|^{-\nu} \quad p \rightarrow p_c, \quad (p < p_c) \quad (4.1)$$

Das Divergenzverhalten wird also durch einen *kritischen Exponenten*  $\nu$  beschrieben. Solche kritischen Exponenten beschreiben auch das Verhalten der anderen diskontinuierlichen Größen in der Nähe von  $p_c$ . Aufgrund der Hypothese, dass  $\xi$  die einzige Längenskala ist, die das kritische Verhalten dominiert („one parameter scaling hypothesis“), kann man Beziehungen zwischen den kritischen Exponenten der Größen herleiten.

Die kritischen Exponenten hängen nicht mehr vom Gitter, sondern nur noch von der Dimension ab. Für  $d = 2$  ergibt sich z.B.  $\nu = 4/3$  [109]. Die Eigenschaft, dass das Verhalten der kritischen Größen am Phasenübergang  $p_c$  allein durch die Dimension festgelegt ist und nicht von den Details der zugrundeliegenden Topographie abhängt, nennt man *Universalität*. Eine *Universalitätsklasse* ist also durch den Satz von kritischen Exponenten festgelegt.

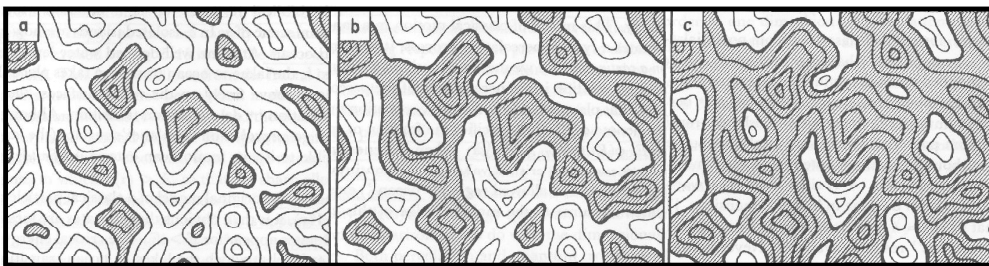
Ein weiteres Problem, mit dem sich die Perkolationstheorie beschäftigt, ist die Form der Cluster. Man findet, dass die Cluster an der Perkolationsschwelle eine *fraktale Dimension*  $d_c$  besitzen. Ist  $a$  die maximale lineare Ausdehnung eines Clusters aus  $s$  Gitterpunkten, so gilt für große Cluster  $s(a) \propto a^{d_c}$ . Bei  $p_c$  ist die fraktale Dimension  $d_c < d$ . Solche geometrischen Objekte bezeichnet man als *Fraktale* (z.B.  $d_c = 91/48$  für  $d = 2$ ). Besondere Eigenschaft solcher Fraktale ist die sogenannte *Selbstähnlichkeit*, was bedeutet, dass ein beliebiger Teil des Clusters nach der richtigen Reskalierung durch die gleiche statistische Verteilung wie der gesamte Cluster charakterisiert wird (*statistische Selbstähnlichkeit*). Die Cluster sind jedoch nur für Skalierungen innerhalb des Bereichs vom Abstand der nächsten Nachbarn des Gitters bis zur maximalen Ausdehnung der Cluster  $a$  selbstähnlich (man spricht von *physikalischer Selbstähnlichkeit*) [108].

Die meisten Erkenntnisse der Perkolationstheorie wurden durch Simulationen an Systemen mit einer notwendigerweise endlichen Ausdehnung  $L$  in Computerexperimenten erlangt. Durch die endliche Ausdehnung erhält man Abweichungen des kritischen Verhaltens, sobald die Korrelationslänge in die Nähe von  $L$  rückt, also insbesondere an der Perkolationsschwelle. Um die für endliche Systeme erhaltenen Ergebnisse auf reale unendliche Systeme hochzuskalieren müssen die kritischen Exponenten als auch die Perkolationsschwelle mittels *finite size scaling*-Theorien korrigiert werden.

#### Kontinuumsperkolation

Für das Problem von quasiklassischen Elektronen in einem ungeordneten Potential  $V(\vec{r})$  wurde von ZALLEN und SCHER 1971 das sogenannte *Potential-Modell* vorgeschlagen [122]. Es beschreibt beispielsweise den Lokalisierungs-Delokalisierungs-Übergang in amorphen Halbleitern. Bei diesem Modell werden die im klassischen Sinn für Elektronen der Energie  $E$  zugänglichen Regionen, in denen  $V(\vec{r}) \leq E$  gilt, besetzt, während die Regionen mit  $V(\vec{r}) > E$  frei bleiben. Das Potential wird dabei als zufallsverteilt angenommen. Der Bruchteil  $\nu(E)$  der mit Elektronen überfluteten Fläche übernimmt hier die Rolle der Wahrscheinlichkeit  $p$  des diskreten Modells. Man interessiert sich nun für die Verteilung





**Abb. 4.2:** Veranschaulichung des Kontinuumperkolationsmodells von Zallen und Scher (aus [121]). (a)  $E < E_c$ , (b)  $E = E_c$ , (c)  $E > E_c$ .

der überfluteten Regionen in Abhängigkeit der Elektronenenergie.

Bei kleinem  $E$  erhält man isolierte *Seen* aus erlaubten Regionen, die durch einen unendlich ausgedehnten *Kontinent* aus verbotenen Regionen getrennt sind (s. Abb. 4.2 (a)). Bei hohem  $E$  findet man die umgekehrte Situation mit einem unendlich ausgedehnten *Ozean* aus erlaubten Regionen und isolierten *Inseln* aus verbotenen Regionen (s. Abb. 4.2 (c)). Irgendwo dazwischen gibt es eine scharf definierte *kritische Energie*  $E = E_c$ , bei der der Ozean auftaucht und der Kontinent verschwindet (s. Abb. 4.2 (b)). Der entsprechende Bruchteil der überfluteten Fläche  $\nu(E_c) = \nu_c$  ist die Perkolationschwelle des kontinuierlichen Modells. Klassisch gesehen findet also an der Perkolationschwelle ein Übergang von lokalisierten zu delokalisierten Elektronen statt.

Nach [121] gibt es eine besondere Klasse von Zufallspotentialen, für die Perkolationschwelle und kritische Energie einfach zu berechnen sind. Dies sind Potentiale mit folgender Symmetrie:

$$\nu(E_{1/2} + \Delta E) + \nu(E_{1/2} - \Delta E) = 1 \quad (4.2)$$

Dabei fällt die sogenannte *median energy*, definiert durch  $\nu(E_{1/2}) = 1/2$ , mit dem mittleren Potential  $\langle V(\vec{r}) \rangle$  zusammen ( $\Delta E$  ist eine beliebige Energie). Für diese Klasse von *symmetrischen Potentialen* gilt in 2 Dimensionen  $\nu_c = 1/2$  und folglich

$$E_c = \langle V(\vec{r}) \rangle \quad (4.3)$$

Die obige Identifizierung der Perkolationschwelle mit dem Auftauchen des unendlich ausgedehnten Ozeans ist nur für unendliche Potentiallandschaften geeignet. Für endliche Systeme, wie sie zum Beispiel bei Computersimulationen oder bei Abbildung von endlichen Ausschnitten unendlicher Systeme mittels RTM auftauchen, benötigt man andere Kriterien. In [49] wurden z.B. verschiedene Perkolationskriterien mittels Computerexperimenten auf symmetrischen und unsymmetrischen 2-dimensionalen Zufallspotentialen getestet. Eins der Kriterien ist das sogenannte *Rand-Kontakt-Kriterium*, bei dem an zwei gegenüberliegenden Rändern des untersuchten Bereichs Kontaktlinien angenommen werden. Die Perkolationschwelle wird identifiziert mit derjenigen Bedeckung, bei der ein See

## 4 Von quantisierten Zuständen zur Perkolation

die beiden Kontaktlinien das erste Mal verbindet. Der Vergleich der unterschiedlichen Kriterien in [49] ergibt, dass das Rand-Kontakt-Kriterium zur Bestimmung der Perkolationsschwelle für alle untersuchten Potentiale geeignet ist, wenn man eine an die jeweilige Geometrie der Potentiallandschaft angepasste Kontaktlinienlänge wählt.<sup>4</sup> Für asymmetrische, z.B. durch zufällig verteilte, negativ geladene Be-Akzeptoren hervorgerufene Potentiale, liefern die Kriterien eine von  $\nu_c = 1/2$  leicht abweichende Perkolationsschwelle. Für die negativen Akzeptoren ergibt sich  $\nu_c \approx 0.45$ . Für positive Ladungen erwartet man dagegen eine leicht erhöhte Perkolationsschwelle.

### 4.1.2 Einfluss von Quanteneigenschaften

Bei der bisherigen Darstellung wurde von klassischen Teilchen ausgegangen. Aufgrund der quantenmechanischen Natur der Elektronen müssen jedoch drei wesentliche Effekte berücksichtigt werden: Interferenz der Wellenfunktionen, Tunneln durch Potentialbarrieren und die minimale Längenskala gegeben durch die Wellenlänge der Elektronen.

Die Interferenz der Wellenfunktionen bewirkt bereits ohne Berücksichtigung von Perkolation (alle Gitterplätze besetzt) eine exponentielle Lokalisierung der Zustände, bekannt unter dem Namen *Anderson-Lokalisierung* [123]. In drei oder mehr Dimensionen führt dies zu einem Übergang von lokalisierten zu delokalisierten Wellenfunktionen mit steigender Unordnung. Bei der kritischen Unordnung divergiert die Lokalisierungslänge der Wellenfunktionen  $\xi_l$  mit einem kritischen Exponenten gemäß (4.1) (mit anderem Zahlenwert). In zwei Dimensionen bleiben die Zustände nach dem Anderson-Modell dagegen selbst bei geringster Unordnung exponentiell lokalisiert [112]. Genau diese Aussage macht den experimentell gefundenen Metall-Isolator-Übergang im 2DES so interessant.

Allgemein erwartet man aufgrund der Anderson-Lokalisierung, dass die Wellenfunktionen auch auf dem perkolierenden Cluster lokalisiert bleiben können, und die Schwelle für Delokalisierung  $p_c$  erhöht wird. Dies wird in der Tat im Rahmen von sogenannten *Quantenperkulations-Modellen* gefunden, die ein „tight-binding“-Modell ähnlich dem Anderson-Modell verwenden, wobei die Gitterplätze wie bei der klassischen Perkolationstheorie mit Wahrscheinlichkeit  $p$  besetzt und mit Wahrscheinlichkeit  $(1-p)$  unbesetzt sind. Für drei Dimensionen wird ein um etwa 30 % erhöhtes  $p_c$  gefunden [124–128]. Für zwei Dimensionen wird immer noch kontrovers diskutiert, ob überhaupt ein Delokalisierungsübergang stattfindet. Während in [127, 129–131] kein Übergang gefunden wird, ergibt sich in einer Vielzahl von Veröffentlichungen ein Delokalisierungsübergang in zwei Dimensionen mit  $p_c \leq 1$ , wobei  $p_c$  rund 25 % höher liegt als die klassische Perkolationsschwelle [132–135] (und Veröff. in [135]). Nach [135] scheint hierbei relativ sicher, dass das Quantenperkulations-Modell einer anderen Universalitätsklasse als das Anderson-Modell angehört, da sich ein anderer kritischer Exponent der Lokalisierungslänge ergibt.

Im Gegensatz zu den Interferenzeffekten führen Tunnelprozesse zu einer Verminderung der Delokalisierungsschwelle  $p_c$  gegenüber der klassischen Perkolationsschwelle [136–138]. Vor allem an den Sattelpunkten des Potentials, wo die klassisch lokalisierten Elektro-

---

<sup>4</sup>Für die in [49] verwendeten kreisförmigen Potentialausschnitte ergeben sich die besten Resultate für zwei gegenüberliegende Kontaktlinien, die jeweils 1/6 bis 1/4 des Umfangs ausmachen.

nenseen dicht beieinander liegen und durch relativ niedrige Potentialbarrieren getrennt sind, ergibt sich eine erhöhte Tunnelwahrscheinlichkeit und damit frühere Delokalisierung. Werden sowohl Tunnelprozesse als auch Interferenzeffekte berücksichtigt, so ergibt sich ein mit der Tunnelwahrscheinlichkeit abfallendes  $p_c$ , das für ausreichende Tunnelwahrscheinlichkeit sogar kleiner als der klassische Wert sein kann [137].

Schließlich hat die Wellenlänge der Elektronen einen Einfluss auf die Perkolation, wenn sie in derselben Größenordnung wie die Korrelationslänge des Potentials liegt. Dann erwartet man eine starke Quantisierung der Zustände in den Potentialmulden. Hierdurch weicht die Verteilung der Zustände stark von der klassischen Wahrscheinlichkeitsverteilung ab. Durch die Ausdehnung der Wellenfunktion der Elektronen wird außerdem das Überfluten von vergleichsweise schmalen Sattelpunkten unterdrückt, was prinzipiell wieder zu einer Erhöhung von  $p_c$  führt. Dieser Effekt wird jedoch bisher in der theoretischen Literatur kaum untersucht.

Insgesamt ist also fraglich, ob die klassische Perkolationstheorie oder die erweiterte Quantenperkolation auf Potentiale mit Korrelationslängen im Bereich der Elektronenwellenlänge anwendbar sind. Dies wird in Kapitel 4.7 an einem stark ungeordneten 2DES, das sich an der Oberfläche von Co/InAs(110) bildet, untersucht. Zunächst werden jedoch die topographischen und globalen elektronischen Eigenschaften dieses Probensystems beschrieben.

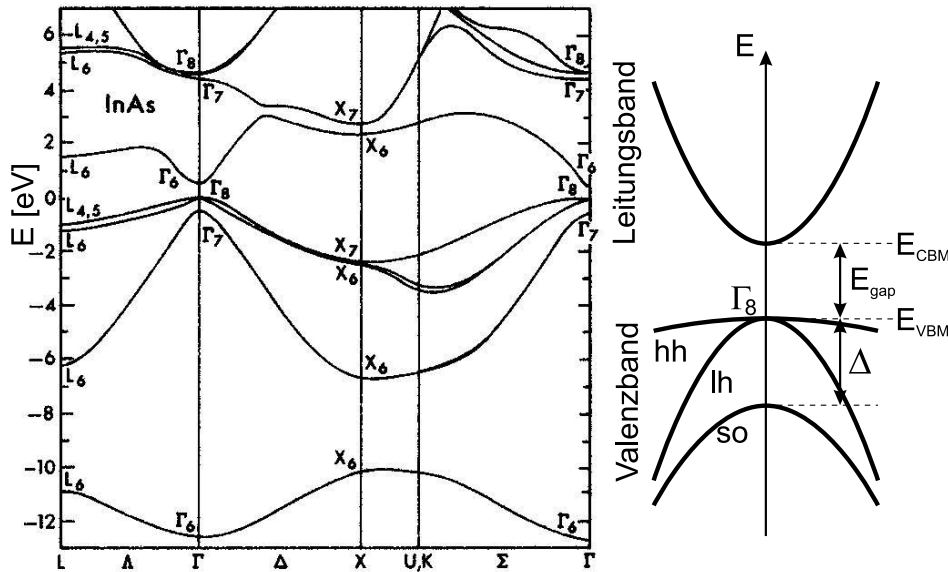
## 4.2 Eigenschaften von Indiumarsenid

Für das Verständnis der Messungen am zweidimensionalen Elektronensystem sind vor allem einige elektronische Eigenschaften des Indiumarsenid-Volumenmaterials von Bedeutung. Diese Eigenschaften werden hier kurz zusammengefasst und sind in Tab. 4.1 tabellarisch aufgeführt. In Kapitel 4.2.3 wird die benutzte (110)-Oberfläche mittels RTS charakterisiert.

### 4.2.1 Volumeneigenschaften

Indiumarsenid (InAs) gehört zu der Gruppe der *III/V*-Halbleiter und kristallisiert in der Zinkblendestruktur mit einer Gitterkonstanten von 6.06 Å. Aus Bandstrukturrechnungen ist bekannt, dass InAs am  $\Gamma$ -Punkt ( $\Gamma_8$ ) eine direkte Bandlücke besitzt. Der Wert dieser Bandlücke ist abhängig von der Temperatur und beträgt  $E_{gap} = 0.41$  eV bei 0 K bzw.  $E_{gap} = 0.36$  eV bei Raumtemperatur. In Abb. 4.3 ist die berechnete Bandstruktur von InAs gezeigt. Rechts ist der Bereich um den  $\Gamma$ -Punkt schematisch vergrößert dargestellt. Die Bandstruktur ist in der Nähe des  $\Gamma$ -Punktes isotrop und nahezu parabolisch. Verbleibende Nichtparabolizitäten führen zu einer Abhängigkeit der effektiven Massen von der Energie. Die effektive Masse an der Bandkante des Leitungsbandes  $E_{CBM}$  ist mit  $m_0^* = 0.023m_e$  relativ klein,<sup>5</sup> und steigt im Leitungsband gemäß  $m^*(E) = m_0^*(1 + 2(E - E_{CBM})/E_{gap})$  etwa linear mit dem Abstand von der Bandkante

<sup>5</sup> $m_e$  ist die Masse des freien Elektrons.



**Abb. 4.3:** Links: Berechnete Bandstruktur von InAs aus [142]. Rechts: Schematische Darstellung der Bandstruktur am  $\Gamma$ -Punkt.

an [139, 140]. Das Valenzband besteht wie üblich aus 3 Bändern mit den stark unterschiedlichen effektiven Massen  $m_{hh}^* = 0.410m_e$ ,  $m_{lh}^* = 0.026m_e$  und  $m_{so}^* = 0.083m_e$  [141].<sup>6</sup>

Da das „so“-Band durch die Spin-Bahnaufspaltung um  $\Delta = 440$  meV von den beiden anderen Valenzbändern abgespalten ist, ist es in dem hier betrachteten Energiebereich nahe der Bandkanten nicht von Bedeutung. Weitere wichtige Parameter des InAs sind der Landé-Faktor  $g^* = -14.8$  und die Dielektrizitätskonstante  $\epsilon = 14.6$ . In dieser Arbeit wurden p-dotierte InAs-Kristalle (Zn-dotiert) mit einer unkompenzierten Akzeptorkonzentration von  $N_A = n_A - n_D = 4.6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  benutzt.<sup>7</sup> Dabei sind  $n_A$  und  $n_D$  die Akzeptor- bzw. Donatorkonzentrationen. Diese Dotierung ist bereits so stark, dass bei tiefen Temperaturen die Leitfähigkeit nicht verschwindet, sondern nahezu konstant bleibt. Der Halbleiter ist *entartet*, d.h. bei niedrigen Temperaturen liegt das Fermi-niveau  $E_F$  knapp unterhalb der Valenzbandkante  $E_{VBM}$ . Bei höheren Temperaturen schiebt  $E_F$  aufgrund der Anregung von Elektronen in das Leitungsband zu höheren Energien und liegt dann in der Bandlücke. Je nach Abstand  $y = (E_{VBM} - E_F)/k_B T$  erhält man

<sup>6</sup> „hh“ und „lh“ stehen für „heavy holes“ bzw. „light holes“ und „so“ steht für „spin orbit“.

<sup>7</sup> Dieser Wert wurde vom Hersteller der Kristalle aus der Temperaturabhängigkeit des van der Pauw Widerstandes ermittelt [143].

Parameter		
Bandlücke $E_{gap}$		
( $T = 0$ K)	0.41	eV
( $T = 300$ K)	0.36	eV
Effektive Elektronenmasse $m_0^*$	0.023	$m_e$
Effektive Lochmasse $(m_{hh}^*{}^{3/2} + m_{lh}^*{}^{3/2})^{2/3}$	0.414	$m_e$
Landé-Faktor $g^*$	-14.8	
Dielektrizitätskonstante $\epsilon$	14.6	
unkompensierte Akzeptorkonzentration (Zn)	$4.6 \cdot 10^{17}$	$\text{cm}^{-3}$
Lage des Fermi-Niveaus ( $E_F - E_{VBM}$ )		
( $T = 6$ K)	-5	meV
( $T = 300$ K)	+70	meV

**Tab. 4.1:** Wichtige Eigenschaften des Probenmaterials (p-InAs).

folgende Näherungen für die Lochkonzentration  $p$  im Valenzband [144]:

$$p = \begin{cases} \frac{1}{3\pi^2} \left( \frac{2m_p^*}{\hbar^2} (E_{VBM} - E_F) \right)^{3/2} & : y \gg 1, \quad \text{vollständige Entartung} \\ N_V \left( 0.27 + e^{-\frac{E_{VBM} - E_F}{k_B T}} \right)^{-1} & : y \leq 1, \quad \text{Halbentartung} \end{cases} \quad (4.4)$$

mit der effektiven Zustandsdichte im Valenzband

$$N_V = 2 \left( \frac{m_p^* k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \quad (4.5)$$

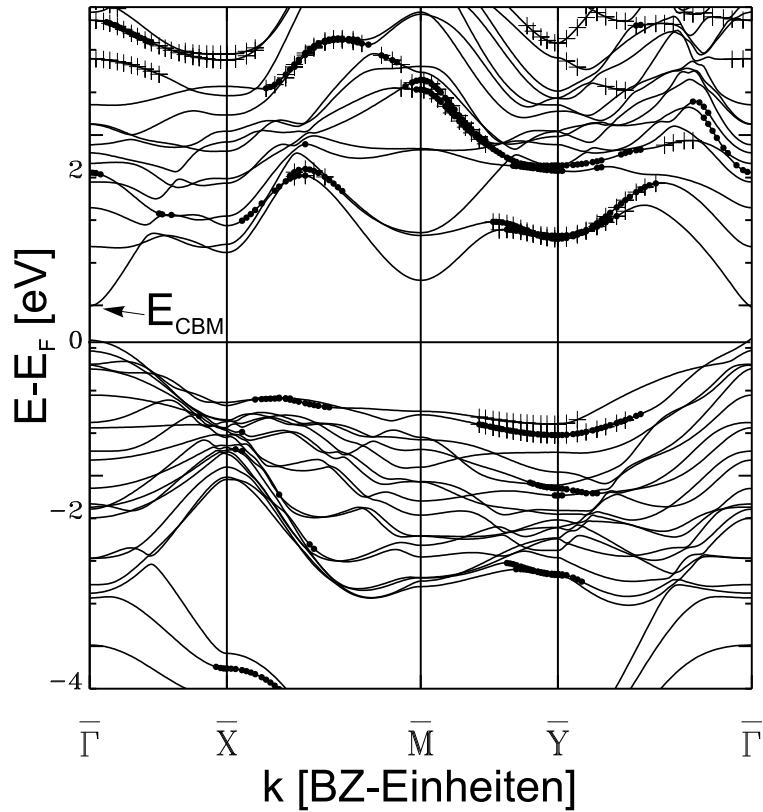
und der effektiven Masse

$$m_p^{*3/2} = m_{hh}^*{}^{3/2} + m_{lh}^*{}^{3/2}. \quad (4.6)$$

Zusätzlich gilt die Ladungserhaltung  $n + n_A^- = p + n_D^+$  für die Elektronendichte  $n$ , die Lochdichte  $p$  und die Dichten der ionisierten Donatoren  $n_D^+$  bzw. Akzeptoren  $n_A^-$ . Für den Fall der Entartung gilt  $n_A^- \approx n_A$  und  $n_D^+ \approx n_D$ . Wegen  $n \ll n_A$  folgt  $p \approx n_A - n_D = N_A$  und aus (4.4) - (4.6) lässt sich bei hohen und tiefen Temperaturen die Lage des Fermi-niveaus berechnen:

$$E_F = \begin{cases} E_{VBM} - 5 \text{ meV} & : T = 6 \text{ K} \\ E_{VBM} + 70 \text{ meV} & : T = 300 \text{ K} \end{cases} \quad (4.7)$$

Im Nachhinein rechtfertigt sich damit die Annahme der vollständigen Entartung für  $T=6$  K und der Halbentartung für  $T=300$  K.



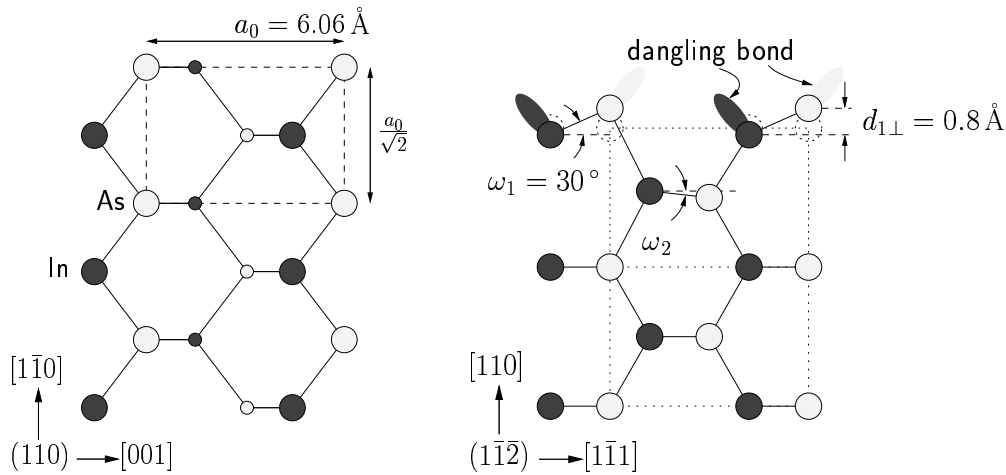
**Abb. 4.4:** Berechnete Bandstruktur einer periodischen InAs-Schicht mit (110)-Oberfläche [87]. Die Fermienergie (0 eV) für den p-dotierten Fall ist eingezeichnet, und die Leitungsbandkante  $E_{CBM}$  ist durch einen Pfeil markiert. Die Buchstaben an der unteren Skala markieren die Ecken der Oberflächenbrillouinzone. Oberflächenzustände sind mit Kreuzen oder dicken Punkten markiert.

Ersetzt man in (4.4) (Fall  $y \leq 1$ )  $E_{VBM} - E_F$  durch  $E_F - E_{CBM}$  und in (4.5)  $m_p^*$  durch  $m_0^*$ , so erhält man die Elektronenkonzentration im Leitungsband. Selbst bei Raumtemperatur ergibt sich mit dem Fermienergie aus (4.7) eine gegen  $N_A$  um einen Faktor  $10^{-6}$  kleinere Elektronenkonzentration, die im Folgenden vernachlässigt wird.

Die wichtigsten Eigenschaften des Probenmaterials sind in Tab. 4.1 noch einmal zusammengefasst.

#### 4.2.2 Die InAs(110)-Oberfläche

Da die (110)-Oberfläche die unpolare, natürliche Spaltfläche der III/V-Halbleiter ist, lässt sich eine nahezu defektfreie InAs(110)-Oberfläche durch Spalten von InAs-Einkristallen im Ultrahochvakuum erzeugen. Eine Besonderheit der defektfreien (110)-Ober-



**Abb. 4.5:** Atompositionen der InAs(110)-Oberfläche nach [66, 146]. Links: Aufsicht auf die Oberfläche. Die großen Kreise stellen die Atome der Oberflächenlage dar, die kleinen Kreise die der darunterliegenden Lage. Rechts: Schnitt entlang der senkrecht auf der (110)-Oberfläche stehenden  $[1\bar{1}\bar{2}]$ -Ebene.

fläche von *III/V*- und *II/VI*-Halbleitern (mit Ausnahme von GaP) ist, dass im Bereich der Bandlücke keine intrinsischen Oberflächenzustände vorliegen. Dies bewirkt, dass die Bandkanten vom Volumen bis an die Oberfläche flach verlaufen (sog. *Flachbandfall*) [145]. Eine kontrollierte Verbiegung der Bandkanten an der Oberfläche kann jedoch durch Adsorbate erzeugt werden (s. Kap. 4.3).

Die berechnete Bandstruktur der InAs(110)-Oberfläche zeigt Abb. 4.4 [87]. Mit Kreuzen und dicken Punkten sind Zustände markiert, deren relative Intensität im Vakuum bzw. in den Oberflächenebenen besonders groß ist, sogenannte *Oberflächenzustände*. Offensichtlich existieren keine Oberflächenzustände im Bereich der Bandlücke, sondern jeweils erst etwa 700 meV von den Bandkanten entfernt. Daher ist man bei Tunnelexperimenten mit Spannungen unter  $\pm 700$  meV nur auf die im vorigen Kapitel beschriebenen parabolischen Volumenzustände um den  $\Gamma$ -Punkt sensitiv. Diese sind auch in Abb. 4.4 als quasi-parabolische Bänder zu sehen (siehe Pfeil).

Die genaue atomare Struktur der benutzten InAs-Oberfläche ist für die Messungen nur von untergeordneter Bedeutung und soll hier nur kurz beschrieben werden. Abb. 4.5 (links) zeigt die Aufsicht auf die InAs(110)-Oberfläche. Die Elementarzelle ist zweiatomig mit den Kantenlängen  $6.06 \text{ \AA}$  bzw.  $4.29 \text{ \AA}$ . Durch Relaxation sind die As-Atome der Oberflächenebene vertikal um  $0.8 \text{ \AA}$  gegen die In-Atome verschoben (s. Abb. 4.5 (rechts)). Eine detaillierte Darstellung findet man in [87].

### 4.2.3 Rastertunnelspektroskopie der InAs(110)-Oberfläche

Die Messungen dieses Kapitels wurden mit einer 6 K-RTM-Anlage, die in Kapitel 4.7 beschrieben wird, durchgeführt.

Abb. 4.6 (a) zeigt ein Konstantstrombild der reinen (110)-Oberfläche bei 6 K direkt nach dem Spalten der p-InAs-Probe. Bei negativen Spannungen erkennt man eine Reihe von im Mittel  $1.3 \text{ \AA}$  hohen, hellen Flecken mit einer mittleren FWHM-Halbwertsbreite von  $3.5 \text{ nm}$  (A), die von negativ geladenen Akzeptoren stammen [60, 147, 148]. Daneben erkennt man einige durchschnittlich  $0.6 \text{ \AA}$  tiefe Vertiefungen (B) mit einer ähnlichen Halbwertsbreite, die von positiv geladenen, kompensierenden Donatoren erzeugt werden. Die verbleibenden atomar scharfen Strukturen stammen von Oberflächendefekten (C), die nicht geladen sind. Ansonsten ist die Oberfläche monoatomar flach. Auf dem  $140 \times 140 \text{ nm}^2$  großen Bereich findet man etwa 40 Akzeptoren und 9 Donatoren mit einer Korrugation von mehr als  $0.25 \text{ \AA}$ .

Aus früheren Untersuchungen ist bekannt [60], dass mittels RTM alle geladenen Dotieratome aus einer Tiefe erfasst werden, die ungefähr der aus der Topographie ermittelten Halbwertsbreite der Dotieratome bzw. der Abschirmlänge des Materials ( $2.5 \text{ nm}$ , s. Kap. 4.6) entspricht.<sup>8</sup> Wegen der Entartung der Probe sind alle Dotieratome geladen, und man berechnet aus den oben gezählten Akzeptoren und Donatoren eine unkompenzierte Akzeptordichte von  $N_A = (40 - 9)/(3.5 \dots 2.5 \times 140 \times 140 \text{ nm}^3) = 4 \dots 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Dieser Wert stimmt gut mit der nominellen unkompenzierten Akzeptordichte von  $4.6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  überein. Die Dotierung der Probe ist folglich zu etwa 20 % kompensiert. Andere Oberflächendefekte (C) ergeben eine Oberflächendefektdichte von kleiner  $10^{-5} \text{ \AA}^{-2}$  bzw. kleiner  $3 \cdot 10^{-4} \text{ ML}$ . Im Inset in Abb. 4.6 (a) ist ein vergrößerter Ausschnitt mit atomarer Auflösung gezeigt.

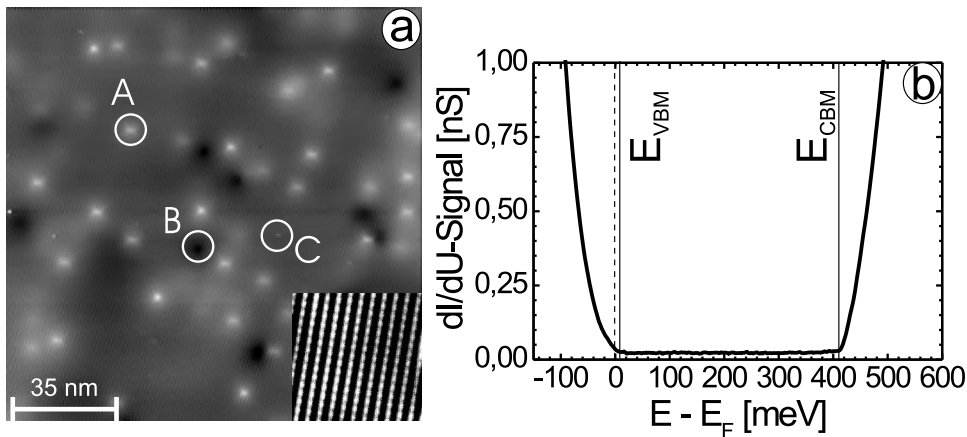
Um zu prüfen, ob die verwendete PtIr-Spitze eine Bandverbiegung induziert, wurde auf der unbedeckten Oberfläche bei 6 K ein Spektroskopiefeld aufgenommen. Abb. 4.6 (b) zeigt ein über den Bereich aus Abb. 4.6 (a) gemittelttes Spektrum. Das  $dI/dU$ -Signal verschwindet in einem Energiebereich von etwa  $+10 \text{ meV}$  bis  $+420 \text{ meV}$ . Bei kleineren, bzw. größeren Spannungen erkennt man ein steil einsetzendes  $dI/dU$ -Signal.

Aufgrund der Lage des Ferminiveaus bei tiefen Temperaturen (s. Absch. 4.2.1) erwartet man bei Vernachlässigung des Einflusses der Spitze einen Anstieg des  $dI/dU$ -Signals unterhalb  $+5 \text{ mV}$  durch das einsetzende Valenzband bzw. oberhalb etwa  $415 \text{ meV}$  durch das einsetzende Leitungsband. Dies entspricht der Beobachtung. Da unterhalb der Leitungsbandkante keine diskreten Zustände im  $dI/dU$ -Signal zu sehen sind, kann man schließen, dass die spitzeninduzierte Bandverbiegung nicht ausreicht, einen spitzeninduzierten Quantenpunkt zu induzieren. Genauer kann man ausschließen, dass die Bänder bei Spannungen von  $U \approx 400 \text{ mV}$  merklich nach unten verbogen sind, und bei  $U \approx 0 \text{ mV}$  merklich nach oben verbogen sind. Der Flachbandfall ist also bei einer bestimmten Spannung im Bereich der Bandlücke realisiert. Die leichte Verzögerung beim Einsatz des Valenzbands mit einer geringeren Steigung im Vergleich zum Leitungsband deutet nur auf eine minimale „downwards“-Bandverschiebung von etwa  $40 \text{ meV}$  im Bereich von  $U = 0 \text{ mV}$  hin.

<sup>8</sup>Die Ladung tiefer liegender Dotieratome ist bis an die Oberfläche bereits so weit abgeschirmt, dass sie aus der Topographie nicht mehr zu ermitteln sind.



### 4.3 Das adsorbatinduzierte zweidimensionale Elektronensystem (2DES)



**Abb. 4.6:** Die reine (110)-Oberfläche der p-InAs-Probe ( $T=6$  K). (a) Konstantstrombild ( $-200$  mV,  $100$  pA). Die negativ geladenen Akzeptoren (A) werden bei dieser Spannung als Erhebung, die positiv geladenen Donatoren (B) als Vertiefung dargestellt. Daneben erkennt man noch einige Defekte an der Oberfläche, die nicht geladen sind (C). Inset: Zoom in (a) mit atomarer Auflösung ( $6.6 \cdot 6.6 \text{ \AA}^2$ ,  $-200$  mV,  $100$  pA). (b)  $dI/dU$ -Kurve über den Bereich in (a) gemittelt über  $10 \times 10$  Punkte ( $U_{\text{stab}} = -150$  mV,  $I_{\text{stab}} = 350$  pA,  $U_{\text{mod}} = 2$  mV). Valenzbandkante  $E_{VBM}$  und Leitungsbandkante  $E_{CBM}$  sind für den Flachbandfall mit durchgezogenen Linien angedeutet.

Der Einfluss der Spitze ist also relativ gering. Dies ist plausibel, da die Austrittsarbeiten von p-InAs(110) ( $5.3$  eV [149])<sup>9</sup> und PtIr ( $5.5$  eV [150]) ungefähr gleich sind, wobei die Austrittsarbeit von Spitze zu Spitze um typischerweise  $\pm 150$  meV variiert [60]. Für die Messungen am Co-induzierten 2DES in Kapitel 4.7 wurde dieselbe Spitze benutzt, die offensichtlich etwa die gleiche Austrittsarbeit wie die Probe besitzt.

### 4.3 Das adsorbatinduzierte zweidimensionale Elektronensystem (2DES)

Aus Untersuchungen mittels winkelaufgelöster Photoelektronenspektroskopie (ARUPS) ist bekannt, dass durch verschiedene Adsorbate auf InAs(110) ein zweidimensionales Elektronensystem (2DES) erzeugt werden kann [41]. Dieses befindet sich direkt unterhalb der Oberfläche. Seine lokale elektronische Struktur kann daher mittels RTS mit hoher lateraler Ortsauflösung direkt untersucht werden. Im Gegensatz dazu sind typische hochmobile 2DES in Heterostrukturen etwa  $50$ - $100$  nm unter der Oberfläche vergraben [151].

<sup>9</sup>Wegen des p-Materials muss man auf die Austrittsarbeit von  $4.9$  eV für n-Material noch die Bandlücke addieren.

#### 4 Von quantisierten Zuständen zur Perkolation

Da bei diesem Abstand kein Tunnelstrom zwischen 2DES und Oberfläche fließen kann, sind diese 2DES einer RTS-Untersuchung nicht zugänglich.

In diesem Kapitel werden einige wichtigen Eigenschaften des adsorbatinduzierten 2DES zusammengefasst. Zunächst wird die Bandverbiegung anhand des Oberflächendotierungsmodells erklärt. Für die vorliegende Arbeit ist insbesondere die Lage der Subbänder des 2DES von Bedeutung, die bei bekannter Bandverbiegung berechnet werden kann (Kap. 4.3.2). Auf den Einfluss von Potentialunordnung auf die Zustandsdichte wird in Kapitel 4.3.3 eingegangen. Kapitel 4.3.4 fasst einige benötigte Größen des 2DES im Magnetfeld zusammen.

##### 4.3.1 Bandverbiegung durch Oberflächendotierung

Nach dem sogenannten *Oberflächendotierungsmodell* induzieren isolierte Adsorbate auf Halbleiteroberflächen ein Grenzflächenniveau, welches als individuelles Donatorniveau fungieren kann [145]. Das Donatorniveau  $E_{Ads}$  liegt für alle untersuchten Adsorbate auf InAs(110) über dem Fermienergie [41], sodass diese Adsorbate Elektronen an das InAs abgeben können und somit einfach positiv geladen werden.<sup>10</sup> Die abgegebenen Elektronen neutralisieren alle Löcher einer p-dotierten Probe im Oberflächenbereich, bzw. laden alle dort vorhandenen neutralen Akzeptoren (s. Abb. 4.7). Das elektrische Feld der positiv geladenen Adsorbate wird durch die geladenen Akzeptoren auf einer Länge von  $z_d$  abgeschirmt. Dies bewirkt eine Verbiegung der Bänder bis in eine Tiefe  $z_d$ , die die sog. *Verarmungszone* begrenzt.

In Abb. 4.7 ist die durch die Gesamtheit einer bestimmten Anzahl geladener Adsorbate bewirkte, mittlere Bandverbiegung in einem eindimensionalen Modell dargestellt. Wegen des starken *confinements* des Elektronensystems im Leitungsband in z-Richtung bildet sich an der Oberfläche ein zweidimensionales Elektronensystem (2DES) (s. Kap. 4.3.2). Das Leitungsband kann daher erst dann effektiv besetzt werden und zur Abschirmung beitragen, wenn der Grundzustand  $E_0$  des 2DES unterhalb der Fermienergie  $E_F$  liegt. Dies geschieht erst bei ausreichend großer Bandverbiegung (s. Kap. 4.5.2).

Die Bandverschiebung an der Oberfläche ( $E_{VBM}^b - E_{VBM}^s$ ) kann auch als eine ebenso große Verschiebung des Fermienergie an der Oberfläche relativ zu den Bändern  $\Delta E_F^s = (E_{VBM}^b - E_{VBM}^s)$  aufgefasst werden. Diese Größe kann mittels Photoemission bestimmt werden [41, 152]. Aus dem gemessenen  $\Delta E_F^s$  lässt sich anhand des 1-dimensionalen Modells aus Abb. 4.7 der Verlauf der Bandkanten im Innern des Halbleiters bestimmen. Dafür muss die Poisson-Gleichung mit der Randbedingung  $E_{CBM}^b - E_{CBM}^s = \Delta E_F^s$  gelöst werden. In guter Näherung wird der Verlauf des Potentials an der Oberfläche gegeben durch [153]:

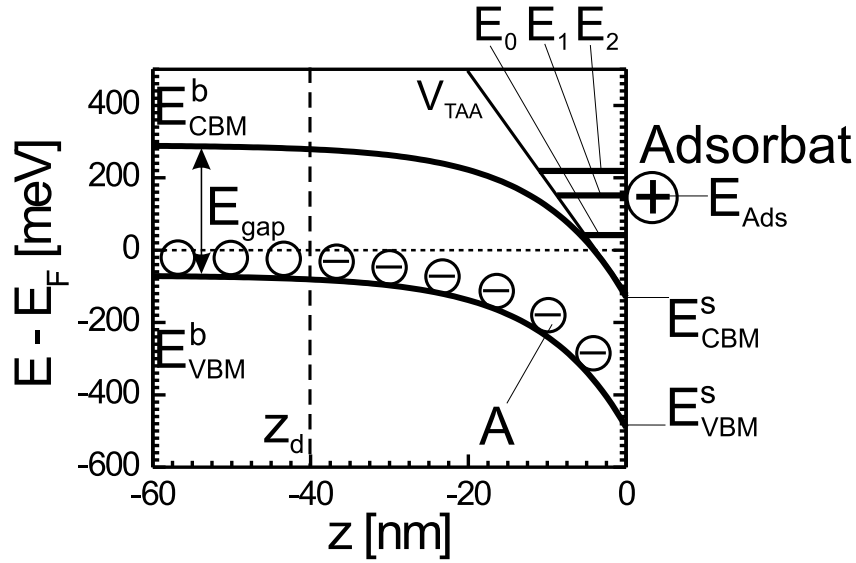
$$V(z) = \frac{e^2}{\epsilon\epsilon_0} \cdot N_{Transfer} \cdot z \left(1 - \frac{z}{z_d}\right) \quad (4.8)$$

mit der Flächenladungsdichte der von den Adsorbaten ans InAs abgegebenen Elektronen

$$N_{Transfer} = z_d \cdot N_A \quad (4.9)$$

<sup>10</sup>Für Fe/InAs(110) liegt das Donatorniveau z.B. 300 meV über dem Fermienergie [41].

### 4.3 Das adsorbatinduzierte zweidimensionale Elektronensystem (2DES)



**Abb. 4.7:** Eindimensionales Modell der adsorbatinduzierten, mittleren Bandverbiegung von Valenzbandmaximum  $E_{VBM}$  und Leitungsbandminimum  $E_{CBM}$ . Es ist die Situation für das System Co/p-InAs(110) bei Raumtemperatur für eine Bandverschiebung von  $\Delta E_F^s = E_{CBM}^b - E_{CBM}^s = 420$  meV dargestellt (s. Kap. 4.5). Eingezeichnet sind Akzeptoren A, Adsorbate mit Donatorniveau  $E_{Ads}$ , Volumenbandkanten  $E_{VBM}^b$  bzw.  $E_{CBM}^b$ , Bandkanten an der Oberfläche  $E_{VBM}^s$  bzw.  $E_{CBM}^s$ , Bandlücke  $E_{gap}$ , Tiefe der Verarmungszone  $z_d$ , Potential in Dreiecksnäherung  $V_{TAA}$  und 2DES-Subbänder  $E_0$ ,  $E_1$  und  $E_2$ .  $E_{Ads}$  ist entsprechend der maximal erzielbaren Bandverbiegung eingezeichnet.

