

Rastertunnelspektroskopie auf der
InAs(110)-Oberfläche:
Untersuchungen an drei-, zwei- und
nulldimensionalen Elektronensystemen
im Magnetfeld

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Daniel Haude
aus Tübingen

Hamburg
2001

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. R. Wiesendanger

Prof. Dr. D. Heitmann

Prof. Dr. K. v. Klitzing

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. R. Wiesendanger

Prof. Dr. U. Merkt

Datum der Disputation:

8. Januar 2001

Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. F.-W. Büßer

Inhaltsangabe

Diese Arbeit befaßt sich mit der orts aufgelösten Untersuchung der lokalen Zustandsdichte auf der InAs(110)-Spaltfläche mit dem Rastertunnelmikroskop bei Temperaturen von 6 K. Messungen in Magnetfeldern von bis zu 6 T zeigen eine gegenüber dem feldfreien Fall stark inhomogene Verteilung der lokalen Zustandsdichte. Die Ursachen und Auswirkungen dieses Effekts werden im Zusammenhang mit Transportmessungen an dreidimensionalen Proben des gleichen Materials diskutiert. Eine mögliche Erklärung liefert ein qualitatives Lokalisierungsmodell, das die Transportanomalie im extremen Quantenlimites (EQL) als Einsatz einer Hallquantisierung – ähnlich dem zweidimensionalen Fall – interpretiert.

Am Anfang werden die Grundlagen wechselwirkender Elektronensysteme in ungeordneten Festkörpern und der theoretische Hintergrund der Rastertunnelspektroskopie eingeführt. Es folgt eine Beschreibung der verwendeten Apparatur, der Meßmethoden und des Probenmaterials. In den anschließenden Kapiteln werden zuerst die Transportmessungen und dann die Ergebnisse der Rastertunnelspektroskopie-Experimente behandelt. Die Resultate werden im Kontext früherer Interpretation der Hall-Anomalie am Übergang zum EQL ausführlich diskutiert.

Den Abschluß bildet die Beschreibung erster rastertunnelspektroskopischer Meßergebnisse an der mit geringen Mengen Eisen bedeckten InAs(110)-Oberfläche, die in quantitativer Übereinstimmung mit winkelaufgelöster Photoemissionsspektroskopie sowohl die Verschiebung des Oberflächen-Ferminiveaus um ~ -300 meV als auch die Ausbildung eines zweidimensionalen Oberflächen-Elektronensystems belegen.

Abstract

This work investigates spatially resolved measurements of the local density of states on the cleaved InAs(110) surface using the scanning tunneling microscope (STM). Low-temperature measurements at 6 K in magnetic fields of up to 6 T reveal a strongly inhomogeneous distribution of the density of states in comparison with the field-free situation. Origin and consequences of this phenomenon are discussed in relation to bulk transport measurements performed on the same sample material. A possible explanation is based on a qualitative localization model that describes the transport anomaly in the extreme quantum limit (EQL) as well as the STM data with a Hall quantization similar to the two-dimensional case.

The work opens with an introduction to the basic concepts of interacting electron systems in disordered solids and the theoretical background of scanning tunneling spectroscopy. Then comes a description of the apparatus, the experimental techniques, and

the sample material. The following chapters deal with the transport measurements and the scanning tunneling spectroscopy experiments. The results are discussed in the light of earlier interpretations of the Hall anomaly near the EQL transition.

I conclude with a treatment of scanning tunneling spectroscopy measurements on the lightly Fe-covered InAs(110) surface which, in quantitative agreement with angular resolved photoelectron spectroscopy, prove both an $\sim -300\text{meV}$ shift of the surface Fermi level and the formation of a two-dimensional electron system at the surface.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Elektronen im Halbleiter	3
2.1. Theoretische Beschreibung realer Elektronensysteme	3
2.2. Beweglichkeit, spezifischer Widerstand und Hall-Effekt	6
2.3. Landau-Quantisierung	9
2.3.1. Konsequenzen der Landauquantisierung	10
3. Rastertunnelmikroskopie	13
3.1. Funktionsweise des Mikroskops	13
3.2. Theorie der Rastertunnelspektroskopie	14
3.2.1. Eindimensionaler Tunneleffekt	14
3.2.2. Störungstheoretischer Ansatz	15
4. Instrumentierung	21
4.1. UHV-Kammer	21
4.2. Kryostat und Magnetsystem	23
4.3. Rastertunnelmikroskop	23
4.4. Elektronik	24
4.5. Meßmethoden	24
4.5.1. Topographie	25
4.5.2. Spektroskopie	25
4.5.3. dI/dU -Bilder	25
4.5.4. LDOS ₀ -Karten	26
4.6. Präparation	26
4.6.1. Die InAs(110)-Oberfläche	26
4.6.2. Spitzenpräparation	27
5. Die InAs-Probe	29
5.1. Eigenschaften des Volumenmaterials	29

5.2. Die (110)-Oberfläche	33
5.3. Das Probenmaterial	33
6. Transportmessungen am 3DES	36
6.1. Transport-Experiment	37
6.2. Interpretation der Meßergebnisse	40
7. RTS-Messungen an der (110)-Oberfläche	43
7.1. Spektroskopie der Oberfläche	43
7.1.1. Der spitzeninduzierte Quantenpunkt	44
7.1.2. Spektroskopie der Quantenpunkt-Landauniveaus	48
7.1.3. Leitfähigkeits-Karten	48
7.2. Einordnung der RTM-Daten	53
7.2.1. Herkunft des LDOS ₀ -Kontrastes	53
7.2.2. Einfluß des spitzeninduzierten Quantenpunktes	54
7.3. Interpretation der RTS-Daten	55
7.3.1. Zustandsdichte-Korrugation (3–4 T)	56
7.3.2. Bildung ausgedehnter Strukturen (ab 5 T)	59
7.3.3. Spekulationen über die Ursachen der LDOS ₀ -Korrugation	66
7.3.4. Ausblick	67
8. Adsorbat-induziertes 2DES	68
8.1. Präparation und Morphologie	68
8.2. Photoemissionsspektroskopie	71
8.2.1. Verschiebung des Fermi-niveaus	71
8.2.2. Bildung des 2DES	73
8.3. Rastertunnelspektroskopie	73
9. Zusammenfassung	77
A. Grenzen der Energieauflösung	79
A.1. Modulationsamplitude des Lock-In-Verstärkers	79
A.2. Elektrische Störungen	80
A.2.1. externe Störungen	80
A.2.2. Thermisches Rauschen	81
B. Topographische Abbildung	84
B.1. Atomare Skala	85

B.2. Mesoskopische Skala	85
Literaturverzeichnis	90
Veröffentlichungen	97
Präsentationen	98
Danksagung	99

1. Einleitung

Während Streu- und Interferenzphänomene quasifreier Elektronenwellen an Stufenkanten, Inselrändern oder manipulativ erzeugten Streugeometrien auf Metalloberflächen mit dem Rastertunnelmikroskop (RTM) eingehend untersucht worden sind [1–9], konzentrieren sich Messungen an Halbleitern vorwiegend auf deren atomare Topographie und die Bandstruktur [10–18]. Das Verhalten des quasifreien Halbleiter-Elektronensystems ist dagegen kaum mit Rastertunnelspektroskopie erforscht [19,20].

Ein Grund dafür mag darin liegen, daß das Elektronensystem der reinen metallischen Oberfläche ein nahezu ideales Modellsystem zur Untersuchung wechselwirkungsfreier Elektronensysteme darstellt. Die durch die hohe Elektronenkonzentration bedingte kleine Abschirmlänge von ca. 1 \AA bewirkt eine fast vollständige Unterdrückung der Coulomb-Wechselwirkung der Elektronen mit oberflächennahen Störstellen sowie der Elektronen untereinander. Bei tiefen Temperaturen spielt zusätzlich die Phononenstreuung kaum eine Rolle, so daß man mit der Tunnelspitze nahezu ausschließlich Einelektronenzustände abbildet. Das inzwischen gute Verständnis der Meßmethode Rastertunnelspektroskopie macht eine vollständige und quantitative Interpretation der Daten möglich.