Daraus folgt, dass die Akzeptoren bis in eine Tiefe von

$$z_d = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0\Delta E_F^s}{eN_A}} \quad (4.10)$$

geladen sind.<sup>11</sup> Bei dieser Herleitung wurde angenommen, dass die Elektronendichte im 2DES gegen  $N_A$  zu vernachlässigen ist. Später wird sich zeigen, dass in der Tat ein besetztes 2DES entsteht, dessen Elektronendichte aber weniger als 10% der Akzeptordichte ausmacht (s. Kap. 4.5.2).

<sup>11</sup>Für die dielektrische Konstante von InAs kann man den Volumenwert von  $\epsilon = 14.6$  benutzen, da  $z_d$  im Bereich von einigen 10 nm liegt.

### 4.3.2 Das 2DES an der Oberfläche

Die Tiefe der Verarmungszone  $z_d$  beträgt typischerweise einige 10 nm und ist damit vergleichbar mit der Fermiwellenlänge der Elektronen im Leitungsband. Dies führt zu einer starken Quantisierung des Leitungsband-Elektronensystems in z-Richtung, wohingegen die Elektronen parallel zur Oberfläche (x,y-Richtung) frei beweglich bleiben. Dadurch bildet das Leitungsband-Elektronensystem ein sogenanntes zweidimensionales Elektronensystem (2DES), das im Folgenden beschrieben wird.

Nach der *Dreieckspotentialnäherung* wird der exakte Leitungsbandkantenverlauf (4.8) durch ein Dreieckspotential  $V_{TAA}(z)$  approximiert [153,154] mit

$$V_{TAA}(z) = \begin{cases} -eF_s z & : z < 0 \\ \infty & : z > 0 \end{cases} \quad (4.11)$$

wobei das elektrische Feld an der Oberfläche durch

$$F_s = \frac{\pi^2}{12} \left( N_{Transfer} + \frac{11}{32} N_{2DES} \right) \frac{e}{\epsilon \epsilon_0} \quad (4.12)$$

gegeben ist (s. Abb. 4.7).  $N_{2DES}$  ist dabei die Flächendichte der Elektronen im 2DES, und mit dem Faktor 11/32 wird die Selbstkonsistenz des Potentials durch die Inversionselektronen in erster Näherung mitberücksichtigt. Allerdings beträgt, wie wir in Kapitel 4.5 sehen werden,  $N_{2DES}$  maximal 10% von  $N_{Transfer}$ , und der zweite Summand in (4.12) kann vernachlässigt werden.

In der Effektiven-Massen-Näherung (ema)<sup>12</sup> lautet die Schrödingergleichung dann [153]:

$$\left[ \frac{p_x^2}{2m^*} + \frac{p_y^2}{2m^*} + \left( \frac{p_z^2}{2m^*} + F_s \cdot z \right) \right] \psi(x,y) = E_i(k_x, k_y) \cdot \psi(x,y) \quad (4.13)$$

Die Schrödingergleichung lässt sich aufgrund der angenommenen (x,y)-Unabhängigkeit von  $F_s$  in den drei Raumrichtungen separieren. Man erhält die Eigenenergien

$$E_i(k_x, k_y) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) + E_i^{ema} \quad (4.14)$$

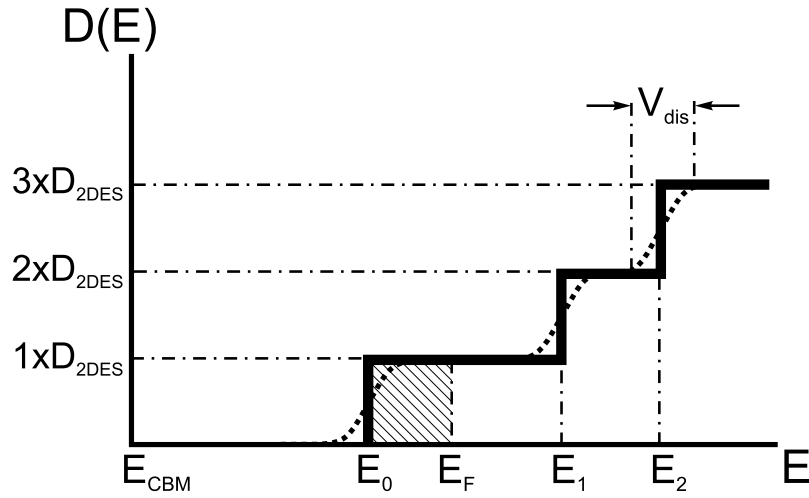
Es ergeben sich also *Subbänder* mit parabolischer Dispersion in (x,y)-Richtung, die jeweils bei den *Subbandenergien*  $E_i^{ema}$  starten. Die Subbandenergien der drei untersten Subbänder  $i = 0,1,2$  ergeben sich in der ema relativ zu  $E_{CBM}^s$  [153]:

$$E_i^{ema} - E_{CBM}^s = \left( \frac{\hbar^2}{2m_0^*} \right)^{1/3} \left( \frac{3\pi}{2} eF_s \left( i + \frac{2}{3} \right) \right)^{2/3} \quad (4.15)$$

mit der effektiven Masse  $m_0^* = 0.023m_e$ . Aufgrund der Nichtparabolizität der Bänder gilt diese Näherung jedoch nur, solange die Energie der Elektronen wesentlich kleiner als die

<sup>12</sup>ema: effective mass approximation.

### 4.3 Das adsorbatinduzierte zweidimensionale Elektronensystem (2DES)



**Abb. 4.8:** Mittlere Zustandsdichte eines 2DES mit drei Subbändern und teilgefülltem 0. Subband unterhalb der Fermienergie ( $T=0$ ). Die Zustandsdichte steigt bei den Subbandenergien  $E_i$  jeweils um  $D_{2DES}$  an. Im Falle von Potentialunordnung ist der Anstieg nicht mehr abrupt, sondern hat eine Breite von der Größenordnung der Potentialfluktuationen des Unordnungspotentials  $V_{dis}$ .

Bandlücke  $E_{gap}$  ist. In [139] wird aus der  $k \cdot p$ -Theorie ein Ausdruck für die Energie des 2DES in der Dreieckspotentialnäherung unter Berücksichtigung der Nichtparabolizität hergeleitet. Für die Subbandenergien ergibt sich dann:

$$E_i - E_{CBM}^s = (E_i^{ema} - E_{CBM}^s) \left( 1 - \frac{1}{5} \frac{(E_i^{ema} - E_{CBM}^s)}{E_{gap}} \right) \quad (4.16)$$

Gleichungen (4.15) und (4.16) geben wie in Abb. 4.7 dargestellt zumeist nur für  $i = 0$  eine gute Näherung der Subbandenergien an, da sich für höhere  $i$  der Potentialverlauf deutlich von der Dreiecksapproximation unterscheidet. Näherungsweise lassen sich die  $E_i$  auch für höhere  $i$  berechnen, wenn man den Bandverlauf bei der entsprechenden Energie rekursiv durch ein Dreieck annähert [41]. Aus der mittels ARUPS bestimmten Bandverschiebung  $\Delta E_F^s$  (s. Kap. 4.5) können so sämtliche Subbandenergien berechnet werden. Prinzipiell lässt sich natürlich auch die Kombination aus Poisson- und Schrödingergleichung selbstkonsistent lösen, um die Subbandenergien zu bestimmen [39,155]. Diese aufwendigeren Rechnungen führen jedoch nur zu minimalen Abweichungen von der beschriebenen Näherung.

Aufgrund der nahezu quadratischen Abhängigkeit der Energie von  $k_x$  und  $k_y$  in der Dispersionsrelation (4.14) ergibt sich eine in Abb. 4.8 gezeigte, konstante Zustandsdichte des 2DES innerhalb der Subbänder. Diese ist gegeben durch [153]:

$$D_{2DES} = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \quad (4.17)$$

#### 4 Von quantisierten Zuständen zur Perkolatation

Die Konstanz der Zustandsdichte in jedem Subband gilt nur näherungsweise, da die effektive Masse des InAs-Leitungsbands mit der Energie zunimmt (s. Kap. 4.2.1). Folglich nimmt auch  $D_{2DES}$  innerhalb eines Subbands leicht mit der Energie zu.

Liegt das Ferminiveau im Abstand  $(E_0 - E_F)$  über oder unterhalb der Subbandenergie  $E_0$ , so ergibt sich für die Flächendichte der Elektronen im 0. Subband nach Integration über (4.17) unter Berücksichtigung der Fermifunktion:

$$N_{2DES} = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \cdot k_B T \cdot \ln \left[ 1 + \exp \frac{E_F - E_0}{k_B T} \right] \quad (4.18)$$

Man beachte, dass  $N_{2DES}$  auch für  $E_0 > E_F$  deutlich größer als Null sein kann, wenn  $kT \approx (E_0 - E_F)$  ist.

Mittels RTS wird die lokale Zustandsdichte ( $LDOS$ ) mit einer Energieauflösung  $\Delta E$  gemessen (s. Kap. 2). Für die Anzahl der Elektronenzustände in einem  $dI/dU$ -Bild mit Fläche  $A$  zu einer Energie aus dem 0. Subband gilt daher:

$$n \approx D_{2DES} \cdot \Delta E \cdot A \quad (4.19)$$

### 4.3.3 Potentialunordnung

Im Falle von Potentialunordnung in der Probe erhält man das um ein Unordnungspotential  $V_{dis}$  erweiterte, lateral veränderliche Potential

$$V(x,y,z) = F_s \cdot z + V_{dis}(x,y,z) \quad (4.20)$$

das in die Schrödingergleichung (4.13) anstelle von  $F_s \cdot z$  eingesetzt werden muss. Dadurch lässt sich die Gleichung nicht mehr separieren, und die Herleitung der Eigenzustände wird im Allgemeinen sehr komplex.

Prinzipiell erwartet man jedoch für ein  $V_{dis}$ , dessen Steigungen  $|\vec{\nabla} V_{dis}|$  kleiner als  $F_s$  sind, dass die Zustandsdichte in erster Näherung durch den Verlauf in Abb. 4.8 beschrieben wird, und  $V_{dis}$  als Störung behandelt werden kann. Die Unordnung führt dann zu lateral fluktuierenden Subbandenergien. Dies bewirkt eine Ausschmierung des stufenförmigen Verlaufs der mittleren Zustandsdichte an den Subbandenergien um eine Breite entsprechend den Potentialfluktuationen.

Für Potentialfluktuationen, die größer als der Abstand der Subbänder des ungestörten Systems sind, werden in [156, 157] sogenannte *korrelierte Wellenfunktionspaare* gefunden. Darunter versteht man Paare von Elektronenzuständen, deren  $LDOS$ -Verteilung in  $(x,y)$  stark überlappt, und die energetisch ungefähr durch den ungestörten Subbandabstand separiert sind. Man erwartet also, dass in der  $LDOS$  trotz starker Unordnung Strukturen mit Abständen entsprechend den ungestörten Subbändern wiedergefunden werden. Dies wird in Kapitel 4.7 experimentell bestätigt. Die im 1D-Modell berechneten Subbandenergien können also auch im stark ungeordneten 2DES zur Orientierung verwendet werden.

### 4.3.4 Landauniveaus und magnetische Länge

Eine genaue Beschreibung des Verhaltens des 2DES im Magnetfeld findet man z.B. in [49, 158]. Hier sollen nur einige für die vorliegende Arbeit wichtige Größen zusammengefasst werden.

In einem Magnetfeld  $B$ , das senkrecht auf der  $(x,y)$ -Ebene steht, ist die freie Bewegung der Elektronen des 2DES in der Ebene quantisiert und es bilden sich *Landauniveaus*. Anstelle von (4.14) tritt dann die Energierelation

$$E_{i,n,\uparrow\downarrow} = \hbar\omega_c \cdot \left( n + \frac{1}{2} \right) \pm \frac{1}{2}g^*\mu_B \cdot B + E_i \quad (4.21)$$

mit  $n = 0,1,2,\dots$ , der *Zyklotronfrequenz*  $\omega_c = eB/m^*$ , dem Landé-Faktor  $g^* = -14.8$  und dem Bohrschen Magneton  $\mu_B = e\hbar/2m_e$ . In der Zustandsdichte erwartet man folglich unter Vernachlässigung der Spinaufspaltung (zweiter Summand in (4.21)) anstelle des Verlaufs von Abb. 4.8 in jedem Subband periodische Peaks mit dem Abstand der Landauniveaus

$$\hbar\omega_c = \hbar \frac{eB}{m^*} \quad (4.22)$$

In semiklassischer Beschreibung führen die Elektronen im Landauniveau  $n$  eine Kreisbewegung mit dem *Zyklotronradius*  $r_c = l_B\sqrt{2n+1}$  aus. Die sogenannte *magnetische Länge* ist dabei gegeben durch

$$l_B = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}} \quad (4.23)$$

In quantenmechanischer Beschreibung behält der Zyklotronradius in der sogenannten symmetrischen Eichung seine Bedeutung als mittlerer Abstand der Wellenfunktion von ihrem Zentrum  $\langle \Psi | r | \Psi \rangle$ .

Der Einfluss der Potentialunordnung des 2DES auf die Landauniveaus wird in Kapitel 4.7.6 untersucht. Theoretisch erwartet man, dass die Potentialunordnung zu einer Verbreiterung der Landauniveaus führt, wobei die Breite näherungsweise durch alle Potentialfluktuationen, die räumlich stärker ausgedehnt sind als der Zyklotronradius, gegeben ist [159]. Sind die Potentialfluktuationen auf der Längenskala des Zyklotronradius deutlich stärker als  $\hbar\omega_c$ , so ist die Landauquantisierung in der Zustandsdichte nicht mehr erkennbar. Ähnlich wie im Fall der Subbänder tauchen aber auch hier korrelierte Zustände auf. Dies führt dazu, dass die räumlich gemittelte Korrelationsfunktion

$$\begin{aligned} Cor(\Delta E) &= \int_{x,y} \int_E (LDOS(x,y,E) - DOS) \\ &\quad \cdot (LDOS(x,y,E + \Delta E) - DOS) dE dx dy, \end{aligned} \quad (4.24)$$

mit der räumlich gemittelten Zustandsdichte  $DOS$ , noch Peakstrukturen im Abstand  $\hbar\omega_c$  zeigt, obwohl die Zustandsdichte keine Anzeichen von Landauquantisierung mehr erkennen lässt [160].

## 4.4 Wachstum von Co auf InAs(110)

Durch ARUPS-Messungen (s. Kap. 4.5) hat sich gezeigt, dass durch Raumtemperatur-Deposition von Co-Adsorbaten auf InAs(110) ein 2DES erzeugt wird, das einem starken Unordnungspotential unterliegt. Dies kann auf die inhomogene Verteilung der Adsorbate auf der Oberfläche zurückgeführt werden. Zur Interpretation der ARUPS-Messungen und für die Abschätzung der zu erwartenden Potentialfluktuationen wurde daher das Wachstum von Co auf InAs(110) mittels RTM genauer untersucht. Die Messungen fanden in der in Kapitel 3 beschriebenen Anlage bei Raumtemperatur statt.

Bei der Fragestellung nach der Möglichkeit Co epitaktisch auf InAs aufzuwachsen, ist es zunächst interessant, die Gitterstrukturen der beiden Materialien zu vergleichen. Vergleicht man die Einheitszelle der energetisch günstigsten Co[0001]-Ebene (Abb. 5.1) mit der der InAs(110)-Oberfläche (Abb. 4.5) und legt die Co[11 $\bar{2}$ 0]-Richtung in die [1 $\bar{1}$ 0]-Richtung der InAs(110)-Einheitszelle, so erkennt man eine Fehlanpassung der beiden Gitter um 40 % in InAs[1 $\bar{1}$ 0]-Richtung bzw. um 30 % in der dazu Senkrechten. Da sich ähnlich starke Fehlanpassungen für andere Co-Oberflächen ergeben, erwartet man ein stark verspanntes Wachstum.<sup>13</sup>

Die Präparation der Co-Filme erfolgte durch Aufdampfen mittels Elektronenstrahlverdampfer bei einer Rate von  $1 \cdot 10^{-3}$  ML/sec auf die reine InAs(110)-Oberfläche direkt nach dem Spalten im UHV bei einem Basisdruck von  $p < 2 \cdot 10^{-10}$  mbar (1 ML entspricht 1 Co-Atom pro InAs-Einheitszelle). Die Rate wurde geeicht anhand von Konstantstrombildern epitaktischer Co-Inseln auf Au(111) [161] bzw. epitaktischen Co-Inseln auf W(110) (s. Kap. 5). Aufgrund von Fluktuationen in der Aufdampftrate und der Unsicherheit in der Eichung erhält man einen Bedeckungsfehler von maximal 20 %. Unmittelbar nach dem Spalten wurde die InAs-Oberfläche auf Defektfreiheit untersucht (s. Kap. 4.2.3).

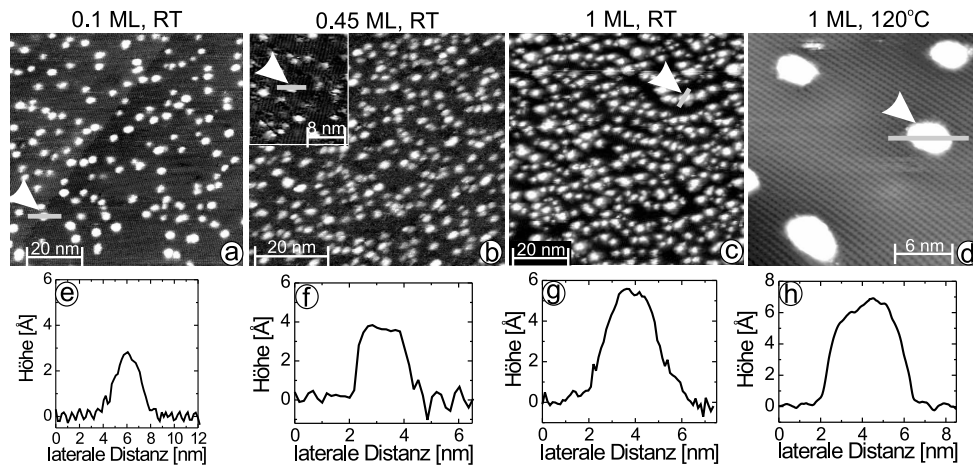
Abb. 4.9 (a) bis (c) zeigen Konstantstrombilder von Co-Filmen mit den Bedeckungen 0.1 ML, 0.45 ML und 1 ML, wobei jeweils bei Raumtemperatur aufgedampft wurde. Zusätzlich zeigt Abb. 4.9 (d) die Oberfläche nach Co-Deposition bei 400 K. Schnitte durch typische Co-Inseln bei den jeweiligen Bedeckungen zeigen die Abb. 4.9 (e) bis (h). Offensichtlich bildet Co beim Wachstum Inseln, die mehrere InAs(110)-Einheitszellen überdecken. Die von den Inseln bedeckte Fläche ist dabei kleiner als die nominelle Bedeckung, was in Abb. 4.9 (c) besonders deutlich wird. Außerdem steigt mit zunehmender Bedeckung die Inseldichte sowie die Inselhöhe an, wie man anhand der zu den jeweiligen Bedeckungen gehörenden Schnitte in Abb. 4.9 (e)-(g) sieht. In Abb. 4.9 (d) erkennt man, dass die die Inseln umgebende InAs-Oberfläche intakt bleibt und daher ein Intermixing zwischen Co und InAs unwahrscheinlich ist.

Um die Abhängigkeit der Inseldichte und der Inselhöhe von der Bedeckung für den Vergleich mit den ARUPS-Messungen besser zu quantifizieren, wurden mehrere Serien von Co-Filmen in unterschiedlichen Bedeckungen präpariert und mittels RTM ausgewer-

---

<sup>13</sup>Eine etwas bessere Anpassung erhielte man durch Wahl der fcc[110]-Ebene des Co mit der Einheitszellengröße 2.5 Å-3.53 Å. Davon liessen sich zwei in der InAs-Einheitszelle unterbringen. Man erhält eine Fehlanpassung von etwa 20 % in beiden Richtungen. Damit wären pro InAs-Einheitszelle zwei Co-Atome untergebracht.



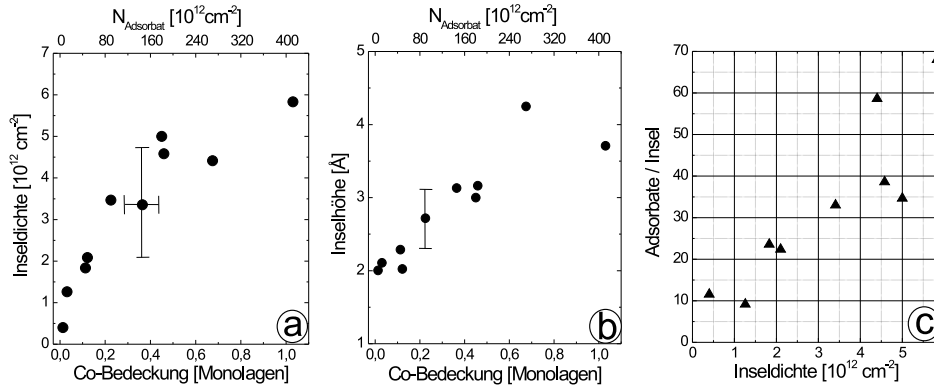


**Abb. 4.9:** Untersuchung des Wachstums von Kobalt auf InAs(110) mittels Konstantstrombildern bei verschiedenen Bedeckungen. (a) 0.1 ML Bedeckung (-1.0 V, 30 pA); (b) 0.45 ML Bedeckung (1.0 V, 30 pA); inset: Dieselbe Bedeckung mit sehr scharfer Spitze aufgenommen, wodurch die Inseln mit der kleinstmöglichen scheinbaren Größe abgebildet werden (-1.0 V, 52 pA); (c) 1 ML Bedeckung (-1.0 V, 30 pA); (d) Ungefähr eine Monolage Bedeckung, aufgedampft bei 400 K (-0.86 V, 50 pA); Man beachte den im Vergleich zu (c) größeren Inseldurchmesser; (e)-(h) Schnitte entlang der Linien in (a)-(d); Man erkennt die mit der Bedeckung anwachsende Inselhöhe (1 ML Bedeckung = 1 Co-Atom/InAs-Einheitszelle).

tet. Durch Auszählen der Anzahl der Cluster nach Raumtemperaturdeposition kann man die Funktion der Inseldichte  $N_{Insel}$  von der Bedeckung bestimmen. Es zeigt sich, dass die Inseldichte bei gleicher Bedeckung um ca. 40 % variiert. Einerseits hängt die Inseldichte vom genauen Präparationszyklus ab, d.h. das Resultat von mehrfachem Nachdampfen unterscheidet sich von dem nach Aufdampfen in einem Schritt, da im ersten Fall die schon vorhandenen Inseln als Nukleationskeime dienen. Da für die ARUPS-Messungen eine Präparation mit mehrfachem Nachdampfen verwendet wurde (s. Kap. 4.5), wird auch hier dieser Präparationszyklus gewählt. Zusätzlich ergibt sich eine Variation der Inseldichte auch bei gleichen Präparationszyklen. Grund hierfür könnten eine geringe Restkontamination der Oberfläche oder Oberflächendefekte [91, 162] sein, die wiederum als Nukleationskeime wirken. Der durch beide Effekte hervorgerufene Gesamtfehler in der Inseldichte bei einer festen Bedeckung beträgt 40 %. Abb. 4.10 (a) zeigt die mittlere Inseldichte, die aus mehreren Serien mit unterschiedlichen Präparationszyklen ermittelt wurde, als Funktion der Bedeckung bzw. der Adsorbatdichte  $N_{Adsorbat}$ .

Desweiteren wurde die mittlere Inselhöhe aus den Konstantstrombildern ermittelt. Da die Inseln keinen flachen Abschluss besitzen, wurde die Höhe über die gesamte Insel gemittelt und zusätzlich das Mittel aus Inselensembles gebildet. Das Ergebnis zeigt

#### 4 Von quantisierten Zuständen zur Perkolation



**Abb. 4.10:** Aus Konstantstrombildern nach Raumtemperaturdeposition bestimmte Parameter von Co/InAs(110). (a) Inseldichte  $N_{Insel}$  als Funktion der Bedeckung bzw. der Adsorbatdichte  $N_{Adsorbat}$ . Typische Fehlerbalken stammen von Variationen der Inseldichte nach verschiedenen Präparationen (vertikal) und von der Unsicherheit in der Bedeckungseichung (horizontal); (b) Mittlere scheinbare Höhe der Inseln. Der Fehler ist durch Abbildung mit unterschiedlichen Spannungen und RTM-Spitzen gegeben. (c) Mittlere Anzahl der Co-Adsorbate pro Insel gegeben durch  $N_{Adsorbat}/N_{Insel}$  als Funktion der Inseldichte.

Abb. 4.10 (b). Die Fehlerbalken stammen von Messungen mit verschiedenen Spannungen und RTM-Spitzen. Eine berechtigte Frage ist, ob die scheinbare, aus RTM-Bildern ermittelte Höhe mit der atomaren Höhe übereinstimmt, da unterschiedliche Materialien abgebildet werden. Da die Streuung der scheinbaren Höhe mit unterschiedlichen Spannungen jedoch gering war, sollte die Höhe in Abb. 4.10 (b) zumindest eine gute Abschätzung für die atomare Inselhöhe sein.

Aus dem Verhältnis  $N_{Adsorbat}/N_{Insel}$  kann man direkt die mittlere Anzahl der Co-Atome pro Insel ablesen. Diese ist in Abb. 4.10 (c) als Funktion der Inseldichte angegeben und steigt offensichtlich mit zunehmender Bedeckung. Eine interessante Frage ist die nach der Dichte der Co-Atome in den Inseln, da man aufgrund der großen Fehlanpassung der Gitterstrukturen ein stark verspanntes Wachstum erwartet. Die Inselgröße ist durch RTM-Bilder nicht einfach zu ermitteln, da man durch die Konvolution von Spitzenform und Inselnform die Inselgrößen überschätzt. Durch folgende Vorgehensweise erhält man eine Abschätzung der Inselgröße: Bei 0.45 ML wurden verschiedene relativ scharfe Mikrospitzen benutzt, um die Inselgröße zu bestimmen. Für die schärfste Spitze (s. inset in Abb. 4.9 (b)) erhält man eine obere Grenze der mittleren Inselfläche von  $1.3 \text{ nm}^2$ . Zusammen mit der mittleren Inselhöhe von  $2.8 \text{ Å}$  ergibt sich ein mittleres Inselvolumen von  $0.36 \text{ nm}^3$  bei 0.45 ML Bedeckung. Aus Abb. 4.10 (c) liest man ab, dass bei dieser Bedeckung die Inseln im Mittel 40 Atome enthalten. Allerdings ist in der

speziell für diese Abschätzung ausgewerteten Messung die Inseldichte etwas größer, so dass die Inseln im Mittel nur 30 Atome enthalten. Daraus ergibt sich eine Dichte von  $85 \pm 20$  Atome/nm<sup>3</sup>, verglichen mit der Volumenmaterialdichte von 90 Atome/nm<sup>3</sup>. Das Co in den Inseln scheint also trotz der Gitterfehlpassung zum InAs seine Volumendichte zu realisieren, was auf nichtepitaktisches Wachstum bei Raumtemperatur hindeutet. Tatsächlich ergeben LEED-Untersuchungen lediglich eine kontinuierliche Abschwächung der InAs(110)-Leuchtflecke mit zunehmender Bedeckung.

Die Untersuchungen dieses Kapitels zeigen, dass Co auf InAs(110) in Form von inhomogen verteilten Inseln aufwächst. Bei 0.2 ML bis 0.4 ML Bedeckung bestehen die Inseln aus etwa 30 bis 40 Co-Atomen mit einer Dichte nahe der Co-Volumenmaterialdichte. Das Inselwachstum zeichnet dieses System gegenüber anderen metallischen Adsorbaten wie z.B. Fe oder Nb aus, die auf InAs(110) Cluster von durchschnittlich 2 Atomen bilden [41, 152].

### 4.5 Das Co-induzierte 2DES auf InAs(110): ARUPS-Messungen

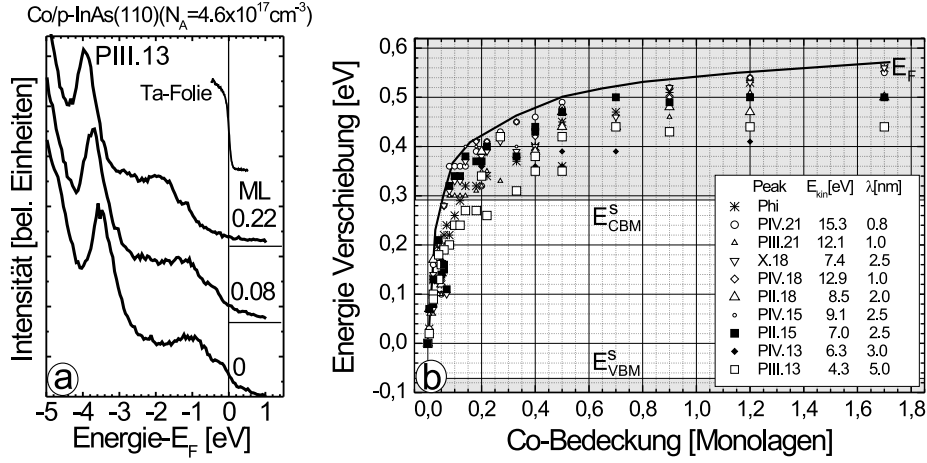
Um das durch Co induzierte 2DES auf InAs(110) bezüglich der Lage der Subbänder für die später zu beschreibenden RTS-Messungen zu charakterisieren, wurde die komplementäre Methode ARUPS<sup>14</sup> gewählt. Die Messungen wurden gemeinsam mit M. Morgenstern und M. Getzlaff am HASYLAB/DESY in der Gruppe von R. L. Johnson durchgeführt. Sie werden hier nur insoweit beschrieben, wie es für die weitere Interpretation der RTS-Messungen (Kap. 4.7) und den Vergleich mit den Wachstumsmessungen (Kap. 4.4) vonnöten ist. Eine genauere Darstellung findet man in [163]. Die Präparation der Co-Filme erfolgte, wie in Kapitel 4.4 beschrieben, durch Aufdampfen auf die InAs(110)-Oberfläche (p-dotiert,  $N_A = 4.6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ). Aufgrund der Eichung mit einer Schwingquarz-Waage liegt der Fehler in der Bedeckung unter 50 %.

#### 4.5.1 Bandverbiegung

Abb. 4.11 (a) zeigt bei Raumtemperatur aufgenommene ARUPS-Spektren von Co/p-InAs(110) als Funktion der Co-Bedeckung. Die beobachteten Peaks werden nach der üblichen Nomenklatur mit  $Pn.x$  bezeichnet, was Emission aus dem n-ten bulk-Valenzband (primary cone) bei der Energie  $h \cdot \nu = xeV$  bedeutet. Man sieht, dass der beobachtete Peak mit steigender Bedeckung zu kleineren Energien verschiebt.

Die Peak-Verschiebungen für verschiedene Peaks  $Pn.x$  wurden als Funktion der Bedeckung gemessen und gegen diese aufgetragen (s. Abb. 4.11 (b)). Alle Peaks schieben bei steigender Bedeckung zu kleineren Energien. Eingezeichnet ist jedoch der Absolutwert dieser Verschiebung relativ zur Lage der Peaks ohne Co-Bedeckung. Die Ursache für die Peakverschiebung ist die oberflächennahe Verbiegung der Bänder durch positive Ladung der Co-Adsorbate (s. Abb. 4.7). Da die unterschiedlichen ARUPS-Peaks von Elektronen aus einer Tiefe entsprechend der Ausdringtiefe  $\lambda$  (s. Inset von Abb. 4.11 (b)) stammen, ist

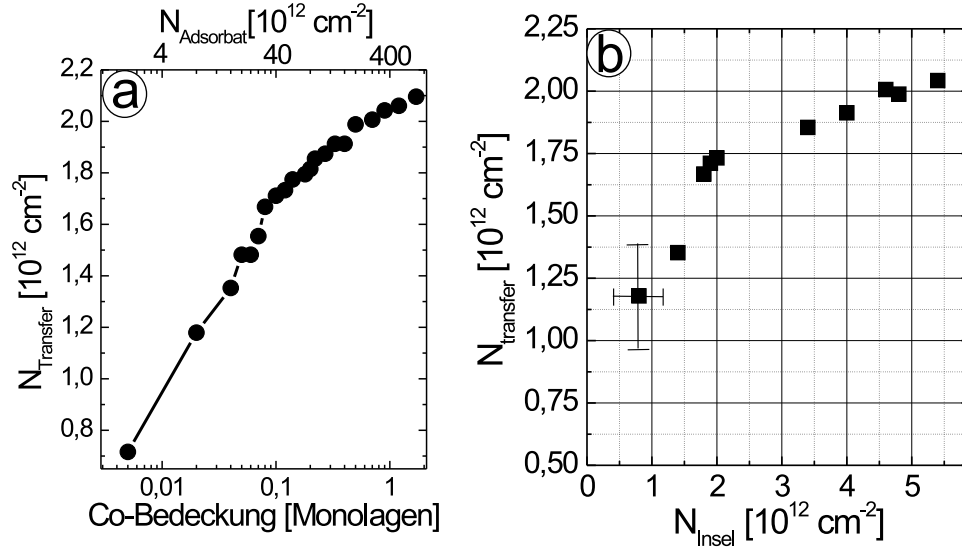
<sup>14</sup>ARUPS: angle resolved photoelectron spectroscopy.



**Abb. 4.11:** Co-induzierte Bandverbiegung an der InAs(110)-Oberfläche. (a) ARUPS-Spektren von Co/p-InAs(110) bei verschiedenen Co-Bedeckungen,  $T = 300$  K,  $h \cdot \nu = 13$  eV,  $\theta = 0^\circ$  und  $E_{pass} = 2.5$  eV. Das ARUPS-Spektrum einer reinen Tantal-Folie zur Bestimmung der Fermienergie ist im oberen Teil gezeigt. (b) Peak-Verschiebung von verschiedenen Peaks bestimmt aus ARUPS-Spektren. Eingezeichnet sind die Peak-Verschiebungen als Absolutwert relativ zu der Position im unbedeckten Fall. Die schwarze Linie gibt die aus der Peakverschiebung ermittelte Lage des Fermi-niveaus (siehe Text) relativ zum Flachbandfall ( $E_F = 0$ ) an. Sie kann direkt mit der Bandverbiegung an der Oberfläche  $\Delta E_F^s$  identifiziert werden. Valenzbandmaximum  $E_{VBM}^s$  und Leitungsbandminimum  $E_{CBM}^s$  an der Oberfläche sind eingezeichnet. Photoelektronen-Energien  $E_{kin}$  und Ausdringtiefen  $\lambda$  der einzelnen Peaks sind im Inset angegeben.

ihre Verschiebung kleiner als  $\Delta E_F^s$ . Peaks mit einer größeren Ausdringtiefe verschieben daher weniger als die mit kleinerer Ausdringtiefe. Um die Differenz in der Verschiebung abzuschätzen, muss die berechnete Bandverbiegung (s. Kap. 4.3) mit einer entsprechend der Ausdringtiefe von der Oberfläche in das Volumen exponentiell abfallenden Intensitätsverteilung gefaltet werden. Für den Peak *PIV.21* mit der kleinsten Ausdringtiefe und p-InAs bei 300 meV Bandverschiebung ergibt sich eine um nur 10-20 meV kleinere Verschiebung in Bezug zu  $(E_{VBM}^s - E_{VBM}^b)$  [41].<sup>15</sup> Daher gibt die in Abb. 4.11 (b) eingezeichnete schwarze Linie die Lage des Fermi-niveaus relativ zum Flachbandfall wieder. Die ebenfalls eingezeichneten Positionen von  $E_{CBM}^s$  und  $E_{VBM}^s$  folgen aus der Lage des Fermi-niveaus im Flachbandfall bei Raumtemperatur  $E_F - E_{VBM} = 70$  meV (s. (4.7)).

<sup>15</sup>Zusätzlich stammt *PIV.21* von einem flachen Teil der Valenzband-Dispersionskurve. Deshalb sind mögliche systematische Fehler vernachlässigbar [41].



**Abb. 4.12:** (a) Mittels eindimensionalem Modell aus Kapitel 4.3 berechnete Elektronendichte  $N_{\text{Transfer}}$ , die von der Adsorbatschicht an das InAs abgegeben wird, als Funktion der Co-Bedeckung bzw. der Adsorbatdichte  $N_{\text{Adsorbat}}$ . (b)  $N_{\text{Transfer}}$  als Funktion der Inseldichte  $N_{\text{Insel}}$ .  $N_{\text{Transfer}}$  wurde berechnet aus der mittels ARUPS gemessenen Fermienerverschiebung,  $N_{\text{Insel}}$  stammt aus den Wachstumsuntersuchungen mittels RTM.

Die Bandverschiebung strebt also bei hohen Bedeckungen einem Sättigungswert von  $\Delta E_F^s = 560 \text{ meV}$  zu, der einem Fermienerniveau von  $270 \text{ meV}$  oberhalb von  $E_{\text{CBM}}^s$  entspricht. Mit der Bandverschiebung  $\Delta E_F^s$  lässt sich nach (4.9) und (4.10) die von den Adsorbaten an InAs abgegebene Elektronendichte  $N_{\text{Transfer}}$  unmittelbar berechnen. Das berechnete  $N_{\text{Transfer}}$  ist in Abb. 4.12 (a) als Funktion der Co-Bedeckung bzw. der Adsorbat-Dichte  $N_{\text{Adsorbat}}$  angegeben. Es fällt sofort auf, dass  $N_{\text{Transfer}}$  bei allen Bedeckungen wesentlich kleiner als  $N_{\text{Adsorbat}}$  ist. Dies scheint zunächst im Widerspruch zum Oberflächen-Dotierungsmodell zu stehen, da man bei niedrigen Bedeckungen erwartet, dass jedes Adsorbat ein Elektron abgibt, was beispielsweise für Fe-Adsorbate auch gefunden wurde [41]. Der Widerspruch klärt sich jedoch auf, wenn man bedenkt, dass Co in Form von Inseln aus etwa 30 bis 40 Atomen mit einer Dichte entsprechend der Co-Volumendichte vorliegt (s. Kap. 4.4). Daher wirkt vermutlich jede Insel und nicht jedes Adsorbat als individueller Donator. Tatsächlich zeigt Abb. 4.12 (b), dass  $N_{\text{Transfer}}$  bei kleinen Bedeckungen etwa der Inseldichte  $N_{\text{Insel}}$  entspricht. Bei höheren Bedeckungen wird  $N_{\text{Transfer}}$  kleiner als  $N_{\text{Insel}}$ . Dies lässt sich im Rahmen des Oberflächenmodells

#### 4 Von quantisierten Zuständen zur Perkolation

folgendermaßen deuten: Positiv geladene Inseln sind umgeben von einem abgeschirmten Coulombpotential und bewirken eine lokale Bandverbiegung in ihrer Umgebung. Jede in der Nähe liegende Insel spürt dieses Coulombpotential und ihr Donatorniveau wird entsprechend abgesenkt. Wird das Donatorniveau bis unter die Fermienergie abgesenkt, so ist diese benachbarte Insel ungeladen. Deshalb sinkt mit steigender Bedeckung die Ionisierungswahrscheinlichkeit pro Insel  $N_{Transfer}/N_{Insel}$  entsprechend der Beobachtung. Dieses Verhalten findet man auch für die Ionisierungswahrscheinlichkeit von einzelnen Fe-Adsorbaten auf InAs(110) [41].

Der Grund für eine nur einfache Ladung der Co-Inseln ist die Coulombblockade. In Kap. 4.7 wird gezeigt, dass die Inseln im Mittel eine Coulombblücke von 465 meV aufweisen. Für eine zweifache Ladung einer solchen Insel wäre etwa das 1.5-fache dieser Energie vonnöten. Das Donatorniveau der Insel müsste also im Mittel  $465 \text{ meV}/2 + 465 \text{ meV} \approx 700 \text{ meV}$  oberhalb von  $E_{CBM}^s$  liegen. Aus der Sättigungsbandverschiebung bei hoher Bedeckung, die einem Fermienergie von 270 meV oberhalb von  $E_{CBM}^s$  entspricht, muss man jedoch schließen, dass das Donatorniveau  $E_{Ads}$  der Inseln nur 270 meV oberhalb von  $E_{CBM}^s$  liegt (s. Abb. 4.7). Eine Mehrfachladung der Co-Inseln ist daher sehr unwahrscheinlich.

Zusammenfassend findet man im Mittel einfach geladene Co-Inseln mit einem Donatorniveau von 270 meV oberhalb von  $E_{CBM}^s$ . Die Ionisierungswahrscheinlichkeit der Inseln ist für kleine Inseldichten ungefähr 1 und nimmt für höhere Inseldichten ab.

#### 4.5.2 Besetzung des 2DES

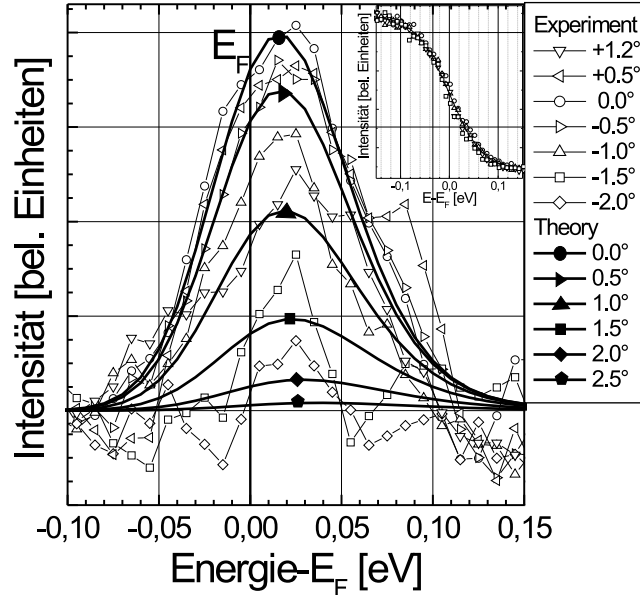
Als Nächstes soll der Frage nachgegangen werden, ob die Bandverbiegung ausreicht, um das 0. Subband des 2DES unter die Fermienergie zu schieben. Berechnet man mit (4.16) die Subbandkanten-Energien für verschiedene Bandverbiegungen  $\Delta E_F^s$ , so stellt man fest, dass bei Raumtemperatur bis  $\Delta E_F^s = 480 \text{ meV}$  entsprechend einer Bedeckung von 0.4 ML alle Subbänder oberhalb der Fermienergie liegen. Für  $\Delta E_F^s = 420 \text{ meV}$  ergeben sich zum Beispiel folgende Zahlenwerte:

$$E_0 - E_F = 45 \text{ meV} \quad E_1 - E_F = 150 \text{ meV} \quad E_2 - E_F = 220 \text{ meV} \quad (4.25)$$

Mittels ARUPS wurde jedoch schon bei Bedeckungen von 0.2 ML ( $\Delta E_F^s = 420 \text{ meV}$ ) ein 2DES-Peak gefunden, aus dem eine Subbandenergie unterhalb der Fermienergie folgt.

Abb. 4.13 zeigt ARUPS-Spektren bei Energien nahe der Fermienergie, die mit verschiedenen Detektorwinkeln, gegeben im rechten Kasten, aufgenommen wurden. Man erkennt einen Peak, der mit steigendem Detektorwinkel verschwindet. Im Inset sieht man die an einer Tantalfolie gemessenen Spektren zur Bestimmung der Fermienergie. Insgesamt wurden drei Spektren sowohl vor als auch nach Messung des Peaks aufgenommen, die alle im Inset gezeigt sind. Aus diesen Spektren kann die Fermienergie auf 10 meV genau bestimmt werden.

Die extreme Winkelabhängigkeit des beobachteten Peaks folgt aus der steilen Dispersion des 2DES (4.14) aufgrund der kleinen effektiven Elektronenmasse in InAs. Dies führt dazu, dass nur Zustände mit  $k_{||}$  in der Nähe des Zentrums der Brillouinzone besetzt



**Abb. 4.13:** Mittels ARUPS gemessener 2DES-Peak für 0.2 ML Co-Bedeckung,  $h \cdot \nu = 13$  eV,  $E_{pass} = 4$  eV (offene Symbole). Verschiedene Detektorwinkel  $\theta$  sind angegeben. Die schwarzen Linien mit gefüllten Symbolen zeigen den besten Fit an die gemessenen 2DES-Peaks. Nur die Subbandenergie  $E_0 - E_F$  wurde als Fitparameter benutzt, das Ergebnis ist  $E_0 - E_F = -7$  meV. Der Inset zeigt ARUPS-Spektren von der Tantal-Folie gemessen mit denselben Parametern.

sind [41]. An die Peaks wurden Kurven gefittet, die eine temperaturinduzierte Fermiverteilung der Elektronen, den bekannten Detektorwinkel, die Energieauflösung des Experiments und die Dispersion des 2DES berücksichtigen (dicke Linien in Abb. 4.13). Einziger Fitparameter ist dabei die Subbandenergie  $E_0$ . Mit der oben bestimmten Fermienergie erhält man die beste Übereinstimmung für  $E_0 - E_F = -7 \pm 5$  meV. Dies deutet darauf hin, dass das 2DES besetzt ist. Aus der Subbandenergie kann nach (4.18) die Dichte der Elektronen im 2DES berechnet werden. Es ergibt sich  $N_{2DES} = 2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Dies entspricht etwa 10 % der vom Co an das InAs abgegebenen Elektronen.

An derselben Probe, bei der der 2DES-Peak gefunden wurde, wurde mit Hilfe weiterer ARUPS-Spektren eine Bandverbiegung von  $\Delta E_F^s = 420$  meV bestimmt. Nach der eindimensionalen Rechnung (4.16) erwartet man damit ein Subband bei  $E_0 - E_F = 45$  meV im Widerspruch zu der mittels 2DES-Peak bestimmten Subbandenergie unterhalb der Fermienergie.

Eine natürliche Erklärung für diese Diskrepanz wäre der Einfluss der Potentialfluktua-

#### 4 Von quantisierten Zuständen zur Perkolation

tionen, die durch die inhomogene Verteilung von geladenen Co-Inseln und geladenen Akzeptoren in der Tat erzeugt werden (s. Kap. 4.6). Durch solche Potentialfluktuationen erhält man ein lokal unterhalb der Fermienergie liegendes 0. Subband in Bereichen mit einer ausreichenden Bandverbiegung. In anderen Bereichen mit nur schwacher Bandverbiegung erhält man dagegen eine Subbandenergie größer als die im Mittel vorherrschende von  $E_0 - E_F = 45$  meV. Dadurch wird der scharfe, stufenförmige Verlauf der gemittelten Zustandsdichte an den Subbandkanten-Energien über einen Energiebereich etwa von der Größe der Potentialfluktuationen „ausgeschmiert“ (s. Abb. 4.8).

Die hier vorgestellten ARUPS-Messungen an einem stark ungeordneten 2DES zeigen also, dass man aufgrund von Potentialfluktuationen eine deutliche Abweichung zwischen der mittels dem eindimensionalen Modell berechneten Subbandenergie, folgend aus der gemessenen Bandverschiebung, und der direkt aus dem gemessenen 2DES-Peak bestimmten Subbandenergie erhält. Im Gegensatz dazu findet man für ARUPS-Messungen an weniger ungeordneten Systemen eine gute Übereinstimmung zwischen den mit den beiden Methoden ermittelten Subbandenergien [39, 41, 152, 155].

### 4.6 Potentialfluktuationen

In diesem Kapitel werden die durch die geladenen Co-Inseln und die kompensierenden Akzeptoren an der Oberfläche erzeugten Potentialfluktuationen abgeschätzt. Bei niedrigen Bedeckungen bis etwa  $N_{Insel} = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  erwartet man nach Abb. 4.12 (b) eine einfach positive Ladung aller Inseln. In diesem Fall kann man die Potentialfluktuation an der Oberfläche folgendermaßen abschätzen: Man verteilt positiv geladene Inseln mit der richtigen Dichte zufällig auf der Oberfläche. Das Potential an der Oberfläche im Abstand  $r$  vom Rand einer geladenen Insel mit Radius  $R$  berechnet man näherungsweise nach

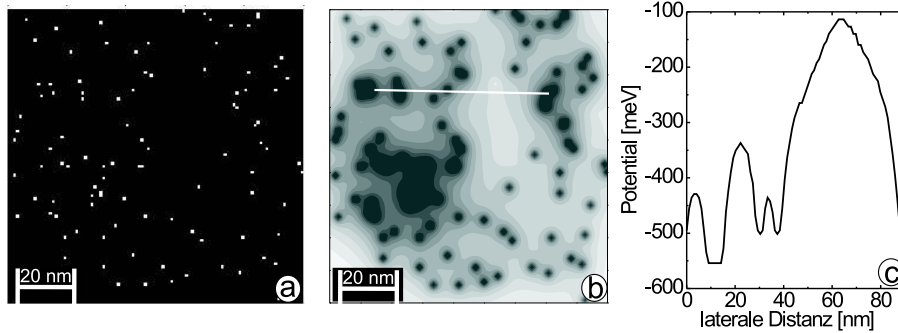
$$V_{Insel}(r) = \frac{-e}{4\pi\epsilon\epsilon_0(r+R)} \cdot e^{-\frac{r}{z_d}} \quad (4.26)$$

(die Abschirmung durch die Akzeptoren wird unten explizit berechnet). Dabei wurde berücksichtigt, dass eine Abschirmung durch freie Löcher nur außerhalb der Verarmungszone im Abstand  $z_d$  von der Oberfläche stattfinden kann. Die etwas korrektere Abschirmlänge  $\sqrt{z_d^2 + \lambda_{3d}^2}$  kann wegen der kleinen InAs-Volumenabschirmlänge  $\lambda_{3d}$  von nur etwa 2.5 nm mit  $z_d \approx 40$  nm gleichgesetzt werden.<sup>16</sup> Außerdem wird in (4.26) eine sinnvolle Oberflächendielektrizitätskonstante von  $\epsilon \approx 4$  benutzt. Das Potential direkt unter den Inseln wird auf den Wert von -560 meV entsprechend der Sättigungsbandverbiegung gesetzt.

Zusätzlich zu den positiv geladenen Inseln verteilt man negativ geladene Akzeptoren zufällig in einer Schicht, deren Dicke so bestimmt ist, dass gleichviele Inseln wie Akzeptoren vorhanden sind (dies fordert die Ladungsneutralität). Ein in der Tiefe  $d$  unter der

<sup>16</sup>Im hier vorliegenden entarteten Fall kann die Abschirmlänge mittels  $\lambda_{3d} = 1/2(\pi/3)^{1/3} N_A^{-1/6} \cdot (4\pi\epsilon\epsilon_0 \hbar^2 / m_{hh}^* e^2)^{1/2} = 2.5$  nm berechnet werden [164].





**Abb. 4.14:** Abschätzung der Potentialfluktuationen an der InAs-Oberfläche bei einer Co-Bedeckung von 0.04 ML. (a) Zufällige Verteilung von positiv geladenen Co-Inseln (weiße Punkte). (b) Oberflächenpotential resultierend aus Inselverteilung in (a) und einer kompensierenden, zufälligen Verteilung von negativ geladenen Akzeptoren. Die lineare Grauskala läuft von -560 meV bis -50 meV. (c) Schnitt durch (b) entlang der weißen Linie.

Oberfläche liegender Akzeptor erzeugt im Abstand  $r$  an der Oberfläche näherungsweise das Potential

$$V_{\text{Akzeptor}}(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon\epsilon_0\sqrt{r^2 + d^2}} \cdot e^{-\frac{\sqrt{r^2 + d^2}}{z_d}}. \quad (4.27)$$

Wieder ist  $z_d$  nur eine sinnvolle Abschätzung für die Abschirmlänge, die eigentlich von der Tiefe des Akzeptors  $d$  abhängt. Da die meisten Akzeptoren nicht direkt an der Oberfläche liegen, kann man  $\epsilon = 14.6$  benutzen. Anschließend berechnet man das Gesamtpotential an der Oberfläche als Überlagerung der Potentiale der zufällig verteilten Akzeptoren und Inseln. Die für eine Bedeckung von 0.04 ML resultierende Oberflächenpotentiallandschaft zeigt Abb. 4.14.

Das Potential fluktuiert zwischen -560 meV und -50 meV auf einer Längenskala von etwa 50 nm. Man erhält ein mittleres Potential von -320 meV, das etwa mit der gemessenen Bandverbiegung bei 0.04 ML von 280 meV übereinstimmt (s. Abb. 4.11). Eine Bestimmung der Oberflächenpotential-Fluktuationen für höhere Bedeckungen ist schwieriger, da nicht mehr alle Inseln geladen sind. In Kapitel 4.7 wird jedoch gezeigt, wie man aus den für jede Insel gemessenen Coulombblöcken bestimmen kann, welche der Inseln am wahrscheinlichsten geladen sind, und man damit auch für höhere Bedeckungen eine Abschätzung der Potentialfluktuationen bekommt.

Nichtsdestotrotz erhält man schon bei einer Bedeckung von 0.04 ML Fluktuationen, die zu Bereichen mit Oberflächenpotentialen von bis zu 240 meV unterhalb des räumlichen

Mittels führen. Berechnet man die resultierende Subbandenergie lokal, ist damit eine Verschiebung des 0. 2DES-Subbands unter  $E_F$  leicht möglich. Für  $\Delta E_F^s = 560$  meV ergäbe sich z.B.  $(E_0 - E_F) = -85$  meV. Sind die entsprechenden Bereiche räumlich ausgedehnt und haben relativ niedrige laterale *confinement*-Energien, dann koennen sie Elektronen enthalten. In Kapitel 4.7 wird dies experimentell und anhand einer Potentialberechnung bestätigt. Die relativ großen Potentialfluktuationen bewirken also, dass bei Bedeckungen, bei denen das nullte Subband des 2DES im räumlichen Mittel über der Fermienergie liegt, Bereiche mit einer ausreichend großen Bandverbiegung existieren, sodass Regionen des 2DES mit Elektronen besetzt werden. Das eindimensionale Poissonmodell reicht daher nicht mehr aus, die Besetzung des 2DES zu beschreiben.

## 4.7 Tieftemperaturrastertunnelspektroskopie des stark ungeordneten 2DES

Die vorhergehenden Kapitel haben gezeigt, dass man durch das Inselwachstum von Co auf InAs(110) ein 2DES erzeugt, dass einem starken Unordnungspotential unterliegt. Man erwartet daher, dass die lokale elektronische Zustandsdichte *LDOS* weitestgehend durch die Potentiallandschaft bestimmt wird. Das Verhalten der *LDOS* mit zunehmender Energie im 2DES kann nach Kapitel 4.1 mittels Perkolationstheorie beschrieben werden. Das System ist also geeignet, einen solchen Perkolationsübergang zu untersuchen, wobei die besetzten 2DES-Bereiche den isolierten Tröpfchen unterhalb der Perkolationsschwelle entsprechen.

Die für Transportexperimente relevante Variation der Elektronendichte im 2DES kann im RTS-Experiment durch Veränderung der Tunnelspannung  $U$  simuliert werden, da mittels RTS die *LDOS* an der entsprechenden Energie ( $E_F + eU$ ) ausgewertet wird (s. Kap. 2). Allerdings simuliert man auf diese Weise eigentlich nur das Verhalten nicht wechselwirkender Elektronen. Beim Tunneln in einen Zustand weit oberhalb der Fermienergie sind keine Zustände derselben Energie besetzt, die effektiv mit dem untersuchten Zustand wechselwirken können. Dasselbe gilt für Tunneln aus Zuständen weit unterhalb von  $E_F$ , da alle Zustände, in die effektiv gestreut werden kann, besetzt sind. Nur in einem schmalen Bereich um  $E_F$  sind entsprechende Zustände vorhanden. Auch die Abschirmung der Potentialunordnung hängt prinzipiell von der Elektronendichte ab. Eine Abschätzung der Coulombwechselwirkung im System mittels  $E_{ee} = e^2\sqrt{N_{2DES}}/4\pi\epsilon\epsilon_0$  ergibt jedoch  $E_{ee} \approx 4$  meV, was deutlich kleiner als die Potentialfluktuationen von über 100 meV (s. Kap. 4.7.3), und somit vernachlässigbar ist. Auch die Abschirmung wird nur zu ca. 10 % von den Elektronen bestimmt (s. Kap. 4.3.1) und ist daher nur marginal von der Dichte abhängig. Unser Experiment simuliert also trotz obiger Einschränkung weitgehend das dichteabhängige Perkolationsverhalten im stark ungeordneten System. Da das 2DES direkt an der Probenoberfläche liegt, kann es mittels RTS mit hoher lateraler Auflösung untersucht werden.

In diesem Kapitel werden die lokalen elektronischen Eigenschaften des stark ungeordneten 2DES bei 6 K untersucht. In Kapitel 4.7.1 wird zunächst eine Übersicht über die in verschiedenen Bereichen der Probe gemessenen Spektren gegeben. In Kapitel 4.7.2

## 4.7 Tieftemperaturrastertunnelspektroskopie des stark ungeordneten 2DES

wird gezeigt, dass die Co-Inseln eine Coulombblockade aufweisen. Aus den gemessenen Coulombblöcken wird in Kapitel 4.7.3 versucht, die Potentiallandschaft näherungsweise zu berechnen. In Kapitel 4.7.4 und 4.7.5 wird das Verhalten der *LDOS* bei Variation der Energie beschrieben. Schließlich wird in Kapitel 4.7.6 der Einfluss des Magnetfelds auf die *LDOS* untersucht.

### Experimentelles

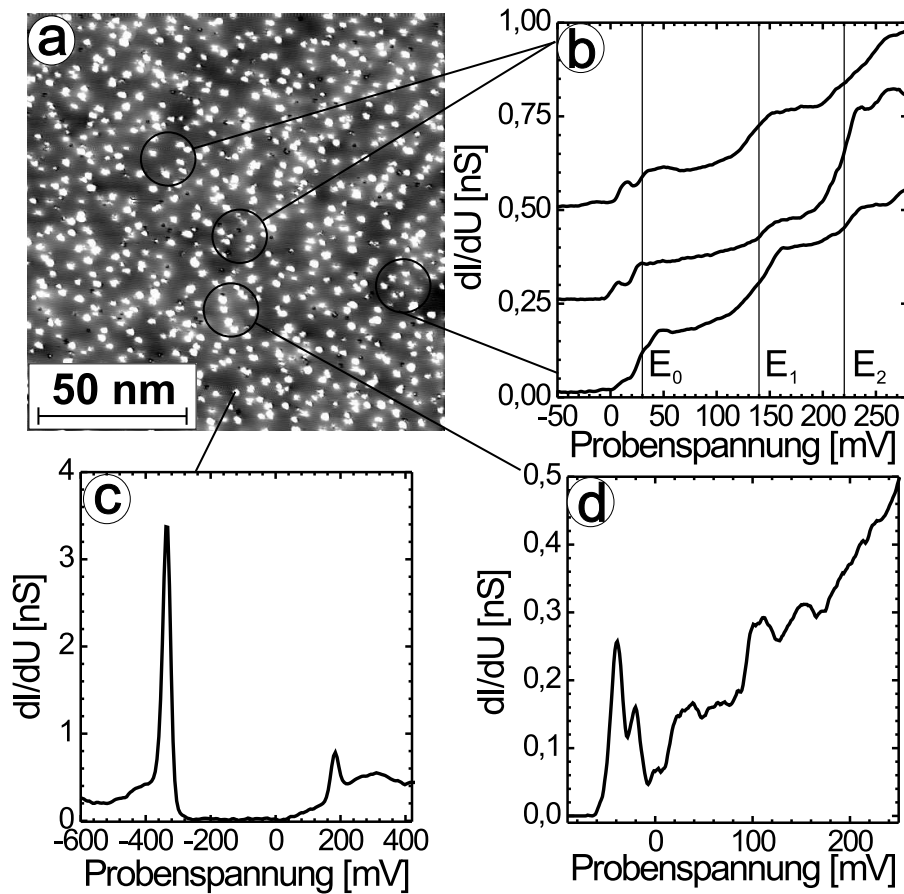
Für die Messungen dieses Kapitels wurde eine bestehende 6 K-Rastertunnelmikroskopanlage mit 6 T-Magnet benutzt [69]. Als RTM-Spitze diente PtIr-Draht, der vor dem Einbau in das RTM durch Schneiden mit einer Zange geschärft wurde. Das Probenmaterial stammt vom selben Kristall, der auch in den ARUPS-Messungen verwendet wurde. Dafür wurden die für ARUPS benutzten Einkristalle mit  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  Grundfläche mit der Diamantsäge in  $3 \times 3 \text{ mm}^2$ -Stäbe zersägt, damit die Proben auf den RTM-Probenhaltern Platz haben. Unmittelbar vor dem Aufdampfen wurde die unbedeckte InAs(110)-Oberfläche auf Defektfreiheit untersucht. Durch Spektroskopie wurde festgestellt, dass die Spitze keinen besetzten Quantenpunkt induziert (s. Kap. 4.2.3). Die Präparation der Co-Filme im Submonolagen-Bereich erfolgte wie in Kapitel 4.4 beschrieben, wobei die Aufdampftrate in diesem Fall  $5 \cdot 10^{-3} \text{ ML/sec}$  betrug. Da die Probe sich bei den RTS-Messungen im kryogenen UHV befindet, erhält man während mehrerer Wochen dauernder Messungen keine merkliche Zunahme von Adsorbaten auf der Oberfläche [69].

### 4.7.1 Übersicht über $dI/dU$ -Kurven

Abb. 4.15 (a) zeigt ein Konstantstrombild der p-InAs(110)-Oberfläche nach dem Aufdampfen von etwa 15% einer ML Co/InAs(110) entsprechend einer Atomdichte von  $5.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Wie in Kap. 4.4 beschrieben, bildet Co Inseln und man misst eine Inseldichte von  $3.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . Diese Inseldichte ist höher als man nach den mittleren Inseldichten in Abb. 4.10 erwartet, jedoch im Rahmen der Schwankungsbreite. Nach Abb. 4.12 (b) werden etwa  $N_{\text{Transfer}} = 1.9 \cdot 10^{12}$  Elektronen/ $\text{cm}^2$  von den Co-Inseln an das InAs abgegeben, d.h. es ist etwa die Hälfte der Inseln positiv geladen.

### Mittlere Subbandenergien

Da die mittlere Bandverschiebung  $\Delta E_F^s$  durch  $N_{\text{Transfer}}$  bestimmt wird, erhält man nach (4.10) und (4.9)  $\Delta E_F^s \approx 460 \text{ meV}$ . Dies folgte jedoch aus ARUPS-Messungen bei Raumtemperatur. Bei tiefen Temperaturen verschiebt sich die bulk-Fermienergie um  $E_F^b(6\text{K}) - E_F^b(300\text{K}) = 75 \text{ meV}$  nach unten (s. Gl. (4.7)) und die Bandlücke vergrößert sich um  $\Delta E_{\text{gap}} = 50 \text{ meV}$ . Beides kann einen Einfluss auf die Bandverbiegung haben. Nimmt man vernünftigerweise an, dass das durch die Co-Inseln induzierte Donatorniveau bei Raumtemperatur und bei tiefen Temperaturen denselben Abstand von  $E_{\text{CBM}}^s$  hat (270 meV), dann erwartet man bei 6 K eine um maximal  $(E_F^b(6\text{K}) - E_F^b(300\text{K})) + \Delta E_{\text{gap}} = 125 \text{ meV}$  größere Bandverschiebung. In der Tat wurde bei ARUPS-Messungen an etwa 1.2 ML Ag auf p-InAs(110) beim Übergang von 300 K zu 20 K eine um etwa



**Abb. 4.15:** Übersicht über die mittels RTS gemessenen Spektren. (a) Konstantstrombild der p-InAs(110)-Oberfläche bedeckt mit 15% Co (500 mV, 500 pA); schwarze Kreise und Linien markieren die Positionen der gemittelten Spektren in (b)-(d). (b)  $dI/dU$ -Kurven gemittelt über die Kreisbereiche in (a) ( $U_{\text{stab}} = 500$  mV,  $I_{\text{stab}} = 700$  pA,  $U_{\text{mod}} = 5$  mV). Die Spektren sind jeweils um 0.25 nS gegeneinander verschoben. Man findet Stufen bei etwa  $E_0 = 30$  meV,  $E_1 = 140$  meV und  $E_2 = 220$  meV. (c)  $dI/dU$ -Kurve über einer Co-Insel ( $U_{\text{stab}} = 700$  mV,  $I_{\text{stab}} = 700$  pA,  $U_{\text{mod}} = 5$  mV). (d)  $dI/dU$ -Kurve gemittelt über den Kreisbereich in (a) ( $U_{\text{stab}} = 500$  mV,  $I_{\text{stab}} = 700$  pA,  $U_{\text{mod}} = 5$  mV).

#### 4.7 Tieftemperaturrastertunnelspektroskopie des stark ungeordneten 2DES

100 meV größere Bandverschiebung gefunden [40]<sup>17</sup>.

Bei tiefen Temperaturen erwartet man also bei der hier vorliegenden Inselbedeckung eine Bandverschiebung von etwa  $\Delta E_F^s \approx 460 \text{ meV} + 125 \text{ meV} = 585 \text{ meV}$ . Damit folgt nach (4.10)-(4.16) für die mittleren Subbandenergien<sup>18</sup>

$$E_0 - E_F = 20 \text{ meV} \quad E_1 - E_F = 135 \text{ meV} \quad E_2 - E_F = 210 \text{ meV}. \quad (4.28)$$

Diese Werte unterscheiden sich nur um etwa 20 meV von der Lage der Subbänder, die man für dieselbe Bandverschiebung bei Raumtemperatur erhält. Die Ähnlichkeit der Werte minimiert somit den systematischen Fehler für obige Abschätzungen der Subbandenergien auf maximal  $\pm 20 \text{ meV}$ .

Tatsächlich erhält man in einigen Bereichen der Probe Stufen in den  $dI/dU$ -Kurven in der Nähe der Energiewerte von (4.28). Abb. 4.15 (b) zeigt beispielsweise drei über verschiedene Bereiche der Probe gemittelte  $dI/dU$ -Kurven mit Stufen bei etwa 30 meV, 140 meV und 220 meV. Die mittleren Subbandenergien scheinen also mit dem eindimensionalen Modell korrekt beschrieben zu sein.

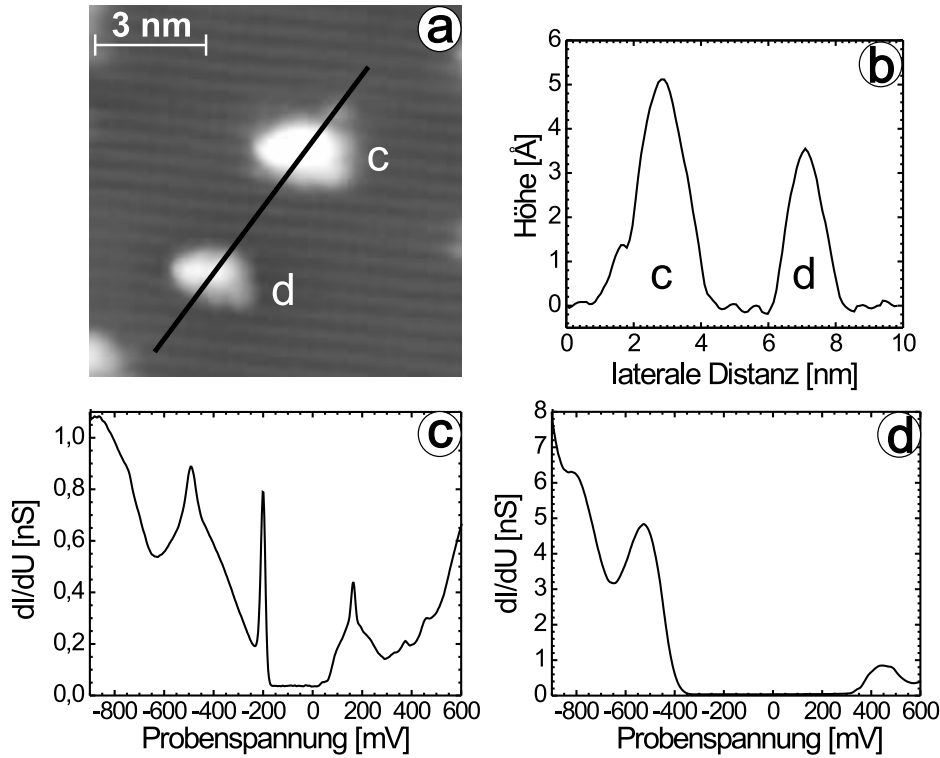
In anderen Bereichen der Probe erhält man jedoch völlig andersartige Spektren mit deutlichen Peaks unterhalb der Fermienergie (s. Abb. 4.15 (d)). Dies deutet auf nulldimensionale, lokalisierte Zustände in diesen Bereichen hin, die man auch aufgrund der starken Potentialunordnung (s. Kap. 4.6) erwartet. Eine quantitative Auswertung der Spektroskopiekurven auf dem Flächenanteil, der nicht von Co-Clustern bedeckt ist ( $\approx 90\%$ ), ergibt, dass etwa 60 % der Fläche durch die lokalisierten Zustände besetzt ist, d.h. Peaks zeigt. Dabei werden auf 55 % der Fläche die Zustände unterhalb der Fermienergie gefunden, während nur auf 5 % der Fläche die lokalisierten Zustände oberhalb der Fermienergie liegen. Auf der restlichen unbedeckten Fläche (40 %) findet man dagegen 2DES-artige  $dI/dU$ -Kurven. Die LDOS der lokalisierten Zustände wird in Kapitel 4.7.4 untersucht. Über den Clustern findet man  $dI/dU$ -Kurven, die auf Coulombblockade der Cluster hinweisen (Abb. 4.15 (c)). Dies wird im folgenden Kapitel beschrieben.

#### 4.7.2 Coulombblockade der Co-Inseln

Abb. 4.16 zeigt repräsentative  $dI/dU$ -Kurven von zwei unterschiedlich großen Clustern mit den Volumina  $V = 0.4 \pm 0.3 \text{ nm}^3$  bzw.  $V = 1 \pm 0.7 \text{ nm}^3$  (aus den Schnitten in Abb. 4.16 (b) ermittelt). Um die Fermienergie findet man einen Bereich mit verschwindender Leitfähigkeit, flankiert von Peaks im  $dI/dU$ -Signal. Der Abstand der Peaks beträgt 375 meV für den großen bzw. 950 meV für den kleinen Cluster. Bei negativen Spannungen treten weitere Peaks auf, deren Abstände etwas kleiner sind.

<sup>17</sup>Bei Ag/n-InAs(110) mit derselben Bedeckung tritt die Vergrößerung der Bandverschiebung nicht auf, da das Volumen-Ferminiveau im Leitungsband liegt und beim Übergang zu tiefen Temperaturen kaum verschiebt. Dies ist ein weiterer experimenteller Hinweis darauf, dass die Donatorniveaus tatsächlich bezüglich  $E_{CBM}^s$  fixiert sind

<sup>18</sup>Hierbei wird für die Lage des Ferminiveaus oberhalb der Leitungsbandkante nach  $E_F - E_{CBM}^s = \Delta E_F^s - E_{gap} + (E_F - E_{VBM}^b) = 585 \text{ meV} - 410 \text{ meV} + (-5 \text{ meV})$  die größere Bandlücke und die Lage des Ferminiveaus im Bulk nach (4.7) berücksichtigt.



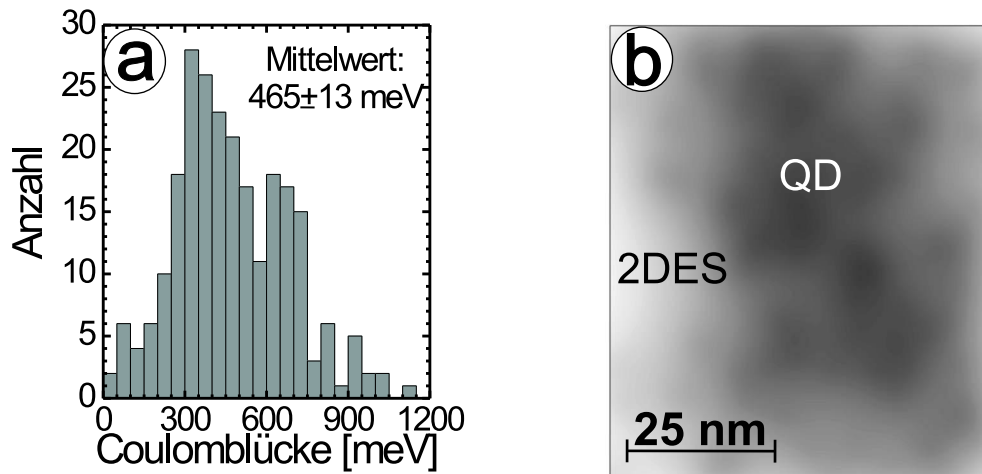
**Abb. 4.16:** Coulombblockade zweier unterschiedlich großer Co-Inseln. (a) Konstantstrombild der spektroskopierten Inseln (-900 mV, 300 pA). Neben den Inseln erkennt man die Reihen der InAs(110)-Einheitszelle. (b) Schnitt längs der Linie in (a). (c), (d)  $dI/dU$ -Kurven über Insel c bzw. d in (a) ( $U_{\text{stab}} = 700$  mV,  $I_{\text{stab}} = 500$  pA,  $U_{\text{mod}} = 5$  mV).

Äquidistante Peaks in  $dI/dU$ -Kurven mit verschwindender Leitfähigkeit zwischen den Peaks werden auch bei RTS an substratisolierten Clustern gefunden und durch *Coulombblockade* erklärt [165–167]: Beim Tunneln von einzelnen Elektronen auf den Cluster ist die elektrostatische Energie  $e^2/2C$  aufzubringen. Ist die Kapazität  $C$  des Systems so klein, dass  $e^2/2C \gg k_B T$  gilt, so ist bei kleinen Spannungen  $U$  der Tunnelprozess verboten. Erst wenn  $eU$  gleich  $e^2/2C$  wird, ist Tunneln durch den Cluster möglich, und man erhält im  $dI/dU$ -Signal *Umladungspeaks* um die Fermienergie mit dem Abstand  $e\Delta U = E_C = e^2/C$  [168]. Zusätzlichen Einfluss auf das Spektrum hat die bei sehr kleinen Clustern bedeutend werdende Diskretheit der Einteilchen(ET)-Energieniveaus des Clusters. Ist der Abstand der ET-Energieniveaus  $E_{ET}$  klein gegen die thermische Energie und liegt in der Größenordnung der Coulombenergie, dann ist das Clusterspektrum eine komplizierte Mischung aus Umladungspeaks und ET-Energie-Peaks [169–173].

#### 4.7 Tieftemperaturrastertunnelspektroskopie des stark ungeordneten 2DES

Aufgrund der zwischen den Co-Clustern und dem bulk-InAs vorhandenen Verarmungszone (s. Kap. 4.5) sind die Cluster in bestimmten Energiebereichen ebenfalls als isoliert anzusehen. Für diejenigen Umladungszustände der Co-Cluster, die im Bereich von etwa -580 meV bis 0 meV liegen, ist die Ankopplung an das Substrat relativ schlecht: die geladenen Cluster können nur durch Elektronen, die vom Valenzband durch die Verarmungszone tunneln, wieder neutralisiert werden. Für Umladungspeaks im Bereich des Valenz- oder Leitungsbandes ist die Ankopplung wesentlich besser, da keine isolierende Schicht existiert. Wegen dieser stark spannungsabhängigen Kopplung der Co-Cluster an das Substrat ist eine vollständig quantitative Auswertung im Rahmen der gängigen Theorie (s. z.B. [174]) nicht möglich und wurde in dieser Arbeit nicht weiter verfolgt. Eindeutig spielt die Coulombblockade jedoch eine wichtige Rolle für den Ladungszustand der Cluster. Die Größe der Coulombblockade für die Cluster kann man folgendermaßen abschätzen: Man plaziert einen isolierten Cluster mit einem mittlerem Radius entsprechend dem gemessenen Volumen  $V$  ( $R = 0.46 \pm 0.12$  nm bzw.  $R = 0.62 \pm 0.23$  nm) auf den dielektrischen InAs-Halbraum ( $\epsilon = 14.6$ ), beschreibt die RTM-Spitze als einen metallischen Halbraum im Abstand 0.4 nm von der Clusteroberfläche und berechnet die Energie des Systems. Die Kapazität des Clusters gegenüber der metallischen Halbebene ist  $C = 4\pi\epsilon_0 R(1 + \frac{R}{2(R+0.4 \text{ nm})})$  [175]. Die daraus folgende elektrostatische Energie  $E_C = e^2/C$  wird durch die dielektrische Halbebene zusätzlich abgeschirmt um  $-\frac{\epsilon-1}{\epsilon+1} \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 R}$  [176]. Insgesamt ergibt sich  $E_C = 0.8 \pm 0.2$  eV für den großen bzw.  $E_C = 1.1 \pm 0.3$  eV für den kleinen Cluster. Die Einteilchenenergieabstände eines metallischen Clusters lassen sich durch  $E_{ET} = \pi^2 \hbar^2 / m_e k_F V$  abschätzen [177]. Mit  $k_F \approx 1.8 \text{ \AA}^{-1}$  für Kobalt [178] folgt  $E_{ET} = 40 \pm 30$  meV für den großen bzw.  $E_{ET} = 100 \pm 80$  meV für den kleinen Cluster. Die Energielücke wird daher hauptsächlich durch die Coulombblockade bestimmt. Offensichtlich werden die Coulombblöcke jedoch um bis zu einen Faktor 2 zu groß abgeschätzt, ohne dass sich die Abweichung durch den angegebenen Fehlerbalken erklären lässt. Die verkleinerte Coulombblöcke deutet also auf eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Ladung im InAs hin. Dies ist im Bereich positiver Spannungen aufgrund des Überlapps mit dem Leitungsband auch zu erwarten. Im Bereich negativer Energien beginnt das Valenzband zwar erst unterhalb von etwa -580 meV, man erwartet jedoch bereits bei kleineren negativen Spannungen eine Ankopplung durch Tunnelprozesse. Eine quantitative Abschätzung dieser Effekte ist mit sehr großen Unsicherheiten verknüpft und soll deswegen unterbleiben.

Ein Histogramm der Coulombblöcke sämtlicher Cluster auf einer Fläche von  $70 \cdot 70 \text{ nm}^2$  aus Abb. 4.15 (a) zeigt Abb. 4.17 (a). Der Mittelwert der Coulombblöcke liegt bei  $465 \pm 13$  meV mit einer mittleren quadratischen Breite der Verteilung von 420 meV. In jedem Fall ist die mittlere Coulombblöcke also ungefähr so groß wie die Bandverschiebung an der Oberfläche, was die in Kap. 4.5 diskutierte bevorzugte Einfachladung der Cluster erklärt.



**Abb. 4.17:** (a) Histogramm über die gemessenen Coulombblücken der Co-Cluster. (b) Potentiallandschaft des 2DES berechnet aus den Positionen der am wahrscheinlichsten geladenen Cluster (s. Text) und zufällig verteilten, kompensierenden Akzeptoren. Die Grauskala überstreicht 150 meV. Das Potential fluktuiert um etwa 150 meV auf einer Längenskala von 40 nm. In dem mit „2DES“ bezeichneten Bereich findet man 2DES-artige  $dI/dU$ -Kurven, in dem mit „QD“ bezeichneten Bereich dagegen einen lokalisierten Zustand. Der Probenbereich, für den die Potentiallandschaft ausgerechnet wurde, ist in Abb. 4.21 (a) und (b) durch ein Rechteck angegeben.

### 4.7.3 Potentialfluktuationen im 2DES

Da weder bekannt ist, welche Cluster geladen und welche neutral sind, noch die Position der negativ geladenen Akzeptoren, kann man die Potentiallandschaft, in der sich das 2DES aufhält, nicht exakt berechnen. Mithilfe der gemessenen Coulombblockaden jedes Clusters kann aber ein sinnvolles Kriterium für den jeweiligen Ladungszustand gefunden werden, um eine Abschätzung der Potentialfluktuationen im 2DES zu bekommen: Aus Kap. 4.7.1 ist bekannt, dass die Hälfte der Cluster positiv geladen ist. Eine plausible Annahme ist, dass dies diejenige Hälfte mit den kleineren Coulombblücken ist.<sup>19</sup> Aus deren lateraler Position kann man den Clusterbeitrag zum Potential analog zu (4.26) berechnen. Zusätzlich werden ebensoviele negativ geladene Akzeptoren, wie in Kapitel 4.6 beschrieben, zufällig verteilt und deren Potential analog zu (4.27) berechnet. Das aus den beiden Beiträgen summierte 3D-Potential wird in einer Tiefe  $z_0 \approx 7$  nm entsprechend des

<sup>19</sup>Zum Laden der Cluster mit der größeren Coulombblücke braucht man mehr Energie.



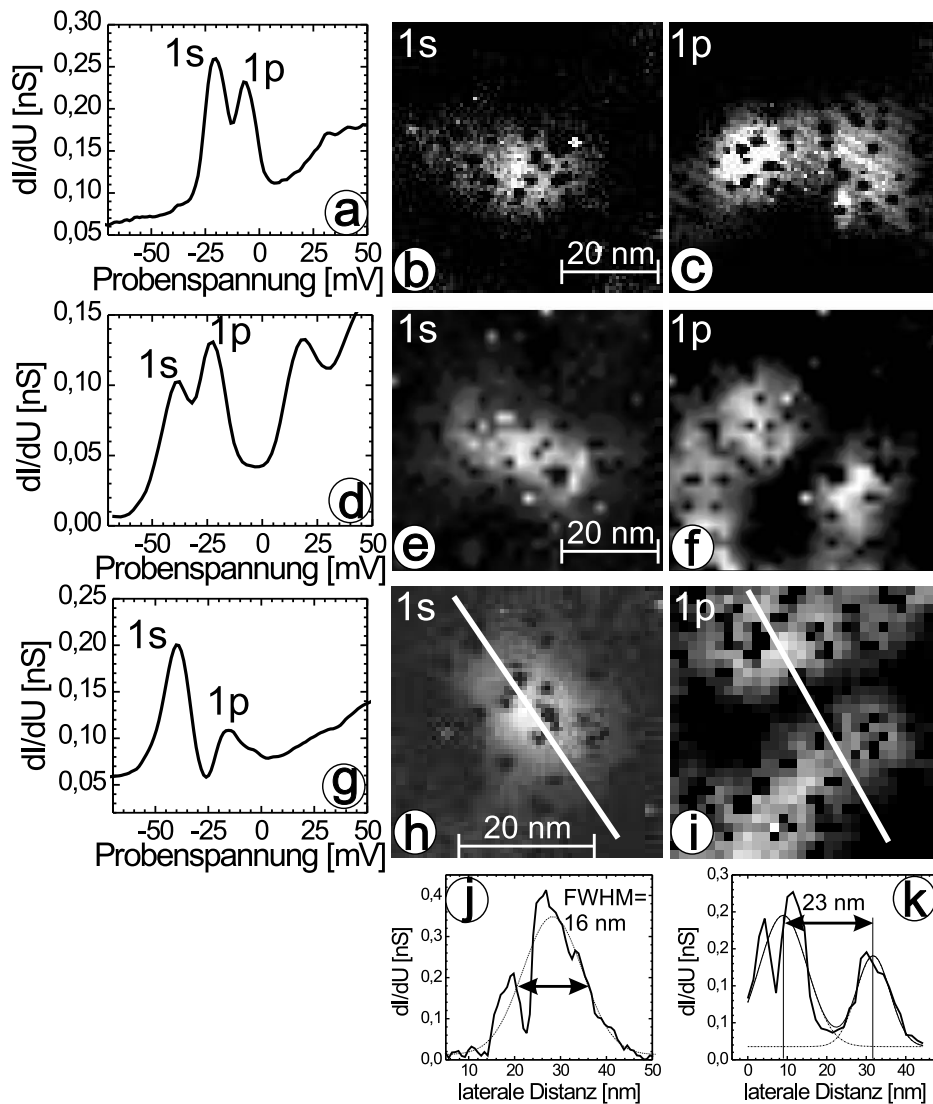
Schwerpunkts der Ladungsdichte des 0. Subbands des 2DES ausgewertet.<sup>20</sup> Es zeigt sich, dass der Anteil der Akzeptoren im wesentlichen zu einem konstanten Hintergrund des Potentials führt, und damit deren exakte Position nicht entscheidend ist. Abb. 4.17 (b) zeigt einen Teil der resultierenden Potentiallandschaft, in der sich das 2DES aufhält. Das Potential fluktuiert um etwa 150 meV auf einer Längenskala von 40 nm und besitzt Potentialmulden (QD), die lokalisierte Elektronenzustände enthalten können. Der Probenbereich, für den die Potentiallandschaft ausgerechnet wurde, ist in Abb. 4.21 (a) und (b) durch ein Rechteck angegeben. Tatsächlich findet man in dem mit „QD“ bezeichneten Bereich einen lokalisierten Zustand. In dem mit „2DES“ bezeichneten Randbereich der Potentialminima findet man dagegen 2DES-artige  $dI/dU$ -Kurven (s. Abb. 4.15 (b)).