Demgegenüber ist das Elektronensystem von Halbleitern ein komplexes Vielteilchensystem. Bei dem in dieser Arbeit untersuchten n -dotierten InAs liegt die Elektronenkonzentration mit $1\text{--}2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ um sechs Größenordnungen unter der von typischen Metallen, wodurch die Abschirmlänge auf einige zehn nm steigt. Die Elektron-Elektron-Wechselwirkung spielt dadurch eine wesentlich größere Rolle. Gleichzeitig sorgt das ebenfalls kaum abgeschirmte elektrostatische Feld der statistisch im Kristall verteilten geladenen Donatoren dafür, daß das Elektronensystem unter dem Einfluß des fluktuierenden Hintergrundpotentials steht, die Elektronen sich also in einer „Potentiallandschaft“ mit Hügeln und Tälern bewegen.

Diese komplexere Situation ist nicht nur von akademischem Interesse, sondern führt zu völlig neuartigen physikalischen Phänomenen, von denen der Quanten-Hall-Effekt und der fraktionale Quanten-Hall-Effekt vielleicht die prominentesten Beispiele sind. Aber auch ganz andere Effekte, wie die Hochtemperatur-Supraleitung oder die *colossal magnetoresistance*, werden (versuchsweise) auf das Wechselspiel von e - e -Wechselwirkung und Unordnung zurückgeführt.

Die Rastertunnelspektroskopie ist mit ihrer hohen räumlichen und energetischen Auflösung eine geeignete Meßmethode für derartige Fragestellungen. Zwar erschwert die kompliziertere Struktur des Elektronensystems sowie der nicht zu vernachlässigende Einfluß der Tunnelspitze auf die Messung die Interpretation der gewonnenen Daten, aber dem

1. Einleitung

gegenüber steht die Möglichkeit einer unmittelbaren Beobachtung der Zustandsdichteverteilung.

An Halbleitern werden Experimente dadurch besonders interessant, daß sich die Energieskalen des Elektronensystems – z. B. die Fermi-Energie oder die Wechselwirkung der Elektronen untereinander und mit dem Störstellenpotential – in weiten Bereichen durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes steuern lassen.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist vornehmlich die Untersuchung eines seit Jahrzehnten bekannten Phänomens, nämlich des nichtlinearen Verlaufs des Hallwiderstandes $\rho_{xy}(B)$ dreidimensionaler Halbleiterproben in Magnetfeldern deutlich unterhalb des Metall-Isolator-Überganges. Dieser Effekt wird bei Transportmessungen an allen Halbleitern mit schmaler Bandlücke beobachtet, bei denen der extreme Quantenlimes unterhalb des MI-Überganges eintritt [21–25]. In der Literatur zu diesem Thema besteht kein Zweifel an einer teilweisen Lokalisierung des Elektronensystems als Ursache dieses Effektes, doch es herrschen abweichende bis gegensätzliche Meinungen in bezug auf den Grad und die Form der Lokalisierung.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Transportmessungen und rastertunnelmikroskopische Experimente an Proben aus jeweils demselben Indiumarsenid-Einkristall durchgeführt, um einen möglichen direkten Zusammenhang zwischen dem Verlauf der Hallkonstanten und der orts aufgelösten Abbildung der elektronischen Zustandsdichte herstellen zu können. InAs ist dafür ein geeignetes Material, weil es einerseits die zu untersuchende Transport-Anomalie zeigt und andererseits eine für rastertunnelmikroskopische Experimente leicht zu präparierende Probe darstellt.

Wegen des hohen wissenschaftlichen und industriellen Interesses an der Erforschung hochbeweglicher zweidimensionaler Elektronensysteme (2DES) stellt sich die spannende Frage, ob eine direkte Beobachtung des Verhaltens ungeordneter Halbleiter-2DES mit der Rastertunnelspektroskopie möglich ist. Im letzten Kapitel dieser Arbeit werden vorbereitende Experimente vorgestellt, die die Bildung eines hoch mobilen 2DES an der InAs(110)-Oberfläche durch Adsorption kleiner Mengen Fremdatome (hier: Eisen) in quantitativer Übereinstimmung mit photoemissionsspektroskopischen Messungen demonstrieren. In zukünftigen Experimenten wird sich herausstellen, ob an solchen Oberflächen auch typische 2DES-Effekte wie der Quanten-Hall-Effekt auftreten, und ob Lokalisierungsphänomene im 2DES einer rastertunnelspektroskopischen Messung zugänglich sind.

Alle Messungen fanden bei Temperaturen von 4,2 K (Transport) bzw. 6 K (RTM) statt, weil sich eine deutliche magnetische Quantisierung des Elektronensystems nur bei weitgehender Abwesenheit von Phononenstreuung einstellt. Für RTM-Messungen sind tiefe Temperaturen außerdem vorteilhaft, weil die thermische Drift mechanischer Komponenten entfällt und dadurch wochenlange Meßreihen an demselben Probenort möglich werden.

Da die InAs-Oberfläche an Luft sofort oxidieren würde und schon geringste Verunreinigungen zur Ausbildung eines zweidimensionalen Elektronengases an der Oberfläche führen (s. Kapitel 8), wurden die RTM-Experimente zudem unter Ultrahochvakuum (Basisdruck $< 5 \cdot 10^{-9}$ Pa) durchgeführt.

2. Elektronen im Halbleiter

In diesem Kapitel werden grundlegende, allgemeine Konzepte der Beschreibung eines Elektronensystems und des resultierenden Elektronentransports in Festkörpern soweit vorgestellt, wie es für die Interpretation der gewonnenen Meßergebnisse in den Kapiteln 6 und 7 notwendig ist. Am Anfang steht die theoretische Betrachtung von Elektronensystemen unter Berücksichtigung von Elektron-Elektron-Wechselwirkung und Unordnung. Dann folgt eine Abhandlung der Transporttheorie im Rahmen des Boltzmann- bzw. des einfacheren Drude-Modells. Schließlich wird der Einfluß der Landauquantisierung auf das Elektronensystem und den Transport kurz dargestellt.

2.1. Theoretische Beschreibung realer Elektronensysteme

Läßt man die Wechselwirkung der Elektronen untereinander außer acht und betrachtet die Wechselwirkung der Elektronen mit Verunreinigungen, Fehlstellen und Gitterschwingungen (Phononen) des Festkörpers als Störung, kann man das Verhalten des gesamten Elektronensystems als die Summe der Bewegung individueller quasifreier Elektronen auffassen, die an Störstellen gestreut werden. Man beschreibt dann den Elektronentransport als die zeitliche Änderung einer Verteilungsfunktion, die die Elektronendichte im Phasenraum angibt. Die allgemeine Behandlung dieses Konzepts führt auf die Boltzmannsche Transporttheorie, die anschaulich auf das Drude-Lorenz-Modell (Relaxationszeitnäherung, s. Abschnitt 2.2) abgebildet werden kann.

Aufgrund der gegenüber Metallen um 3–8 Größenordnungen geringeren Ladungsträgerkonzentration und der deshalb geringeren Abschirmung kann in Halbleitern die Wechselwirkung der Elektronen sowohl untereinander (e - e -Wechselwirkung) als auch mit dem Störstellenpotential (Elektron-Donator-Wechselwirkung) nicht mehr vernachlässigt werden. Beide spielen bei der Interpretation der Meßergebnisse eine entscheidende Rolle.

Die gleichzeitige Berücksichtigung beider Effekte ist theoretisch sehr komplex, weswegen häufig entweder Einteilchen-Wellenfunktionen im Störpotential oder wechselwirkende Systeme ohne Störpotential betrachtet werden. Die Wechselwirkung mit Störpotentialen führt grundsätzlich zu einer Lokalisierungstendenz der Elektronen, die entweder durch Interferenz der gestreuten Wellenfunktionen (schwache Lokalisierung) oder durch lokale Bindung im Potential (starke Lokalisierung) hervorgerufen wird. Grundsätzlich gilt, daß Einteilchen-Wellenfunktionen in Systemen mit bis zu zwei Dimensionen stets lokalisiert sind. In dreidimensionalen Systemen tritt mit zunehmender Stärke des Störstellenpotentials oder abnehmender räumlicher Ausdehnung der Wellenfunktionen ein Metall-

2. Elektronen im Halbleiter

Isolator-Übergang (MI-Übergang) ein, bei dem die Wellenfunktionen an einzelnen Störstellen lokalisieren (vgl. Abschnitt 2.3.1). Beide Parameter – Potential und Ausdehnung der Wellenfunktionen – sind experimentell durch gezielte Verunreinigungen bzw. ein externes Magnetfeld steuerbar. Die MI-Übergänge sind immer noch Gegenstand intensiver Forschung.

Die Berechnung der e - e -Wechselwirkung verlangt theoretisch eine Lösung der kompletten Vielteilchen-Wellenfunktion Ψ für das gesamte Elektronensystem in einem Kristall, was schon für wenige Elektronen völlig illusorisch ist. Man versucht stattdessen, das System so zu modellieren, daß die Gesamtwellenfunktion in ein Produkt von Einteilchen-Zuständen ψ_i der Elektronen separiert werden kann [26]:

$$\Psi(\vec{r}_1 s_1, \dots, \vec{r}_N s_N) = \prod_{i=1}^N \psi_i(\vec{r}_i s_i) \quad (2.1)$$

Die Hartree-Näherung nimmt ein durch alle Elektronen gemeinsam erzeugtes, zeitlich konstantes Hintergrundpotential an, welches in je eine Einteilchen-Schrödingergleichung für jedes Elektron eingesetzt wird. Aus den daraus numerisch berechneten Wellenfunktionen gewinnt man ein neues Hintergrundpotential, auf dessen Basis erneut ein Satz Wellenfunktionen berechnet wird. Dieses iterative Verfahren, das zu selbstkonsistenten Lösungen kommen muß, wurde zur Berechnung der Zustände des spitzeninduzierten Quantenpunktes (Abschnitt 7.1.1) verwendet.

Indem das Hartree-Verfahren die e - e -Wechselwirkung auf den Einfluß der Summe sämtlicher (restlicher) Elektronen auf ein jeweils einzelnes Elektron reduziert, läßt es die Auswirkung der Wechselwirkung individueller Elektronen unberücksichtigt und verletzt vor allem das Pauli-Prinzip¹. Abhilfe schafft die Hartree-Fock-Näherung, die das Produkt (2.1) durch die Summe der permutierten Produkte der Einteilchen-Wellenfunktionen mit alternierendem Vorzeichen (Slater-Determinante) ersetzt. Die resultierende Schrödingergleichung bekommt dadurch neben den Potentialen des Ionengitters und der Elektronenverteilung noch einen zusätzlichen Term, der Austauschterm heißt und die Gesamtenergie des Systems absenkt. Der Austauschterm ist ein Integralausdruck, der seinerseits von den ψ_i abhängt und daher kaum allgemein zu berechnen ist. Die Hartree-Fock-Näherung ist aber für ein freies Elektronengas lösbar, und der Austauschterm kann durch ein skalares Potential ersetzt werden. So kann dem Umstand Rechnung getragen werden, daß sich aufgrund der Pauli-Abstoßung um jedes Elektron eine Zone mit stark verringerter Aufenthaltswahrscheinlichkeit für andere Elektronen bildet, was wegen der Coulomb-Abstoßung zu einer Verringerung der Gesamtenergie führt. Die gegenseitige Abschirmung der Elektronen wird so jedoch nicht korrekt beschrieben und führt zu den sogenannten Korrelationseffekten. Unter Korrelation faßt man die durch die Hartree-Fock-Näherung nicht erfaßten Anteile der e - e -Wechselwirkung zusammen. Sie spielen nur

¹Eine Konsequenz des Pauli-Prinzips ist, daß eine Vielteilchen-Wellenfunktion von Fermionen antisymmetrisch sein muß, d. h. beim Vertauschen zweier Parameter das Vorzeichen wechseln muß: $\Psi(\dots, \vec{r}_i s_i, \dots, \vec{r}_k s_k, \dots) = -\Psi(\dots, \vec{r}_k s_k, \dots, \vec{r}_i s_i, \dots)$

bei extrem verdünnten Elektronensystemen eine Rolle [27] und können daher in dieser Arbeit vernachlässigt werden.

Das Verhalten des Elektronensystems wird also durch die folgenden Energien bestimmt:

- Kinetische Energie (E_{kin})
- e - e -Wechselwirkung (Austauschenergie, E_{exch})
- Wechselwirkung mit geladenen und ungeladenen Störstellen
- Korrelationsenergie (E_{corr})
- Wechselwirkung mit Phononen

Die Experimente dieser Arbeit wurden ausschließlich bei tiefen Temperaturen ($kT \simeq 0,5 \text{ meV}$) durchgeführt, weswegen hier die Phononenstreuung eine untergeordnete Rolle spielt.

Ein nützlicher Parameter bei der Behandlung dreidimensionaler Elektronensysteme ist die Größe r_s , die den Radius des pro Ladungsträger im Mittel zur Verfügung stehenden Kugelvolumens in Einheiten des effektiven Bohrschen Radius a^* angibt:

$$r_s = \left(\frac{3}{4\pi n} \right)^{1/3} \cdot \frac{1}{a^*}$$

mit der Ladungsträgerkonzentration n . $1/r_s$ stellt damit ein Maß für die relative Dichte des Elektronensystems dar. Typische Werte für die meisten Metalle liegen bei $r_s = 2 \dots 4$ [26]; bei den hier verwendeten Halbleiterproben mit $n = 1,1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ bzw. $2,0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $a^* = 33,6 \text{ nm}$ (vgl. Abschnitt 5.3) ist $r_s = 0,83$ bzw. $r_s = 0,68$.

Mit Werten dieser Größenordnung lassen sich die verschiedenen Beiträge zur Gesamtenergie abschätzen:

$$E_{\text{kin}} \simeq 2,21 \cdot \frac{\hbar^2}{2 r_s^2 m^* a^*} \approx 5,8 \text{ meV} \quad [28, 29]$$

$$E_{\text{exch}} \simeq -0,916 \text{ meV} \cdot r_s^{-1} \approx -1,8 \text{ meV} \quad [26]$$

$$E_{\text{corr}} \simeq -0,40 \text{ meV} \cdot r_s^{-4/3} + \frac{0,46 \text{ meV}}{r_s} \approx -0,04 \text{ meV} \quad [30]$$

$$E_{\text{don,e}} = 1 \text{ Ry}^* \approx 1,7 \text{ meV}$$

$E_{\text{don,e}}$ ist die Elektron-Donator-Wechselwirkung und 1 Ry die Ionisierungsenergie des wasserstoffähnlichen isolierten Elektron-Donator-systems. Die Aufstellung zeigt, daß die Korrelationswechselwirkungen für das in dieser Arbeit betrachtete System keine Rolle spielen, wohl aber die e - e -Wechselwirkung.

2.2. Beweglichkeit, spezifischer Widerstand und Hall-Effekt

Um eine einfache Interpretation der Transport-Experimente zu ermöglichen, wird der Festkörper im folgenden als periodischer Kristall mit (geladenen) Störstellen betrachtet, in dem sich die Elektronen unabhängig voneinander bewegen und an den Störstellen gestreut werden.

Ein äußeres elektrisches Feld \mathcal{E} übt auf die Elektronen eines Leiters eine Kraft $-e\mathcal{E}$ aus, die die Elektronen in Richtung des Feldes beschleunigt. Die in jedem realen Festkörper vorhandenen Störungen der Gitterperiodizität (Phononen, Gitterfehler, Fremdatome) bewirken aber eine Streuung der Elektronen, die der ungebremsten Beschleunigung entgegenwirkt. Es stellt sich ein stationärer Zustand ein, in dem die Elektronen eine mittlere Driftgeschwindigkeit \bar{v} haben. Bei ohmschem Widerstand und konstanter Ladungsträgerkonzentration ist die Geschwindigkeit proportional zum elektrischen Feld:

$$\bar{v} = -\mu\mathcal{E} . \quad (2.2)$$

Die Proportionalitätskonstante μ heißt *Beweglichkeit*. Das verallgemeinerte Ohmsche Gesetz

$$\vec{\mathcal{E}} = \rho \cdot \vec{j} \quad (2.3)$$

stellt mit (2.2) den Zusammenhang zwischen dem Widerstandstensor ρ , Ladungsträgerkonzentration n , Stromdichte j und Beweglichkeit her:

$$\rho_{xx} = \frac{\mathcal{E}}{j} = \frac{\mathcal{E}}{en\bar{v}} = (en\mu)^{-1} . \quad (2.4)$$