#### 4.7.4 Quantenzustände in Potentialmulden

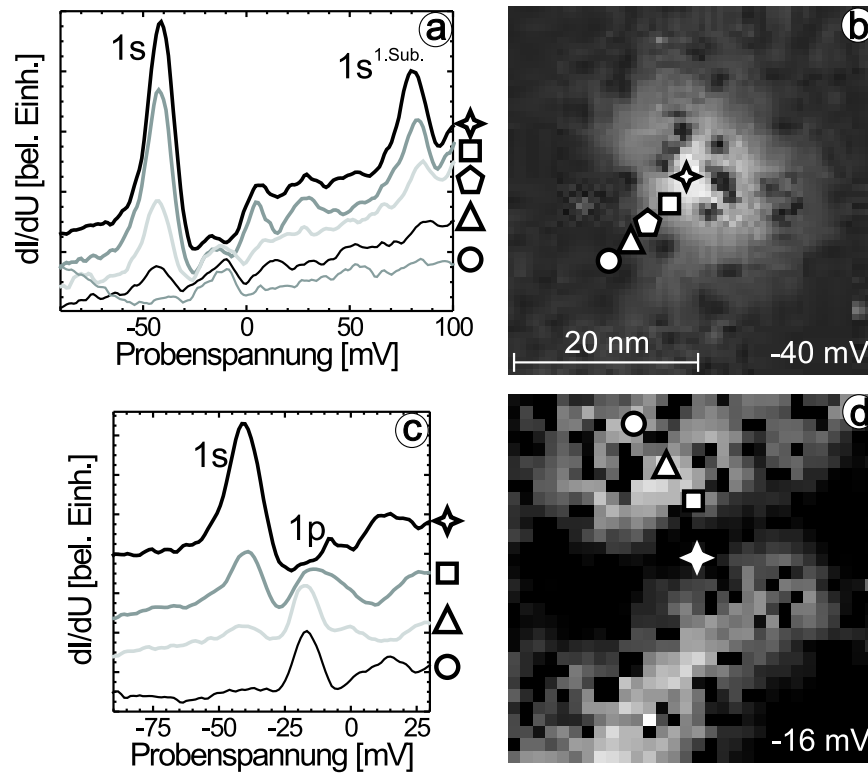
In manchen Bereichen der Probe tauchen ein oder zwei Peaks unterhalb der Fermienergie in den  $dI/dU$ -Kurven auf (s. Abb. 4.15 (d)). Diese Peaks gehören zu vollständig lokalisierten Zuständen, wie in Abb. 4.18 offensichtlich wird. Abb. 4.18 (a), (d) und (g) zeigen über drei verschiedene Bereiche der Probe gemittelte  $dI/dU$ -Kurven mit zwei Peaks. Die dazugehörigen  $dI/dU$ -Bilder mit Energien nahe den Peakspannungen zeigen Abb. 4.18 (b) und (c), (e) und (f) bzw. (h) und (i). Offensichtlich stammen die jeweils unteren Peaks von lokalisierten Zuständen mit einer relativ symmetrischen, s-artigen  $LDOS$ -Verteilung, während die jeweils oberen Peaks eine an p-Zustände erinnernde  $LDOS$ -Verteilung mit zwei Keulen aufweisen. Die Co-Cluster erscheinen als dunkle Flecken wegen der verschwindenden  $LDOS$  in ihrer Coulombblücke.

Die vollständige Lokalisierung der beobachteten Zustände wird auch in Abb. 4.19 deutlich, wo am Beispiel eines Quantenpunkts mit s- und p-artigem Zustand ortsabhängige  $dI/dU$ -Kurven angegeben sind. Abb. 4.19 (a) zeigt die Ortsabhängigkeit des 1s-Peaks in einer Richtung senkrecht zu den Keulen des 1p-Zustands (s. Abb. 4.19 (d)). Mit zunehmendem Abstand vom Zentrum des Quantentopfs nimmt die Intensität des Peaks ab, bis er bei einer Entfernung von etwa 10 nm verschwindet. Abb. 4.19 (c) zeigt dagegen die Ortsabhängigkeit von 1s-Peak und 1p-Peak in einer Richtung parallel zu den Keulen des 1p-Zustands. Im Zentrum des Quantentopfs ist zunächst nur der 1s-Peak zu sehen, da der p-Zustand einen Knoten besitzt. Während die Intensität des 1s-Peaks mit zunehmendem Abstand vom Zentrum abnimmt, nimmt die des 1p-Peaks zu, bis bei einem Abstand von etwa 15 nm nur noch der 1p-Peak zu sehen ist. Durch dieses Verhalten kann ausgeschlossen werden, dass es sich bei den beobachteten Peaks um spitzeninduzierte Quantenzustände handelt (s. Kap. 2.3.1). Da ein spitzeninduzierter Quantenpunkt mit der RTM-Spitze über die Probe bewegt wird, wäre ein entsprechender Peak unabhängig von der Spitzenposition in den  $dI/dU$ -Kurven immer vorhanden. Der Peak würde lediglich in seiner energetischen Position entsprechend der Potentiallandschaft verschieben, während sich die Position der Spitze ändert [42, 64, 158]. Bei den hier beobachteten Peaks verändert sich jedoch nur die Intensität, nicht die Position, und die Peaks sind nur in manchen Bereichen der Probe vorhanden. Daher kann die spit-

<sup>20</sup>  $z_0 = (9\epsilon\epsilon_0\hbar^2/4m^*e^2N_{Transfer})^{1/3}$  aus [153].



**Abb. 4.18:** Quantenzustände mit s- und p-Charakter in drei versch. Potentialmulden. (a)  $dI/dU$ -Kurve eines Probenbereichs mit zwei Quantenzuständen markiert mit 1s, 1p ( $U_{\text{stab}} = 500$  mV,  $I_{\text{stab}} = 700$  pA,  $U_{\text{mod}} = 5$  mV). (b), (c)  $dI/dU$ -Bilder von identischer Probenregion im Bereich der Peakregionen aus (a) d.h. bei -25 mV bzw. -16 mV ( $U_{\text{stab}} = 430$  mV,  $I_{\text{stab}} = 700$  pA,  $U_{\text{mod}} = 2$  mV). (d) wie (a) in anderem Bereich ( $U_{\text{stab}} = 430$  mV,  $I_{\text{stab}} = 700$  pA,  $U_{\text{mod}} = 5$  mV). (e), (f)  $dI/dU$ -Bilder im Bereich der Peakregionen aus (d) d.h. bei -40 mV bzw. -24 mV ( $U_{\text{stab}} = 430$  mV,  $I_{\text{stab}} = 700$  pA,  $U_{\text{mod}} = 5$  mV). (g) wie (a) in weiterem Bereich ( $U_{\text{stab}} = 500$  mV,  $I_{\text{stab}} = 700$  pA,  $U_{\text{mod}} = 5$  mV). (h), (i)  $dI/dU$ -Bilder im Bereich der Peakregionen aus (g) d.h. bei -40 mV bzw. -16 mV ( $U_{\text{stab}} = 430$  mV bzw.  $U_{\text{stab}} = 500$  mV,  $I_{\text{stab}} = 700$  pA,  $U_{\text{mod}} = 5$  mV). (j), (k) Schnitte entlang der weißen Linien in (h), (i). Dünn eingezeichnet sind Gauß-Fits mit sich ergebender Halbwertsbreite (FWHM) und Abstand der Keulen. Die Quantenzustände in (h) und (i) befinden sich gerade in der Potentialmulde aus Abb. 4.17 (b).



**Abb. 4.19:** Ortsabhängige  $dI/dU$ -Kurven eines Quantenzustands. (a)  $dI/dU$ -Kurven an den in (b) angegebenen Positionen des  $1s$ -Zustands eines Quantenpunkts ( $U_{\text{stab}} = 500$  mV,  $I_{\text{stab}} = 700$  pA,  $U_{\text{mod}} = 5$  mV). (b)  $dI/dU$ -Bild des  $1s$ -Quantenzustands in (a) bzw. (b) ( $U_{\text{stab}} = 430$  mV,  $I_{\text{stab}} = 700$  pA,  $U_{\text{mod}} = 5$  mV). (c)  $dI/dU$ -Kurven an den in (d) angegebenen Positionen desselben Quantenpunkts ( $1p$ -Zustand) ( $U_{\text{stab}} = 500$  mV,  $I_{\text{stab}} = 700$  pA,  $U_{\text{mod}} = 5$  mV). (d)  $dI/dU$ -Bild des  $1p$ -Quantenzustands über identischen Probenbereich wie (b) ( $U_{\text{stab}} = 500$  mV,  $I_{\text{stab}} = 700$  pA,  $U_{\text{mod}} = 5$  mV). Das Sternsymbol ist in (b) und (d) an derselben Position.

#### 4 Von quantisierten Zuständen zur Perkolation

zeninduzierte Bandverbiegung als Ursache für die lokalisierten Zustände ausgeschlossen werden. Eine zu vernachlässigende spitzeninduzierte Bandverbiegung für die hier benutzte Spitze wurde bereits durch die Spektroskopie auf der reinen InAs(110)-Oberfläche gezeigt (s. Kap. 4.2.3). Insbesondere wurde gefunden, dass im Bereich der Leitungsbandkante keine „downwards“-Bandverbiegung vorliegt, so dass die hier beschriebenen Quantenpunktzustände mit Sicherheit unterhalb von  $E_F$  liegen. Eine leichte Verschiebung zu höheren Energien aufgrund einer spitzeninduzierten „upwards“-Bandverbiegung kann jedoch nicht vollständig ausgeschlossen werden.

Als Nächstes soll Ausdehnung und energetischer Abstand der Quantenpunktzustände mit dem Modell einer parabolischen Potentialmulde verglichen werden. Abb. 4.18 (j), (k) zeigt beispielhaft Schnitte durch die  $dI/dU$ -Bilder in Abb. 4.18 (h) bzw. (i). Man erhält eine Halbwertsbreite (FWHM) des s-Zustands von  $\Delta_s \approx 16 \pm 4$  nm und einen Abstand der Keulen von  $\Delta_p \approx 23 \pm 2$  nm. Die beiden Zustände haben eine Energieseparation von  $\hbar\omega = 24 \pm 2$  meV (s. Abb. 4.18 (g)). Dieser Energieabstand zwischen Grundzustand und erstem angeregten Zustand entspricht einer parabolischen Potentialmulde mit einer Krümmung von  $\partial^2 V/\partial x^2 = m^*\omega^2 = 0.22$  meV/nm<sup>2</sup>.<sup>21</sup> Solch eine Potentialmulde hat in harmonischer Näherung einen Grundzustand mit einer Halbwertsbreite  $\Delta_s = 2\sqrt{\ln 2}\sqrt{\hbar/m^*\omega} = 17$  nm und der erste angeregte Zustand hat Keulen mit dem Abstand  $\Delta_p = \Delta_s/\sqrt{\ln 2} = 20$  nm [179]. Diese Werte sind in ordentlicher Übereinstimmung mit den Messdaten. Krümmungen von 0.1 – 0.2 meV/nm<sup>2</sup> wurden in der Tat z. B. in den Tälern der Potentialmulde von Abb. 4.17 (b) gefunden. Da die Potentialmulden in der Regel asymmetrisch sind, sind die zwei p-Zustände nicht mehr entartet und man findet nur denjenigen unterhalb der Fermienergie, der in der Richtung mit der geringsten Krümmung ausgedehnt ist. Die Quantenpunktzustände aus Abb. 4.18 (h) und (i) befinden sich z. B. gerade in der mit „QD“ bezeichneten Potentialmulde des berechneten Potentials Abb. 4.17 (b) und die Keulen des p-Zustands sind offensichtlich entlang der größten Ausdehnung der Mulde gerichtet. Für die anderen beiden lokalisierten Zustände stimmen die Messdaten mit der einfachen Theorie ähnlich gut überein:

Zustand	$\hbar\omega$ [meV]	exp.		theo.	
		$\Delta_s$ [nm]	$\Delta_p$ [nm]	$\Delta_s$ [nm]	$\Delta_p$ [nm]
1	$20 \pm 5$	$18 \pm 2$	$32 \pm 5$	19	23
2	$16 \pm 2$	$26 \pm 4$	$25 \pm 3$	21	25
3	$24 \pm 2$	$16 \pm 4$	$23 \pm 2$	17	20

Die genaue Form der s- und p-Zustände ist jedoch aufgrund der unregelmäßigen Form der Potentialmulden komplizierter als aufgrund des einfachen Modells erwartet. Dies wird in Abb. 4.21 deutlich, wo  $dI/dU$ -Bilder zweier größerer 2DES-Bereiche in zwei unterschiedlichen Probenregionen gezeigt sind. Bei niedrigen Energien sieht man jeweils zwei s-Zustände in Abb. 4.21 (a) bzw. (i). Drei p-Zustände sind in Abb. 4.21 (b) bzw. (j) durch Kreise markiert. Die drei Zustände können als p-Zustände identifiziert werden, da

<sup>21</sup>Hier wird mit  $m^* = 0.03m_e$  gerechnet, da die Peaks etwa 0.1 eV oberhalb  $E_{CBM}$  liegen [140].

#### 4.7 Tieftemperaturrastertunnelspektroskopie des stark ungeordneten 2DES

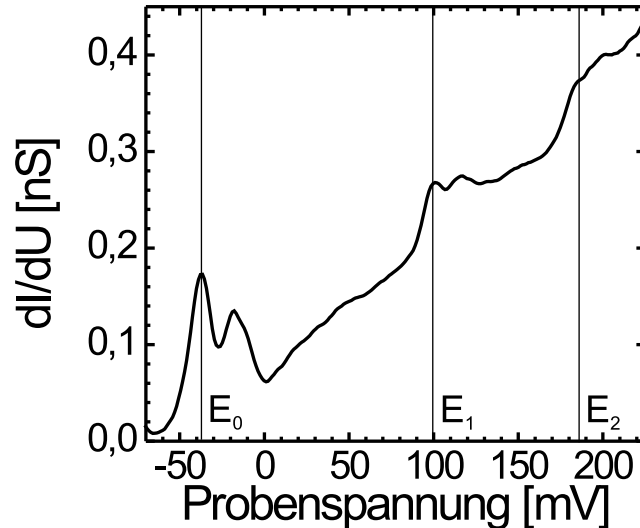
man in den identischen, durch Kreise markierten Regionen bei niedrigeren Energien in Abb. 4.21 (a) bzw. (i) die entsprechenden s-Zustände findet. Offensichtlich überlappen die Keulen der p-Zustände zum Teil mit benachbarten Zuständen, wodurch sich eine komplexere *LDOS*-Verteilung ergibt. Auch ist die Form der p-Zustände abweichend von denen eines idealen parabolischen Quantenpunkts. Der Bereich der berechneten Potentiallandschaft aus Abb. 4.17 (b) ist in Abb. 4.21 (a) und (b) durch ein Rechteck angegeben. Durch Vergleich erkennt man, dass ein s- und p-Zustand in der oberen Potentialmulde (QD) von Abb. 4.17 (b) beheimatet ist. Dies sind die beiden bereits in Abb. 4.18 (h) und (i) gezeigten Quantenpunktzustände.

Insgesamt findet man in einer Probenregion von  $(250 \text{ nm})^2$  7 Zustände mit zwei Peaks und zusätzlich 50 Zustände mit nur einem Peak unterhalb der Fermienergie. 88% der Potentialmulden enthalten also nur einen s-Zustand und keinen p-Zustand. Da jeder Peak mit zwei Elektronen unterschiedlichen Spins besetzt werden kann, ergibt sich eine Zustandsdichte im 2DES von  $N_{2DES} = (2 \pm 0.3) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Dies entspricht dem besetzten Teil des 2DES, der schon mittels ARUPS beobachtet wurde (s. Kap. 4.5). Dort ergab sich bei etwa gleichen Bedingungen  $N_{2DES} = 2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  in guter Übereinstimmung mit der hier gefundenen Dichte.<sup>22</sup>

Interessanterweise wiederholt sich die Peakstruktur im Bereich der lokalisierten Zustände bei höheren Energien. Abb. 4.20 zeigt einen größeren Ausschnitt der  $dI/dU$ -Kurve eines lokalisierten Zustands mit zwei Peaks unterhalb der Fermienergie. Bei höheren Energien findet man eine Wiederholung dieser Peakstruktur mit etwas breiteren Peaks und etwas kleineren Peakabständen. Der Abstand zwischen den Peakpaaren beträgt 140 meV bzw. 85 meV und stimmt grob mit den Abständen der Subbänder des mittleren 2DES von 115 meV bzw. 75 meV überein (s. Kap. 4.7.1). Grund hierfür ist die Eigenschaft eines mehrbandigen 2DES unter dem Einfluss von starker Unordnung die in Kap. 4.3.3 erwähnten korrelierten Wellenfunktionspaare zu bilden [156]. Das sind Paare von Elektronenzuständen, die räumlich stark korreliert sind, d.h. deren *LDOS*-Verteilung stark überlappt, und die energetisch ungefähr durch den ungestörten Subbandabstand separiert sind. Die Peaks entsprechen also den Quantenpunktzuständen des 1. und 2. Subbands. In der Tat findet man in  $dI/dU$ -Bildern mit einer Energie entsprechend dem 1s-Peak der höheren Subbänder ebenfalls symmetrische Zustände mit starkem Überlapp mit dem 1s-Zustand des 0. Subbands. Dies wird z.B. in den in Abhängigkeit vom Zentrum eines Quantenpunkts aufgenommenen  $dI/dU$ -Kurven in Abb. 4.19 (a) deutlich. Bei etwa 80 meV, d.h. 120 meV oberhalb des 1s-Peaks des 0. Subbands, findet man den 1s-Peak des 1. Subbands (mit  $1s^{1.Sub.}$  bezeichnet). Die Intensität dieses Peaks nimmt bei Entfernung vom Quantenpunktzentrum simultan mit der Intensität des 1s-Peaks ab. Dies deutet auf ähnliche *LDOS*-Verteilung der 1s-Zustände von 0. und 1. Subband hin. Die kleineren Peakabstände und größeren Breiten der Peaks im 1. und 2. Subband lassen sich zwanglos durch eine verbleibende Ankopplung der Quantenpunktzustände an das 0. Subband erklären.

Zusammenfassend erhält man durch die starke Potentialunordnung besetzte Quanten-

<sup>22</sup>Aufgrund der genannten Unterschiede zwischen 6 K und 300 K, und möglicher leichter Einflüsse der spitzeninduzierten Bandverbiegung ist diese Ähnlichkeit jedoch mit Vorsicht zu betrachten.



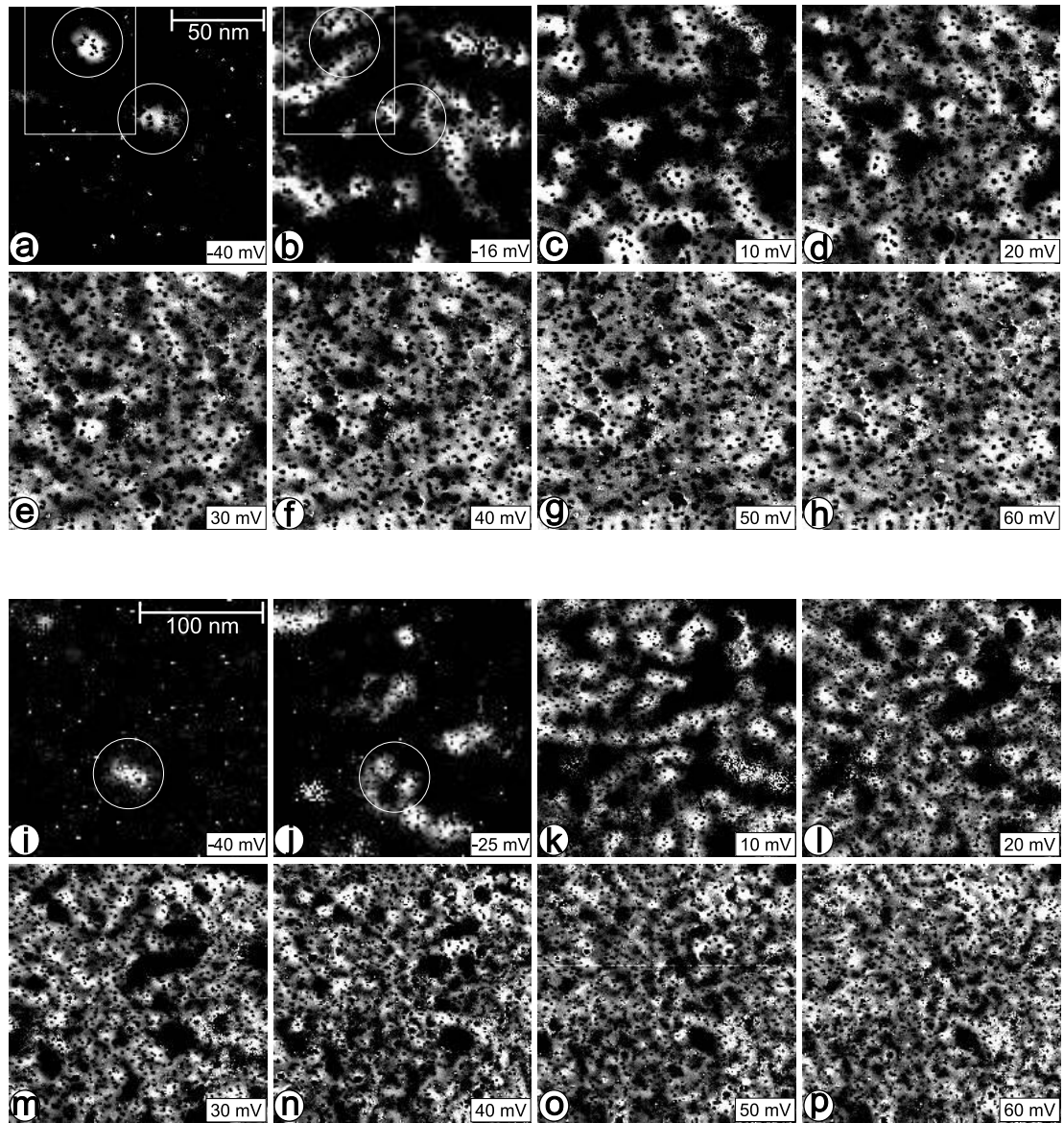
**Abb. 4.20:** Größerer Ausschnitt der  $dI/dU$ -Kurve im Bereich eines lokalisierten Zustands ( $U_{\text{stab}} = 500 \text{ mV}$ ,  $I_{\text{stab}} = 700 \text{ pA}$ ,  $U_{\text{mod}} = 5 \text{ mV}$ ). Die Peaks unterhalb der Fermienergie bei  $-40 \text{ meV}$  und  $-20 \text{ meV}$  wiederholen sich bei  $100 \text{ meV}$  und  $115 \text{ meV}$  sowie bei  $185 \text{ meV}$  und  $200 \text{ meV}$ , d.h. etwa im Abstand der Subbänder des mittleren 2DES.

punktzustände unterhalb der Perkolationschwelle, die s- und p-artigen Charakter aufweisen. Dies bedeutet eine klare Abweichung vom klassischen Perkolationsmodell, das von einer quasiklassischen Beschreibung der Elektronen ausgeht. Außerdem erkennt man an einem teilweisen Überlapp benachbarter lokalisierter Wellenfunktionen, dass Tunnelprozesse möglich sind. Auch dies lässt eine Abweichung von klassischer Perkolation erwarten (s. Kap. 4.1). Es ist daher fraglich, ob sich das 2DES beim Überschreiten der Perkolationschwelle so verhält, wie es die klassische Theorie voraussagt. Dies wird im folgenden Kapitel untersucht.

#### 4.7.5 Abbildung des Perkolationsübergangs

Ein 2DES, bestehend aus separierten, lokalisierten Elektronentröpfchen, ist bei tiefen Temperaturen ein Isolator [180]. Bei steigender Energie erwartet man nach Kapitel 4.1 einen Übergang zur Delokalisierung der Elektronen. Nach der klassischen Kontinuums-Perkolationstheorie liegt für symmetrische Potentiale die Perkolationschwelle  $E_C$  beim Flächenmittelwert des Potentials der Elektronen. Dieser stimmt aber gerade mit der

#### 4.7 Tieftemperaturrastertunnelspektroskopie des stark ungeordneten 2DES



**Abb. 4.21:**  $dI/dU$ -Bilder zweier größerer 2DES-Bereiche in zwei unterschiedlichen Probenregionen, aufgenommen bei den angegebenen Spannungen ( $U_{\text{stab}} = 430 \text{ mV}$ ,  $I_{\text{stab}} = 700 \text{ pA}$ ,  $U_{\text{mod}} = 5 \text{ mV}$ ). (a)-(h): Bereich 1 mit  $(140 \text{ nm})^2$ . Alle Bilder überstrecken die identische Probenregion 1. (i)-(p): Bereich 2 mit  $(210 \text{ nm})^2$ . Alle Bilder überstrecken die identische Probenregion 2. Kreise in (a), (b) bzw. (i), (j) markieren zusammengehörige s- und p-Zustände von 3 Potentialmulden. Das weiße Rechteck in Bereich 1 markiert den Bereich der berechneten Potentiallandschaft in Abb. 4.17 (b).

#### 4 Von quantisierten Zuständen zur Perkolation

Lage des 0. Subbands nach dem flächenmittelnden, eindimensionalen Modell überein. Daher erwartet man die Perkolationsschwelle bei  $20 \pm 20$  meV (s. Kap. 4.7.1).

Wie in Kapitel 4.1 beschrieben, können jedoch verschiedene Effekte zu einer Verschiebung der Perkolationsschwelle zu etwas größeren, oder kleineren Energien führen. Genauer gesagt kann die Perkolationsschwelle durch die Asymmetrie der Potentiallandschaft, die vornehmlich durch positiv geladene Inseln bestimmt wird (s. Abb. 4.14 (b)), oder die endliche Elektronenausdehnung nach oben verschoben sein. Andererseits kann sie aufgrund der Tunneleffekte nach unten verschoben sein. Welcher dieser Effekte überwiegt, ist schwierig abzuschätzen. Aus RTS-Messungen an einem weniger ungeordneten 2DES ist darüberhinaus bekannt, dass die oberhalb der Perkolationsschwelle erwartete Anderson-Lokalisierung lediglich zu einer homogenen Modulation der *LDOS* mit einer Korrugation von ca. 30% führt [42]. Diese kann in  $dI/dU$ -Bildern identifiziert werden.

Abb. 4.21 zeigt  $dI/dU$ -Bilder zweier größerer 2DES-Bereiche bei wachsenden Energien in zwei unterschiedlichen Probenregionen. Bei niedrigen Energien sieht man drei s-Zustände in Abb. 4.21 (a) bzw. (i) und drei p-Zustände in Abb. 4.21 (b) bzw. (j), jeweils durch Kreise markiert. Die Identifikation der Zustände ist in Kapitel 4.7.4 beschrieben. Darüberhinaus erkennt man, dass bei steigender Spannung ein immer größer werdender Teil der Fläche mit *LDOS* bedeckt wird. Die isolierten Elektronenzustände der *LDOS* erscheinen zunehmend verbunden. Dies suggeriert eine Perkolation.

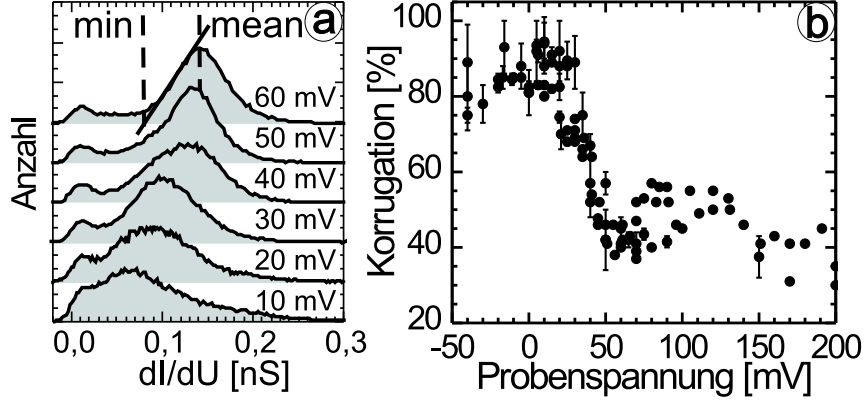
Nach den üblichen Perkulationskriterien (s. z.B. das in Kap. 4.1 beschriebene *Rand-Kontakt-Kriterium*) würde man die Perkolationsschwelle dort vermuten, wo die *LDOS*, d.h. die hell dargestellten Bereiche, einen perkolierenden Pfad bildet, also zwei gegenüberliegende Bildränder miteinander verbindet. Dies ist bei etwa 10 meV der Fall, also bei geringerer Energie als im klassischen Modell für symmetrische Potentiale erwartet. Allerdings könnte die gefundene Verbindungslinie in der *LDOS* wegen der endlichen Energieauflösung des Experiments ( $\Delta E = 12.5$  meV, s. (2.15)) von überlappenden lokalisierten Zuständen unterschiedlicher Energie stammen. Die üblichen Kriterien zur Bestimmung der Perkolationsschwelle einzelner Wellenfunktionen sind somit nicht ohne weiteres auf die *LDOS* übertragbar. Stattdessen hat sich herausgestellt, dass die Korrugation der *LDOS* im Bereich von 30-40 meV stark abnimmt. Diese Reduktion stellt vermutlich ein geeignetes Kriterium zur Bestimmung der Perkolationsschwelle dar, was im Folgenden erläutert wird.

Abb. 4.22 (a) zeigt Histogramme der  $dI/dU$ -Werte aus den  $dI/dU$ -Bildern in Abb. 4.21 (a)-(h). Jedes Histogramm hat zwei Maxima. Schaut man sich die räumliche Verteilung der Bereiche mit  $dI/dU$ -Werten entsprechend dem Peak bei kleinerer Leitfähigkeit an, so stellt man fest, dass dieser Bereich mit den Co-Clustern zusammenfällt. Folglich wird dieser Peak durch die Co-Cluster erzeugt<sup>23</sup> und nur der bei höherer Leitfähigkeit auftauchende, größere Peak entspricht dem 2DES. Als Maß für die Korrugation der *LDOS* definiert man folgenden Ausdruck [65]:

$$C_{meas} = \frac{LDOS_{mean} - LDOS_{min}}{LDOS_{mean}} \quad (4.29)$$

<sup>23</sup>Die Co-Cluster haben in der Nähe von  $E_F$  eine nahezu verschwindende Leitfähigkeit, da man sich dort in der Coulombücke der Cluster befindet.





**Abb. 4.22:** Aus  $dI/dU$ -Bildern bestimmte Korrugation. (a) Histogramme von  $dI/dU$ -Werten aus den  $dI/dU$ -Bildern in Abb. 4.21 (a)-(h). Die Kurven sind deutlichkeitshalber jeweils vertikal verschoben. Der größere Peak stammt vom 2DES. Die gestrichelten Linien geben die Lage der mittleren  $LDOS$  (mean) und der minimalen  $LDOS$  (min) des 2DES an, die zur Bestimmung der Korrugation benutzt wurden (siehe Text). (b) Korrugation, bestimmt aus vielen  $dI/dU$ -Bildern als Funktion der Spannung. Fehlerbalken sind angegeben.

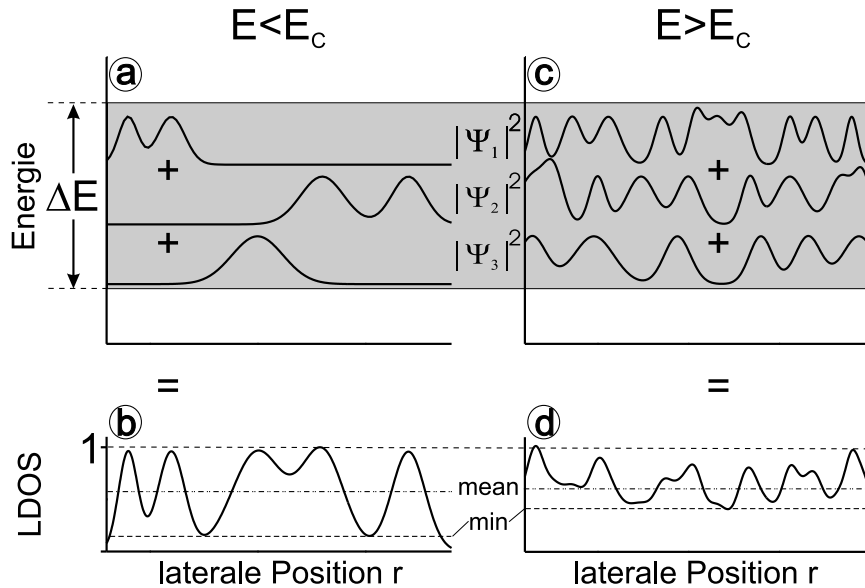
Hierbei sind  $LDOS_{mean}$  und  $LDOS_{min}$  die mittlere bzw. minimale  $LDOS$  im 2DES-Bereich. Die Werte wurden entsprechend Abb. 4.22 (a) aus Histogrammen von jeweils mehreren  $dI/dU$ -Bildern zu jeder Spannung ermittelt. Die sich ergebenden Korrugationen sind in Abb. 4.22 (b) gegen die Spannung aufgetragen. Man erkennt einen steilen Abfall der Korrugation im Bereich von 30-40 meV von 90 % auf 45 %, also bei etwa der Spannung, bei der man die Perkolationschwelle aufgrund des Mittelwertes des Potentials vermutet.<sup>24</sup>

Tatsächlich erwartet man eine Reduktion der  $LDOS$ -Korrugation an der Perkolationschwelle, da die Einteilchenwellenfunktionen  $\Psi_i$  erst oberhalb von  $E_C$  signifikant überlappen. Die einzelnen  $\Psi_i$  überlagern sich gemäß

$$LDOS(E, r) = \sum_{\Delta E} |\Psi_i(E, r)|^2 \quad (4.30)$$

zu der gemessenen  $LDOS$ , wobei alle  $\Psi_i$  mit Energien aus einem Intervall entsprechend der Energieauflösung des Experiments  $\Delta E$  aufsummiert werden (s. (2.16)). In Abb. 4.23 wird die Summation anhand von drei Einteilchenwellenfunktionen  $\Psi_i(r)$  schematisch

<sup>24</sup>Das schwächere Maximum in der Korrugation bei etwa 125 meV ist wahrscheinlich durch das beginnende 1. Subband verursacht.



**Abb. 4.23:** Schematische Darstellung der Zusammensetzung der gemessenen *LDOS* aus Einteilchenwellenfunktionen  $\Psi_i(r)$  zur Energie  $E$  aus einem Energieintervall entsprechend der Energieauflösung  $\Delta E$  des Experiments. (a), (b) Unterhalb der Perkolationschwelle  $E < E_C$  sind die  $\Psi_i$  lateral getrennt und haben kaum Überlapp. Die sich daraus ergebende *LDOS* in (b) besitzt eine große Korngation. (c), (d) Oberhalb der Perkolationschwelle  $E > E_C$  sind die  $\Psi_i$  räumlich ausgedehnt und können gegenseitig überlappen. Deshalb besitzt die resultierende *LDOS* in (d) eine kleinere Korngation. Mittelwert (mean) und Minimum (min) der *LDOS* sind in (b) und (d) eingezeichnet.

dargestellt. Unterhalb der Perkolationschwelle ( $E < E_C$ ) sind die  $\Psi_i$  lokalisiert und lateral weitgehend voneinander getrennt (s. Abb. 4.23 (a)). Die sich aus der Summe ergebende lokale Zustandsdichte in Abb. 4.23 (b) sinkt deshalb zwischen den Peaks der Einteilchenwellenfunktionen auf nahezu  $LDOS_{min} = 0$  und es ergibt sich eine Korngation von etwa 100% in Übereinstimmung mit dem Experiment. Oberhalb der Perkolationschwelle ( $E > E_C$ ) haben die Einteilchenwellenfunktionen dagegen eine große laterale Ausdehnung, sodass sie gegenseitig stark überlappen (s. Abb. 4.23 (c)). Da die Einzelwellenfunktionen nach wie vor schwach lokalisiert sind, zeigen sie immer noch Nullstellen. Jedoch werden die Minima durch endliche Werte einer anderen Wellenfunktion an derselben Stelle kompensiert. Die *LDOS* besitzt daher keine Nullstellen mehr ( $LDOS_{min} > 0$ ), und eine kleinere Korngation resultiert (s. Abb. 4.23 (d)).

Eine quantitative Herleitung der Korngation oberhalb von  $E_C$  erfordert prinzipiell aufwendige Rechnungen zur Wellenfunktionsstatistik [67]. Mit einem stark vereinfachten Modell kann die erwartete Korngation aber dennoch abgeschätzt werden. Hierfür wird der Bildbereich 1 (Abb. 4.21 (a)-(h)) von  $A = (140nm)^2$  in 300 Boxen unterteilt. Die Kan-

#### 4.7 Tieftemperaturrastertunnelspektroskopie des stark ungeordneten 2DES

tenlänge der Boxen (8 nm) ist durch diese Wahl etwa gleich der Hälfte der Wellenlänge der *LDOS* (16 nm) (s. Abb. 4.24 (g)). Die Anzahl der zu den  $dI/dU$ -Bildern beitragenden Zustände kann nach (4.19) mit der Energieauflösung von  $\Delta E = 12.5$  meV berechnet werden, und es ergibt sich  $n = 30$ .<sup>25</sup> Für jeden dieser Zustände wird nun zufallsverteilt eine 1 oder eine 0 in jede Box gelegt, wodurch ein Maximum bzw. ein Minimum der quadrierten Wellenfunktion repräsentiert wird. Schließlich werden für jede Box  $i$  die Summen  $\Sigma_i$  berechnet, die der *LDOS* bzw. dem  $dI/dU$ -Signal am Punkt  $i$  entsprechen. Die Wahrscheinlichkeit, in einer Box einen Wert  $\Sigma_i$  zu erhalten, ist für jede Box gegeben durch

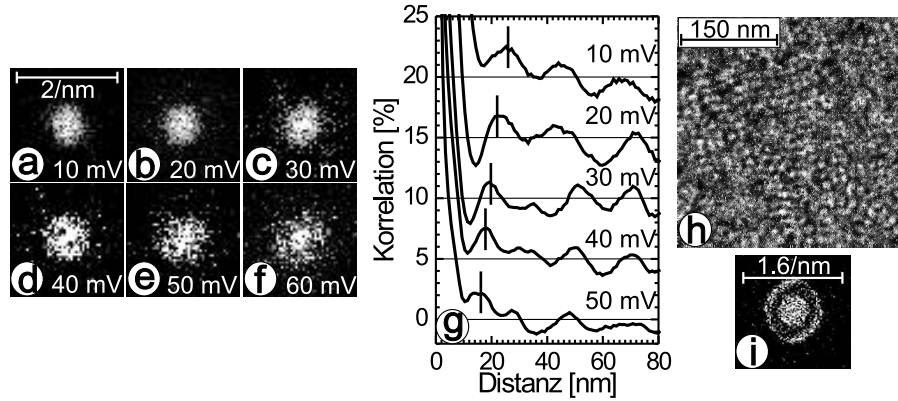
$$P(\Sigma_i) = \binom{30}{\Sigma_i} \cdot (0.5)^{30} \quad (4.31)$$

Der Mittelwert der Verteilung  $P(\Sigma_i)$  ist offensichtlich  $\Sigma_{mean} = 15$ . Nun muss noch der minimale Wert  $\Sigma_{min}$  gefunden werden. Dieser minimale Wert sollte zumindest in einer der Boxen mit ausreichender Wahrscheinlichkeit auftauchen. Ein sinnvolles Kriterium für  $\Sigma_{min}$  lautet daher  $P(\Sigma_{min}) \geq 1/300$ . Dies ist der Fall für  $\Sigma_{min} = 8$  ( $P(8) \approx 1/180$ ), während sich für  $\Sigma_{min} = 7$  bereits  $P(7) \approx 1/500$  ergibt. Daher erhält man  $C = (\Sigma_{mean} - \Sigma_{min})/\Sigma_{mean} = (15 - 8)/15 = 0.47$ . Erstaunlicherweise stimmt dieser Wert trotz des einfachen Modells sehr gut mit dem experimentell gefundenen  $C_{meas} \approx 0.45$  überein. Insofern scheint der abrupte Abfall der *LDOS*-Korrigation ein charakteristisches Merkmal für Perkolation zu sein.

Eine berechtigte Frage ist, ob die klassische Perkolationstheorie auf dieses Problem überhaupt angewandt werden kann. Bei der klassischen Theorie wird angenommen, dass die Elektronen „klein genug“ sind, um den vorhandenen Raum perkolierend zu überfluten. Insbesondere müssen die Sattelpunkte des Potentials besetzt werden können. Umlagerungen der Elektronen im Unordnungspotential werden jedoch typischerweise von der Wellenlänge der Elektronen bei der beobachteten Energie bestimmt. Bekanntestes Beispiel sind hier sicherlich die Friedeloszillationen, die eine Umordnung des Elektronensystems um eine Donatorstörstelle beschreiben [181]. Folglich könnte die Annahme des klassischen Modells, dass auch schmale Sattelpunkte überflutet werden, falsch sein. Andererseits findet in einem starken Unordnungspotential eine starke Mischung von Elektronenwellenlängen statt [118, 156, 157]. Aufgrund der Unordnung sind nicht mehr ebene Wellen mit  $E = \hbar^2 k^2 / 2m^*$  die adäquaten Lösungen der Schrödingergleichung, sondern Überlagerungen von Wellen, die ohne Unordnung bei verschiedenen Energien liegen würden. Deshalb ist die der ausgewählten Energie entsprechende Elektronenwellenlänge keine wohldefinierte Größe mehr.

Das Mischen der Elektronenwellenlängen wird in Fouriertransformationen der  $dI/dU$ -Bilder offensichtlich, die die Verteilung der Elektronenzustandsdichte im  $\vec{k}$ -Raum repräsentieren (s. Abb. 4.24 (a)-(f)). Für ein 2DES ohne Potentialunordnung erwartet man einen Ring, dessen Radius mit der Energie entsprechend der Dispersionsrelation (4.14) zunimmt. Dies wird in der Tat bei einem weniger ungeordneten 2DES, dessen  $dI/dU$ -Bild

<sup>25</sup>Hier wird aufgrund des Abstands von  $E_{CBM}$  wieder  $m^* = 0.03m_e$  angenommen.



**Abb. 4.24:** (a)-(f): Fourier-Transformationen der  $dI/dU$ -Bilder aus Abb. 4.21 (k)-(p). Die Skala ist gegeben in Einheiten des Wellenvektors  $k = 2\pi/\lambda$ . (g) Laterale räumliche Korrelationsfunktion der  $dI/dU$ -Bilder. Die Kurven sind jeweils um 5 % horizontal gegeneinander verschoben. Die halbe Wellenlänge, folgend aus der Dispersionsrelation des 2DES, ist durch vertikale Linien markiert. (h)  $dI/dU$ -Bild des 2DES eines weniger ungeordneten Systems (2.7 % Fe/InAs(110)) 60 meV oberhalb der 0. Subbandkante. (i) Fourier-Transformation von (h). Man erkennt deutlich einen Ring, der mit einem  $k$ -Wert entsprechend der Dispersionsrelation des 2DES übereinstimmt. Innerhalb dieses Rings erkennt man zusätzliche Intensität verursacht durch das beginnende 1. Subband ((i), (h) aus [42]).

und Fourier-Transformation in Abb. 4.24 (h) bzw. (i) gezeigt ist, beobachtet [42]. In-  
 dessen findet man beim stark ungeordneten 2DES in Abb. 4.24 (a)-(f) eine ausgefüllte  
 Kreisscheibe, deren Radius nur sehr schwach von der Energie abhängt. Dies bedeutet,  
 dass das Konzept der dominierenden Elektronenwellenlänge zusammenbricht, und man  
 stattdessen alle Elektronenwellenlängen bis zu einer minimalen Länge von etwa 30 nm  
 findet. Da die Korrelationslänge des in Abb. 4.17 (b) dargestellten Potentials ca. 20-  
 40 nm beträgt, reicht die minimale halbe Wellenlänge von 15 nm vermutlich aus, um die  
 Sattelpunkte des Potentials überfluten zu können.

Ein kleines Überbleibsel einer dominierenden Elektronenwellenlänge offenbart sich in  
 den räumlichen Korrelationsfunktionen der  $dI/dU$ -Bilder (s. Abb. 4.24 (g)). Hier findet  
 man einen kleinen Peak von 1.5 % Korrelation bei einem Abstand, der in etwa der halben  
 Wellenlänge des 2DES bei einer angenommenen Subbandenergie von -15 meV entspricht.<sup>26</sup>  
<sup>27</sup> Weitere Peaks findet man bei Vielfachen dieser Distanz. Offensichtlich gibt es noch

<sup>26</sup>Wegen der Abbildung der Zustandsdichte muss die Elektronenwellenlänge halbiert werden. Die Annah-  
 me von  $E_0 = -15$  meV ist willkürlich und so gewählt, dass sie mit dem Experiment übereinstimmt.

<sup>27</sup>Diese Wellenlängen werden im Modell zur Berechnung der Korrugation oberhalb von  $E_C$  verwendet.