ρ_{xx} ist ein Diagonalelement des Widerstandstensors ρ entlang der Stromrichtung.²

Relaxationszeit

Man kann sich die Bewegung eines einzelnen Elektrons im elektrischen Feld als eine gleichmäßige Beschleunigung vorstellen, die immer wieder durch Stöße unterbrochen wird. Im Mittel verhält sich das gesamte Elektronensystem wie ein Ensemble von Elektronen mit $\bar{v}(t=0) = 0$, das für eine gewisse Zeit τ beschleunigt und dann wieder zum Zustand $v = 0$ zurückgetreut wird. τ kann also als die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen aufgefaßt werden und wird deshalb *mittlere freie Zeit* oder *Relaxationszeit* genannt. Die auf das Elektron wirkende Kraft $F = -e\mathcal{E}$ bewirkt die Beschleunigung $a = F/m^*$, so daß sich mit $\bar{v} = a\tau$ ergibt

$$\bar{v} = \frac{e\mathcal{E}\tau}{m^*} ,$$

also

$$\tau = \frac{\mu m^*}{e} . \quad (2.5)$$

²In kubischen Kristallen, wie allen III-V-Halbleitern, sind die drei Diagonalelemente des Widerstandstensors identisch

Die im Mittel zwischen zwei Stößen zurückgelegte Strecke λ heißt *mittlere freie Weglänge*:

$$\lambda = v\tau, \quad (2.6)$$

wobei v die tatsächliche mittlere Geschwindigkeit der Elektronen (im Gegensatz zur oben eingeführten, mittleren Driftgeschwindigkeit \bar{v}) ist. Sie errechnet sich aus der Wellenzahl k mit der Bewegungsgleichung des Elektrons im Kristallpotential:

$$v = \frac{\hbar k(E)}{m^*}$$

Bei kleinen Energien kann man eine um $\vec{k} = 0$ isotrop parabelförmige Bandstruktur annehmen, es gilt dann die einfache Dispersionsrelation

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$$

also

$$v = \sqrt{\frac{E}{2m^*}}.$$

Die mittlere freie Weglänge λ ist dann

$$\lambda = \sqrt{2m^*E} \cdot \frac{\mu}{e}.$$

Da nur Elektronen nahe der Fermikante zur Leitfähigkeit beitragen, kann man bei der Berechnung der mittleren freien Weglänge für E die Fermienergie ansetzen.

Hall-Effekt

Herrscht in einem freien Elektronengas mit Ladungsträgerdichte n die Stromdichte \vec{j} , so bewegen sich die Ladungsträger q im Mittel mit der Geschwindigkeit $\vec{v} = \vec{j}/qn$. Ein zusätzliches äußeres Magnetfeld \vec{B} bewirkt die Lorentzkraft

$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B}),$$

die die Ladungen an den Rand des Leiters zu drängen sucht. Falls die Ladung dort nicht abfließen kann, bildet sich ein elektrisches Gegenfeld, dessen Kraft $q\vec{\mathcal{E}}_H$ die Lorentzkraft gerade kompensiert:

$$q\vec{\mathcal{E}}_H = -q(\vec{v} \times \vec{B}) = -q \frac{\vec{j} \times \vec{B}}{qn}.$$

Schickt man einen Strom I durch einen Leiter mit rechteckigem Querschnitt der Dicke d und der Breite b ($\vec{j} = j_x = I/(db)$) und legt das Magnetfeld $\vec{B} = B_z$ quer zur Stromrichtung an (vgl. Abb. 2.1), vereinfachen sich die Kreuzprodukte und es ergibt sich die einfache Beziehung:

$$\mathcal{E}_H = \frac{U_H}{b} = \frac{jB}{qn} = \frac{IB}{qndb}, \quad (2.7)$$

2. Elektronen im Halbleiter

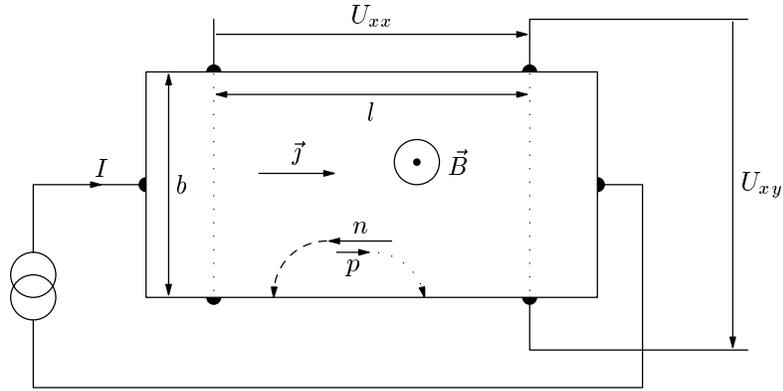


Abb. 2.1.: Eine quaderförmige n -leitende Halbleiterprobe der Breite b , Länge l und Dicke d (nicht eingezeichnet) wird von einem Strom I durchflossen und einem aus der Zeichenebene heraus gerichteten Magnetfeld \vec{B} durchsetzt. Die gestrichelten Pfeile deuten die durch das B -Feld erzeugten Zyklotronbahnen für Elektronen (n) und Löcher (p) an. Da in einer n -dotierten Probe die Anzahl der Elektronen die der Löcher weit überwiegt, lädt sich der untere Probenrand negativ auf. In der Praxis werden aus meßtechnischen Gründen kompliziertere Probengeometrien verwendet; s. Kapitel 6.

in der U_H die sich an den gegenüberliegenden Rändern der Probe aufbauende *Hall-Spannung* ist. Durch eine Hall-Messung kann also direkt die Ladungsträgerdichte n bestimmt werden:

$$\frac{1}{qn} = \frac{U_H}{I} \frac{d}{B} \quad ,$$

wobei die Größe auf der rechten Seite der Gleichung als Hallkonstante R_H bezeichnet wird. Bei Metallen und n -dotierten Halbleitern sind die Ladungsträger Elektronen, es gilt also $q = -e$:

$$\frac{1}{en} = -R_H \quad .$$

Mit (2.3) und (2.7) ergibt sich die von Null verschiedene Transversalkomponente des Widerstandstensors:

$$\rho_{xy} = \frac{B}{en} \quad . \tag{2.8}$$

Mit der in Abb. 2.1 schematisch dargestellten Anordnung lassen sich ρ_{xx} und ρ_{xy} direkt messen. Durch eine solche Hall- oder Transportmessung können also Ladungsträgerkonzentration und Beweglichkeit ermittelt werden:

$$n = \frac{B}{e \cdot \rho_{xy}} \tag{2.9}$$

$$\mu = \frac{\rho_{xy}}{B \cdot \rho_{xx}} \quad (2.10)$$

Es ist keineswegs so, daß das Hall-Feld den Einfluß des Magnetfeldes auf die Elektronen völlig kompensiert, wie es bei freien Elektronen im Vakuum der Fall wäre. Der Hall-Effekt resultiert nur aus der mittleren Driftgeschwindigkeit des Elektronensystems. Die Elektronen selbst bewegen sich im Magnetfeld auf stark gekrümmten, spiral- bzw. zykloidförmigen Bahnen (s. Abschnitt 6.2). Dadurch vergrößert sich die Wahrscheinlichkeit von Streueignissen an Störstellen, d. h. pro in Richtung des äußeren elektrischen Feldes zurückgelegter Wegstrecke finden mehr Stöße statt. Das Resultat ist ein Anstieg des spezifischen Längswiderstandes ρ_{xx} .

2.3. Landau-Quantisierung

Ein freies Elektron der (effektiven) Masse m^* , das sich mit der Geschwindigkeit \vec{v} senkrecht zu einem Magnetfeld \vec{B} bewegt, spürt die Lorentzkraft $\vec{F} = e\vec{v} \times \vec{B}$ senkrecht zu seiner Bewegungsrichtung und zum Magnetfeld, die es auf eine Kreisbahn mit dem Radius R zwingt. Die Lorentzkraft bewirkt also eine Zentripetalbeschleunigung $evB = m^*v^2/R$. Die Zeit, die das Elektron für einen Umlauf benötigt, ist $T = 2\pi R$, woraus sich als Umlauf-Kreisfrequenz $\omega_c = 2\pi/T$ ergibt:

$$\omega_c = \frac{eB}{m^*} . \quad (2.11)$$

Dies ist die *Zyklotronfrequenz* des Elektrons. Bei einem in z -Richtung angelegten Magnetfeld oszilliert das Elektron in der x - y -Ebene; die z -Komponente der Bewegung bleibt unbeeinflusst.