#### 4.7 Tieftemperaturrastertunnelspektroskopie des stark ungeordneten 2DES

eine schwache Tendenz des 2DES, Maxima im Abstand einer dominierenden Elektronenwellenlänge zu bilden. Allerdings ist nicht zu erwarten, dass diese sehr schwache Tendenz die Perkolation stark beeinflusst. Es sieht also so aus, als würde sich das stark ungeordnete 2DES bezüglich dem Einfluss der Wellenlänge tatsächlich fast klassisch verhalten.

Wie äußern sich nun die anderen quantenmechanischen Eigenschaften beim beobachteten Perkulationsübergang (s. Kap. 4.1.2)? Zunächst soll der Einfluss der Anderson-Lokalisierung diskutiert werden. Im rein klassischen Modell würde man erwarten, dass die Korrugation der *LDOS* weit genug oberhalb von  $E_C$  verschwinden würde. Das System wäre vollständig mit *LDOS* überflutet. Aufgrund der Anderson-Lokalisierung behalten jedoch die einzelnen Elektronenwellenfunktionen ortsfeste Maxima und Minima, wie in Abb. 4.23 (c) dargestellt. Die Korrugation bleibt endlich und kann auf 45 % abgeschätzt werden. Da das Experiment Werte von 45 % und keine Tendenz zum Abfall der Korrugation gegen Null zeigt, spielt die Anderson-Lokalisierung offensichtlich auch im untersuchten System eine Rolle. Interessanterweise ist die durch Anderson-Lokalisierung bedingte Korrugation in einem weniger ungeordneten System bei vergleichbaren Elektronenenergien mit 30 % [42] dem hier gefundenen Wert sehr ähnlich.

Dann muss der Einfluss der Tunneleffekte abgeschätzt werden. Im Rahmen einer Transporttheorie ist es sinnvoll, die Tunnelraten zwischen benachbarten Potentialmulden mit der effektiven Transportgeschwindigkeit der freien Elektronen oberhalb von  $E_C$  zu vergleichen. Da sich die Elektronen zwischen den Mulden frei bewegen, ist die relevante Geschwindigkeit die Fermigeschwindigkeit von  $v_F \approx 10^6$  m/sec. Zwischen den Mulden im Abstand von ca. 40 nm braucht ein Elektron also eine Zeit von etwa  $5 \cdot 10^{-14}$  sec. Relevantes Tunneln müsste demnach Raten von  $R \approx 2 \cdot 10^{13}$  sec $^{-1}$  entsprechen. Nimmt man die Tunnelrate eines eindimensionalen Rechteckpotentials von  $R \propto \exp(-\alpha \sqrt{m^* \Delta V} z)$  [1] an, so ergeben sich für Abstände von  $z \approx 40$  nm solche Raten bei Potentialhöhen von  $\Delta V \approx 10$  meV. Elektronen, die energetisch etwa 10 meV unter der Perkolationsschwelle liegen, tragen also zum Transport effektiv bei. Die Perkolationsschwelle wird abgesenkt. Trotz der Einfachheit des Modells erkennt man, dass die Absenkung durch Tunnelprozesse im 10 meV-Bereich liegen sollte.

Schließlich muss noch der Einfluss der Asymmetrie des Potentials diskutiert werden. Abb. 4.14 (b) und Abb. 4.17 (b) zeigen bereits, dass das Potential aufgrund der positiv geladenen Inseln asymmetrisch ist, d.h. ausgeprägte Potentialmulden, aber im wesentlichen nur plateauartige Potentialhügel besitzt. Diese Asymmetrie führt prinzipiell zu einer Erhöhung von  $E_C$ . In [49] wird jedoch gezeigt, dass  $E_C$  auch in extrem asymmetrischen Potentialen, erzeugt durch negativ geladene Akzeptoren, nur um ca. 10 % nach unten verschoben wird. Da die Unordnung im System Co/InAs(110) etwa 150 meV umspannt (s. Abb. 4.17 (b)), wäre hier also eine Verschiebung um maximal 15 meV nach oben zu erwarten.

Tunneleffekt und Asymmetrie scheinen sich also im durchgeführten Experiment gerade zu kompensieren. Daher ist nicht verwunderlich, dass das stärkste Anzeichen für Perkolation, die Reduktion der *LDOS*-Korrugation, etwa im klassisch erwarteten Energiebereich von  $20 \pm 20$  meV gefunden wird.

### 4.7.6 Lokale Landauniveaus

Wie sich im letzten Kapitel gezeigt hat, erhält man eine starke Mischung der Elektronenwellenlängen oberhalb der Perkolationsschwelle aufgrund des starken Unordnungspotentials. Ebenfalls interessant ist zu untersuchen, was für einen Einfluss die starke Unordnung auf die Ausbildung von Landauniveaus und die damit verbundenen Driftzustände hat, die man in weniger ungeordneten 2DES im Magnetfeld findet [22]. Dies wird im Folgenden untersucht.

In einem 2DES, das einem schwach variierenden Unordnungspotential  $V_{dis}(\vec{r})$  unterliegt, bilden nichtwechselwirkende Elektronen in einem senkrechten Magnetfeld sog. *Driftzustände* aus. Diese Zustände laufen etwa entlang den Äquipotentiallinien von  $V_{dis}(\vec{r})$  und haben eine Halbwertsbreite entsprechend dem Zyklotronradius  $r_c$  [182]. Solche Driftzustände wurden in der Tat durch RTS an einem schwach ungeordneten 2DES beobachtet [22]. Die Bedingung für die Ausbildung der Driftzustände ist ein nicht zu stark variierendes Unordnungspotential. Genauer gesagt muss gelten [183]

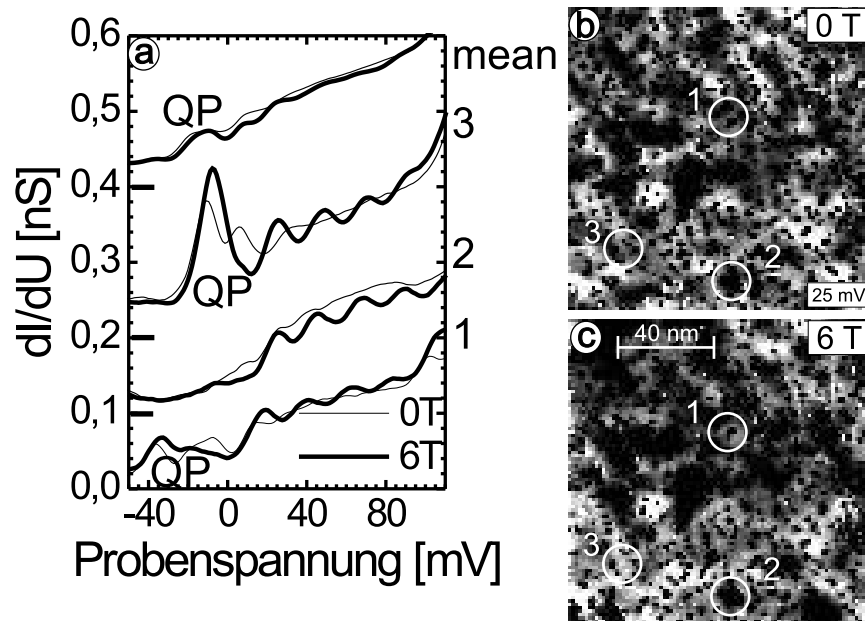
$$|\nabla V_{dis}(\vec{r})| \ll \frac{\hbar\omega_c}{l_B} \quad (4.32)$$

Im Co/InAs-Fall gilt jedoch  $|\nabla V_{dis}| \approx 150 \text{ meV}/40 \text{ nm} \approx 4 \text{ meV/nm}$ , während für das maximal mögliche Magnetfeld von 6 T der hier benutzten Anlage nach (4.22) und (4.23)  $\hbar\omega_c/l_B \approx 20 \text{ meV}/10 \text{ nm} = 2 \text{ meV/nm}$  gilt<sup>28</sup>. (4.32) ist also nicht erfüllt und man erwartet keine Driftzustände.

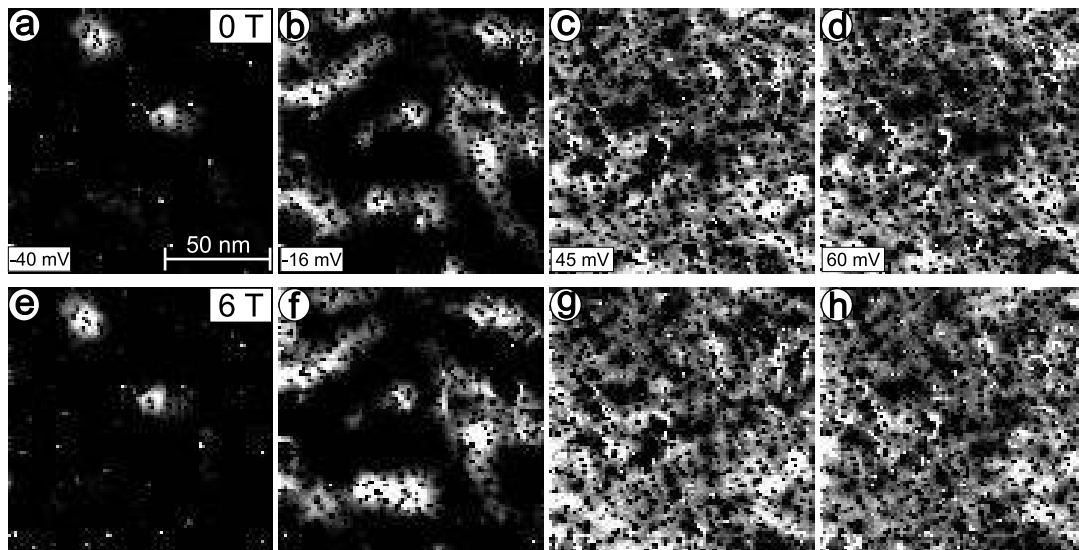
In der räumlich gemittelten Zustandsdichte erwartet man im Magnetfeld periodische Peaks aufgrund der Landauniveaus (s. Kap. 4.3), deren Form und Breite von der Unordnung bestimmt ist. Da hier die Fluktuation des Unordnungspotentials von ca. 150 meV größer als  $\hbar\omega_c$  ist, überlappen die Landauniveaus, und die Oszillationen in der räumlich gemittelten Zustandsdichte verschwinden [153]. Nach [160] sollte man in diesem Fall jedoch immer noch Oszillationen mit der Periode der Landauniveaus in der Energie-Korrelationsfunktion der *LDOS* sehen (s. Kap 4.3.4). Dies bedeutet, dass die Landauoszillationen zwar in lokal gemittelten  $dI/dU$ -Kurven zu sehen sind, sich durch die Verschiebung der Peaks im Unordnungspotential von Position zu Position aber räumlich herausmitteln. Der Effekt ist ähnlich den in Kapitel 4.7.4 beschriebenen korrelierten Wellenfunktionen.

Abb. 4.25 (a) zeigt über verschiedene Bereiche der Probe gemittelte  $dI/dU$ -Kurven bei 0 T und 6 T. In der Tat ist in der obersten Kurve, die über den gesamten Bildbereich gemittelt ist, kaum ein Unterschied zwischen dem Fall mit (dicke Linie) und ohne (dünne Linie) Magnetfeld zu erkennen. In einigen Bereichen der Probe (Kreise 1, 2 und 3 in Abb. 4.25 (b) und (c)) erhält man jedoch lokal  $dI/dU$ -Kurven, die sich im Magnetfeld von denen ohne Magnetfeld deutlich unterscheiden. Oszillationen mit einer Periode von etwa 20 meV entsprechend  $\hbar\omega_c$  sind zu sehen. Von Kurve zu Kurve verändert sich die energetische Lage der Peakpositionen aufgrund des sich ändernden Potentials, so dass

<sup>28</sup> $\hbar\omega_c$  hängt wegen der Energieabhängigkeit der effektiven Masse schwach von der Energie ab. Es wurde  $m^* = 0.03m_e$  angenommen.



**Abb. 4.25:** Lokale Landauniveaus. (a)  $dI/dU$ -Kurven bei 0 T und 6 T, gemittelt über identische Bereiche (in (b) und (c) durch Kreise angegebene Regionen) bzw. über den Gesamtbildbereich (mean) ( $U_{\text{stab}} = 500 \text{ mV}$ ,  $I_{\text{stab}} = 700 \text{ pA}$ ,  $U_{\text{mod}} = 5 \text{ mV}$ ). Die Spektren sind vertikal gegeneinander verschoben, mit einer Nulllinie gegeben durch einen Strich an der linken Skala. Unterhalb der Fermienergie ( $U=0 \text{ V}$ ) erkennt man mit und ohne Magnetfeld in den Spektren (1), (3) sowie (mean) Peaks von Quantenpunktzuständen, markiert durch QP. Oberhalb der Fermienergie sieht man bei angelegtem Magnetfeld in den lokalen  $dI/dU$ -Kurven periodische Oszillationen mit einer Periode von etwa 20 mV, nicht jedoch in der gemittelten Kurve (mean). (b), (c)  $dI/dU$ -Bilder bei der angegebenen Spannung und 0 T bzw. 6 T (Tunnelparameter wie bei (a)).



**Abb. 4.26:**  $dI/dU$ -Bilder mit und ohne Magnetfeld. (a)-(d)  $dI/dU$ -Bilder bei den angegebenen Spannungen und 0 T ( $U_{\text{stab}} = 500$  mV,  $I_{\text{stab}} = 700$  pA,  $U_{\text{mod}} = 5$  mV). (e)-(h)  $dI/dU$ -Bilder desselben Probenbereichs bei den gleichen Spannungen, jedoch bei 6 T (Tunnelparameter wie vorher). Es sind keine großen Änderungen durch Anlegen des Magnetfelds zu erkennen.

im räumlichen Mittel (mean) keine Oszillationen mehr zu erkennen sind.

Die in Abb. 4.25 (b) und (c) abgebildeten  $dI/dU$ -Bilder mit und ohne Magnetfeld bestätigen die Erwartung, dass sich die lokale Zustandsdichte kaum ändert. Noch offensichtlicher wird dies in Abb. 4.26, wo  $dI/dU$ -Bilder ohne und mit Magnetfeld bei verschiedenen Energien unterhalb und oberhalb der Perkolationsschwelle abgebildet sind. Bei allen Energien ist kein wesentlicher Einfluss des Magnetfelds auf die  $LDOS$  auszumachen.

Die Ergebnisse dieses Kapitels geben einen Eindruck, wie sich ein stark ungeordnetes 2DES in einem Magnetfeld verhält. Um eindeutige Schlüsse zu ziehen, sind jedoch weitere Untersuchungen bei unterschiedlichen Magnetfeldern vonnöten. Insbesondere würde das höhere Magnetfeld von 14 T, das in der neu aufgebauten Anlage vorhanden ist, ermöglichen, der Bedingung (4.32) kontinuierlich näherzukommen. Damit könnte der Übergang von einem im Bezug zur Landauquantisierung stark ungeordneten zu einem schwächer ungeordneten Potential realisiert werden.



## 4.8 Zusammenfassung

Durch Aufwachsen von Co lässt sich ein stark ungeordnetes 2DES an der Oberfläche von InAs(110) erzeugen. Wachstumsuntersuchungen mittels RTM zeigen, dass Co mit nahezu Volumenmaterialdichte in Inseln von 30 bis 40 Atomen aufwächst, die auf der InAs-Oberfläche inhomogen verteilt sind. Vergleich der Inseldichten mit der aus ARUPS-Messungen bestimmten Sättigungsbandverbiegung zeigt, dass die Co-Inseln als individuelle Donatoren wirken, die im Mittel maximal einfach und positiv geladen sind. Bei niedrigen Inseldichten sind alle Inseln geladen, bei höheren Dichten sinkt die Ionisierungswahrscheinlichkeit pro Insel. Bei 20% Bedeckung ist etwa die Hälfte der Inseln geladen.

Grund für die einfache Ladung der Inseln ist deren Coulombblockade von im Mittel 465 meV. Diese wird durch elektrische Isolation der Inseln vom Substrat für Energien im Bereich der Bandlücke des InAs hervorgerufen. Durch Tieftemperatur-Rastertunnel-spektroskopie (TT-RTS) auf den Inseln können die Coulombblöcken als Abstand von Umladungspeaks in  $dI/dU$ -Kurven direkt ausgemessen werden.

Die inhomogene Verteilung der positiv geladenen Inseln erzeugt ein räumlich variierendes Unordnungspotential im 2DES. Mit den gemessenen Coulombblöcken der Inseln lässt sich das Unordnungspotential berechnen, das um ca. 150 meV auf einer Längenskala von 40 nm fluktuiert, und nur in einigen Bereichen der Oberfläche unter der Fermienergie  $E_F$  liegt. Daher bilden sich voneinander isolierte Elektronenpfützen. Dies konnte durch ARUPS-Messungen aufgrund einer Diskrepanz zwischen der aus der Bandverbiegung bestimmten 0. Subbandenergie oberhalb  $E_F$  und der aus einem 2DES-Peak bestimmten 0. Subbandenergie unterhalb  $E_F$  belegt werden.

Tatsächlich lassen sich die vermuteten lokalisierten Zustände unterhalb der Fermienergie durch TT-RTS direkt abbilden. Sie befinden sich, wie durch Vergleich mit dem berechneten Potential nachgewiesen, in den Minima der Potentiallandschaft. 12% dieser Quantenpunkte beherbergen nicht nur einen einzelnen quantisierten Elektronenzustand, sondern einen s- und einen p-Zustand unterhalb der Fermienergie, mit Energieabständen von etwa 20 meV. Dies stimmt gut mit dem einfachen Oszillatormodell eines parabolischen Potentialminimums überein.

Bei höheren Energien im 2DES, entsprechend höheren Tunnelspannungen, wird die Potentiallandschaft nach und nach mit  $LDOS$  „überflutet“. Dies lässt auf einen Perkulationsübergang schließen. Aufgrund der endlichen Energieauflösung des Experiments können jedoch übliche Perkulationskriterien nicht ohne Weiteres angewendet werden. Stattdessen findet man ein abruptes Absinken der  $LDOS$ -Korrigation von 90% auf 45% bei der nach klassischer Perkulationstheorie erwarteten Energie. Ein Absinken der Korrigation von nahezu 100% auf etwa 45% bei Perkulation ist aufgrund der Überlagerung der delokalisierten Elektronenzustände oberhalb der Perkulationsschwelle tatsächlich zu erwarten, wie anhand eines einfachen Modells gezeigt wurde.

Schließlich wurde der Perkulationsübergang in einem Magnetfeld von 6 T untersucht. Anders als beim schwach ungeordneten 2DES findet man weder Driftzustände [22] noch zeigt sich eine sichtbare Änderung der  $LDOS$  sowohl unterhalb als auch oberhalb der

#### 4 Von quantisierten Zuständen zur Perkolation

Perkolationsschwelle. In der räumlich gemittelten Zustandsdichte sind darüberhinaus keine Landauniveaus sichtbar. Dies wird damit erklärt, dass das Unordnungspotential auf der Längenskala der magnetischen Länge um mehr als den Landauniveauabstand fluktuiert. Allerdings werden in der lokalen Zustandsdichte in einigen Bereichen der Oberfläche tatsächlich Peaks im Abstand von  $\hbar\omega_c$  gefunden. Dies zeigt, dass sich zwar lokale Landauniveaus bilden, diese jedoch in ihrer Energieposition durch das variierende Unordnungspotential räumlich so stark fluktuieren, dass sie in der gemittelten Zustandsdichte verschwinden. Damit wird eine in [160] aufgestellte Theorie bestätigt.

## 5 Rastertunnelspektroskopie an Co-Inseln auf W(110)

Die im Folgenden beschriebenen Messungen an Co-Inseln wurden durchgeführt, um solche Inseln, die später als Ferromagnete in Ferromagnet-Halbleiter-Hybridstrukturen eingesetzt werden sollen, mit RTS zu charakterisieren. Co-Inseln sind aber auch davon unabhängig von physikalischem Interesse, wie im Folgenden dargestellt.

Gegenwärtig existiert ein großes Interesse an magnetischen Tunnelkontakten, in denen zwei ferromagnetische Schichten (FM1, FM2) durch einen Isolator I getrennt sind. Diese sollen in nichtflüchtigen Arbeitsspeichern [184] in naher Zukunft eingesetzt werden. Kürzlich haben Untersuchungen an Tunnelkontakten mit Co als FM1 und unterschiedlichen Isolatoren jedoch gezeigt, dass der für eine Nutzbarkeit entscheidende Tunnelmagnetowiderstand (TMR) sensibel von den elektronischen Zuständen an der FM1/I-Grenzfläche abhängt und sich sogar abhängig vom Isolatormaterial ein unterschiedliches Vorzeichen ergibt [185, 186]. Prinzipiell könnten solche Unterschiede im TMR von der Stapelfolge des Co an der Grenzfläche herrühren, da man aufgrund der unterschiedlichen atomaren Anordnung einen Einfluss auf die elektronische Struktur der Grenzfläche erwartet. In Kobalt-Volumenmaterial überwiegen nämlich je nach Temperatur zwei kristallographische Modifikationen: unterhalb von etwa 700 K ist die hexagonale (hcp) Phase stabil und oberhalb die kubisch flächenzentrierte (fcc) [150]. Bei dünnen Co-Filmen kann jedoch schon bei Raumtemperatur, je nach Verspannung, eine fcc-Struktur bevorzugt sein bzw. eine Mischung aus fcc- und hcp-Struktur vorliegen [187]. Im metastabilen Zustand kann die fcc-Struktur sogar unverspannt präpariert werden [188].

Die elektronischen Unterschiede zwischen fcc- und hcp-gestapelten Metallfilmen wurden bereits mittels RTS bei Raumtemperatur an Gd-Filmen auf W(110) [189] und an Co-Filmen auf Cu(111) [190] untersucht. Dabei wurde tatsächlich eine Abhängigkeit der Spektren von der Stapelfolge gefunden. Im Falle der Gd-Filme sind jedoch keine vergleichenden Rechnungen durchgeführt worden und eine eindeutige Zuordnung der gemessenen Spektren zu einer der beiden Stapelfolgen war nicht möglich. Bei den Co-Filmen auf Cu(111) muss man durch die bei Raumtemperatur vorliegende Tendenz zur Legierungsbildung [191] mit einer zusätzlichen Beeinflussung der Zustände an der Oberfläche rechnen, so dass eine eindeutige Identifikation der Spektren als hcp- und fcc-induziert erschwert wird. Demgegenüber kann für die hier verwendeten Co/W(110)-Filme eine Legierung ausgeschlossen werden. Der Vergleich mit Rechnungen wurde erfolgreich durchgeführt, so dass eine weitgehend eindeutige Identifikation der hcp- und fcc-Bereiche spektroskopisch möglich ist.

Bisher wurde die elektronische Struktur von Co/W(110) im Bereich einiger Monolagen ausschließlich mittels räumlich mittelnder Verfahren untersucht, vor allem mittels Photoelektronenspektroskopie [192–195]. Somit waren keine Aussagen über lokale Unterschiede in der Elektronenstruktur, die durch Stapelfehler hervorgerufen werden, möglich. Die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen mittels RTS zeigen jedoch, dass durch geeignete Wachstumsparameter auf derselben Probe sowohl hcp- als auch fcc-Stapelfolgen an der Oberfläche erzeugt werden. Teilweise tauchen beide Modifikationen sogar auf einer Co-Insel auf. Durch Vergleich der experimentellen Daten mit einer Berechnung der elektronischen Struktur im Rahmen der lokalen Dichtenäherung wird gezeigt, dass hcp- und fcc-gestapelte Bereiche einen messbaren Unterschied in der elektronischen Struktur zeigen. Dadurch kann spektroskopisch entschieden werden, welche Bereiche der Oberfläche in fcc-Stapelfolge respektive in hcp-Stapelfolge vorliegen.

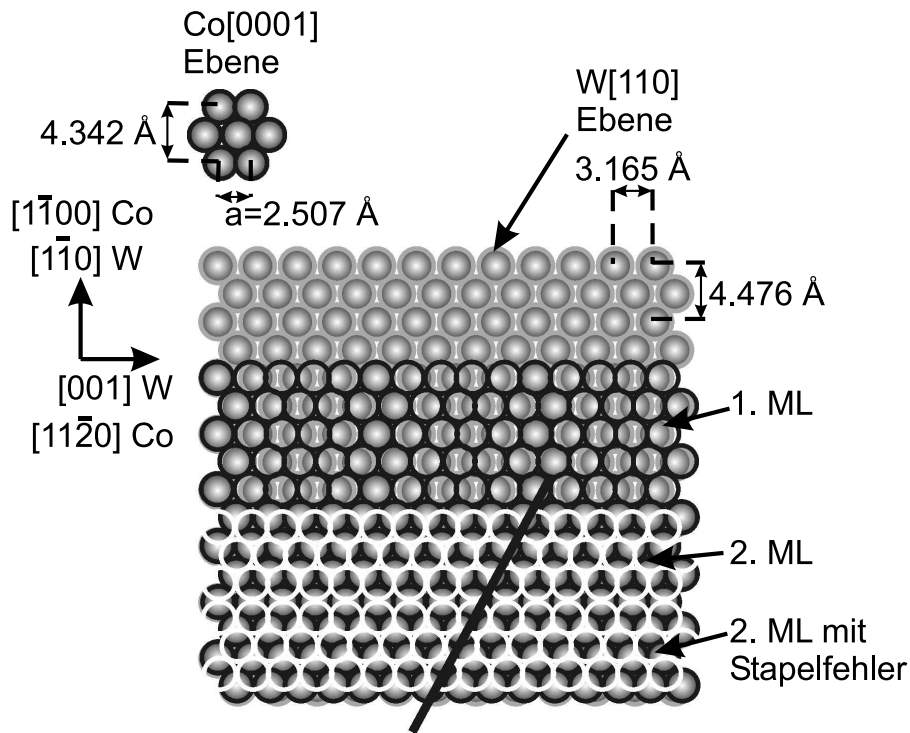
Die durchgeführten Rechnungen zeigen darüberhinaus, dass der für die spektroskopische Unterscheidung der Bereiche entscheidende d-Minoritätsspinzustand eine negative Spinpolarisation besitzt. Mittels spinpolarisierter Rastertunnelspektroskopie (SP-RTS) könnte daher auch die Spinpolarisation der beiden Bereiche direkt untersucht werden, wobei die hier gefundene spektroskopische Identifizierung von hcp- und fcc-gestapelten Co-Bereichen die entscheidende Voraussetzung darstellt.

Ein weiteres interessantes Experiment ergibt sich durch die stark unterschiedliche Kristallanisotropie für die senkrechte Ausrichtung der Magnetisierung von fcc- und hcp-Bereichen [196]. Dadurch erwartet man, dass in mittleren Magnetfeldern zunächst die fcc-Bereiche senkrecht zur Oberfläche ausgerichtet werden. Mit Hilfe von SP-RTS lassen sich also hcp- und fcc-Bereiche auch durch ihr Ausrichtungsverhalten im externen Magnetfeld unterscheiden.

Im folgenden Kapitel wird zunächst die vor allem aus LEED-Untersuchungen bekannte atomare Struktur von Co/W(110)-Filmen beschrieben. Kapitel 5.2 und 5.3 beschreiben Präparation und Topographie der Co-Inseln sowie den gefundenen spektroskopischen Kontrast. In Kapitel 5.4 werden die lokal auf den beiden unterschiedlichen Inselflächen gemessenen Spektren, insbesondere der Unterschied der d-Minoritätsspinzustände, gezeigt. In Kapitel 5.5 wird demonstriert, dass der d-Minoritätsspinzustand durch Bedeckung mit Sauerstoff unterdrückt wird. Schließlich beschreibt Kapitel 5.6 die berechnete elektronische Struktur von hcp- und fcc-Kobalt und den Vergleich mit den experimentellen Spektren. Alle Messungen dieses Kapitels, bis auf die in Kapitel 5.5, fanden in der neu aufgebauten Anlage statt (s. Kap. 3). Jedoch wurde hierzu ein Testaufbau des Mikroskops bei Raumtemperatur verwendet. Als RTM-Spitzen dienen geätzte Wolframspitzen.

### 5.1 Atomare Struktur von Co/W(110)-Filmen

Das Wachstum von Kobalt auf Wolfram(110) wurde bereits in mehreren Veröffentlichungen untersucht [192, 194, 198–201]. Die Filme wachsen in der sogenannten *Nishiyama-*



**Abb. 5.1:** Kugelmodell des Wachstums von Co auf W(110); Ansicht von oben (Kristallparameter aus [197]). Der Film wächst in der sogenannten *Nishiyama-Wassermann*-Orientierung mit der Co(0001)-Ebene parallel zur W(110)-Ebene auf. Im Bereich von 0.7 ML bis 2 ML liegt eine  $4 \times 1$ -Rekonstruktion vor. Die zweite Monolage ist bereits stärker relaxiert. Durch Stapelwechselfehler ist prinzipiell eine Anordnung in ABA-Stapelfolge (hcp) oder ABC-Stapelfolge (fcc) möglich, wobei die Oberfläche in fcc-Stapelfolge der Co(111)-Ebene entspricht.

*Wassermann*-Orientierung, d.h. mit der Co(0001)-Ebene parallel zur W(110)-Ebene.<sup>1</sup> Der vertikale Abstand der Co-Monolagen entspricht in diesem Wachstumsmodus einer Höhe von 2.04 Å im Vergleich zu der Höhe der W-Stufenkanten von 2.24 Å. Durch HR-LEED<sup>2</sup>-Untersuchungen an bei 300 K lagenweise gewachsenen Filmen ergibt sich, dass Co im Bereich bis etwa 0.7 ML pseudomorph aufwächst. Die Dehnung des Co-Gitters relativ zur Co(0001)-Lage beträgt in W[001]-Richtung 26.2% und in W[110]-Richtung 3.08% (s. Abb. 5.1). Oberhalb von 0.7 ML Bedeckung ändert sich die Struktur und das LEED-Muster zeigt eine  $4 \times 1$ -Überstruktur bezüglich der W[001]-Richtung. Dieses Muster wird dahingehend interpretiert, dass nun in W[001]-Richtung fünf Atomab-

<sup>1</sup>Ich verwende hier die hcp-Notation Co(0001), meine aber zunächst sowohl hcp Co(0001) als auch fcc Co(111).

<sup>2</sup>High-Angular-Resolution Low-Energy Electron Diffraction

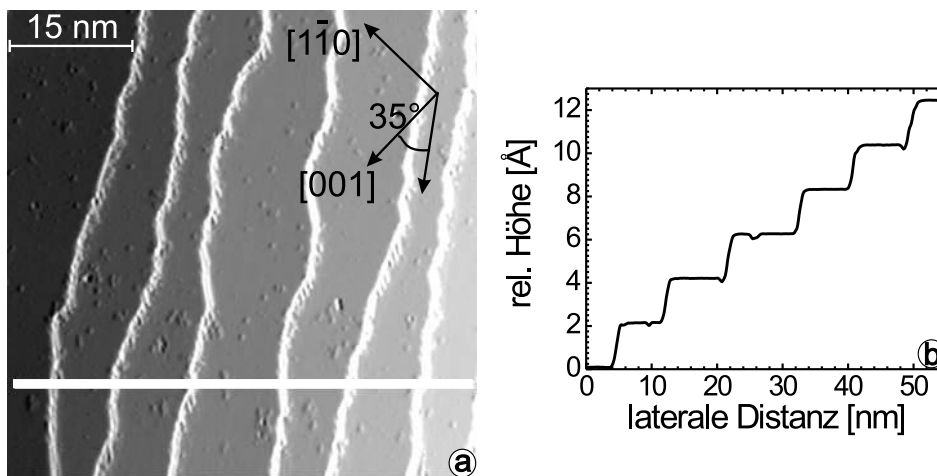
stände des Co-Gitters auf vier Atomabstände des W-Gitters fallen. Damit entsteht eine in W[001]-Richtung periodische Atomanordnung mit der Periode 12.66 Å und das Co-Gitter ist in W[001]-Richtung nur noch um 1 % gedehnt. Bei 2 ML Bedeckung wird der Abstand der Leuchtflecke im LEED in W[001]-Richtung etwas kleiner und beträgt nur noch 1/7.12 des Abstands der Leuchtflecke des reinen W(110)-Substrats. Daraus folgt, dass der Co-Film nun in W[001]-Richtung um 1.45 % gegenüber dem Volumen- Co[0001]-Gitter gestaucht ist. In W[1 $\bar{1}$ 0]-Richtung ist er jedoch weiterhin um 3.08 % gedehnt. Diese konstante Verspannung findet man bis zu einer Bedeckung von etwa 8 ML. Bei noch höheren Bedeckungen wird die Überstruktur im LEED unsichtbar. Von den Abständen der Leuchtflecke des verbleibenden hexagonalen LEED-Musters lässt sich schließen, dass die Verspannungen im Bezug zum Co(0001)-Volumengitter in beiden Richtungen etwa invers proportional zur Dicke des Films reduziert werden [200].

Die obigen Aussagen über die Verspannung gelten für lagenweise gewachsene Filme. Nach Tempern der Filme bei Temperaturen oberhalb von 400-500 K bilden sich jedoch dreidimensionale Co-Inseln auf einer geschlossenen Co-Monolage [107, 198, 201]. Daher erhält man in den LEED-Mustern von getemperten Filmen immer eine Überlagerung aus der von der Monolage stammenden Überstruktur und dem hexagonalen LEED-Muster der mehrere Monolagen hohen Inseln [194, 198]. Hier wird eine Analyse des Verspannungszustands der Inseln schwierig. Man muss jedoch vermutlich schon bei im Vergleich zu den obigen Bedeckungen kleineren Inselhöhen mit einer vollständigen Relaxation rechnen, da die Inseln im Vergleich zu einem geschlossenen Film lateral ohne Einbau zusätzlicher Atome relaxieren können. Daher ist zu vermuten, dass die atomare Struktur von 10 ML hohen Inseln schon nahezu volumenartigem Co(0001) entspricht.

In den publizierten LEED-Untersuchungen wird nicht explizit zwischen einer hcp- oder fcc-Stapelfolge des Co-Filmes unterschieden, was aufgrund der geringen Eindringtiefe der Elektronen auch schwierig ist. In [192] wird daher die Winkelverteilung von core-level-Photoelektronen detailliert vermessen. Diese ist sensitiv auf die lokale kristalline Struktur um die emittierenden Atome. Durch Vergleich mit berechneten Winkelverteilungen für hcp- und fcc-Stapelfolgen kann eine Aussage über die vorwiegend vorliegende Stapelfolge gemacht werden. Für 7 ML und 12 ML Co/W(110)-Filme, die jeweils bei 450 K getempert wurden, d.h. unterhalb der zur Bildung von dreidimensionalen Inseln erforderlichen Temperatur, ergibt sich für die hcp-Stapelfolge eine bessere Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment als für die fcc-Stapelfolge. Die Übereinstimmung ist jedoch nicht perfekt und die Autoren schließen nicht aus, dass Teile der Oberfläche noch in fcc-Stapelfolge vorliegen [202]. Für zweidimensionale Filme anderer Dicke oder dreidimensionale Co-Inseln sind auf W(110) bisher keine Messungen publiziert, die Aussagen über die Stapelfolge treffen.

## 5.2 Präparation

Aus der Literatur ist bekannt, dass einige Monolagen hohe Co-Filme auf W(110) durch anschließendes Heizen oberhalb von 400-500 K dreidimensionale Inseln bilden [198, 201], wobei zwischen den Inseln eine komplette Monolage das Substrat bedeckt [107]. Solche



**Abb. 5.2:**  $W(110)$ -Oberfläche nach Flash bei etwa 2300 K unmittelbar vor dem Aufdampfen von Co. (a) Konstantstrombild ( $-880$  mV,  $200$  pA). Kristallrichtungen sind angegeben. Die Terrassen sind bis auf einige wenige Verunreinigungen atomar flach und frei von Kohlenstoff. Die Stufenkanten verlaufen unter einem Winkel von etwa  $35^\circ$  zur  $[001]$ -Richtung. (b) Schnitt längs der weißen Linie in (a). Die Stufenkanten sind monoatomar hoch.

Inseln wurden in dieser Arbeit präpariert, da dreidimensionale Inseln besonders interessante magnetische Konfigurationen aufweisen können [38], und die elektronische Struktur aufgrund der weitgehenden Relaxation mit Rechnungen für volumenartiges Kobalt verglichen werden kann.

Die  $(110)$ -Oberfläche des W-Kristalls wurde durch mehrere Zyklen aus halbstündigem Glühen mit einem Sauerstoffpartialdruck von  $p = 3 \cdot 10^{-7}$  mbar bei einer Temperatur von 1500 K und anschließendem kurzem Hochheizen auf 2300 K von Kohlenstoff an der Oberfläche befreit [203]. Abb. 5.2 (a) zeigt ein Konstantstrombild der resultierenden Oberfläche. Monoatomare Stufenkanten, entsprechend einer theoretischen Höhe der  $W(110)$ -Stufenkanten von  $2.24 \text{ \AA}$ , sind sichtbar (s. Abb. 5.2 (b)). In allen folgenden Bildern, soweit nicht anders vermerkt, verlaufen die Stufenkanten etwa vertikal. Auf den einzelnen Terrassen erkennt man nur wenige Vertiefungen, die verbleibenden Verunreinigungen entsprechen. Insbesondere findet man keine Bereiche, die die charakteristische Kohlenstoffrekonstruktion zeigen [203]. Beides weist auf einen sehr geringen Anteil von Kohlenstoff an der Oberfläche hin.

Auf eine solche Oberfläche wurde Co bei Raumtemperatur mittels Elektronenstrahlverdampfer mit Aufdampfraten von etwa  $0.1 \text{ ML/min}$  bei einem Hintergrunddruck von  $p \leq 2 \cdot 10^{-10}$  mbar deponiert. Danach erfolgte das üblicherweise zehnmünütige Tempern der Filme bei den im einzelnen angegebenen Temperaturen, die einen Fehler von  $\pm 15 \text{ K}$  aufweisen. Getempert wurde mit Hilfe der Elektronenstoßheizung aus Kapitel 3.6.1,

wobei die Strahlungswärme des Filaments zum Heizen genutzt wurde. Nach dem Experiment wurden die Co-Filme durch kurzes Hochheizen auf 2300 K von der W(110)-Oberfläche desorbiert.

### 5.3 Spektroskopischer Kontrast auf dreidimensionalen Co-Inseln

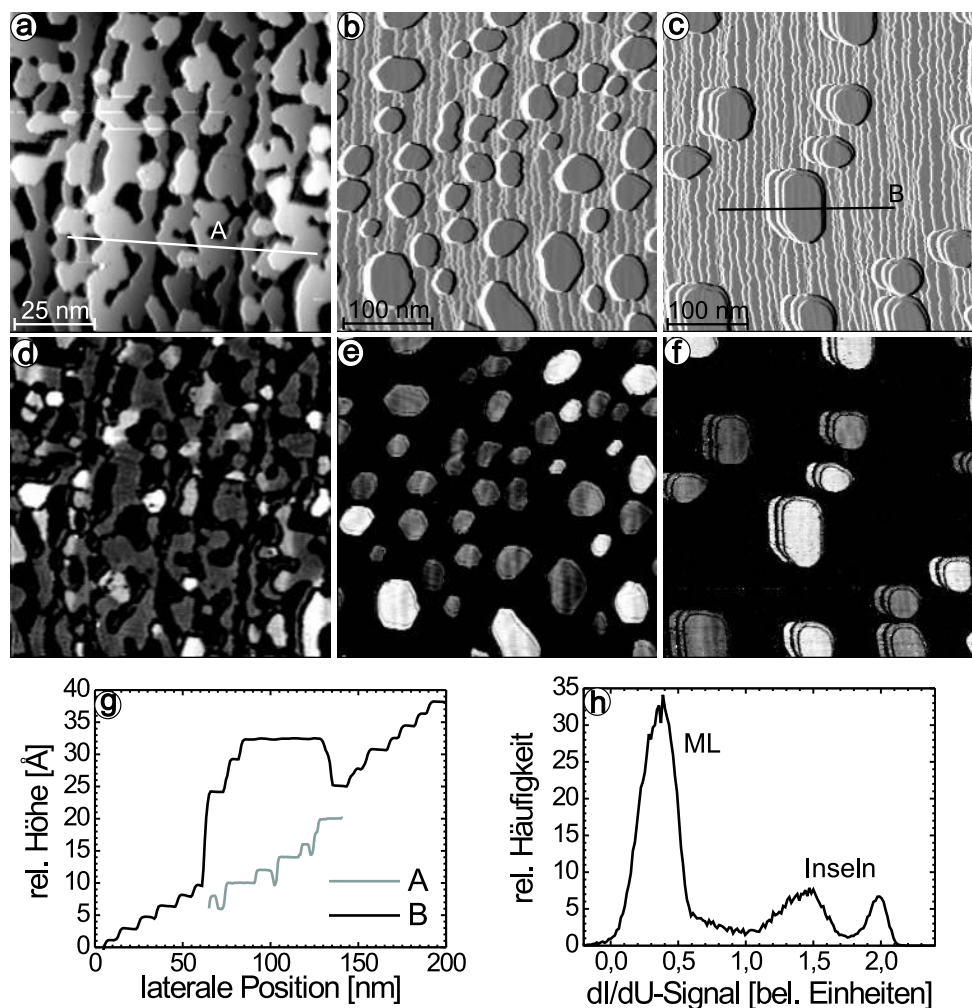
Abb. 5.3 (a), (b) und (c) zeigen Konstantstrombilder von etwa 2.5 ML Co auf W(110), die nach dem Aufdampfen bei den angegebenen Temperaturen getempert wurden. Unterhalb von 400 K wächst der Film relativ flach (s. Abb. 5.3 a)) und die typischen Korrugationen liegen im Bereich von 1 ML (s. Schnitt A in Abb. 5.3 g)). Oberhalb von 400-500 K bilden sich dreidimensionale Inseln aus, die mehrere Monolagen hoch sind und einige Terrassen des W(110)-Substrats überdecken (s. Abb. 5.3 (b) und (c)). Mit zunehmender Temperatur werden die Inseln höher und lateral größer. Nach dem Tempern auf 570 K haben die größten Inseln eine laterale Ausdehnung von etwa  $50 \text{ nm} \times 100 \text{ nm}$  und sind bevorzugt in Richtung der W-Stufenkanten länger. Die größten Inseln sind an der niedrigeren Seite (rechts) bis zu 5 ML und an der höheren Seite (links) bis zu 10 ML hoch, wobei die Co-Monolage mitgerechnet wurde (s. Schnitt B in Abb. 5.3 g)).<sup>3</sup> Auf den Inselnflächen (s. z.B. Abb. 5.3 (c)) ist eine leichte Höhenmodulation von etwa  $0.1 \text{ \AA}$  als Streifenmuster entlang der Stufenkanten erkennbar. Diese wird vermutlich durch die unter den Inseln befindlichen W-Stufenkanten verursacht, die aufgrund der um  $0.2 \text{ \AA}$  unterschiedlichen Stufenkantenhöhe von W und Co zu einer Verspannung in den Inseln führen. Ein entsprechender Effekt wird auch auf Fe-Inseln und Gd-Inseln auf W(110) beobachtet [38, 204]. Ansonsten sind die Oberflächen der Inseln jedoch monoatomar flach. Synchron zu den Konstantstrombildern wurden jeweils  $dI/dU$ -Bilder aufgenommen, die in Abb. 5.3 (d)-(f) gezeigt sind. Bei  $U = -300 \text{ mV}$  findet man in allen drei Bildern einen starken  $dI/dU$ -Kontrast zwischen der Co-Monolage und den Inseln. Außerdem besitzen auch verschiedene Inseln ein unterschiedliches  $dI/dU$ -Signal. Wie man an dem in Abb. 5.3 (h) dargestellten Histogramm der  $dI/dU$ -Werte aus Abb. 5.3 (e) sieht, dominieren drei verschiedene Bereiche von  $dI/dU$ -Werten das Bild. Dabei stammt der bei den kleinsten Leitfähigkeiten auftauchende Peak offensichtlich von der Monolage, die beiden anderen Peaks hingegen von den Inseln. Die Kontrastverteilung auf den Inseln ist demnach bimodal und man kann spektroskopisch zwei Inseltypen unterscheiden. Die sichtbaren schwächeren Kontraste auf den Inseloberflächen sind offensichtlich entlang den Stufenkanten orientiert und rühren vermutlich vom oben diskutierten Verspannungsfeld her. Die bimodale Verteilung ist auch in Abb. 5.3 (f) erkennbar. Bei den sehr flachen, nur 2-3 ML hohen Inseln in Abb. 5.3 (d) erhält man ebenfalls helle und dunkle Bereiche auf den Inselnflächen. Allerdings ist bei genauerem Hinsehen eine dritte Kontraststufe erkennbar, die jedoch, wie unten diskutiert, mit der Inselhöhe korreliert.

Eine Analyse der Häufigkeit der Kontraste in Abb. 5.3 (e) ergibt, dass nach 500 K-

<sup>3</sup>Abb. 5.3 (c) wurde mit einer Dreifachspitze aufgenommen, daher hat jede Insel linksseitig zwei Schatten.



### 5.3 Spektroskopischer Kontrast auf dreidimensionalen Co-Inseln



**Abb. 5.3:** Wachstum und Spektroskopie von etwa 2.5 ML Co auf W(110), aufgedampft bei 300 K und anschließend etwa 10 min getempert bei (a) 380 K; (b) 500 K; (c) 570 K; Auf den Inselnflächen in (c) erkennt man einen leichten Kontrast entlang der W(110)-Stufenkanten. In (c) wurde mit Dreifachspitze abgebildet, so dass Schatten der Co-Inseln zu sehen sind. (d) synchron aufgenommenes  $dI/dU$ -Bild zu (a) (-300 mV, 300 pA,  $U_{\text{mod}} = 30$  meV). (e) synchron aufgenommenes  $dI/dU$ -Bild zu (b) (-300 mV, 300 pA,  $U_{\text{mod}} = 30$  meV). (f) synchron aufgenommenes  $dI/dU$ -Bild zu (c) (-300 mV, 800 pA,  $U_{\text{mod}} = 30$  meV). (g) Profile längs den Linien in (a) und (c). Die größten Inseln sind an der rechten Kante 4-5 ML und an der linken Kante 9-10 ML hoch. (h) Histogramm der  $dI/dU$ -Werte aus (e). Der größte Peak stammt von der Co-Monolage. Die Verteilung der  $dI/dU$ -Werte auf den Inseln ist bimodal. Die Inseln lassen sich demnach in zwei spektroskopisch unterschiedliche Typen einteilen, wobei 20 % bis 30 % der Inselnflächen heller, bzw. 70 % bis 80 % dunkler erscheinen.

## 5 Rastertunnelspektroskopie an Co-Inseln auf W(110)

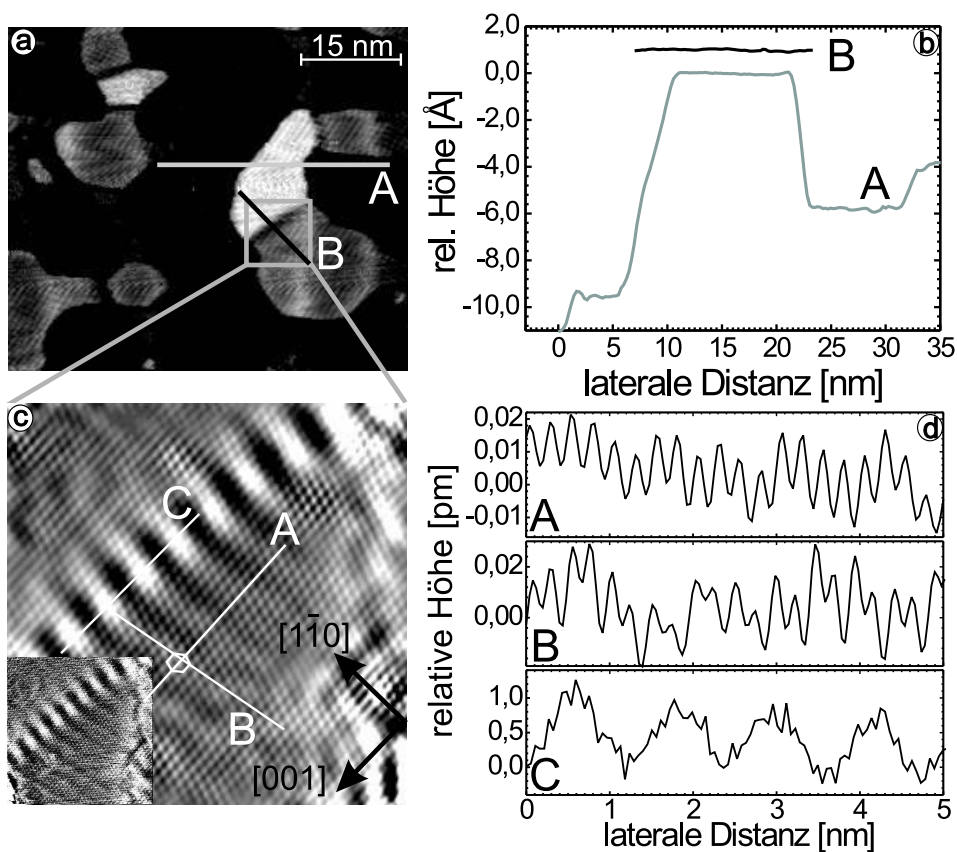
Tempern  $25 \pm 5\%$  der Inseln dem hellen Typ, respektive  $75 \pm 5\%$  dem dunklen Typ zuzuordnen sind. Bei niedriger getemperten Filmen tendiert die Häufigkeit der hellen Inseln eher zu  $20\%$ , während sich bei höher getemperten Filmen mit  $30\%$  ein etwas höherer Wert ergibt. Die hell erscheinenden Inseloberflächen werden daher im folgenden „Minoritätsinsellflächen“ und die dunkel erscheinenden „Majoritätsinsellflächen“ genannt. Der auftretende Kontrast bei  $U = -300$  mV zwischen den Minoritäts- und den Majoritätsinsellflächen

$$K(U) = \frac{(dI/dU)_{Min} - (dI/dU)_{Maj}}{(dI/dU)_{Min} + (dI/dU)_{Maj}} \quad (5.1)$$

beträgt  $10\%$  bis  $25\%$ . Dabei ergibt sich bei niedriger getemperten Filmen ein eher höherer Kontrast von  $25\%$ , bei höher getemperten Filmen ein kleinerer Kontrast von  $10\%$ . Im Folgenden soll die Ursache für die zwei spektroskopisch unterschiedlichen Inseltypen erörtert werden.

Wie man z.B. aus Untersuchungen an  $Fe/W(110)$  weiß, können Kontraste im  $dI/dU$ -Signal zwischen zwei Bereichen mit unterschiedlicher Schichtdicke und damit ungleicher Verspannung auftauchen [205]. Im Fall von  $Co/W(110)$  findet man bei den höher getemperten Filmen jedoch weder eine Korrelation zwischen Kontrast und Inselhöhe noch zwischen Kontrast und Inselbreite. In Abb. 5.3 (e) findet man z.B. sehr kleine, flache Inseln, die sowohl hell als auch dunkel erscheinen, sowie große, höhere Inseln, die ebenfalls hell und dunkel erscheinen. Insbesondere müsste bei einem Zusammenhang des Kontrasts mit der Schichtdicke die Helligkeit systematisch von der rechten, niedrigen Inselfläche zur linken, höheren Inselfläche variieren. Dies wird nicht beobachtet. Offensichtlich muss es eine andere Ursache für den gefundenen Kontrast geben.

Bei den niedrig getemperten, nur 2-3 ML hohen Inseln in Abb. 5.3 (d) macht sich die unterschiedliche Schichtdicke der Inseln jedoch bereits durch ein dritte Kontraststufe bemerkbar. Dieser zusätzliche, schichtdickenabhängige Kontrast kann von dem oben beschriebenen, schichtdickenunabhängigen Kontrast getrennt werden, da er immer parallel zu den Stufenkanten verläuft. Dagegen findet man den schichtdickenunabhängigen Kontrastübergang innerhalb einer Insel häufig sogar senkrecht zu den Stufenkanten. Dies wird bei dem auf  $400$  K getemperten Film in Abb. 5.4 besonders deutlich. Die Inseln sind hier mit  $4$  ML an der rechten und  $6$  ML an der linken Kante relativ flach (s. Schnitt A in Abb. 5.4 (b)). Im  $dI/dU$ -Bild erkennt man vier scharfe Kontrastübergänge auf den Inseln, von denen zwei fast senkrecht zu den vertikal verlaufenden Stufenkanten ausgerichtet sind. Dieser Kontrast ist also mit Sicherheit keine Folge der Verspannungsfelder der W-Stufen. Im senkrecht zum Kontrastübergang genommenen Topographieschnitt B in Abb. 5.4 (b) längs der Linie in Abb. 5.4 (a), der aus einem nicht gezeigten parallel aufgenommenen Konstantstrombild ermittelt wurde, lässt sich darüberhinaus nur eine minimale Höhenänderung von  $0.1$  Å am Kontrastübergang ausmachen. Es liegt also am Kontrastübergang auch keine Stufenkante vor. Ein vergrößertes Konstantstrombild des grauen Rechteckbereiches in Abb. 5.4 (a) ist in Abb. 5.4 (c) gezeigt. Eine nahezu hexagonale atomare Anordnung ist in beiden Kontrastbereichen erkennbar (s. weißes Hexagon



**Abb. 5.4:** Atomare Auflösung auf einer Insel mit Kontrastübergang (etwa 3 ML bei 300 K aufgedampft mit anschließendem Tempern bei 400 K). (a)  $dI/dU$ -Bild des Films ( $-300$  mV,  $200$  pA,  $U_{\text{mod}} = 30$  meV). Auf den dunklen Inseln erkennt man zusätzlich zu einer leichten Schwingung zwei unterschiedliche Kontrastbereiche. (b) Topographieschnitte A und B längs der grauen, bzw. schwarzen Linie in (a). Die Insel ist relativ niedrig mit 4 ML an der rechten und 6 ML an der linken Kante. Am Kontrastübergang ist die Topographie monoatomar flach. (c) Konstantstrombild des Bereichs des grauen Rechtecks in (a) ( $-75$  mV,  $6$  nA). Um die hexagonale atomare Struktur besser erkennen zu können, wurde das Bild differenziert und fouriergefiltert. Im Inset ist das differenzierte Konstantstrombild vor der Fourierfilterung zu sehen. (d) Schnitte längs der weißen Linien in (c). Am Kontrastübergang aus (a) erkennt man eine in  $[001]$ -Richtung periodische Überstruktur mit ungefähr 5-fachem atomarem Abstand.

in Abb. 5.4 (c)).<sup>4</sup> Es offenbart sich darüberhinaus am Kontrastübergang eine in [001]-Richtung periodische Überstruktur.

Anhand der Schnitte in Abb. 5.4 (d), die längs der Linien in Abb. 5.4 (c) verlaufen, erhält man zunächst für die atomaren Abstände im dunklen  $dI/dU$ -Bereich in [001]-Richtung  $2.5 \pm 0.1 \text{ \AA}$  und in  $[1\bar{1}0]$ -Richtung  $4.8 \pm 0.3 \text{ \AA}$ .<sup>5</sup> Die ermittelten Abstände stimmen gut mit den von anderen Gruppen mittels LEED bestimmten Atomabständen für die hexagonale Struktur im Bedeckungsbereich 2-8 ML von  $2.47 \text{ \AA}$  bzw.  $4.48 \text{ \AA}$  überein (s. Kap. 5.1). Im hellen  $dI/dU$ -Bereich misst man Atomabstände, die innerhalb des Fehlers mit den obigen Werten übereinstimmen. In beiden Bereichen findet man also eine hexagonale atomare Anordnung. Schnitt C längs dem im  $dI/dU$ -Bild auftretenden Kontrastübergang zeigt, dass im Übergangsbereich zusätzlich eine Überstruktur mit einem etwa 5-fachen Atomabstand in [001]-Richtung vorliegt, die sich leicht in die spektroskopisch dunklen Bereiche (unten) fortsetzt. Diese Überstruktur ist bereits in dem nicht fouriergefilterten, differenzierten Konstantstrombild im Inset von Abb. 5.4 (c) klar zu sehen. Die Periode der Überstruktur stimmt dabei exakt mit der mittels LEED gefundenen  $4 \times 1$ -Überstruktur im Bereich von 1-2 ML überein (s. Kap. 5.1).<sup>6</sup>

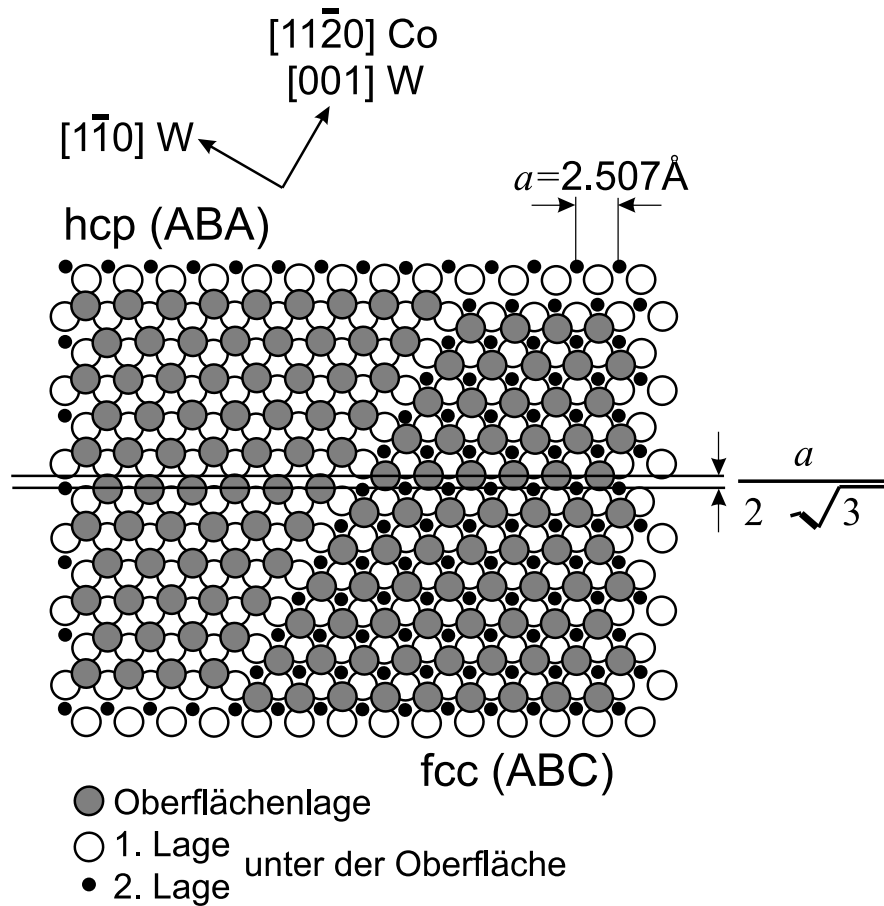
Da die Oberflächentopographien der beiden Bereiche sich offensichtlich nicht unterscheiden, liegt die Vermutung nahe, dass es sich bei den Minoritäts- und Majoritätsinselflächen um zwei Bereiche unterschiedlicher Stapelfolge handelt. Solche Stapelwechselfehler kommen bei Co relativ häufig vor, da fcc und hcp-Energien nahe beieinander liegen. Wachsen zwei Bereiche mit unterschiedlicher Stapelfolge zusammen, so sind die Atomreihen der Oberflächenlage beim Übergang um  $a/2\sqrt{3} \approx 0.7 \text{ \AA}$  gegeneinander verschoben (s. Abb. 5.5). Dadurch kommt es im Übergangsbereich zu einer Verspannung. Diese kann vermutlich durch die in Abb. 5.4 (c) sichtbare Überstruktur abgebaut werden. Für einen direkten Nachweis der relativen Verschiebung von  $0.7 \text{ \AA}$  der Atome in beiden Bereichen reicht die Qualität der Rohdaten von Abb. 5.4 (c) leider nicht aus.

Um die Vermutung zu stützen, dass es sich bei den beiden spektroskopisch unterschiedlichen Bereichen um Oberflächen mit unterschiedlicher Stapelfolge handelt, wurden auf den Insellflächen Spektroskopiefelder aufgenommen und die  $dI/dU$ -Kurven mit mittels Dichtefunktionalrechnungen in lokaler Dichtenäherung berechneten Spektren von hcp- und fcc-gestapelten Co-Filmen verglichen (s. Kap. 5.6).

<sup>4</sup>Das Bild wurde durch Fourierfiltern des differenzierten Konstantstrombilds, gegeben im Inset in Abb. 5.4 (c), erzeugt. Dafür wurden aus dem Bild alle Frequenzanteile bis auf die in der Fouriertransformation sichtbaren Flecke herausgefiltert. Die hexagonale Struktur ist jedoch bereits in dem differenzierten Bild sichtbar.

<sup>5</sup>In Schnitt B erhält man zusätzliche Maxima auf der halben Periode durch die neben dem Schnitt liegenden Atome.

<sup>6</sup>Interessanterweise ist das  $dI/dU$ -Signal genau am Übergang zwischen heller und dunkler Insellfläche zusätzlich reduziert.



**Abb. 5.5:** Veranschaulichung der vermuteten Ursache für die Überstruktur am Kontrastübergang von Abb. 5.4. Die Atomreihen der Oberflächenlage sind beim Übergang zwischen hcp-Stapelfolge (links) und fcc-Stapelfolge (rechts) um  $a/2\sqrt{3} \approx 0.7 \text{ \AA}$  gegeneinander verschoben. Dadurch kommt es im Übergangsbereich (hier in  $[001]$ -Richtung ausgerichtet) zu einer Verspannung, die vermutlich durch die in Abb. 5.4 (c) sichtbare Überstruktur abgebaut werden kann.

## 5.4 Lokale Spektroskopie auf Minoritäts- und Majoritätsinselflächen

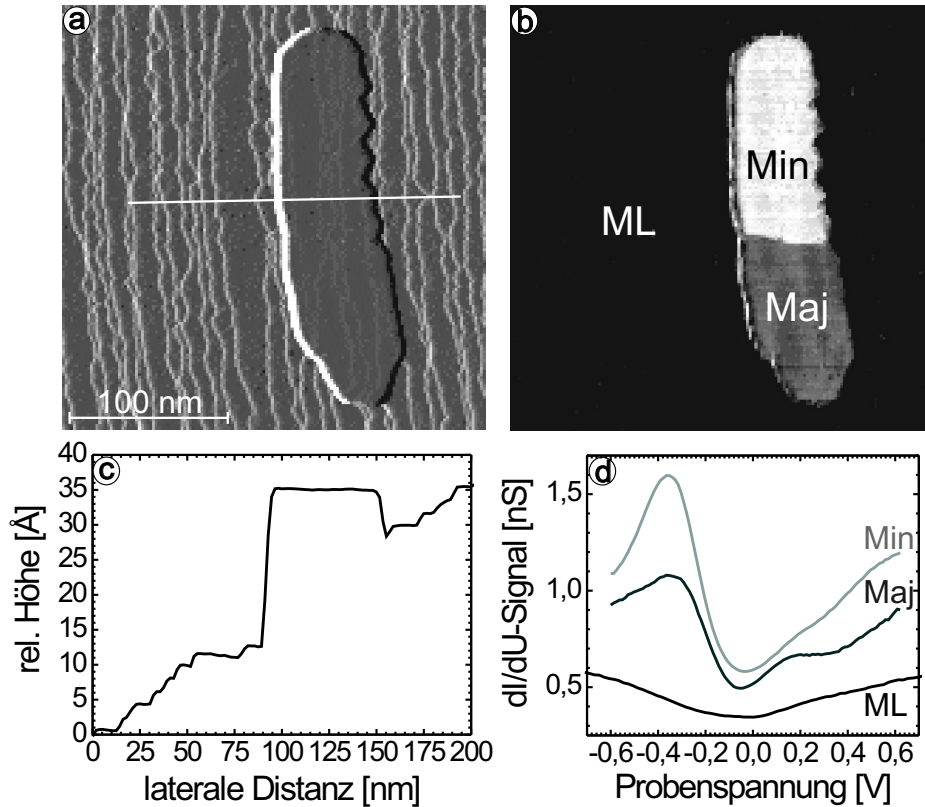
Für die lokale Spektroskopie auf den Insellflächen wurden relativ hohe Inseln präpariert, um möglichst geringen Einfluss des Wolframsubstrats auf die elektronische Struktur zu bekommen. Aus ARUPS-Messungen an zweidimensional gewachsenen Filmen auf W ist bekannt, dass die elektronische Struktur schon ab ungefähr 4 ML volumenartig ist [192]. Abb. 5.6 (a) zeigt das Konstantstrombild einer Insel, die durch Tempern von 2 ML Co auf 570 K erzeugt wurde. Die Insel ist mit 230 nm relativ lang und an der rechten Kante 4 ML und an der linken 12 ML hoch (s. Abb. 5.6 (c)). Auf der Inseloberfläche erkennt man noch eine minimale Modulation durch die Stufenkanten ( $<0.1 \text{ \AA}$ ), ansonsten ist die Oberfläche monoatomar flach. Im synchron aufgenommenen  $dI/dU$ -Bild in Abb. 5.6 (b) sieht man einen scharfen Kontrastübergang senkrecht zu den Stufenkanten des Substrats. Die Änderung des  $dI/dU$ -Signals beträgt hier  $K(U = -300 \text{ mV}) = 20\%$  (nach (5.1)), ähnlich den in Abb. 5.3 gefundenen Werten. Man erkennt erneut keine merkliche Kontraständerung mit der von rechts nach links zunehmenden Inseldicke.

Durch das Vorliegen eines Majoritäts- und eines Minoritätsinselbereichs auf derselben monoatomar flachen Insel können die beiden verschiedenartigen Insellflächen in einem Spektroskopiefeld untersucht und ohne Verlust der Abstandsinformation zwischen Spitze und Probe verglichen werden. Abb. 5.6 (d) zeigt über 200 bis 300 Punkte gemittelte  $dI/dU(U)$ -Kurven, die in den beiden Bereichen der Insel sowie auf der umgebenden Co-Monolage aufgenommen wurden. Auf der Co-Monolage findet man eine relativ strukturlose  $dI/dU$ -Kurve. Das Ansteigen der Leitfähigkeit zu größeren positiven und negativen Spannungen ist vermutlich dem wachsenden Einfluss des Transmissionskoeffizienten zuzuschreiben (s. Kap. 2.3). Dagegen findet man auf beiden Inselbereichen einen starken Peak bei etwa -350 mV und einen deutlich schwächeren Peak bei etwa +150 mV. Der Peak bei -350 mV ist auf der Minoritätsinsellfläche intensiver als auf der Majoritätsinsellfläche und scheint auf der Minoritätsinsellfläche etwas schmaler zu sein. Dieser Unterschied ist der offensichtliche Grund für den starken  $dI/dU$ -Kontrast im  $dI/dU$ -Bild von Abb. 5.6 (b), das bei Tunnelspannungen von -300 mV aufgenommen wurde.

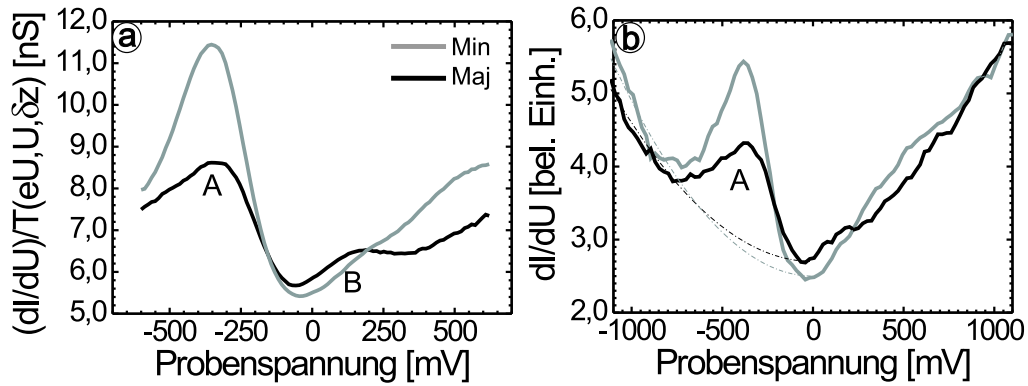
Für eine quantitative Auswertung der spektroskopischen Unterschiede zwischen Minoritäts- und Majoritätsinseln müssen die beiden gemittelten  $dI/dU$ -Kurven jedoch bezüglich dem Spitze-Probe-Abstand  $z$  normiert werden, da sich zwischen den beiden Bereichen in dem zum Spektroskopiefeld parallel aufgenommenen  $z(x,y)$  eine Höhendifferenz von  $\delta z = 7.5 \pm 2.5 \text{ pm}$  ergibt.<sup>7</sup> Der Fehler entspricht hierbei dem  $z$ -Rauschen des Experiments. Eine Abschätzung zeigt, dass die Integralterme in (2.13) an der Peakposition weniger als 20% des  $dI/dU$ -Signals ausmachen.<sup>8</sup> Insofern reicht entsprechend Kapitel 2 eine Normierung mit Hilfe des Transmissionskoeffizienten aus. Die  $dI/dU$ -Kurven werden

<sup>7</sup>Die beiden Kurven stammen von derselben Inseloberfläche aus demselben Spektroskopiefeld und können daher quantitativ miteinander verglichen werden.

<sup>8</sup>Für die Abschätzung wird  $\rho^s \cdot \rho^p(\epsilon + E_F)$  im Integral in (2.13) durch ein mittleres  $dI/dU(\bar{\epsilon})/T(eU, U, z)$  mit einem sinnvollen Spitze-Probe-Abstand von  $z = 5 \text{ \AA}$  ersetzt. Die Spitzenzustandsdichte wird als konstant angenommen, weshalb der zweite Integralterm in (2.13) verschwindet.



**Abb. 5.6:** Spektroskopie auf einer Co-Insel mit Kontrastübergang sowie auf der Co-Monolage. (a) Konstantstrombild einer Insel eines 2 ML Co/W(110)-Filmes, nach dem Aufdampfen bei 300 K getempert bei 570 K. (b) Synchron aufgenommenes  $dI/dU$ -Bild (-300 mV, 400 pA,  $U_{\text{mod}} = 30$  meV). (c) Schnitt längs der Linie in (a). Die Insel ist an der rechten Kante 4 ML und an der linken 12 ML hoch. (d) Gemittelte  $dI/dU$ -Kurven in den mit den entsprechenden Kürzeln gekennzeichneten Bereichen aus (b) (ML:  $U_{\text{stab}} = 1000$  mV,  $I_{\text{stab}} = 400$  pA; Min, Maj:  $U_{\text{stab}} = -600$  mV,  $I_{\text{stab}} = 800$  pA;  $U_{\text{mod}} = 30$  mV). Der Deutlichkeit halber sind die Kurven „Min“ und „Maj“ um 0.25 nS gegeneinander verschoben.



**Abb. 5.7:** (a) Normierte  $dI/dU$ -Kurven der Bereiche „Maj“ und „Min“ aus Abb. 5.6 (b) ( $U_{\text{stab}} = -600$  mV,  $I_{\text{stab}} = 800$  pA,  $U_{\text{mod}} = 30$  mV). In beiden Bereichen erkennt man zwei Peaks: Peak A bei etwa -350 mV und Peak B bei etwa +150 mV. Die Intensität von Peak A ist auf dem Minoritätsinselnbereich ( $14 \pm 2$ ) % höher als auf dem Majoritätsinselnbereich (nach (5.1)). (b) Gemittelte  $dI/dU$ -Kurven über denselben Bereichen wie in (a) aufgenommen über einen größeren Spannungsbereich und stabilisiert bei positiver Spannung ( $U_{\text{stab}} = +1.2$  V,  $I_{\text{stab}} = 400$  pA,  $U_{\text{mod}} = 30$  mV). Für das Verhältnis der Intensitäten des Peaks A ergibt sich hier 12%. Die beiden strichpunktlierten Linien zeigen den Untergrund, der für die Bestimmung der Halbwertsbreite jeweils abgezogen wurde.

also mit dem mittels  $\delta z$  errechneten Transmissionskoeffizienten  $T(eU, U, \delta z)$  gemäß (2.13) normiert, wobei eine für Metalle sinnvolle mittlere Barrierenhöhe von  $\bar{\Phi} = 3$  eV angenommen wurde. Die so normierten  $dI/dU(U)$ -Kurven zeigt Abb. 5.7 (a). Man erkennt die beiden Peaks A und B bei etwa -350 mV und bei etwa +150 mV. Genaueres Nachmessen ergibt für die Position des Peaks A auf dem Minoritätsinselnbereich  $-350 \pm 10$  mV und auf dem Majoritätsinselnbereich  $-330 \pm 20$  mV, d.h. man erhält eine kleine Verschiebung von etwa 20 mV. Die Intensität des Peaks ist auf der Minoritätsinselfläche ( $14 \pm 2$ ) % höher als auf der Majoritätsinselfläche, wobei die Intensitäten erneut gemäß (5.1) verglichen werden. Die Positionen des Peaks B können nur relativ ungenau bestimmt werden, da die Peaks nur als schwache Schulter in dem ansteigenden  $dI/dU$ -Signal erscheinen. Für die Position erhält man im Minoritätsinselnbereich  $180 \pm 80$  mV und im Majoritätsinselnbereich  $150 \pm 40$  mV. Im Folgenden wird daher vorwiegend der deutlich stärker erscheinende Peak A diskutiert.

Zusätzlich wurden die  $dI/dU$ -Kurven auch über einen größeren Spannungsbereich von -1200 mV bis 1200 mV aufgenommen und bei hoher positiver Spannung (1.2 V) stabilisiert (s. Abb. 5.7 (b)). Dieses Spektrum braucht nicht normiert zu werden, da sich eine vernachlässigbare Differenz  $\delta z$  ergibt. Hier findet man für Peak A einen Intensitätsun-



terschied von 12 % zwischen Minoritäts- und Majoritätsinselfläche, der mit dem obigen Wert sehr gut übereinstimmt, was den Normierungsprozess in Abb. 5.7 (a) unabhängig rechtfertigt. Zusätzlich findet man wieder eine kleine Verschiebung dieses Peaks zwischen Minoritätsinselbereich und Majoritätsinselbereich von etwa 20 mV. An diesen Spektren wird auch die Breite der Peaks ausgemessen, da der zu großen Spannungen ansteigende Untergrund abgeschätzt werden kann. Nach Abzug eines in der Spannung quadratischen Untergrunds, der in Abb. 5.7 (b) ebenfalls eingezeichnet ist, erhält man für die FWHM-Breite des Minoritätspeaks  $320 \pm 20$  meV und für den Majoritätspeak  $380 \pm 40$  meV. Die Ergebnisse dieses Kapitels zeigen also, dass der Hauptunterschied zwischen Minoritäts- und Majoritätsinseln eine unterschiedliche Ausprägung des Peaks bei ca. -350 mV in den  $dI/dU$ -Kurven ist. Um die Art und Symmetrie des zugrundeliegenden Zustandes von Co(0001) zu untersuchen, werden in Kapitel 5.6 mittels der lokalen Dichtenäherung berechnete Spektren für hcp(0001)- und fcc(111)-Kobaltfilme mit den experimentellen Spektren verglichen. Zunächst wird aber gezeigt, dass der entsprechende Peak durch Sauerstoff-Adsorption unterdrückt wird.

## 5.5 Sauerstoff-Adsorption von Co/W(110)

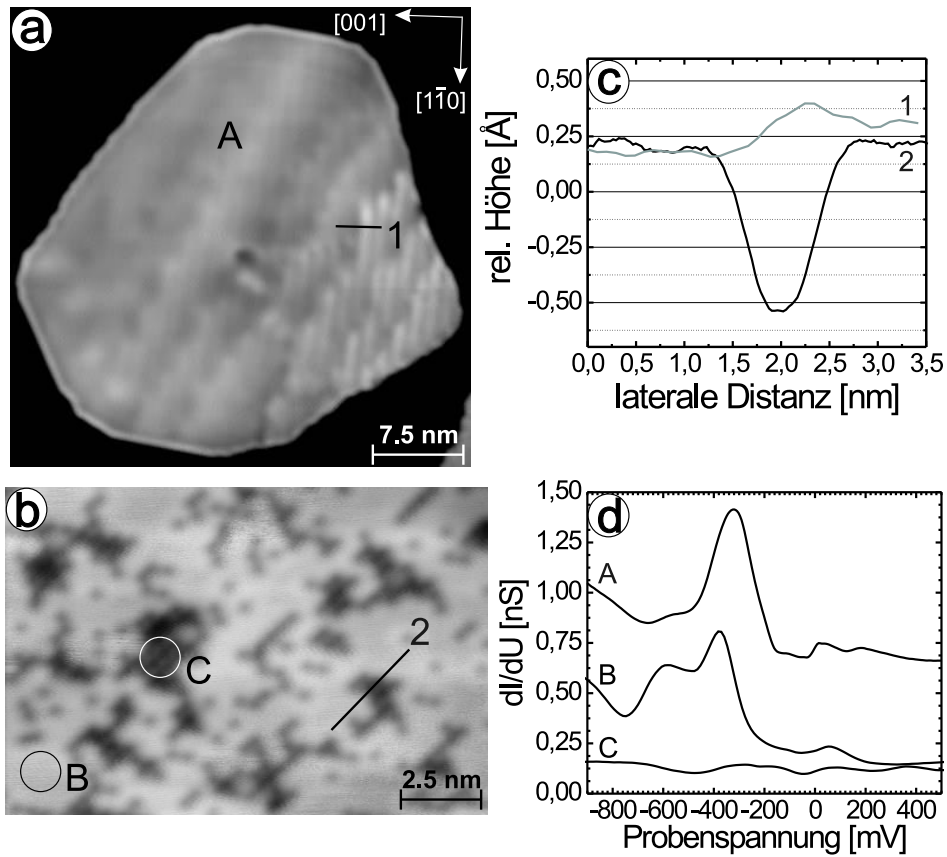
Um zu untersuchen, wie sensitiv der beobachtete Zustand auf Veränderungen an der Oberfläche reagiert, wurden Co/W(110)-Filme einer Submonolage Sauerstoff ausgesetzt und sowohl vor als auch nach der Exposition mittels RTS untersucht. Die RTS-Messungen dieses Kapitels wurden bei 6 K mit der in Kapitel 4.7 beschriebenen Anlage und einer PtIr-Spitze durchgeführt. Der in diesem Kapitel verwendete W-Kristall hat eine kleinere Terrassenbreite von im Mittel nur 5 nm.

Abb. 5.8 (a) zeigt ein Konstantstrombild einer typischen Co-Inseloberfläche eines durch Aufdampfen von etwa 2.5 ML Co und anschließendes Tempern auf 400 K bis 600 K präparierten Films. Die Insel hat an der linken Kante eine Höhe von 10 ML, an der rechten Kante ist sie 2 ML hoch.

Auf der rechten, dünneren Seite der Insel erkennt man eine in [001]-Richtung periodische Modulation, die vermutlich von der  $4 \times 1$ -Überstruktur (s. Abb. 5.1) herrührt, da sie eine Periode von  $12.2 \pm 0.5$  Å entsprechend 5 atomaren Co-Abständen aufweist. Bis auf diese Höhenvariation von maximal 0.25 Å (s. Schnitt 1 in Abb. 5.8 (c)) und eine noch schwächere Modulation, verursacht durch die unter  $45^\circ$  zur [001]-Richtung verlaufenden Stufenkanten des W(110)-Substrats, ist die Insel-Oberfläche atomar flach. Kurve (A) in Abb. 5.8 (c) zeigt eine über diese Inseloberfläche gemittelte  $dI/dU$ -Kurve. Man findet erneut einen deutlichen Peak bei  $-320 \pm 10$  mV. Der Peak weist jedoch im Vergleich zu den Raumtemperaturdaten eine deutlich kleinere Halbwertsbreite von nur  $175 \pm 10$  mV auf.

Abb. 5.8 (b) zeigt das Konstantstrombild einer Inseloberfläche, nachdem die Probe einer Gasmenge von 2.2 L O<sub>2</sub> bei Raumtemperatur ausgesetzt wurde.<sup>9</sup> Die Inseloberfläche ist nicht mehr atomar flach, sondern man erkennt Vertiefungen mit einer Tiefe von etwa

<sup>9</sup>1 Langmuir= $10^{-6}$  Torr · sec.



**Abb. 5.8:** Unterdrückung des Peaks bei  $E \approx -350$  mV durch Adsorption von 2.2 L O<sub>2</sub> (Messungen bei 6 K). (a) Konstantstrombild einer Co-Insel eines 2.5 ML Co/W(110)-Films, getempert bei 400 K bis 600 K (-300 mV, 500 pA). Die Insel ist an der linken Kante 10 ML und an der rechten 2 ML hoch. (b) Konstantstrombild einer Co-Inseloberfläche nach anschließender Exposition mit 2.2 L O<sub>2</sub> bei Raumtemperatur (-300 mV, 400 pA). (c) Schnitte entlang Linie 1 in (a) bzw. 2 in (b). Die nach Sauerstoffexposition auftauchenden Vertiefungen sind etwa 0.6 Å bis 0.8 Å tief. (d)  $dI/dU$ -Kurve (A) vor O<sub>2</sub>-Exposition gemittelt über Inseloberfläche in (a) ( $U_{\text{stab}} = 1.5$  V,  $I_{\text{stab}} = 800$  pA,  $U_{\text{mod}} = 4$  mV). Die Kurve ist deutlichshalber um 0.5 nS nach oben verschoben.  $dI/dU$ -Kurven (B) und (C) nach O<sub>2</sub>-Exposition, gemittelt über die mit (B) bzw. (C) markierten Bereiche in (b) ( $U_{\text{stab}} = 1.5$  V,  $I_{\text{stab}} = 800$  pA,  $U_{\text{mod}} = 20$  mV).

## 5.6 Berechnung der elektronischen Struktur mittels Dichtefunktionaltheorie

0.6 Å bis 0.8 Å (s. Abb. 5.8 (c), Schnitt 2), die etwa 20 % der Inseloberfläche bedecken. Da die Sauerstoffmenge von 2.2 L einer Bedeckung von 20 % bis 40 % der Co-Einheitszellen mit je einem O-Atom entspricht, wobei nach [206, 207] Haft-Koeffizienten von O<sub>2</sub> auf Co(0001) von 0.3 bis 0.6 angenommen wurden, liegt die Vermutung nahe, dass es sich bei den vertieft erscheinenden Bereichen um die mit O bedeckten Co-Bereiche handelt.<sup>10</sup> Hierbei wurde Chemisorption bzw. Bildung von CoO vorausgesetzt, die nach [210] bei Raumtemperatur dominiert.

Die tiefen, bedeckten Bereiche verhalten sich auch spektroskopisch stark unterschiedlich von den höheren, unbedeckten Co-Bereichen. Kurve (B) in Abb. 5.8 (d) zeigt die über einen erhabenen dargestellten Bereich gemittelte  $dI/dU$ -Kurve. Man erkennt eine dem unbedeckten Fall ähnliche Spektroskopiekurve mit einem deutlichen Peak bei -370 mV und einer Schulter bei -600 mV, die auch schon im vollständig unbedeckten Fall leicht zu sehen ist. Ganz anders sieht die Spektroskopiekurve in den vertieft dargestellten Bereichen aus (Kurve (C)). Der Peak bei -370 mV sowie die Schulter sind völlig verschwunden und das  $dI/dU$ -Signal ist über den gesamten Spannungsbereich im Wesentlichen strukturlos. Da der Peak bei etwa -350 mV der reinen Co-Oberfläche zuzuordnen ist, scheint obige Vermutung gerechtfertigt, dass die vertieft dargestellten Bereiche oxidiert sind. Der entsprechende Zustand reagiert offensichtlich extrem sensitiv auf Bedeckung mit Sauerstoff. Die Vakuumzustandsdichte des Zustands in einer dem Spitze-Probe-Abstand entsprechenden Entfernung von der Oberfläche wird in den bedeckten Bereichen vollkommen unterdrückt. Dies legt die Vermutung nahe, dass der Peak bei -350 mV durch einen Oberflächenzustand bzw. eine Oberflächenresonanz hervorgerufen wird.

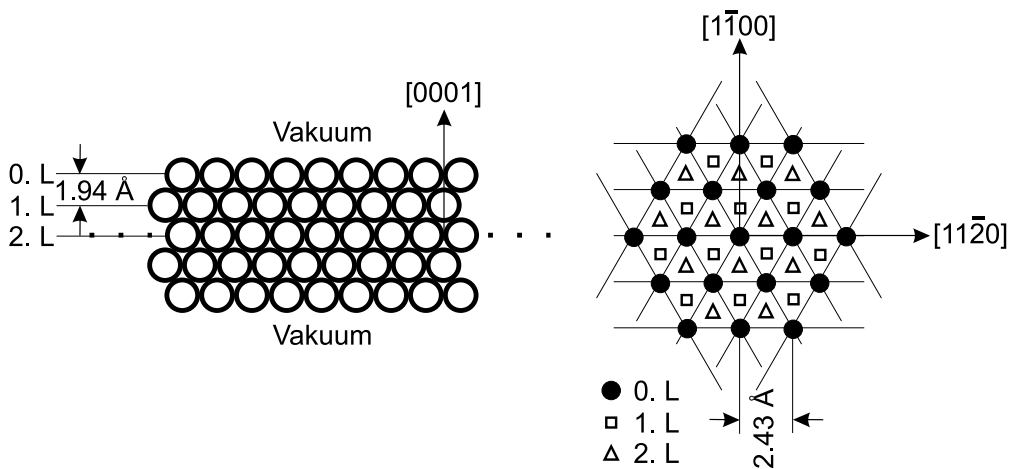
## 5.6 Berechnung der elektronischen Struktur mittels Dichtefunktionaltheorie

Um die frühere Vermutung, dass es sich bei den Minoritäts- und Majoritätsinseln um Bereiche mit unterschiedlicher Stapelfolge an der Oberfläche handelt, zu stützen, wurde die elektronische Struktur von hcp(0001)- und fcc(111)-Co-Filmen mittels Dichtefunktionaltheorie in lokaler Dichtenäherung berechnet. Die Rechnungen wurden von L. Sacharow mittels der FLAPW-Methode<sup>11</sup> unter Verwendung des „FLEUR“-Codes auf dem „CRAY“-Rechner des Forschungszentrums Jülich durchgeführt.

Die Geometrie der berechneten Filme zeigt Abb. 5.9. Die Atome wurden in einem 5 ML-Film wie im Volumenmaterial ohne Verzerrung des Gitters angeordnet und der Film liegt frei im Raum ohne Unterstützung durch ein W-Substrat. Diese Annahmen erscheinen gerechtfertigt, da die mit den Rechnungen zu vergleichenden experimentellen Spektren an relativ hohen Inseln gemessen wurden, bei denen man von einer weitgehend volumenartigen Anordnung der Atome in den Oberflächenlagen ausgehen kann (s. Kap. 5.4). Ferner zeigen auch Photoelektronenspektroskopie-Messungen, dass die elek-

<sup>10</sup>Eine Erscheinung von Sauerstoffadsorbaten als Vertiefung im Konstantstrombild wird auch auf anderen Metalloberflächen wie z.B. W(110) [208] und Gd(0001) [209] beobachtet.

<sup>11</sup>FLAPW: Full Potential Augmented Plane Wave.