Die quantenmechanische Behandlung des Problems führt auf die Schrödingergleichung

$$\frac{1}{2m^*} \left(\frac{\hbar}{i} \nabla + e\vec{A} \right)^2 \Psi = E\Psi$$

mit dem Vektorpotential \vec{A} ($\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$), deren Lösungen denjenigen für den harmonischen Oszillator entsprechen, was plausibel wird, wenn man sich die Kreisbewegung in der x - y -Ebene als Überlagerung zweier harmonischer Oszillationen betrachtet. Es ergibt sich damit eine Energiequantelung der Form $E_{\text{osc}} = \hbar\omega_c(l + 1/2)$ [31]. Unter Einbeziehung der Spinaufspaltung im Magnetfeld erhält man für die Energieeigenwerte des Elektrons der Ausdruck:

$$E(k_z, l, s) = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} + \hbar\omega_c \left(l + \frac{1}{2} \right) + \mu_B g_s B \cdot s \quad \text{mit } l = 0, 1, 2, \dots, \quad s = \pm 1/2 .$$

mit dem g -Faktor g_s . Der erste Summand ist dabei der Beitrag der Bewegung in z -Richtung zur kinetischen Energie, der zweite folgt aus der oszillatorischen Bewegung,

2. Elektronen im Halbleiter

und der dritte berücksichtigt die Aufhebung der Spinentartung (d. h. die Spinaufspaltung jeden Niveaus infolge des Magnetfeldes). Für die zu \vec{B} orthogonalen Komponenten der Impulse k_{\perp} sind nur noch diskrete, den Zyklotronbahnen des Elektronen entsprechende Werte erlaubt. Die bei $B = 0$ bisher homogen im k -Raum verteilten Zustände kondensieren dadurch auf zylindrischen Flächen mit

$$k_{\perp} = \left[\frac{2\omega_c m^*}{\hbar} \left(l + \frac{1}{2} \right) \right]^{1/2} .$$

Für die Zustandsdichte in Abhängigkeit der Energie gilt jetzt [32]:

$$D(l,s,E) = \frac{L^3}{(2\pi)^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \frac{\hbar\omega_c}{2} \left[E - \left(l + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c + \mu_B g_s B \cdot s \right]^{-1/2} , \quad (2.12)$$

wobei L^3 das Volumen des Kristalls ist. Die bei $B = 0$ kontinuierliche Zustandsdichte verteilt sich also auf eine Reihe äquidistanter, jeweils spinaufgespaltener Teilbänder. Die Zustandsdichte ist an jedem Teilbandrand unendlich und nimmt für höhere Energien proportional zu $E^{-1/2}$ ab; der theoretische Verlauf ist in Abb. 2.2 dargestellt.

Tatsächlich entsprechen die Lösungen der Schrödingergleichung in symmetrischer Eichung in x - y -Richtung radialsymmetrischen Wellenfunktionen, deren Maxima auf den Radien $r = l_c \sqrt{2n+1}$ mit der magnetischen Länge $l_c = \sqrt{\hbar/eB}$ liegen. Die Wellenfunktionen schrumpfen also mit wachsendem Magnetfeld.

Diese Betrachtung beschränkt sich auf Einteilchenzustände ohne Wechselwirkung mit Störstellen. Eine offensichtliche Folge solcher Wechselwirkungen ist die dann endliche Relaxationszeit τ , die die Lebensdauer der Landau-Zustände begrenzt und damit zu einer energetischen Verbreiterung der Niveaus führt ($\hbar \simeq \tau \Delta E$). Das Produkt $\omega_c \tau$ bestimmt die tatsächliche Wirkung des Magnetfeldes auf die Zustandsdichte: Bei $\omega_c \tau \gg 1$ ist das System stark landauquantisiert. Ist $\omega_c \tau \ll 1$, hat das Magnetfeld kaum Einfluß auf die Zustandsdichte. Anschaulich ist $\omega_c \tau$ die mittlere Anzahl der Umläufe, die das Elektron auf einer Zyklotronbahn vollführt, bevor es gestreut wird.

Damit ist $\omega_c \tau$ eine charakteristische Größe für die magnetische Quantisierung des Elektronensystems. Wegen (2.5) und (2.11) nimmt sie mit dem Magnetfeld und der Beweglichkeit zu, und mit (2.8) und (2.4) läßt sich der direkte Zusammenhang zu den spezifischen Widerständen herstellen:

$$\omega_c \tau = B\mu = \frac{\rho_{xy}}{\rho_{xx}} \quad (2.13)$$

2.3.1. Konsequenzen der Landauquantisierung

Bei ansteigendem Magnetfeld werden die Abstände zwischen den Landauniveaus immer größer; gleichzeitig nimmt die Anzahl der Zustände in jedem Niveau zu. Die Lage des Ferminiveaus stellt sich so ein, daß das Integral über die Zustandsdichte (2.12)

$$\int_0^{E_F} D(E,B,\dots) dE$$

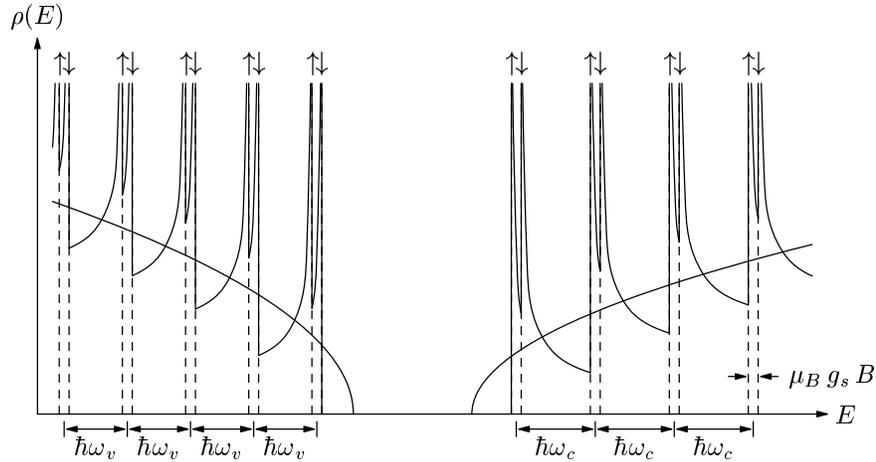


Abb. 2.2.: Landauquantisierung bei $T = 0\text{ K}$ und $\tau = \infty$ (keine Streuung). Im Magnetfeld „kondensiert“ die elektronische Zustandsdichte auf diskreten, spinaufgespaltenen Landauniveaus. Die parabelförmigen Kurven deuten die Zustandsdichten freier Elektronengase im Valenz- bzw. Leitungsband ohne Magnetfeld an.

gerade die Gesamtzahl der Elektronen ergibt, die ja (bei $T = 0\text{ K}$) alle unterhalb von E_F untergebracht sein müssen. Da die Anzahl der Elektronen gleich bleibt, sinkt die Zahl ν der gefüllten Landauniveaus mit steigendem Magnetfeld; die Größe ν heißt *Füllfaktor*. Beim Durchlaufen der Landauniveaus oszilliert die Zustandsdichte am Fermienergielevel, was sich in Transportmessungen in z. B. Form von Shubnikov-de Haas-Oszillationen niederschlägt (vgl. Abschnitt 6.1).

Ab einem bestimmten Magnetfeld ist nur noch das unterste spinaufgespaltene Landauniveau teilweise gefüllt, es gilt also $\nu = 1$; man bezeichnet diese Grenze als *extremen Quantenlimites* (EQL). In diesem Bereich sind die relativen Energien der verschiedenen Wechselwirkungen (s. Abschnitt 2.1) abhängig vom Magnetfeld:

Aufgrund der mit dem Magnetfeld zunehmenden Entartung der Landauniveaus rückt das Fermienergielevel im EQL immer näher an die Unterkante E_{CBM}^3 des Leitungsbandes: $E_F - E_{\text{CBM}} \propto B^{-2}$. Zwar nimmt die absolute kinetische Energie jedes Elektrons zu, aber der meiste Teil dieser Energie ist in Form der kleinräumigen oszillatorischen Bewegung „gebunden“, die im Einteilchenbild als Grundzustandsenergie aufgefasst wird. Die „effektive“ kinetische Energie der Elektronen reduziert sich im EQL mit zunehmendem Magnetfeld.