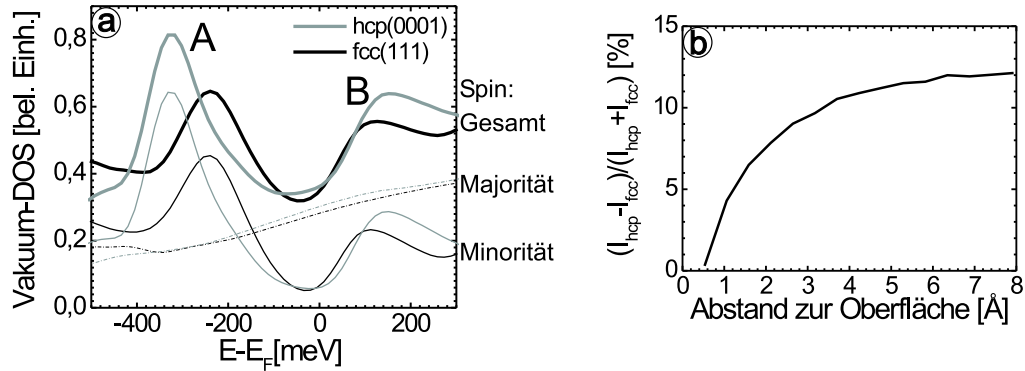


**Abb. 5.9:** Geometrie des für die FLAPW-Rechnungen benutzten 5-Monolagen Co-Filmes. Links: Vertikaler Schnitt durch den Film. Der Film wird lateral in alle Richtungen periodisch fortgesetzt. Rechts: Aufsicht auf den Film im Falle einer fcc-Stapelfolge. Im Falle der hcp-Stapelfolge lägen die Dreiecke wieder auf den Positionen der Kreise. 0. L.: Oberflächenlage, 1. L.: 1. Lage unter der Oberfläche, 2. L.: mittlere Lage. Die angegebenen Atomabstände ergeben sich durch Minimierung der Gesamtenergie des Films.

tronische Struktur der hohen Inseln bereits weitgehend volumenartig ist [192]. Die angegebenen Atomabstände ergeben sich wie üblich aus der Minimierung der Gesamtenergie des Films. Sie sind typischerweise etwas kleiner als die realen Werte. Für die selbstkonsistente Ladungsdichteberechnung wurde ein Satz von 170 k-Punkten im irreduziblen Teil der Brillouin-Zone und für die Berechnung der resultierenden Zustandsdichte ein Satz von 197 k-Punkten benutzt.<sup>12</sup>

Abb. 5.10 (a) zeigt die sich für hcp- und fcc-Stapelfolge ergebende Zustandsdichte im Vakuum in einem für den Vergleich mit den experimentellen Spektren sinnvollen Abstand von etwa 5 Å. Man findet in beiden Fällen in der spingemittelten Zustandsdichte einen Peak A bei ca. 300 meV unterhalb der Fermienergie und einen Peak B bei ca. 150 meV oberhalb der Fermienergie, wobei die Peakpositionen für die hcp- und die fcc-Struktur leicht unterschiedlich sind (hcp:  $-325 \pm 5$  meV und  $+150 \pm 15$  meV; fcc:  $-240 \pm 5$  meV und  $+125 \pm 15$  meV). Die FWHM-Breite des Peaks A beträgt für die hcp-Struktur  $135 \pm 5$  meV und für die fcc-Struktur  $145 \pm 5$  meV. Vergleicht man die absoluten Peakhöhen nach (5.1), so ergibt sich für Peak A in diesem Abstand eine um 11 % größere Zustandsdichte für die hcp-Stapelfolge. In Abb. 5.10 (b) ist dieses Verhältnis in Abhängigkeit des Abstands von

<sup>12</sup>Die Ladungsdichte ist bei 170 k-Punkten bereits weitgehend auskonvergiert, was man z.B. daran sieht, dass sich beim Übergang von 100 k-Punkten auf 146 k-Punkte die Intensität der unten beschriebenen Peaks in der Zustandsdichte um 25 % ändert, während beim Übergang von 146 k-Punkten auf 170 k-Punkte die maximale Änderung nur noch 9 % beträgt.



**Abb. 5.10:** (a) Mittels FLAPW-Methode berechnete Vakuum-Zustandsdichten eines 5-Lagen hcp(0001)- bzw. fcc(111)-Co-Films im Abstand 5.3 Å von der Oberfläche. Die Aufspaltung der Gesamtzustandsdichte in Minoritätsspin und Majoritätsspin zeigt eindeutig den Minoritätsspincharakter der beiden Peaks A und B. (b) Verhältnis der Vakuum-Zustandsdichten an der Peakposition für Peak A (hcp: -325 meV, fcc: -240 meV) in Abhängigkeit der Entfernung von der Oberfläche.

der Oberflächenlage aufgetragen. Bei den für den Vergleich mit experimentellen Spektren sinnvollen Abständen von 4 Å bis 6 Å ist der Peak des hcp-gestapelten Films immer 10 % bis 12 % größer als der des fcc-gestapelten Filmes.

### 5.6.1 Vergleich von berechneten und experimentell gemessenen Spektren

In Tab. 5.1 sind die aus den experimentell gemessenen und die aus den berechneten Spektren bestimmten Peak-Parameter zusammengefasst. Da Peak B in den experimentellen Spektren nur sehr schwach erscheint, wurde auf eine Bestimmung der Halbwertsbreiten und Intensitäten dieses Peaks verzichtet. Die Unsicherheit im Peakintensitätsverhältnis der Rechnung resultiert aus dem verbleibenden Fehler durch Konvergenz.

Offensichtlich stimmt die Position der beiden Peaks sowie der Intensitätsunterschied des Peaks A gut mit den gemessenen Werten überein, wenn man den Minoritätsinselbereich mit einer hcp-Stapelfolge respektive den Majoritätsinselbereich mit einer fcc-Stapelfolge identifiziert. Auch die leichte Verschiebung des experimentellen Peaks A geringerer Intensität hin zur Fermienergie wird in den theoretischen Daten, wenn auch durch eine größere Verschiebung, reproduziert. Darüberhinaus sieht man wie im Experiment, dass derjenige Peak A mit der geringeren Intensität etwas breiter ist. Die absolute Peakbreite (ca. 140 meV) stimmt jedoch nur gut mit der bei  $T = 6$  K gemessenen Breite von  $175 \pm 10$  mV (s. Kap. 5.5) überein, nicht aber mit der bei  $T = 300$  K gemessenen

Theorie ( $T = 0$ K)				
Peak	Stapelfolge	Position [meV]	FWHM [meV]	$\frac{I_{hcp}-I_{fcc}}{I_{hcp}+I_{fcc}}$ [%]
A	hcp	$-325 \pm 5$	$135 \pm 5$	$11 \pm 2$
	fcc	$-240 \pm 5$	$145 \pm 5$	
B	hcp	$+150 \pm 15$	-	-
	fcc	$+125 \pm 15$	-	-
Experiment ( $T = 300$ K)				
Peak	Inselbereich	Position [meV]	FWHM [meV]	$\frac{I_{Min}-I_{Maj}}{I_{Min}+I_{Maj}}$ [%]
A	Min	$-350 \pm 10$	$320 \pm 20$	$14 \pm 2$
	Maj	$-330 \pm 20$	$380 \pm 40$	
B	Min	$+180 \pm 80$	-	-
	Maj	$+150 \pm 40$	-	-
Experiment ( $T = 6$ K)				
A	Min/Maj	$-320 \pm 10$	$175 \pm 10$	-

**Tab. 5.1:** Vergleich der Parameter aus experimentellen und berechneten Spektren.

Breite von ca. 350 meV. Da die Rechnung  $T = 0$  K entspricht, deutet dies auf zusätzliche Verbreiterungsmechanismen bei Raumtemperatur hin. Nichtsdestotrotz ist die gute Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung ein starkes Argument dafür, dass es sich bei den beiden verschiedenen Bereichen in  $dI/dU$ -Bildern tatsächlich um fcc- und hcp-gestapelte Bereiche handelt. Für den Anteil der hcp-gestapelten Oberfläche relativ zur Gesamtinseloberfläche ergeben sich damit 25 %.

Nach Kapitel 5.1 existieren keine Aussagen in der Literatur, ob bei Co/W(110)-Filmen die entsprechend der hier benutzten Präparation hergestellt werden, vorwiegend fcc- oder hcp-Stapelfolgen vorliegen. In [192] wurde für wesentlich dickere ( $>7$  ML), geschlossene Filme von einer Bevorzugung der hcp-Stapelfolge berichtet, wobei die Autoren jedoch nicht ausschließen, dass auch hier Teile der Oberfläche noch in fcc-Stapelfolge vorliegen [202]. Das gefundene Ergebnis einer bevorzugten fcc- Stapelfolge ist also überraschend. Obwohl für Co-Volumenkristalle unter etwa 700 K die hcp-Phase bevorzugt ist [150], kann sich dieser Übergang jedoch für dünne Filme so verschieben, dass dort auch bei Raumtemperatur die fcc-Phase überwiegt. So findet man z.B. für Co/Mn-Übergitter mit 12 ML Co-Schichtdicke unter 10 Å Mn-Schichtdicke überwiegend fcc-Stapelfolge [187]. Beim Wachstum von Co auf Ni(001) kann sogar bis 30 ML eine allerdings metastabile fcc-Struktur stabilisiert werden [188]. Zusätzlichen Einfluss auf die Verteilung von hcp- und fcc-gestapelten Oberflächen kann auch die Stufenkantendichte des Substrats haben, wie sich z.B. bei dem System Co/Cu(111) gezeigt hat, bei dem Stufenkanten eine fcc-Stapelung begünstigen [211]. Eine überwiegend in fcc-Stapelfolge vorliegende Oberfläche für die hier präparierten Co-Inseln steht also nicht im Widerspruch zur Literatur. In je-

dem Fall wäre es jedoch interessant, eine Struktur zu präparieren, die bekannterweise vorwiegend hcp- oder fcc-Bereiche zeigt, um die Aussage der spektroskopischen Unterscheidbarkeit der hcp- und fcc-gestapelten Oberflächen zu überprüfen. Dies könnte z.B. an dem in Kapitel 5.1 beschriebenen 7ML dicken Co-Film geschehen, der nach [192] vorwiegend in hcp-Stapelung vorliegt.

Warum sich im theoretischen Spektrum eine, im Vergleich zu den gemessenen Spektren, größere Verschiebung des Peaks A beim Übergang von fcc- nach hcp-Stapelung ergibt, bleibt unklar. Auch erwartet man nach den theoretischen Spektren für Peak B ebenfalls eine Intensitätsänderung zwischen den beiden Bereichen, die experimentell nicht gefunden wird. Ein möglicher Grund könnte sein, dass der berechnete Film mit 5ML noch zu dünn ist, um exakte Werte zu ergeben, und ein dickerer Film, der zukünftig gerechnet werden soll, die experimentellen Ergebnisse noch besser reproduziert.

### 5.6.2 Charakter der Zustände

Im Folgenden soll der Charakter der den Peaks zugrundeliegenden Zustände genauer untersucht werden. Die Unterteilung der Zustandsdichte in der Oberflächenlage in s-, p- und d-artige Anteile zeigt, dass beide Zustände A und B d-Zustände sind. Eine Zerlegung der spingemittelten Zustandsdichte in den Minoritäts- und den Majoritätsspinkanal ist in Abb. 5.10 (a) eingezeichnet. Eindeutig haben die beiden Peaks Minoritätsspincharakter. Für den Zustand A unterhalb der Fermienergie ergibt sich mit

$$P = \frac{DOS_{maj} - DOS_{min}}{DOS_{maj} + DOS_{min}} \quad (5.2)$$

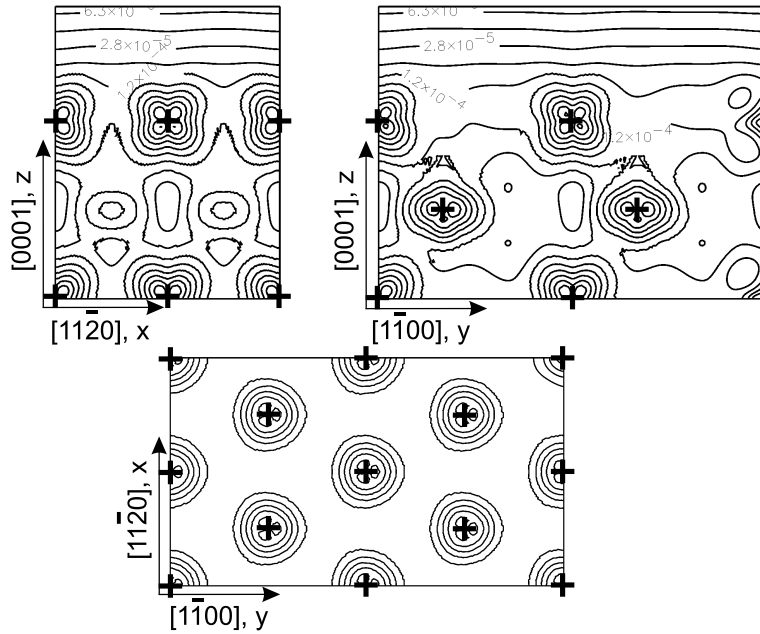
eine negative Spinpolarisation von -55 % für die fcc-Stapelfolge und von -65 % für die hcp-Stapelfolge.

Sieht man sich die Verteilung der lokalen Zustandsdichte an den Peakpositionen lagenabhängig an, so stellt man fest, dass der Zustand B ein Oberflächenzustand ist, da die Zustandsdichte in der mittleren Lage gegenüber der Oberflächenlage bereits auf die Hälfte reduziert ist. Dagegen zeigt die Zustandsdichte an der Peakposition des Zustands A oszillatorisches Verhalten mit einem Maximum an der Oberfläche, was eine Oberflächenresonanz vermuten lässt.<sup>13</sup>

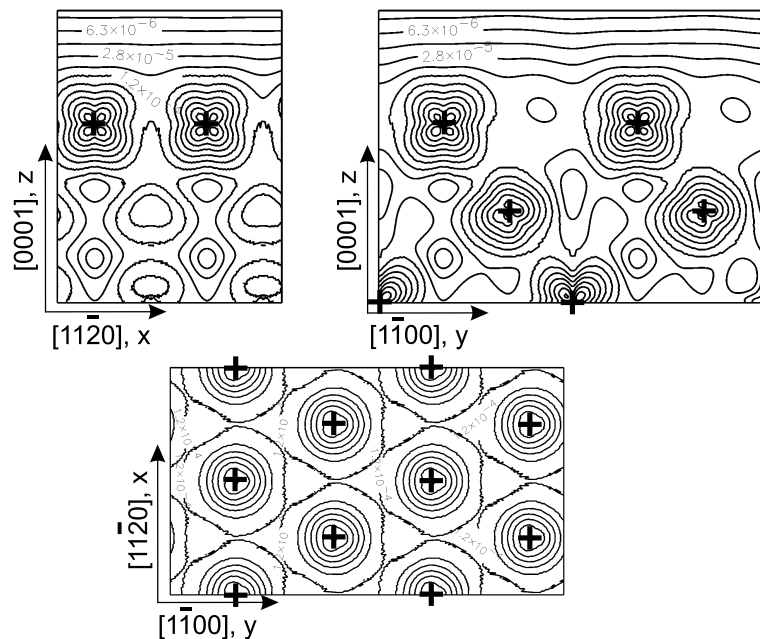
Die lokale Minoritätsspin-Zustandsdichte bei den beiden Peakenergien zeigen Abb. 5.11 und Abb. 5.12 in drei verschiedenen Schnitten entlang den in Abb. 5.9 eingezeichneten Kristallrichtungen. Identifiziert man die [0001]-Richtung mit der z-Achse, die [11 $\bar{2}$ 0]-Richtung mit der x-Achse und die [1 $\bar{1}$ 00]-Richtung mit der y-Achse, so ergeben sich gemäß der üblichen Bezeichnungen für die d-Orbitale von freien Atomen folgende Symmetrien für die beiden Zustände: Der Zustand A unterhalb der Fermienergie (Abb. 5.11) weist an den Atompositionen der Oberflächenlage für beide Stapelfolgen eine Mischung aus  $d_{zx}$ - und  $d_{zy}$ -artiger Symmetrie auf. Der Zustand B oberhalb der Fermienergie (Abb. 5.12) erinnert hingegen in beiden Fällen an eine  $d_{z^2-r^2}$ -Symmetrie. In allen vier

<sup>13</sup>Eine eindeutige Aussage würde erst durch die genannten Rechnungen an dickeren Filmen möglich.

**a) HCP / Peak A**



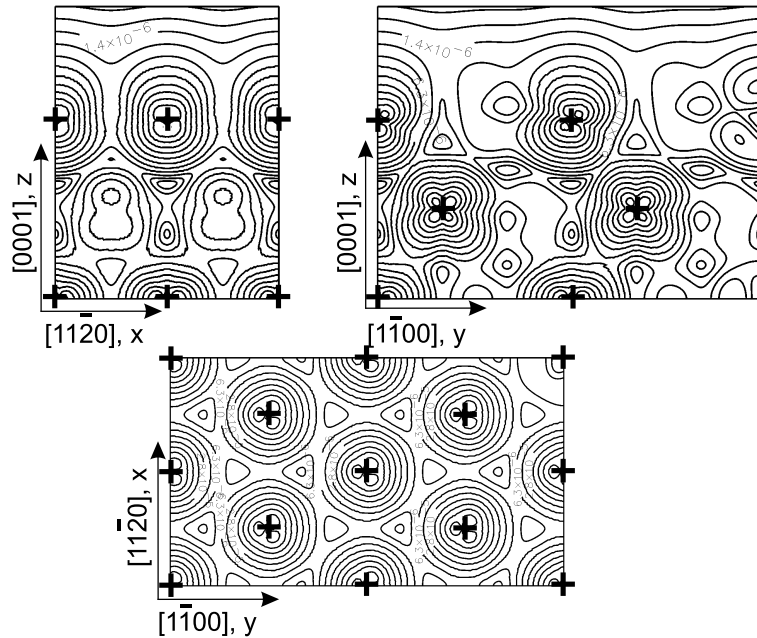
**b) FCC / Peak A**



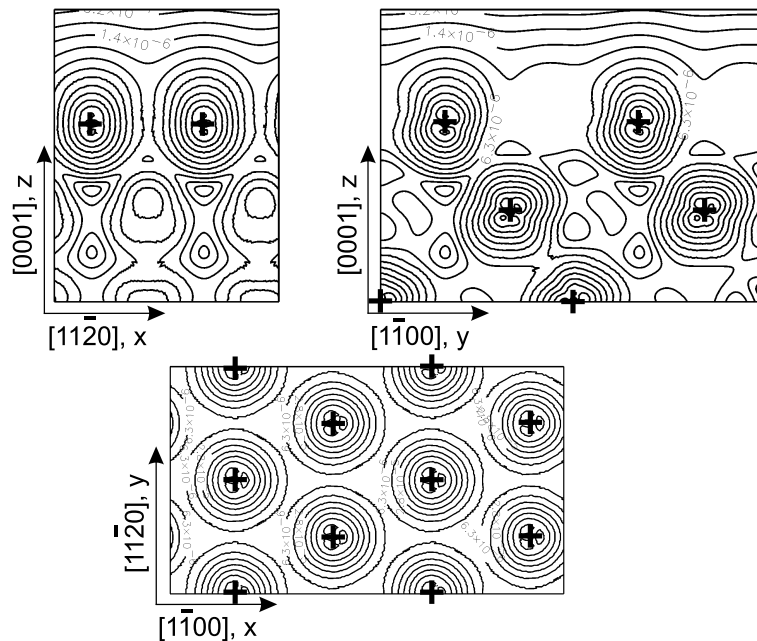
**Abb. 5.11:** Räumliche Verteilung der Minoritäts-Zustandsdichte für den Peak A. Die Schnitte verlaufen entlang den eingezeichneten Richtungen durch die mit + markierten Atompositionen (s. Abb. 5.9). Die vertikalen Schnitte reichen von der Filmmitte (unten) bis zu einem vakuumseitigen Abstand von 2.5 Å von der Oberflächenlage (oben). Die lateralen Schnitte liegen in der Oberflächenlage. Das benutzte Energiefenster beträgt 30 meV. (a) hcp(0001):  $E = -315$  meV. (b) fcc(111):  $E = -230$  meV.



① HCP / Peak B



② FCC / Peak B



**Abb. 5.12:** Räumliche Verteilung der Minoritäts-Zustandsdichte für den Peak B. Die Schnitte verlaufen entlang den eingezeichneten Richtungen durch die mit + markierten Atompositionen (s. Abb. 5.9). Die vertikalen Schnitte reichen von der Filmmitte (unten) bis zu einem vakuumseitigen Abstand von  $2.5 \text{ \AA}$  von der Oberflächenlage (oben). Die lateralen Schnitte liegen in der Oberflächenlage. Das benutzte Energiefenster beträgt  $30 \text{ meV}$ . (a) hcp(0001):  $E = +150 \text{ meV}$ . (b) fcc(111):  $E = +120 \text{ meV}$ .

Fällen ist die lokale Zustandsdichte in der 1. Lage unter der Oberfläche deutlich verschieden von der in der Oberflächelage. Zusätzlich unterscheiden sich die fcc- und die hcp-Stapelfolge bei beiden Peaks in der Ausrichtung der Zustände der 1. Lage unter der Oberfläche. Dies ist für Peak A besonders deutlich und zeigt offensichtlich eine unterschiedliche Ankopplung der d-artigen Oberflächenzustände an die Volumenlagen. Diese unterschiedliche Ankopplung ist vermutlich die Ursache der unterschiedlichen Peakhöhen und -Breiten in hcp- und fcc-Bereichen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der Peak unterhalb der Fermienergie für beide Stapelfolgen von einem  $d_{zx}/d_{zy}$ -artigen Minoritätsspinzustand herrührt, während der Peak oberhalb der Fermienergie für beide Stapelfolgen durch einen  $d_{z^2-r^2}$ -artigen Minoritätsspinzustand verursacht wird.

Der Unterschied zwischen den beiden Stapelfolgen zeigt sich in unterschiedlichen Intensitäten der Zustandsdichte im Vakuum, die vermutlich durch eine unterschiedliche Ankopplung der Zustände an die Volumenlage verursacht werden.

In der Literatur findet man für die elektronische Struktur der Co(0001)-Oberfläche, und insbesondere für den Charakter der Oberflächenzustände, sowohl von theoretischer als auch von experimenteller Seite kontroverse Resultate [192, 212–217]. Die Veröffentlichungen beschäftigen sich dabei ausschließlich mit der hcp-Phase. Insbesondere sind in der Literatur keine Rechnungen für die fcc(111)-Oberfläche zu finden. Hier soll nur auf eine dieser Veröffentlichungen kurz eingegangen werden, bei der ebenfalls von einem Minoritätsspin-Oberflächenzustand knapp unterhalb der Fermienergie berichtet wird [212]. Die Autoren finden mittels SP-RTS auf einer Co/Cu/Co-sandwich-Struktur einen spinpolarisierten Peak bei -430 meV. Durch Bandstrukturechnungen mittels FLAPW-Methode an einem 7 ML Co(0001)-Film wird der Peak, wie in dieser Arbeit, einem Minoritätsspin-Oberflächenzustand zugeordnet. Im Gegensatz zu der hier gefundenen  $d_{zx}/d_{zy}$ -artigen Symmetrie dieses Zustandes berichten die Autoren jedoch von einer reinen  $d_{z^2-r^2}$ -artigen Symmetrie. Vermutlich wird diese Diskrepanz dadurch hervorgerufen, dass die Autoren nur die vom  $\Gamma$ -Punkt herrührende Zustandsdichte berücksichtigen, was zwar im Rahmen der WKB-Näherung nach (2.11) sinnvoll ist, jedoch nicht durch das detailliertere Tersoff-Hamann-Modell (s. Kap. 2) gefordert wird. Experimentell wurde ein Oberflächenzustand bei ca. -300 meV bereits in frühen ARUPS-Messungen nachgewiesen, dort jedoch einem sp-artigen Zustand zugeordnet [214].

### 5.7 Zusammenfassung und Ausblick

Durch Tempern von 2-3 ML Co/W(110) bei Temperaturen von etwa 600 K wurden dreidimensionale Co-Inseln präpariert. Auf den 5-10 ML hohen Inseln findet man mittels RTS zwei Zustände in der Nähe der Fermienergie bei -350 meV und bei 150 meV. Die Zustände reagieren extrem sensitiv auf Bedeckungen mit O<sub>2</sub> im Submonolagenbereich und werden durch eine Monolage O komplett unterdrückt. Durch Berechnung der Zustandsdichte mittels lokaler Dichtenäherung kann der unterhalb der Fermienergie liegende Zustand einem  $d_{zx}/d_{zy}$ -artigen Minoritätsspinzustand (vermutlich eine Oberflächenresonanz), der oberhalb der Fermienergie liegende Zustand dagegen einem  $d_{z^2-r^2}$ -artigen Minoritäts-

spinzustand (vermutlich ein Oberflächenzustand) zugeordnet werden.

Interessanterweise findet man zwei spektroskopisch unterschiedliche Inselbereiche, die sich durch eine verschieden hohe Intensität des Peaks unterhalb der Fermienergie sowie eine verschiedene Breite dieses Peaks auszeichnen. Topographisch liegt bei beiden Inselbereichen eine hexagonale Anordnung der Atome vor. Die naheliegende Vermutung, dass es sich bei den beiden spektroskopisch unterschiedlichen Inseloberflächen um Bereiche mit unterschiedlicher Stapelfolge an der Oberfläche handelt, wird durch eine gute Übereinstimmung der für die beiden Stapelfolgen berechneten Spektren mit den gemessenen Spektren stark unterstützt. Der  $d_{zx}/d_{zy}$ -artige Minoritätsspinzustand der hcp-gestapelten Oberfläche erscheint in der Vakuumzustandsdichte als schmalerer und höherer Peak als der entsprechende Zustand der fcc-gestapelten Oberfläche. Durch diesen elektronischen Unterschied sind die beiden Stapelfolgen mittels RTS spektroskopisch unterscheidbar. Für den Anteil der hcp-gestapelten Oberfläche relativ zur Gesamtinseloberfläche ergeben sich 25 %, so dass auf den Inseln höchstwahrscheinlich vornehmlich fcc-Stapelfolgen vorliegen.

Nach den FLAPW-Rechnungen erwartet man eine stark negative Spinpolarisation des unterhalb der Fermienergie liegenden Zustands. Sie beträgt -55 % für die fcc-Stapelfolge und -65 % für die hcp-Stapelfolge. Die hier gezeigte spektroskopische Unterscheidbarkeit von Co-Inseln mit fcc- und hcp-Stapelfolge erlaubt es daher in zukünftigen Experimenten, die Abhängigkeit der Spinpolarisation von der Stapelfolge mittels SP-RTS direkt nachzuweisen, z.B. mit folgendem Experiment. Für Co-Inseln, wie sie hier präpariert wurden, erwartet man eine Ausrichtung der Magnetisierung in der Ebene [107, 201]. Die Magnetisierung der Inseln soll nun durch Anlegen eines Magnetfeldes aus der Ebene herausgezungen werden. Mit Cr bedampfte, antiferromagnetische RTM-Spitzen sind bei Schichtdicken  $< 50$  ML sensitiv auf die senkrechte Komponente der Magnetisierung [15, 38]. Da die Spitze durch äußere Magnetfelder bis mindestens 800 mT nicht beeinflusst wird [15, 38], kann die Magnetisierung der Co-Inseln durch ein Magnetfeld von  $B_{\perp} \approx 400$  mT (s.u.) sowohl parallel als auch antiparallel zur nicht geänderten Spinorientierung der Spitze ausgerichtet werden. Der resultierende Unterschied des Tunnelwiderstands zwischen den beiden relativen Orientierungen entspricht dann der Spinpolarisation des vermessenen Zustandes [38]. Die Durchführung dieses Experiments auf fcc- und hcp-gestapelten Bereichen ergibt folglich das Verhältnis der Spinpolarisationen der beiden Stapelfolgen. Dieses kann mit den berechneten Werten verglichen werden. Mittels der in [200] für einen zweidimensionalen Film gemessenen Anisotropiekonstanten kann das für eine Ausrichtung nötige Magnetfeld  $B_{\perp}$  abgeschätzt werden. Die Energiedichte  $\epsilon$  bei senkrechter Ausrichtung der Magnetisierung ist

$$\epsilon = -\frac{J_s \cdot B_{\perp}}{\mu_0} + \frac{J_s^2}{\mu_0^2} + K_V + \frac{K_S}{t}. \quad (5.3)$$

Hierbei ist die potentielle Energie im Magnetfeld  $-J_s \cdot B_{\perp}/\mu_0$  mit der Sättigungsmagnetisierung  $J_s$ , die Streufeldenergie  $J_s^2/2\mu_0$ , die Volumenanisotropie  $K_V$  und die Oberflächenanisotropie  $K_S/t$  bei Filmdicke  $t$  berücksichtigt. Die Volumenanisotropie setzt sich dabei aus Kristallanisotropie  $K_V^{Kr}$  und magnetoelastischer Anisotropie  $K_V^{me}$  zusammen. Beide bevorzugen eine Ausrichtung der Magnetisierung senkrecht zur Filmebene.

Die Streufeldenergie bewirkt dagegen eine Ausrichtung in der Filmebene. Für  $K_V$  ergibt sich im Bedeckungsbereich  $<10$  ML ein Wert von  $-7.6 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ , für  $K_S$  ein Wert von  $0.1 \text{ mJ/m}^2$ ,<sup>14</sup> und die Sättigungsmagnetisierung von Co beträgt  $J_s = 1.82 \text{ T}$  [200]. Die mittlere Filmdicke der Inseln ist  $t = 1.5 \text{ nm}$  (s. Abb. 5.3 (c)). Mit der Bedingung  $\epsilon < 0$  lässt sich nun das für eine senkrecht zur Filmebene ausgerichtete Magnetisierung erforderliche Magnetfeld  $B_\perp$  zu  $400 \text{ mT}$  abschätzen. Solche Magnetfelder sind mit der neu aufgebauten Anlage leicht zugänglich (s. Kap. 3). Außerdem ist  $B_\perp$  in einem Bereich, in dem die antiferromagnetischen Cr-Spitzen noch nicht schalten. Das oben beschriebene Experiment ist also prinzipiell durchführbar und der Unterschied der Spinpolarisation von hcp- und fcc-Bereichen direkt messbar.

Eine weitere interessante Folgerung ergibt sich aus (5.3) für das notwendige  $B_\perp$ , um Bereiche mit unterschiedlicher Stapelfolge in die Magnetisierungsrichtung senkrecht zur Oberfläche zu zwingen. Aufgrund der kubischen Kristallsymmetrie ist  $K_V^{K^r}$  in der fcc-Stapelfolge um mehr als zwei Größenordnungen kleiner als in der hcp-Stapelfolge [196]. Die magnetoelastischen Anisotropiekonstanten sind dagegen relativ unabhängig von der Stapelfolge [218]. Da die Kristallanisotropie die senkrechte Ausrichtung der Magnetisierung unterstützt, erwartet man für fcc-gestapelte Bereiche ein größeres  $B_\perp$ , dass sich mit den aus [196, 200] resultierenden Werten  $K_V^{me} = -3.3 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ ,  $K_S = 0.1 \text{ mJ/m}^2$  und  $K_V^{K^r} = -0.26 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$  zu  $700 \text{ mT}$  abschätzen lässt. Im hcp-Bereich beträgt  $B_\perp$  dagegen nur  $400 \text{ mT}$  (s.o.). Man erwartet also, dass die fcc-Bereiche bei deutlich höheren Magnetfeldern vollständig senkrecht zur Oberfläche ausgerichtet werden als die hcp-Bereiche. Ein solcher Nachweis der durch die Stapelfolge beeinflussten magnetischen Schaltbarkeit wäre ein weiteres hochinteressantes Experiment am beschriebenen System Co/W(110).

---

<sup>14</sup> $K_V$  und  $K_S$  beinhalten auch die Anisotropiekonstanten 2. Ordnung.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Ein Großteil dieser Arbeit beschäftigte sich mit dem Aufbau einer Rastertunnelmikroskopie(RTM)-Anlage, die es erlaubt, Festkörperoberflächen bei Temperaturen von 300 mK bis 100 K im Ultrahochvakuum (UHV) bei einem Basisdruck von  $p < 1 \cdot 10^{-10}$  mbar und bei Magnetfeldern von bis zu 14 T zu untersuchen. Das RTM besitzt eine Basistemperatur von  $262 \pm 5$  mK mit einer Standzeit von 130 h. Verzichtet man auf das Pumpen am 1 K-Topf, so ergibt sich eine Basistemperatur von  $315 \pm 5$  mK mit einer Standzeit von 30 h. Die Anlage umfasst ein umfangreiches UHV-Kammer-System, in dem RTM-Proben und -Spitzen in situ ausgetauscht, und mittels unterschiedlichster Methoden präpariert und charakterisiert werden können. Unter anderem ist ein temperaturvariables System (35 K bis 450 K) zur Bestimmung der makroskopischen magnetischen Eigenschaften ferromagnetischer Strukturen mittels Magneto-Optischem Kerr-Effekt vorhanden, dessen Sensitivität es erlaubt, Materialmengen von weniger als 0.5 ML zu vermessen. Erste RTM-Messungen bei 315 mK zeigen ein z-Rauschen von deutlich unter  $5 \text{ pm}_{\text{pp}}$  sowohl ohne, als auch mit Magnetfeld. Auch im Spektroskopiemodus wird ein gutes Signal/Rausch-Verhältnis von ca. 20 erreicht. Dies lässt eine hohe Energieauflösung erwarten, die jedoch erst in nächster Zukunft demonstriert werden soll. Neben einer Anlage in Genf [26] ist dies weltweit erst die zweite funktionierende RTM-Anlage, die Temperaturen unter 1 K mit Ultrahochvakuumbedingungen und Magnetfeldern von bis zu 14 T kombiniert. Im Gegensatz zu der hier aufgebauten Anlage erlaubt die Anlage in Genf jedoch keine Ausheizbarkeit des Tieftemperaturbereichs.

In einem zweiten Teil der Arbeit wurde die lokale elektronische Zustandsdichte (*LDOS*) eines stark ungeordneten zweidimensionalen Elektronensystems (2DES) mittels Rastertunnelspektroskopie (RTS) bei 6 K und winkelaufgelöster Photoemissionsspektroskopie (ARUPS) bei Raumtemperatur untersucht. Aufwachsen von Co auf InAs(110) führt zu Inseln aus 30 bis 40 Atomen, die positiv, und aufgrund von Coulombblockade maximal einfach geladen sind. Die statistische Verteilung der geladenen Inseln und der kompensierenden Akzeptoren führt zu einem stark ungeordneten 2DES direkt an der Oberfläche. Aus den mittels RTS gemessenen Coulombblöcken der Inseln und statistischer Verteilung der kompensierenden Akzeptoren konnten die Fluktuationen des Unordnungspotentials zu 150 meV auf einer Längenskala von 40 nm abgeschätzt werden.

Schon die ARUPS-Messungen ließen ein aus Elektronen-Pfützen bestehendes 2DES vermuten. Diese Vermutung konnte mittels RTS bestätigt werden. Bei niedriger Energie sind nur die Mulden der Potentiallandschaft besetzt. Diese bilden Quantenpunkte mit s- und teilweise auch p-artigen Zuständen, die einen energetischen Abstand von etwa 20 meV und laterale Ausdehnungen von ca. 20 nm aufweisen. Bei höheren Energien wird ober-

halb einer Schwelle die gesamte Fläche mit *LDOS* „überflutet“. Dies wird auf Perkolations zurückgeführt. Das Überschreiten der Perkolationschwelle führt dabei zu einem abrupten Abfall der *LDOS*-Korrigation. Über den gesamten Perkolationsübergang wurde ein durch die Potentialunordnung bewirktes starkes Mischen der Elektronenwellenlängen gefunden, wodurch dominante Wellenlängen bei allen Energien fehlen. Dies ist vermutlich der Grund, warum sich das 2DES bezüglich der Perkolationschwelle näherungsweise klassisch verhält.

Anders als beim schwach ungeordneten 2DES werden aufgrund der starken Potentialunordnung in einem senkrechten Magnetfeld von bis zu 6 T weder Driftzustände in der *LDOS* noch Landauniveaus in der DOS beobachtet. Stattdessen findet man nur in der lokalen *LDOS* Peaks im Abstand der Landauenergie, die auf eine lokale Ausbildung von Landauniveaus hindeuten, wie bereits theoretisch vorausgesagt wurde [160].

Mit der aufgebauten Millikelvin-Anlage wird der gefundene Perkolationsübergang weitaus genauer zu untersuchen sein. Während zu typischen hier präsentierten *LDOS*-Bildern etwa 30 Zustände beitragen, wäre bei 300 mK prinzipiell die Abbildung einzelner Wellenfunktionen mit Lokalisierungslängen bis zu 150 nm möglich. Damit wäre insbesondere die zu erwartende fraktale Struktur der Elektronenzustände an der Perkolationschwelle direkt zu beobachten.

Schließlich wurde die elektronische Struktur von dreidimensionalen Kobaltinseln auf der (110)-Oberfläche von Wolfram mittels Raumtemperatur-RTS untersucht. In  $dI/dU$ -Kurven wurde ein Peak unterhalb, und ein Peak oberhalb der Fermienergie gefunden. Durch den Vergleich mit Rechnungen wurden die Peaks einer  $d_{zx}/d_{zy}$ -artigen Oberflächenresonanz bzw. einem  $d_{z^2-r^2}$ -artigen Oberflächenzustand zugeordnet. Beide Zustände sind Minoritätsspin-Zustände, wobei der  $d_{zx}/d_{zy}$ -artige Zustand eine negative Spinpolarisation von etwa -60 % aufweist. Interessanterweise findet man zwei spektroskopisch unterschiedliche Inseloberflächen. Durch eine unterschiedliche Ausprägung der Vakuumzustandsdichte des  $d_{zx}/d_{zy}$ -artigen Minoritätszustands konnten diese als hcp- oder fcc-gestapelt identifiziert werden.

# Literaturverzeichnis

- [1] R. Wiesendanger: *Scanning Probe Microscopy and Spectroscopy*. Cambridge University Press (1994).
- [2] C. J. Chen: *Introduction to Scanning Tunneling Microscopy*. Oxford University Press, New York, Oxford (1993).
- [3] D. A. Bonnell (ed.): *Scanning Tunneling Microscopy and Spectroscopy Theory, Techniques, and Applications*. VCH Publishers, Inc. (1993).
- [4] J. Carpenelli, H. Weitering, E. Plummer, R. Stumpf: *Direct observation of a surface charge density wave*. *Nature* **381**, 398 (1996).
- [5] J. M. Carpinelli, H. H. Weitering, M. Bartkowiak, R. Stumpf, E. W. Plummer: *Surface Charge Ordering Transition: alpha Phase of Sn/Ge(111)*. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2859 (1997).
- [6] L. Ottaviano, A. V. Melechko, S. Santucci, E. W. Plummer: *Direct Visualization of Defect Density Waves in 2D*. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1809 (2001).
- [7] J. Li, W.-D. Schneider, R. Berndt, B. Delley: *Kondo Scattering Observed at a Single Magnetic Impurity*. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2893 (1998).
- [8] H. Manoharan, C. Lutz, D. Eigler: *Quantum mirages formed by coherent projection of electronic structure*. *Nature* **403**, 512 (2000).
- [9] V. Madhavan, W. Chen, T. Jamneala, M. Crommie, N. Wingreen: *Tunneling into a Single Magnetic Atom: Spectroscopic Evidence of the Kondo Resonance*. *Science* **280**, 567 (1998).
- [10] E. Hudson, K. Lang, V. Madhavan, S. Pan, H. Eisaki, S. Uchida, J. Davis: *Interplay of magnetism and high- $T_c$  superconductivity at individual Ni impurity atoms in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* . *Nature* **411**, 920 (2001).
- [11] S. Pan, J. O'Neal, R. Badzey, C. Chamon, H. Ding, J. Engelbrecht, Z. Wang, H. Eisaki, S. Uchida, A. Gupta, K.-W. Ng, E. Hudson, K. Lang, J. Davis: *Microscopic electronic inhomogeneity in the high- $T_c$  superconductor  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* . *Nature* **413**, 282 (2001).

- [12] A. Yazdani, B. Jones, C. Lutz, M. Crommie, M. Eigler: *Probing the local effects of magnetic impurities on superconductivity*. Science **275**, 1767 (1997).
- [13] S. Heinze, M. Bode, A. Kubetzka, O. Pietzsch, X. Nie, S. Blügel, R. Wiesendanger: *Real-Space Imaging of Two-Dimensional Antiferromagnetism on the Atomic Scale*. Science **288**, 1805 (2000).
- [14] O. Pietzsch, A. Kubetzka, M. Bode, R. Wiesendanger: *Observation of Magnetic Hysteresis at the Nano-Scale by Spin Polarized Scanning Tunneling Spectroscopy*. Science **292**, 2053 (2001).
- [15] A. Kubetzka, M. Bode, O. Pietzsch, R. Wiesendanger: *Spin-Polarized Scanning Tunneling Microscopy with Antiferromagnetic Probe Tips*. Phys. Rev. Lett. **88**, 057201 (2002).
- [16] D. C. Tsui, H. L. Stormer, A. C. Gossard: *Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit*. Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982).
- [17] E. Abrahams, S. V. Kravchenko, M. Sarachik: Colloquium: *Metallic behavior and related phenomena in two dimensions*. Rev. Mod. Phys. **73**, 251 (2001).
- [18] Z. Fisk, D. Hess, C. Pethick, D. Pines, J. Smith, J. Thompson, J. Willis: *Heavy-Electron Metals: New Highly Correlated States of Matter*. Science **239**, 33 (1988).
- [19] M. Jourdan, M. Huth, H. Adrian: *Superconductivity mediated by spin fluctuations in the heavy-fermion compound UPd<sub>2</sub>Al<sub>3</sub>*. Nature **398**, 47 (1999).
- [20] T. Risemann *et al.*: *Observation of a square flux-line lattice in the unconventional superconductor Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub>*. Nature **396**, 242 (1998).
- [21] K. Ishida *et al.*: *Spin-triplet superconductivity in Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub> identified by <sup>17</sup>O Knight shift*. Nature **396**, 658 (1998).
- [22] M. Morgenstern, J. Klijn, C. Meyer, R. Wiesendanger: *Real-Space Observation of Drift States in a Two-Dimensional Electron System at High Magnetic Fields*. Phys. Rev. Lett. **90**, 056804 (2003).
- [23] B. Huckestein, B. Kramer, L. Schweitzer: *Characterization of the electronic states near the centres of the Landau bands under quantum Hall conditions*. Surf. Sci. **263**, 125 (1992).
- [24] D. Grundler: *Large Rashba Splitting in InAs Quantum Wells due to Electron Wave Function Penetration into the Barrier Layers*. Phys. Rev. Lett. **84**, 6074 (2000).
- [25] T. Matsuyama, R. Kürsten, C. Meißner, U. Merkt: *Rashba spin splitting in inversion layers on p-type bulk InAs*. Phys. Rev. B **61**, 15588 (2000).
- [26] M. Kugler, C. Renner, Ø. Fischer: *A <sup>3</sup>He refrigerated scanning tunneling microscope in high magnetic fields and ultrahigh vacuum*. Rev. Sci. Instrum. **71**, 1475 (2000).