Eine weitere Konsequenz des ansteigenden Magnetfeldes ist die abnehmende magnetische Länge l_c , mit der auch die räumliche Ausdehnung der Elektronen-Wellenfunktionen schrumpft. Entsprechend verstärkt sich die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Cou-

³CBM = *conduction band minimum*

2. Elektronen im Halbleiter

lomb-Potential der Dotieratome proportional zu \sqrt{B} . Für große Felder gilt dann für die Elektron-Donator-Wechselwirkung:

$$E_{\text{don,e}}(B) \approx \frac{1}{l_c} \sqrt{\frac{\hbar^2 \cdot 1 \text{ Ry}^*}{2m^*}} \quad [33].$$

Ab einer gewissen Feldstärke beginnt der Überlapp lokalisierter Atomorbitale zu verschwinden; die Elektronen lokalisieren an den Donatoren und werden dadurch dem Elektronengas entzogen. Dadurch sinkt gleichzeitig die Abschirmwirkung des Elektronengases insgesamt, so daß es zu einem schlagartigen Ausfrieren der Leitungselektronen und damit zum Verschwinden der Leitfähigkeit kommt (*magnetic freeze-out* bzw. *metal-insulator-transition, MIT*) [34]. Für die vorliegende Arbeit ist vor allem die Feststellung wichtig, daß die Elektronen-Donator-Wechselwirkung mit ansteigendem Magnetfeld zunimmt.

Da der mittlere Abstand der Elektronen voneinander konstant bleibt, ist die Austausch- und Korrelationswechselwirkung weitgehend magnetfeldunabhängig.⁴

In Abschnitt 7.3 werde ich auf das Verhältnis der Wechselwirkungen im EQL zurückkommen.

⁴Bei sehr hohen Feldern und kleinen Elektronenkonzentrationen ist das allerdings nicht mehr der Fall, was z. B. die Ursache für den *fractional quantum hall effect* ist.

3. Rastertunnelmikroskopie

3.1. Funktionsweise des Mikroskops

Im Rastertunnelmikroskop wird zwischen der zu untersuchenden Probe und einer feinen Metallspitze eine Spannung (U_{bias}) von einigen mV bis V angelegt. Dann wird die Spitze der Probe bis auf wenige Å angenähert, so daß ein schwacher Tunnelstrom fließen kann. Ein Regelverstärker regelt mit Hilfe eines piezoelektrischen Stellelementes den Abstand z zwischen Spitze und Probe so nach, daß der Tunnelstrom konstant auf einem eingestellten Sollwert bleibt: Sinkt der Strom unter den Sollwert, führt die Regelung die Spitze näher an die Probe heran; bei zu hohem Strom wird die Spitze weggezogen.

Zwei weitere Piezoelemente ermöglichen eine laterale (x - y -) Positionierung der Spitze über der Probe. Beim Konstantstrom-Betriebsmodus des RTM bewegen diese die Spitze zeilenweise über einen rechteckigen Bereich der Probe, während die oben beschriebene z -Regelung den Tunnelstrom konstant hält. Dadurch bewegt sich die Spitze auf einer Fläche konstanten Tunnelstromes über der Probe. Die Steuerspannung am z -Piezo liefert ein Maß für die Auslenkung der Spitze. Sie wird während der Messung im Computer aufgezeichnet und anhand der bekannten Charakteristika des Piezoelementes in eine Längeneinheit umgewandelt, wodurch ein dreidimensionales Abbild der von der Spitze abgefahrenen Fläche entsteht.¹ Die Amplitude der Funktion $z(x,y)$ heißt *Korrugation*. Als Korrugation wird im Kontext rastersenormikroskopischer Messungen aber auch allgemein die Amplitude jeder ortsabhängig gemessenen Größe bezeichnet; in Kapitel 7 wird oft die Rede von Zustandsdichte-Korrugation sein. Eine genaue Beschreibung des in dieser Arbeit verwendeten RTM und seiner Funktionsweise folgt in Abschnitt 4.3.

In erster Näherung folgt das z -Signal im Konstantstrommodus der Proben-topographie, denn der Tunnelstrom hängt sehr empfindlich vom Abstand zwischen Spitze und Probe ab. Deswegen wird diese Art der Messung auch als *Topographiemodus* bezeichnet.

¹Nur die ersten Rastertunnelmikroskope hatten tatsächlich getrennte Piezoelemente für die Bewegung der Spitze in den drei Raumrichtungen [35]. Heute sind ausschließlich sog. Röhrenscanner in Gebrauch. Sie bestehen aus einem Röhrchen aus piezokeramischem Material, auf dessen Außenfläche eine in vier 90°-Segmente aufgeteilte Metallelektrode aufgebracht ist. Eine durchgehende Metallbeschichtung der Innenseite bildet die Gegenelektrode. Durch Anlegen einer elektrischen Spannung zwischen Außen- und Innenelektrode werden in der Wandung des Röhrchens mechanische Spannungen erzeugt, die eine Verlängerung oder Verkürzung des betreffenden Segmentes bewirken. Legt man an zwei gegenüberliegenden Quadranten entgegengesetzte Spannungen an, verbiegt sich das Röhrchen. Auf diese Weise wird die (x - y -)Bewegung der Spitze verwirklicht. Gleichphasige Ansteuerung aller vier Quadranten bzw. eine Potentialänderung der Innenelektrode bewirken eine Verlängerung oder Verkürzung, also eine z -Bewegung.

3. Rastertunnelmikroskopie

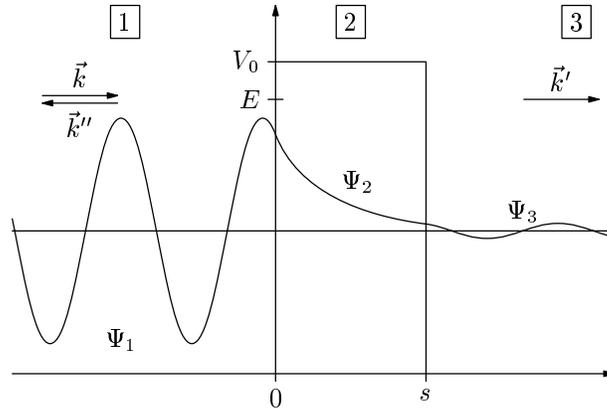


Abb. 3.1.: Eindimensionaler Tunneleffekt: Ein von links ankommendes Elektron mit Wellenzahlvektor \vec{k} wird an einer Potentialbarriere entweder reflektiert (\vec{k}') oder durchgelassen (\vec{k}''). Die Durchdringungswahrscheinlichkeit nimmt exponentiell mit der Breite s der Barriere ab.

net. Aber auch lokale Veränderungen der elektronischen Eigenschaften der Probe, die die Tunnelwahrscheinlichkeit beeinflussen, gehen als scheinbare Berge oder Täler in die Abbildung ein. Gerade in Halbleitern haben geladene Störstellen aufgrund der gegenüber Metallen großen Abschirmlänge einen weitreichenden, starken Einfluß auf das elektrische Potential in der Probe und an ihrer Oberfläche. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Proben sind auf der Skala von mehreren hundert nm allein diese Fluktuationen des Oberflächenpotentials für die topographische Korrugation verantwortlich (s. Anhang B).

Wichtiger als die Abbildung der Probenoberfläche ist für die vorliegende Arbeit die Rastertunnelspektroskopie, d.h. die Messung der elektronischen Zustandsdichte der Probe am Ort der Spitze als Funktion der Energie. Im folgenden Abschnitt werden die theoretischen Grundlagen dieses Verfahrens erläutert.

3.2. Theorie der Rastertunnelspektroskopie

3.2.1. Eindimensionaler Tunneleffekt

Ein „klassisches“ Elektron (Impuls \vec{k} , Masse m , Energie E), das sich auf eine Potentialbarriere der Höhe V_0 zubewegt, vermag diese bei $E > V_0$ immer zu überwinden, während es bei $E < V_0$ immer reflektiert wird. Die Breite s der Barriere spielt dabei keine Rolle. Zur quantenmechanischen Behandlung des Problems stellt man die zeitunabhängige Schrödingergleichung getrennt für die Gebiete zu beiden Seiten sowie innerhalb der Barriere auf (Abb. 3.1). Dabei setzt man für die Gebiete außerhalb der Barriere ebene Wellen,

innerhalb der Barriere einen exponentiellen Abfall als Lösungen an:

$$\begin{aligned}
 \Psi_1 &= e^{ikz} + Ae^{-ikz} \\
 \Psi_2 &= Be^{-\kappa z} + Ce^{\kappa z} \\
 \Psi_3 &= De^{ikz}
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

mit $k^2 = 2mE/\hbar^2$ und $\kappa^2 = 2m(V_0 - E)/\hbar^2$.

Setzt man die Wahrscheinlichkeitsamplituden der einfallenden Welle $\Psi_1' = e^{ikz}$ und der durchgelassenen Welle Ψ_3 ins Verhältnis, ergibt sich für den Transmissionskoeffizienten T :

$$T = |D|^2$$

Löst man nun die Schrödingergleichung unter Berücksichtigung der Bedingung, daß die resultierende Gesamtwellenfunktion und ihre Ableitung überall stetig sein müssen, erhält man

$$T = \frac{4k^2\kappa^2 \sinh(\kappa s)}{1 + (k^2 + \kappa^2)^2} \quad [36].$$

Dieser Ausdruck geht für große Barrieren ($\kappa s \gg 1$) über in:

$$T \approx \frac{16k^2\kappa^2}{(k^2 + \kappa^2)^2} \cdot e^{-2\kappa s}.$$

Die exponentielle Abhängigkeit des Transmissionskoeffizienten von der Barrierenbreite, also dem Abstand zwischen Spitze und Probe, ist für die hohe Ortsauflösung des RTM verantwortlich. Typische Werte von einigen eV für die effektive Barrierenhöhe $V_0 - E$ ergeben eine Änderung von T um etwa eine Größenordnung, wenn sich s um ein Å ändert.

3.2.2. Störungstheoretischer Ansatz

Während die obige, einfache Betrachtung mit der exponentiellen Abstandsabhängigkeit der Transmission mit der Quadratwurzel der effektiven Barrierenhöhe $V_0 - E$ als Abklingkonstante bereits zwei wesentliche Eigenschaften des Tunneleffektes liefert, ist sie bei Einbeziehung weiterer wichtiger Parameter – insbesondere der dreidimensionalen Geometrie und der Zustandsdichtenverteilung – zur Berechnung des Spitze-Probe-Systems ungeeignet.

1961 schlug BARDEEN einen störungstheoretischen Lösungsansatz für allgemeine Tunnelübergänge vor [37], der auch auf das Rastertunnelmikroskop anwendbar ist. Dabei betrachtet man Spitze und Probe als zwei voneinander entkoppelte, unabhängige Systeme mit den Eigenzuständen ψ_μ^s bzw. ψ_ν^p , den zugehörigen Energieeigenwerten E_μ^s und E_ν^p und den Potentialen V^s und V^p . Für $t < 0$ befinde sich das System in einem Eigenzustand

3. Rastertunnelmikroskopie

der Probe $\Psi(t < 0) = \psi_\nu^p$. Zum Zeitpunkt $t = 0$ werde die Störung, d. h. der Einfluß der Spitze auf Ψ , eingeschaltet. Die Wellenfunktion des Gesamtsystems lautet dann

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

und die zeitliche Entwicklung wird durch die zeitabhängige Schrödingergleichung beschrieben:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V^p + V^s \right) \Psi(t) = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} .$$

Das Betragsquadrat der Entwicklungskoeffizienten $c_{\mu}(t)$ gibt hierbei die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß das System sich nach der Zeit t im Eigenzustand ψ_{μ}^s befindet. Die Übergangsrate ergibt sich folglich als die zeitliche Änderung von $|c_{\mu}|^2$.

Bei kleinen Störungen und elastischen Übergängen (also unter Energieerhaltung) kann Fermis „Goldene Regel“ der Störungstheorie erster Ordnung angewandt werden. Für den Tunnelstrom I_t erhält man dann den Ausdruck

$$I_t = \frac{2\pi e}{\hbar} \sum_{\mu, \nu} f(E_{\mu}^s) [1 - f(E_{\nu}^p + eU)] \cdot |M_{\mu\nu}|^2 \cdot \delta(E_{\mu}^s - E_{\nu}^p) \quad (3.2)$$

mit der Fermifunktion $f(E)$ und dem Tunnelmatrixelement $M_{\mu\nu}$, das die Wahrscheinlichkeit für den Übergang eines Elektrons vom Probenzustand ψ_{ν}^p in den Spitzenzustand ψ_{μ}^s beinhaltet. Die Energieerhaltung kommt in der Deltafunktion zum Ausdruck, die alle Summanden mit $E_{\mu}^s \neq E_{\nu}^p$ ausblendet.

Das Tunnelmatrixelement ist nach Bardeen gegeben als das Integral des Stromoperators:

$$M_{\mu\nu} = \int (\psi_{\mu}^s)^* \nabla \psi_{\nu}^p - \psi_{\nu}^p \nabla (\psi_{\mu}^s)^* d\vec{S} ,$$

wobei die Integration über eine beliebige, im Vakuum zwischen den Elektroden befindliche Fläche S stattfindet.

Basierend auf diesem Ansatz entwickelten TERSOFF und HAMANN ein erstes theoretisches Modell für den Abbildungsmechanismus des RTM [38]. Bei kleinen Temperaturen² kann $f(E)$ angenähert werden als

$$f(E) = \begin{cases} 1 & \text{für } E < 0 \\ 0 & \text{für } E > 0 \end{cases} ,$$

so daß für kleine U gilt:

$$I_t = \frac{2\pi e^2 U}{\hbar} \sum_{\mu, \nu} |M_{\mu\nu}|^2 \delta(E_{\nu}^p - E_F) \delta(E_{\mu}^s - E_F) . \quad (3.3)$$

²Dies ist ein guter Grund, die Rastertunnelmikroskopie bei tiefen Temperaturen durchzuführen!

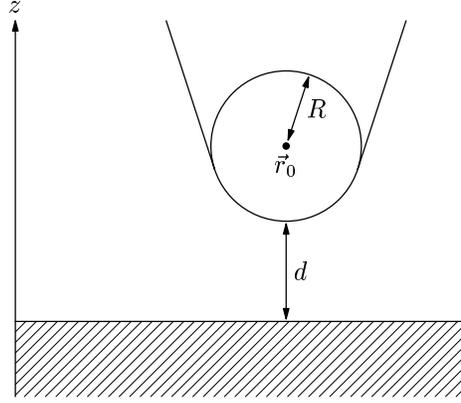


Abb. 3.2.: zum Tersoff-Hamann-Modell: Eine am unteren Ende sphärische Spitze mit Radius R befindet sich am Ort \vec{R}_0 über einer ebenen Probe

Das Problem besteht offensichtlich in der Berechnung von $M_{\mu\nu}$. Im Grenzfall einer als punktförmig angenommenen Spitzenzustandsdichte wird der Tunnelstrom einfach proportional zur Zustandsdichte der Probe am Ort der Spitze, so daß (3.3) sich reduziert auf:

$$I_t \propto U \sum_{\nu} |\psi_{\nu}^p(\vec{r}_0)|^2 \delta(E_{\nu} - E_F) .$$

Als realistischeres Modell nahmen TERSOFF und HAMANN eine sphärische Spitze gegenüber einer ebenen Probe an (Abb. 3.2). Nach einer Fourierentwicklung der Eigenzustände der Spitze im periodischen Potential der Probenoberfläche erhält man

$$I_t \propto U \rho^s(E_F) e^{2\kappa R} \sum_{\nu} |\psi_{\nu}^p(\vec{r}_0)|^2 \delta(E_{\nu}^p - E_F)$$

mit der Zustandsdichte der Spitze am Fermi-niveau ρ^s , der Abklinglänge $\kappa = \sqrt{2m\Phi}/\hbar$ und der effektiven lokalen Barrierenhöhe Φ . Dabei ist die Summe nichts weiter als die Zustandsdichte der Probe am Ort der Spitze am Fermi-niveau:

$$I_t \propto U \rho^s(E_F) e^{2\kappa R} \cdot \rho^p(\vec{r}_0, e_F) . \quad (3.4)$$