- [27] M. Kugler, Ø. Fischer, C. Renner, S. Ono, Y. Ando: *Scanning Tunneling Spectroscopy of  $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$  : New Evidence for the Common Origin of the Pseudogap and Superconductivity*. Phys. Rev. Lett. **86**, 4911 (2001).
- [28] M. R. Eskildsen, M. Kugler, S. Tanaka, J. Jun, S. M. Kazakov, J. Karpinski, Ø. Fischer: *Vortex Imaging in the  $\pi$  Band of Magnesium Diboride*. Phys. Rev. Lett. **89**, 187003 (2002).
- [29] H. Sakata, N. Nishida, M. Hedo, K. Sakurai, Y. Inada, Y. Ōnuki, E. Yamamoto, Y. Haga: *Vortex Lattice and Quasiparticle Density of States in  $CeRu_2$  Studied by Scanning Tunneling Spectroscopy*. J. Phys. Soc. Japan **69**, 1970 (2000).
- [30] S. Datta, B. Das: *Electronic analog of the electro-optic modulator*. Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1989).
- [31] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, B. J. van Wees: *Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor*. Phys. Rev. B **62**, R4790 (2000).
- [32] E. I. Rashba: *Theory of electrical spin injection: Tunnel contacts as a solution of the conductivity mismatch problem*. Phys. Rev. B **62**, R16267 (2000).
- [33] D. Grundler: *Oscillatory Spin-Filtering due to Gate Control of Spin-Dependent Interface Conductance*. Phys. Rev. Lett. **86**, 1058 (2001).
- [34] O. Wunnicke, P. Mavropoulos, R. Zeller, P. H. Dederichs, D. Grundler: *Ballistic spin injection from  $Fe(001)$  into  $ZnSe$  and  $GaAs$* . Phys. Rev. B **65**, 241306 (2002).
- [35] R. M. Stroud, A. T. Hanbicki, Y. D. Park, G. Kioseoglou, A. G. Petukhov, B. T. Jonker, G. Itskos, A. Petrou: *Reduction of Spin Injection Efficiency by Interface Defect Spin Scattering in  $ZnMnSe/AlGaAs-GaAs$  Spin-Polarized Light-Emitting Diodes*. Phys. Rev. Lett. **89**, 166602 (2002).
- [36] L. Sacharow, M. Morgenstern, G. Bihlmayer, S. Blügel: *High spin polarization at the  $Fe/InAs(110)$  interface*. Phys. Rev. B (2003). Eingereicht.
- [37] R. Wiesendanger, H. Güntherodt, G. Güntherodt, R. Gambino, R. Ruf: *Observation of Vacuum Tunneling of Spin-Polarized Electrons with the STM*. Phys. Rev. Lett. **65**, 247 (1990).
- [38] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, R. Wiesendanger: *Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores*. Science **298**, 577 (2002).
- [39] V. Y. Aristov, G. L. Lay, P. Soukiassian, V. M. Zhilin, G. M. Grekh, H. J. Kim, R. L. Johnson, C. Giamichele: *Photoemission investigation of the 2D electron gas created at the  $InAs(110)$  surface*. Surf. Rev. Lett. **5**, 235 (1998).

## Literaturverzeichnis

- [40] V. Y. Aristov, G. L. Lay, L. T. Vinh: *Giant band bending induced by Ag on InAs(110) surfaces at low temperature*. Phys. Rev. B **47**, 2138 (1993).
- [41] M. Morgenstern, M. Getzlaff, D. Haude, R. L. Johnson, R. Wiesendanger: *Coverage dependence of the Fe-induced Fermi-level shift and the two-dimensional electron gas on InAs(110)*. Phys. Rev. B **61**, 13805 (2000).
- [42] M. Morgenstern, J. Klijn, C. Meyer, M. Getzlaff, R. Adelung, R. Römer, K. Rossnagel, L. Kipp, M. Skibowski, R. Wiesendanger: *Direkt Comparison between Potential Landscape and Local Density of States in a Disordered Two-Dimensional Elektron System*. Phys. Rev. Lett. **89**, 136806 (2002).
- [43] K. M. Lang, V. Madhavan, J. E. Hoffman, E. W. Hudson: *Imaging the granular structure of high- $T_c$  superconductivity in underdoped  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* . Nature **415**, 412 (2002).
- [44] M. Fäth, S. Freisem, A. A. Menovsky, Y. Tomioka, J. Aarts, J. A. Mydosh: *Spatially Inhomogeneous Metal-Insulator Transition in Doped Manganites*. Science **285**, 1540 (1999).
- [45] Y. Meir: *Percolation-Type Description of the Metal-Insulator Transition in Two Dimensions*. Phys. Rev. Lett. **83**, 3506 (1999).
- [46] S. He, X. C. Xie: *New Liquid Phase and Metal-Insulator Transition in Si MOS-FETs*. Phys. Rev. Lett. **80**, 3324 (1998).
- [47] R. A. Römer: *Percolation, Renormalization and the Quantum-Hall Transition*. In K. H. Hoffmann, M. Schreiber (eds.), *Computational Statistical Physics: From Billiards to Monte Carlo*. Springer (2001).
- [48] S. Trugman: *Localization, percolation, and the quantum Hall effect*. Phys. Rev. B **27**, 7539 (1983).
- [49] K. Buth: *Quantum Hall effect in intentionally disordered two-dimensional electron systems of GaAs/GaAlAs heterostructures*. Dissertation, Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg (2002).
- [50] A. Wachowiak: *Aufbau einer 300mK-Ultrahochvakuum-Rastertunnelmikroskopie-Anlage mit 14 Tesla Magnet und spinpolarisierte Rastertunnelspektroskopie an ferromagnetischen Fe-Inseln*. Dissertation, Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg (2003).
- [51] J. Tersoff, D. R. Hamann: *Theory and Application for the Scanning Tunneling Microscope*. Phys. Rev. Lett. **50**, 1998 (1983).
- [52] J. Tersoff, D. R. Hamann: *Theory of the STM*. Phys. Rev. B **31**, 805 (1985).
- [53] J. Bardeen: *Tunnelling from a Many-Particle Point of View*. Phys. Rev. Lett. **6**, 57 (1961).

- [54] F. Schwabl: *Quantenmechanik*. Springer, Berlin (1993).
- [55] V. A. Ukraintsev: *Data evaluation technique for electron-tunneling spectroscopy*. Phys. Rev. B **53**, 11176 (1996).
- [56] A. R. H. Clarke, J. B. Pethica, J. A. Nieminen, F. Besenbacher, E. Lægsgaard, I. Stensgaard: *Quantitative Scanning Tunneling Microscopy at Atomic Resolution: Influence of Forces and Tip Configuration*. Phys. Rev. Lett. **76**, 1276 (1996).
- [57] L. Olesen, M. Brandbyge, M. R. Sørensen, K. W. Jacobsen, E. Lægsgaard, I. Stensgaard, F. Besenbacher: *Apparent Barrier Height in Scanning Tunneling Microscopy*. Phys. Rev. Lett. **76**, 1485 (1996).
- [58] L. D. Bell, W. J. Kaiser, M. H. Hecht, F. J. Grunthaler: *Direct control and characterization of a Schottky barrier by scanning tunneling microscopy*. Appl. Phys. Lett. **52**, 278 (1988).
- [59] M. Weimer, J. Kramar, J. D. Baldeschieler: *Band bending and the apparent height in scanning tunneling microscopy*. Phys. Rev. B **39**, 5572 (1989).
- [60] M. Morgenstern, D. Haude, V. Gudmundsson, C. Wittneven, R. Dombrowski, C. Steinebach, R. Wiesendanger: *Low temperature scanning tunneling spectroscopy on InAs(110)*. J. Electron. Spectrosc. Relat. Phenom. **109**, 127 (2000).
- [61] W. A. Hofer, J. Redinger, A. Biedermann, P. Varga: *Limits of perturbation theory: first principles simulations of scanning tunneling microscopy scans on Fe(100)*. Surf. Sci. **466**, L795 (2000).
- [62] B. C. Stipe, M. A. Rezaei, W. Ho: *Localization of Inelastic Tunneling and the Determination of Atomic-Scale Structure with Chemical Specificity*. Phys. Rev. Lett. **82**, 1724 (1999).
- [63] C. J. Chen: *Tunneling matrix elements in three-dimensional space: The derivative rule and the sum rule*. Phys. Rev. B **42**, 8841 (1990).
- [64] R. Dombrowski, Chr. Steinebach, Chr. Wittneven, M. Morgenstern, R. Wiesendanger: *Tip-induced band bending by scanning tunneling spectroscopy of the states of the tip-induced quantum dot on InAs(110)*. Phys. Rev. B **59**, 8043 (1999).
- [65] M. Morgenstern: *Probing the Local Density of States of Dilute Electron Systems in Different Dimensions*. Surf. Rev. Lett. Im Druck.
- [66] D. Haude: *Rastertunnelspektroskopie auf der InAs(110)-Oberfläche: Untersuchungen an drei-, zwei-, und nulldimensionalen Elektronensystemen im Magnetfeld*. Dissertation, Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg (2001).
- [67] A. D. Mirlin: *Statistics of energy levels and eigenfunctions in disordered systems*. Phys. Rep. **326**, 259 (2000).

- [68] Oxford Instruments/Research Instruments, Tubney Woods, Abingdon, Oxon, OX13 SQX, England.
- [69] C. Wittneven, R. Dombrowski, S. H. Pan, R. Wiesendanger: *A low-temperature ultrahigh-vacuum scanning tunneling microscope with rotatable magnetic field*. Rev. Sci. Instrum. **68**, 3806 (1997).
- [70] O. Pietzsch, A. Kubetzka, D. Haude, M. Bode, R. Wiesendanger: *A low-temperature ultrahigh vacuum scanning tunneling microscope with a split-coil magnet and a rotary motion stepper motor for high spatial resolution studies of surface magnetism*. Rev. Sci. Instrum. **71**, 424 (2000).
- [71] S. H. Pan, E. W. Hudson, J. C. Davis:  *$^3\text{He}$  refrigerator based very low temperature scanning tunneling microscope*. Rev. Sci. Instrum. **70**, 1459 (1999).
- [72] J. W. G. Wildöer, A. van Oudenaarden, C. J. P. M. Harmans, H. van Kempen: *Scanning tunneling microscope tip as a positionable contact: Probing a Josephson-junction array at subkelvin temperatures*. J. Vac. Sci. Technol. B **16**, 2837 (1998).
- [73] A. P. Fein, J. R. Kirtley, R. M. Feenstra: *Scanning tunneling microscope for low temperature, high magnetic field, and spatially resolved spectroscopy*. Rev. Sci. Instrum. **58**, 1806 (1987).
- [74] S. H. Tessmer, P. I. Glicofridis, R. C. Ashoori, L. S. Levitov, M. R. Melloch: *Subsurface charge accumulation imaging of a quantum Hall liquid*. Nature **392**, 51 (1998).
- [75] S. Urazhdin, I. J. Maasilta, S. Chakraborty, I. Moraru, S. H. Tessmer: *High-scan-range cryogenic scanning probe microscope*. Rev. Sci. Instrum. **71**, 4170 (2000).
- [76] D. V. Pelekhov, J. B. Becker, J. G. Nunes: *Atomic force microscope for operation in high magnetic fields at millikelvin temperatures*. Rev. Sci. Instrum. **70**, 114 (1999).
- [77] P. Davidsson, H. Olin, M. Persson, S. Pehrson: *Design and operation of a low-temperature scanning tunneling microscope suitable for operation below 1 K*. Ultram. **42-44**, 1470 (1992).
- [78] H. Fukuyama, H. Tan, T. Handa, T. Kumakura, M. Morishita: *Construction of an ultra-low temperature scanning tunneling microscope*. Czechoslovak Journal of Physics **46**, 2847 (1996).
- [79] H. F. Hess, R. B. Robinson, J. V. Waszczak: *STM spectroscopy of vortex cores and the flux lattice*. Physica B **169**, 422 (1991).
- [80] N. Moussy, H. Courtois, B. Pannetier: *A very low temperature scanning tunneling microscope for the local spectroscopy of mesoscopic structures*. Rev. Sci. Instrum. **72**, 128 (2001).

- [81] C. Enss, S. Hunklinger: *Tieftemperaturphysik*. Springer, Berlin (2000).
- [82] T. R. Roberts, S. G. Sydorik: *Thermodynamic Properties of Liquid Helium Three. I. The Specific Heat and Entropy*. Phys. Rev. **98**, 1672 (1955).
- [83] T. Matsui, H. Kambara, H. Fukuyama: *Development of a new ULT Scanning Tunneling Microscope at University of Tokyo*. J. Low Temp. Phys. **121**, 803 (2000).
- [84] *Vacseal*. Space Environment Laboratories, 1061 Boulder, Colorado 80306, USA.
- [85] *Macor*. Eingetragenes Warenzeichen der Firma Corning Glass Works.
- [86] V. J. Johnson (ed.): *Properties of Materials at Low Temperatures*. Pergamon Press Oxford (1961).
- [87] J. Klijn, L. Sacharow, C. Meyer, S. Blügel, M. Morgenstern, R. Wiesendanger: *STM measurements on the InAs(110) surface directly compared with surface electronic structure calculations*. Phys. Rev. B (2003). Eingereicht.
- [88] *EBL# 4*. Staveley Sensors Inc., East Hartford, CT, USA.
- [89] S. H. Pan, E. W. Hudson, J. C. Davis: *Vacuum tunneling of superconducting quasiparticles from atomically sharp scanning tunneling microscope tips*. Appl. Phys. Lett. **73**, 2992 (1998).
- [90] M. Morgenstern, D. Haude, J. Klijn, R. Wiesendanger: *Coulomb pseudogap caused by partial localization of a three-dimensional electron system in the extreme quantum limit*. Phys. Rev. B **66**, 121102 (2002).
- [91] C. Meyer: *Untersuchung des Wachstums von Niob auf InAs(110) mittels Rastertunnelmikroskopie*. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg (2000).
- [92] M. von Ardenne: *Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie* Band II. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin (1956).
- [93] Osram, Halogen Halostar, Typ 54, Kontaktabstand GY6.35.
- [94] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, D. Ferrand: *Zener Model Description of Ferromagnetism in Zinc-Blende Magnetic Semiconductors*. Science **287**, 1019 (2000).
- [95] H.-J. Elmers: *Magnetismus dünner Filme*. In: *Magnetische Schichtsysteme*, Kapitel B1. Ferienkurse Forschungszentrum Jülich (1999).
- [96] C. Bean, J. Livingston: *Superparamagnetism*. J. Appl. Phys. **30**, 120S (1959).
- [97] Y. Park, S. Adenwalla, G. Felcher, S. Bader: *Superparamagnetic relaxation of Fe deposited on MgO(001)*. Phys. Rev. B **52**, 12779 (1995).

## Literaturverzeichnis

- [98] F. Meier: *Aufbau eines temperaturvariablen MOKE-Systems zur Charakterisierung ultradünner Schichten im Ultrahochvakuum*. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg (2002).
- [99] A. Hubert, R. Schäfer: *Magnetic Domains, The Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer Verlag, Berlin (1998).
- [100] VAC: *Weichmagnetische Werkstoffe und Halbzeuge*. Tech. rep., VAC Vakuumschmelze Hanau (1998).
- [101] *Konti-Kryostat*. CryoVac GmbH & Co. KG, D-53842 Troisdorf.
- [102] *CryoVac, schriftlicher Kontakt*.
- [103] H. Frey: *Tieftemperaturtechnologie*. VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf (1981).
- [104] M. Bode: *Strukturelle und lokale elektronische Eigenschaften ultradünner Eisenfilme auf W(110)*. Dissertation, Universität Hamburg (1996).
- [105] J. Hauschild, U. Gradmann, H. Elmers: *Perpendicular magnetization and dipolar antiferromagnetism in double nanostripe arrays of Fe(110) on W(110)*. Appl. Phys. Lett. **72**, 3211 (1998).
- [106] U. Gradmann, G. Liu, H. Elmers, M. Przybylski: *The ferromagnetic monolayer Fe(110) on W(110)*. Hyperfine Interactions **57**, 1845 (1990).
- [107] G. Garreau, M. Farle, E. Beaupaire, K. Baberschke: *Curie temperature and morphology in ultrathin Co/W(110) films*. Phys. Rev. B **55**, 330 (1997).
- [108] M. B. Isichenko: *Percolation, statistical topography, and transport in random media*. Rev. Mod. Phys. **64**, 961 (1992).
- [109] D. Stauffer: *Introduction to Percolation Theory*. Taylor & Francis (1985).
- [110] S. Sondhi, S. Girvin, J. Carini, D. Shahar: *Continuous quantum phase transitions*. Rev. Mod. Phys. **69**, 315 (1997).
- [111] S. N. Mott: *Metal-Insulator Transitions*. Taylor and Francis (1990).
- [112] E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, T. V. Ramakrishnan: *Scaling Theory of Localization: Absence of Quantum Diffusion in Two Dimensions*. Phys. Rev. Lett. **42**, 673 (1979).
- [113] K. Eng, X. G. Feng, D. Popović, S. Washburn: *Effects of a Parallel Magnetic Field on the Metal-Insulator Transition in a Dilute Two-Dimensional Electron System*. Phys. Rev. Lett. **88**, 136402 (2002).
- [114] A. Punnoose, A. M. Finkel'stein: *Dilute Electron Gas near the Metal-Insulator Transition: Role of Valleys in Silicon Inversion Layers*. Phys. Rev. Lett. **88**, 16802 (2002).

- [115] X. G. Feng, D. Popović, S. Washburn, V. Dobrosavljević: *Novel Metallic Behavior in Two Dimensions*. Phys. Rev. Lett. **86**, 2625 (2001).
- [116] S. S. Safonov, S. H. Roshko, A. K. Savchenko, A. G. Pogosov, Z. D. Kvon: „*Metallic“ and „Insulating“ Behavior of the Two-Dimensional Electron Gas on a Vicinal Surface of Si MOSFET’s*. Phys. Rev. Lett. **86**, 272 (2001).
- [117] Y. Meir: *Two-species percolation and scaling theory of the metal-insulator transition in two dimensions*. Phys. Rev. B **61**, 16470 (2000).
- [118] J. Shi, X. C. Xie: *Droplet State and the Compressibility Anomaly in Dilute 2D Electron Systems*. Phys. Rev. Lett. **88**, 86401 (2002).
- [119] G. Eytan, Y. Yayon, M. Rappaport, H. Shtrikman, I. Bar-Joseph: *Near-Field Spectroscopy of a Gated Electron Gas: A Direct Evidence for Electron Localization*. Phys. Rev. Lett. **81**, 1666 (1998).
- [120] S. Ilani, A. Yacoby, D. Mahalu, H. Shtrikman: *Microscopic Structure of the Metal-Insulator Transition in Two Dimensions*. Science **292**, 1354 (2001).
- [121] R. Zallen: *The Physics of Amorphous Solids*. John Wiley & Sons (1983).
- [122] R. Zallen, H. Scher: *Percolation on a Continuum and the Localization-Delocalization Transition in Amorphous Semiconductors*. Phys. Rev. B **12**, 4471 (1971).
- [123] P. W. Anderson: *Absence of Diffusion in Certain Random Lattices*. Phys. Rev. **109**, 1492 (1958).
- [124] T. Koslowski, W. von Niessen: *Quantum percolation on a face-centered-cubic lattice*. Phys. Rev. B **44**, 9926 (1991).
- [125] A. Kaneko, T. Ohtsuki: *Three-Dimensional Quantum Percolation Studied by Level Statistics*. J. Phys. Soc. Japan **68**, 1488 (1999).
- [126] R. Berkovits, Y. Avishai: *Spectral statistics near the quantum percolation threshold*. Phys. Rev. B **53**, R16125 (1996).
- [127] Y. Shapir, A. Aharony, A. Brooks Harris: *Localization and Quantum Percolation*. Phys. Rev. Lett. **49**, 486 (1982).
- [128] L. J. Root, J. D. Bauer, J. L. Skinner: *New approach to localization: Quantum connectivity*. Phys. Rev. B **37**, 5518 (1988).
- [129] S. N. Evangelou: *Quantum percolation and the Anderson transition in dilute systems*. Phys. Rev. B **27**, 1397 (1982).
- [130] C. M. Soukoulis, G. S. Grest: *Localization in two-dimensional quantum percolation*. Phys. Rev. B **44**, 4685 (1991).

- [131] G. Haldas, A. Kolek, A. W. Stadler: *Fractal-to-Euclidean Crossover in Quantum Percolation*. phys. stat. sol. (b) **230**, 249 (2002).
- [132] Y. Meir, A. Aharony, A. Brooks Harris: *Delocalization Transition in Two-Dimensional Quantum Percolation*. Europhys. Lett. **10**, 275 (1989).
- [133] J. Pimentel, S. de Queiroz: *A model for competition between ,classical‘ and ,quantum‘ percolation effects in disordered electronic systems*. J. Phys. A **22**, L345 (1989).
- [134] T. Koslowski, W. von Niessen: *Mobility edges for the quantum percolation problem in two and three dimensions*. Phys. Rev. B **42**, 10342 (1990).
- [135] D. Daboul, I. Chang, A. Aharony: *Series expansion study of quantum percolation on the square lattice*. Eur. Phys. J. B **16**, 303 (2000).
- [136] J. Friedel: *On the cross-over from percolation to conduction in a random potential*. J. Phys. L. **37**, L9 (1976).
- [137] K. C. Chang, T. Odagaki: *Localization and tunneling effects in percolating systems*. Phys. Rev. B **35**, 2598 (1987).
- [138] A. K. Gupta, A. K. Sen: *Study of percolation in the presence of tunneling bonds*. Physica A **215**, 1 (1995).
- [139] U. Merkt, S. Oelting: *Simple description of nonparabolic two-dimensional subbands*. Phys. Rev. B **35**, 2460 (1987).
- [140] M. Morgenstern, R. Dombrowski, C. Wittneven, R. Wiesendanger: *Landau level quantization measured with scanning tunneling spectroscopy on n-InAs(110)*. phys. stat. sol. (b) **210**, 845 (1998).
- [141] D. Long: *Energy Bands in Semiconductors*. Interscience (1968).
- [142] J. R. Chelikowsky, M. L. Cohen: *Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors*. Phys. Rev. B **13**, 556 (1976).
- [143] CrysTec GmbH.
- [144] J. S. Blakemore: *Solid State Physics*. Cambridge University press (1985).
- [145] W. Mönch: *Semiconductor Surfaces and Interfaces*. Springer (1993).
- [146] D. J. Chadi: *(110) surface atomic structures of covalent and ionic semiconductors*. Phys. Rev. B **19**, 2074 (1979).
- [147] C. Wittneven, R. Dombrowski, M. Morgenstern, R. Wiesendanger: *Scattering States of Ionized Dopants Probed by Low Temperature Scanning Tunneling Spectroscopy*. Phys. Rev. Lett. **81**, 5616 (1998).



- [148] M. Morgenstern, C. Wittneven, R. Dombrowski, R. Wiesendanger: *Spatial Fluctuations of the Density of States in Magnetic Fields Observed with Scanning Tunneling Spectroscopy*. Phys. Rev. Lett. **84**, 5588 (2000).
- [149] G. W. Gobeli, F. G. Allen: *Photoelectric Properties of Cleaved GaAs, GaSb, InAs, and InSb surfaces; Comparison with Si and Ge*. Phys. Rev. **137**, 245 (1965).
- [150] R. C. Weast (ed.): *Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press Inc., Boca Raton, Florida USA (1989).
- [151] Y. Y. Wei, J. Weis, K. v. Klitzing, K. Eberl: *Edge Strips in the Quantum Hall Regime Imaged by a Single-Electron Transistor*. Phys. Rev. Lett. **81**, 1674 (1998).
- [152] M. Getzlaff, M. Morgenstern, C. Meyer, R. Brochier, R. L. Johnson, R. Wiesendanger: *Nb-induced two-dimensional electron gas on n-InAs(110): Anomalous coverage dependence*. Phys. Rev. B **63**, 205305 (2001).
- [153] T. Ando: *Electronic properties of two-dimensional systems*. Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
- [154] T. Matsuyama: *Präparation und Charakterisierung von Nb/InAs(2DEG)/Nb-Kontakten*. Dissertation, Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg (1994).
- [155] M. G. Betti, V. Corradini, G. Bertoni, P. Casarini, C. Mariani, A. Abramo: *Density of states of a two-dimensional electron gas at semiconductor surfaces*. Phys. Rev. B **63**, 155315 (2001).
- [156] C. Metzner, M. Hofmann, G. H. Döhler: *Intersubband transitions of a quasi-two-dimensional electron gas in the strong disorder regime*. Phys. Rev. B **58**, 7188 (1998).
- [157] M. Hofmann, M. Bockstedte, O. Pankratov: *Efficient self-consistent method using basis splines for the investigation of interacting two-dimensional electrons in a random impurity potential*. Phys. Rev. B **64**, 245321 (2001).
- [158] J. Klijn: *Local density of states of the adsorbate-induced two-dimensional electron system studied at zero and strong magnetic fields*. Dissertation, Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg (2003).
- [159] X. C. Xie, Q. P. Li, S. Das Sarma: *Density of states and thermodynamic properties of a two-dimensional electron gas in a strong external magnetic field*. Phys. Rev. B **42**, 7132 (1990).
- [160] A. M. Rudin, I. Aleiner, L. I. Glazman: *Density of states of a two-dimensional electron gas in a nonquantizing magnetic field*. Phys. Rev. B **58**, 15698 (1998).

- [161] B. Voigtländer, G. Meyer, N. Amer: *Epitaxial growth of thin magnetic cobalt films on Au(111) studied by scanning tunneling microscopy*. Phys. Rev. B **44**, 10354 (1991).
- [162] M. Heinrich, P. Ebert, M. Simon, K. Urban, M. Lagally: *Temperature dependent vacancy concentrations on InP(110) surfaces*. J. Vac. Sci. Technol. A **13**, 1714 (1995).
- [163] M. Morgenstern, J. Wiebe, A. Wachowiak, M. Getzlaff, J. Klijn, L. Plucinski, R. L. Johnson, R. Wiesendanger: *Co/p-InAs(110): An island-induced two-dimensional electron system consisting of electron droplets*. Phys. Rev. B **65**, 155325 (2002).
- [164] V. L. Bonč-Bruevič, S. G. Kalašnikov: *Halbleiterphysik*. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften (1982).
- [165] P. J. M. van Bentum, R. T. M. Smokers, H. van Kempen: *Incremental Charging of Single Small Particles*. Phys. Rev. Lett. **60**, 2543 (1988).
- [166] R. P. Andres, T. Bein, M. Dorogi, S. Feng, J. I. Henderson, C. P. Kubiak, W. Mahoney, R. G. Osifchin, R. Reifenberger: *„Coulomb Staircase“ at Room Temperature in a Self-Assembled Molecular Nanostructure*. Science **272**, 1323 (1996).
- [167] M. Amman, S. Field: *Coulomb-blockade spectroscopy of gold particles imaged with scanning tunneling microscopy*. Phys. Rev. B **48**, 12104 (1993).
- [168] C. T. Black, M. T. Tuominen, M. Tinkham: *Voltage-activated charge motion measured by a mesoscopic two-tunnel-junction system*. Phys. Rev. B **50**, 7888 (1994).
- [169] U. Banin, Y. W. Cao, D. Katz, O. Millo: *Identification of atomic-like electronic states in indium arsenide nanocrystal quantum dots*. Nature **400**, 542 (1999).
- [170] D. V. Averin, A. N. K. and K. K. Likharev: *Theory of single-electron charging of quantum wells and dots*. Phys. Rev. B **44**, 6199 (1991).
- [171] M. Amman, R. Wilkins, E. Ben-Jacob, P. D. Maker, R. C. Jaklevic: *Analytic solution for the current-voltage characteristic of two mesoscopic tunnel junctions coupled in series*. Phys. Rev. B **43**, 1146 (1991).
- [172] B. Wang, H. Wang, H. Li, C. Zeng, J. G. Hou, X. Xiao: *Tunable single-electron tunneling behaviour of ligand-stabilized gold particles on self assembled monolayers*. Phys. Rev. B **63**, 35403 (2000).
- [173] J. G. A. Dubois, J. W. Gerritsen, S. E. Shafranjuk, E. J. G. Boon, G. Schmid, H. van Kempen: *Coulomb staircases and quantum size effects in tunneling spectroscopy on ligand-stabilized metal clusters*. Europhys. Lett. **33**, 279 (1996).
- [174] A. E. Hanna, M. Tinkham: *Variation of the Coulomb staircase in a two-junction system by fractional electron charge*. Phys. Rev. B **44**, 5919 (1991).

- [175] W. R. Smythe: *Static and Dynamic Electricity*. McGraw-Hill Book Company (1950).
- [176] J. D. Jackson: *Klassische Elektrodynamik*. De Gruyter (1982).
- [177] W. H. Halperin: *Quantum size effects in metal particles*. Rev. Mod. Phys. **58**, 533 (1986).
- [178] R. Desmicht, G. Faini, V. Cros, F. Fert, F. Petroff, A. Vaurès: *Point-contact electrodes to probe charging in individual ultrasmall cobalt clusters*. Appl. Phys. Lett. **72**, 386 (1998).
- [179] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë: *Quantum Mechanics*. John Wiley & Sons (1977).
- [180] B. I. Shlovskii: *Electronic Properties of Semiconductors*. Springer (1984).
- [181] J. Friedel, Nuovo Cimento **7**, 287 (1958).
- [182] R. Joynt, R. E. Prange: *Conditions for the quantum Hall effect*. Phys. Rev. B **29**, 3303 (1984).
- [183] R. E. Prange, S. M. Girvin: *The Quantum Hall Effect*. Springer (1990).
- [184] G. Prinz: *Magnetoelectronics*. Science **282**, 1660 (1998).
- [185] J. M. De Teresa, A. Bartélémy, A. Fert, J. P. Contour, R. Lyonnet, F. Montaigne, P. Seneor, A. Vaurès: *Inverse Tunnel Magnetoresistance in Co/SrTiO<sub>3</sub>/La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub>: New Ideas on Spin-Polarized Tunneling*. Phys. Rev. Lett. **82**, 4288 (1999).
- [186] J. M. De Teresa, A. Bartélémy, A. Fert, J. P. Contour, F. Montaigne, P. Seneor: *Role of Metal-Oxide Interface in Determining the Spin Polarization of Magnetic Tunnel Junctions*. Science **286**, 507 (1999).
- [187] M. Farle, Y. Henry, K. Ounadjela: *Magnetic anisotropy of epitaxial Co/Mn superlattices: An angular-dependent ferromagnetic resonance study*. Phys. Rev. B **53**, 11562 (1996).
- [188] S. A. Chambers, S. B. Anderson, H. W. Chen, J. H. Weaver: *Growth of metastable fcc Co on Ni(001)*. Phys. Rev. B **35**, 2592 (1987).
- [189] M. Bode, R. Pascal, M. Getzlaff, R. Wiesendanger: *Surface state of Gd(0001) films on W(110): scanning tunneling spectroscopy study*. Acta Physica Polonica A **93**, 273 (1998).
- [190] A. L. Vázquez de Parga, F. J. García-Vidal, R. Miranda: *Detecting Electronic States at Stacking Faults in Magnetic Thin Films by Tunneling Spectroscopy*. Phys. Rev. Lett. **85**, 4365 (2000).

## Literaturverzeichnis

- [191] A. Rabe, N. Memmel, A. Steltenpohl, T. Fauster: *Room-Temperature Instability of Co/Cu(111)*. Phys. Rev. Lett. **73**, 2728 (1994).
- [192] H. Knoppe, E. Bauer: *Electronic structure of ultrathin cobalt films on W(110)*. Phys. Rev. B **48**, 1794 (1993).
- [193] J. Bansmann, L. Lu, M. Getzlaff, M. Fluchtmann, J. Braun: *Epitaxial cobalt films on W(110)-an experimental and theoretical photoemission study with polarized synchrotron radiation*. Surf. Sci. **454**, 686 (2000).
- [194] J. Bansmann, L. Lu, V. Senz, A. Bettac, M. Getzlaff, K. W. Meiwes-Broer: *Structure and magnetism of self-organized Co islands*. Eur. Phys. J. D **9**, 461 (1999).
- [195] J. Bansmann, L. Lu, M. Getzlaff, M. Fluchtmann, J. Braun, K. H. Meiwes-Broer: *Magnetic linear dichroism in valence band photoemission-a technique to study electronic and magnetic properties*. J. Magn. Mater. **185**, 94 (1998).
- [196] M. Farle: *Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers*. Rep. Prog. Phys. **61**, 755 (1998).
- [197] R. W. G. Wyckoff: *Crystal Structures*. Wiley, New York (1963).
- [198] B. G. Johnson, P. J. Berlowitz, D. W. Goodman, C. H. Bartholomew: *The structural and chemisorptive properties of ultrathin cobalt overlayers on W(110) and W(100)*. Surf. Sci. **217**, 13 (1989).
- [199] J. G. Ociepa, P. J. Schultz, K. Griffiths, P. Norton: *Re-emitted positron energy spectroscopy from thin Co-Films on W(110)*. Surf. Sci. **225**, 281 (1990).
- [200] H. Fritzsche, J. Kohlhepp, U. Gradmann: *Epitaxial strain and magnetic anisotropy in ultrathin Co films on W(110)*. Phys. Rev. B **51**, 15933 (1995).
- [201] A. Bauer, A. Mühlig, T. Günther, M. Farle, K. B. und G. Kaindl: *Morphology and Curie temperature changes upon annealing of Co/W(110)*. Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **475**, 27 (1997).
- [202] E. Bauer: *private Mitteilung*.
- [203] M. Bode, R. Pascal, R. Wiesendanger: *STM-study of carbon-induced reconstructions on W(110): strong evidence for a surface lattice deformation*. Surf. Sci. **344**, 185 (1995).
- [204] R. Pascal, C. Zarnitz, M. Bode, M. Getzlaff, R. Wiesendanger: *Surface electronic structure of Gd(0001) films on W(110)*. Appl. Phys. A **65**, 603 (1997).
- [205] M. Bode, R. Pascal, M. Dreyer, R. Wiesendanger: *Nanostructural and local electronic properties of Fe/W(110) correlated by scanning tunneling spectroscopy*. Phys. Rev. B **54**, 8385 (1996).

- [206] M. E. Bride, R. M. Lambert: *Oxygen chemisorption, surface oxidation, and the oxidation of carbon monoxide on Co(0001)*. Surf. Sci. **82**, 413 (1979).
- [207] G. R. Castro, J. Kupperts: *Interaction of oxygen with hcp(0001) recrystallized cobalt surfaces*. Surf. Sci. **123**, 456 (1982).
- [208] K. E. Johnson, R. J. Wilson, S. Chiang: *Effects of Adsorption Site and Surface Stress on Ordered Structures of Oxygen Adsorbed on W(110)*. Phys. Rev. Lett. **71**, 1055 (1993).
- [209] M. Getzlaff, M. Bode, R. Pascal, R. Wiesendanger: *Adsorbates on Gd(0001): A combined scanning tunneling microscopy and photoemission study*. Phys. Rev. B **59**, 8195 (1999).
- [210] M. Getzlaff, J. Bansmann, G. Schönhense: *A study of the oxidation states of Co(0001)*. J. Magn. Magn. Mater. **140**, 729 (1995).
- [211] C. Rath, J. E. Prieto, S. Müller, R. Miranda, K. Heinz: *hcp-to-fcc switch in thin cobalt films induced by Cu capping*. Phys. Rev. B **55**, 10791 (1997).
- [212] S. N. Okuno, T. Kishi, K. Tanaka: *Spin-Polarized Tunneling Spectroscopy of Co(0001) Surface States*. Phys. Rev. Lett. **88**, 066803 (2002).
- [213] T. Kishi, S. N. Okuno, K. Tanaka, K. Inomata: *Spin-Dependent Electronic Structure and Theoretical SP-STM Images for Co(0001) Film*. IEEE Transactions on Magnetism **36**, 2972 (2000).
- [214] F. J. Himpsel, D. E. Eastman: *Intrinsic  $\Lambda_1$ -symmetry surface state on Co(0001)*. Phys. Rev. B **20**(8), 3217 (1979).
- [215] C. Li, A. J. Freeman, C. L. Fu: *Electronic structure and magnetic properties of the hcp Co(0001) surface*. J. Magn. Magn. Mater. **94**, 134 (1991).
- [216] E. Wetli, T. J. Kreuz, H. Schmid, T. Greber, J. Osterwalder, M. Hochstrasser: *High-resolution photoemission study of hcp-Co(0001)*. Surf. Sci. **402-404**, 551 (1998).
- [217] C. Math, J. Braun, M. Donath: *Unoccupied spin-split surface state on Co(0001): experiment and theory*. Surf. Sci. **482-485**, 556 (2001).
- [218] C. H. Lee, H. He, F. J. Lamelas, W. Vavra, C. Uher, R. Clarke: *Magnetic anisotropy in epitaxial Co superlattices*. Phys. Rev. B **42**, 1066 (1990).

*Literaturverzeichnis*

## Veröffentlichungen

1. J. Wiebe, Chr. Meyer, J. Klijn, M. Morgenstern, R. Wiesendanger: *From Quantized States to Percolation: Scanning Tunneling Spectroscopy of a Strongly Disordered Two-Dimensional Electron System*. Phys. Rev. B (2003).
2. R. Wiesendanger, M. Bode, A. Kubetzka, O. Pietzsch, M. Morgenstern, A. Wachowiak, J. Wiebe: *Fundamental studies of magnetism down to the atomic scale: present status and future perspectives of spin-polarized scanning tunneling microscopy*. ICM 2003 Conference Proceedings , Eingereicht bei J. Magn. Magn. Mater. (2003).
3. A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, R. Wiesendanger: *Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores*. Science **298**, 577 (2002).
4. M. Morgenstern, J. Wiebe, A. Wachowiak, M. Getzlaff, J. Klijn, L. Plucinski, R.L. Johnson, R. Wiesendanger: *Co on p-InAs(110): An island-induced two-dimensional electron system consisting of electron droplets*. Phys. Rev. B **65**, 155325 (2002).
5. M. Morgenstern, M. Getzlaff, J. Klijn, Ch. Meyer, A. Wachowiak, J. Wiebe, L. Plucinski, R.L. Johnson, R. Adelung, K. Roßnagel, and R. Wiesendanger: *Photoemission on two-dimensional electron systems..* HASYLAB annual report 2000, p. 297.

Folgende Veröffentlichungen stehen nicht im Zusammenhang mit der vorliegenden Arbeit:

6. M. Foerste, H. Guenther, O. Riediger, J. Wiebe, G. zu Putlitz: *Temperature dependent mobility measurements of alkali-earth ions in superfluid helium ( $^4\text{He}$ )*. J. Low Temp. Phys. **110**, 231 (1998).
7. M. Foerste, H. Guenther, O. Riediger, J. Wiebe, G. zu Putlitz: *Ions and atoms in superfluid helium ( $^4\text{He}$ ). IV. Temperature dependence of the mobility of alkali earth ions*. Z. Phys. B **104**, 317 (1997).

## Präsentationen

1. J. Wiebe: *Planning of a 300 mK-UHV-Scanning Tunneling Microscope*. Workshop des Graduiertenkollegs „Physik nanostrukturierter Festkörper“, Niederkleeveez, Germany, Mai 1999 (Vortrag).
2. A. Wachowiak, J. Wiebe, D. Haude, M. Morgenstern, und R. Wiesendanger: *Aufbau einer (300 mK / 14 T)-Rastertunnelmikroskopie-Anlage*. Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Regensburg, Germany, März 2000 (Poster).
3. J. Wiebe: *Planung und Aufbau einer 300mK-UHV-Rastertunnelmikroskopie-Anlage mit 14T-Magnet*. Ringvorlesung: Graduiertenkolleg „Physik nanostrukturierter Festkörper“ (Physik der Mikrostrukturen), Hamburg, Germany, July 2000 (Vortrag).
4. J. Wiebe and A. Wachowiak: *Planning and Assembly of a 300mK-UHV-Scanning-Tunneling-Microscope with 14T-magnet*. Workshop des Graduiertenkollegs „Physik nanostrukturierter Festkörper“, Schwerin, Germany, Oktober 2000 (Vortrag).
5. J. Wiebe, M. Morgenstern, A. Wachowiak, D. Haude, and R. Wiesendanger: *An Ultra High Vacuum-300mK-Scanning Tunneling Microscope for Local Measurements of the Density of States on InAs(110)*. 1st International Workshop on Nanoscale Spectroscopy and its Applications to Semiconductor Research, Trieste, Italy, Dezember 2000 (Vortrag).
6. J. Wiebe, M. Morgenstern, M. Getzlaff, D. Haude, J. Klijn, Chr. Meyer, A. Wachowiak, R. Wiesendanger, R. Brochier, L. Plucinks, R. L. Johnson, R. Adelung, L. Kipp, and M. Skibowski: *The near-surface two-dimensional electron system on InAs(110) investigated by scanning tunneling spectroscopy and photoelectron spectroscopy*. 11th International Conference on Scanning Tunneling Microscopy/Spectroscopy and Related Techniques STM '01, Vancouver, Canada, July 2001 (Poster).
7. J. Wiebe, J. Klijn, A. Wachowiak, M. Morgenstern, D. Haude, Chr. Meyer, F. Meier, and R. Wiesendanger: *Scanning Tunneling Spectroscopy on Semiconductor Hybrid Systems*. Status-Seminar SFB 508 „Quantenmaterialien“, University of Hamburg, Germany, Oktober 2001 (Vortrag).
8. J. Wiebe, M. Morgenstern, A. Wachowiak, M. Getzlaff, J. Klijn, L. Plucinski, R. L. Johnson, und R. Wiesendanger: *Co-p-InAs(110): Ein durch Co-Inseln induziertes*



*zweidimensionales Elektronensystem bestehend aus Elektronenpfützen.* Frühjahrs-  
tagung des Arbeitskreises Festkörperphysik der Deutschen Physikalischen Gesell-  
schaft, Regensburg, Germany, März 2002 (Poster)

*Präsentationen*

# Danksagung

Hier möchte ich allen recht herzlich danken, die einen Beitrag zu dieser Arbeit geleistet haben.

Dr. Markus Morgenstern danke ich für die hervorragende und unermüdliche Betreuung dieser Arbeit. Seine unbeirrbar Begeisterung für die wissenschaftlichen Inhalte und die freundschaftliche, ermutigende Art haben ganz wesentlich zum Gelingen beigetragen.

Prof. Roland Wiesendanger danke ich für die Möglichkeit, in seiner Arbeitsgruppe eine Doktorarbeit durchführen zu können und die Bereitstellung eines einzigartigen wissenschaftlichen Umfeldes. Ohne seine umfassende Unterstützung wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Andre Wachowiak stand mir während der gesamten Arbeit als Partner beim Aufbau der Anlage und bei den Messungen zur Seite. Bei ihm bedanke ich mich für die schwäbisch-fröhliche Arbeitsatmosphäre, die er auch in schweren Zeiten, wenn Oxford mal wieder auf sich warten ließ, stets beibehielt. Allein wäre der Aufbau einer solchen Anlage sehr viel mühsamer gewesen.

Dr. Daniel Haude war der erste Ansprechpartner, wenn es um technische Fragen ging. Seine unbekümmerte Art mit technischen Problemen umzugehen („Muss man ausprobieren!“) hat oft bei Entscheidungen geholfen.

Focko Meier danke ich für die gute Zusammenarbeit beim Aufbau des MOKE-Systems und für seine Entscheidung, die Arbeit an der Anlage im Rahmen seiner Doktorarbeit fortzuführen. Dadurch ist es ihm und Daniel Haude möglich gewesen, in der Endphase dieser Arbeit erste Messungen bei Basistemperatur durchzuführen.

Lilli Sacharow danke ich für die Rechnungen mittels Dichtefunktionaltheorie auf dem System Co/W(110).

Christian Meyer stand mir am Anfang meiner Doktorarbeit als Diplomand zur Seite. Ihm und Jan Klijn sei für die Unterstützung bei Rechner-Problemen und an der 6K-Anlage gedankt.

Bei allen Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt möchte ich mich für die Unterstützung bei technischen Fragestellungen und die Anfertigung der zahllosen schönen Spezialteile für die Anlage bedanken. Auch den Mitarbeitern der Elektronik-Werkstatt sei gedankt.

Bei sämtlichen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Rasterelektromethoden bedanke ich mich für die gute Arbeitsatmosphäre.