Die bisherigen Betrachtungen galten nur für verschwindende Potentialdifferenzen U zwischen den Elektroden. Größere Spannungen verschieben die relative Lage der Spitzen- und Probenzustände gegeneinander, so daß sich der Gesamtstromfluß als eine Faltung der jeweiligen Zustandsdichten über die Potentialdifferenz ergibt:

$$I \propto \int_0^e U \rho^s(eU - E) \rho^p(E, \vec{r}_0) dE \quad (3.5)$$

3. Rastertunnelmikroskopie

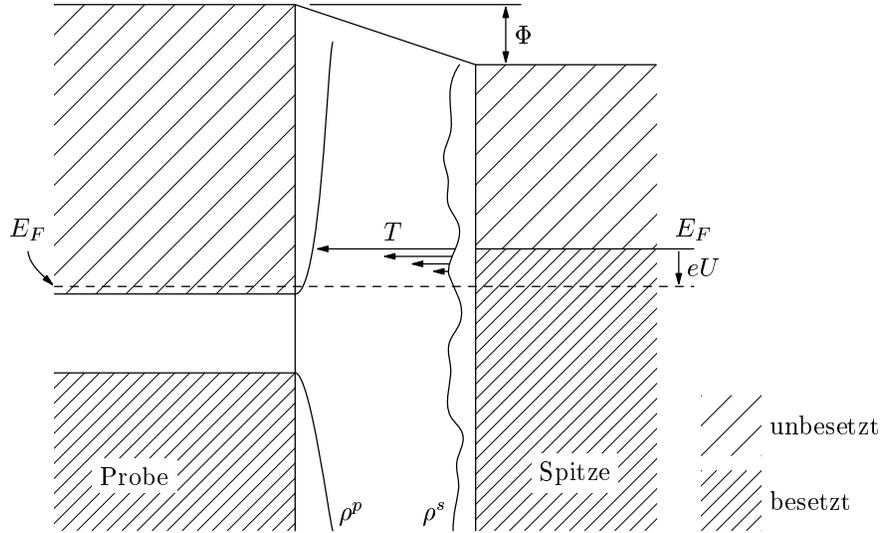


Abb. 3.3.: Energiescheman des Spitze-Probe-Systems, dargestellt für eine positive Biasspannung U an einer vollständig entarteten n -leitenden Halbleiterprobe. Elektronen tunneln aus besetzten Zuständen der Spitze (ρ^s) in unbesetzte Zustände der Probe (ρ^p). Die Länge der Pfeile soll die Größe des Transmissionskoeffizienten T symbolisieren, der mit absolut zunehmender Energiedifferenz exponentiell ansteigt.

Hier taucht zum ersten Mal die bei jedem Spektroskopieverfahren eigentlich interessierende Größe auf, nämlich die Proben-Zustandsdichte ρ^p als Funktion der Energie. Unter Verwendung der WKB-Näherung³ läßt sie sich schreiben als:

$$\rho^p(E, \vec{r}_0) \propto \rho^p(E) \cdot \exp \left\{ -z(d + R) \left[\frac{2m}{\hbar} \left(\frac{\Phi^s + \Phi^p + eU}{2} - E \right) \right]^{1/2} \right\}$$

mit den Austrittsarbeiten Φ^s und Φ^p von Spitze und Probe. Faßt man die Exponentialfunktion als einen energieabhängigen Transmissionskoeffizienten $T(E, eU, z)$ auf, wird (3.5) zu

$$I \propto \int_0^{eU} \rho^s(eU - E) \cdot \rho^p(E) \cdot T(E, eU, z) dE . \quad (3.6)$$

Abb. 3.3 veranschaulicht diesen Zusammenhang am Beispiel einer metallischen Spitze über einer Halbleiterprobe: Der Gesamtstromfluß kommt als eine Faltung der Zustandsdichten von Probe und Spitze im Intervall $[0, eU]$ zustande, gewichtet mit dem Transmissionskoeffizienten T . Partielle Integration und anschließende Differentiation von (3.6)

³Wentzel-Kramers-Brillouin, s. z. B. [39]

liefert [37,38]

$$\begin{aligned}
\left. \frac{dI}{dU} \right|_U &\propto \rho^s(0) \cdot \rho^p(eU) \cdot T(eU, eU, z) \\
&+ \int_0^{eU} \rho^s(eU - E) \cdot \rho^p(E) \cdot \frac{d}{dU} T(E, eU, z) dE \\
&+ \int_0^{eU} \frac{d}{dU} \rho^s(eU - E) \cdot \rho^p(E) \cdot T(E, eU, z) dE
\end{aligned} \tag{3.7}$$

Nimmt man den Spitzen-Proben-Abstand z als konstant an, liefert der erste Term von (3.7) gerade die gesuchte Probenzustandsdichte $\rho^p(eU)$. Geht man weiterhin von einer in der Nähe der Fermienergie einigermaßen konstanten Zustandsdichte der metallischen Spitze aus, kann man den dritten Term vernachlässigen. Der zweite Term liefert vor allem für größere Spannungen wegen des Anstiegs von T einen Beitrag.

Im Beispiel der Abb. 3.3 ist die Probe gegenüber der Spitze positiv vorgespannt, d. h. Elektronen tunneln aus besetzten Zuständen der Spitze in unbesetzte Zustände des Leitungsbandes der Probe. Da die Tunnelwahrscheinlichkeit an der Fermikante der negativen Elektrode am größten ist, geht bei dieser Konstellation die Zustandsdichte der Probe bei der Energie E am stärksten in das Integral in (3.6) ein. Damit bietet sich (3.7) zur Messung von ρ^p an. Die Größe dI/dU kann durch numerische Differentiation aus $I(U)$ -Kurven gewonnen werden, oder durch direkte Messung mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers. Letztere Methode wurde bei allen Messungen in der vorliegenden Arbeit angewandt.

Die vorangegangene Darstellung macht eine Reihe einschränkender Annahmen, die aber sowohl theoretisch als auch experimentell teilweise entkräftet werden können:

- Das Bardeen-Modell (3.3) setzt voraus, daß die Anwesenheit von Spitze und Probe die ungestörten Eigenzustände der jeweils anderen Probe nicht beeinflusst. Dies ist für Tunnelwiderstände der Größenordnung $1 \text{ G}\Omega$, bei denen hier gemessen wurde, erfüllt [40].
- Das Tersoff-Hamann-Modell, das auf Bardeen aufbaut, betrachtet nur Spitzenformen und -zustände mit sphärischer Symmetrie, d. h. nur s -artige Spitzen-Wellenfunktionen. Weitergehende theoretische Ansätze für allgemeinere Spitzengeometrien ermöglichen eine bessere Beschreibung der atomaren Korrugation auf Metalloberflächen [41]. Auf die spektroskopischen Messungen größerer Längenskala, die in dieser Arbeit durchgeführt wurden, hat die Geometrie der Spitzenzustände untergeordneten Einfluß.
- Es werden nur elastische Übergänge mit $E_\mu^s = E_\nu^p + eU$ berücksichtigt. Inelastische Tunnelprozesse sind in der Tunnelspektroskopie nachweisbar [42]. Sie wurden aber bei keiner der vorliegenden Messungen beobachtet, sind also vernachlässigbar.
- Obwohl die Störungsrechnung nur bei verschwindender Potentialdifferenz angewandt werden kann, wird in (3.5) *ad hoc* wieder eine endliche Spannung U ein-

3. Rastertunnelmikroskopie

geführt, um die Brücke zur Spektroskopie zu schlagen, bei der Spannungen von bis zu mehreren hundert mV üblich sind. Dies setzt einen ausschließlichen Spannungsabfall über der Vakuumbarriere voraus, was bei Halbleitern nicht der Fall ist. Die Konsequenzen werden in Abschnitt 7.1.1 ausführlich behandelt.

Ein weiteres Problem ist die unbekannte Zustandsdichteverteilung der Spitze ρ^s in (3.7). Es ist davon auszugehen, daß die Intensität von Maxima der gemessenen Spektren und zum Teil auch deren Lage von der Spitze⁴ beeinflusst werden. Eine Spitze mit ausgeprägt konturierter Zustandsdichteverteilung würde sich aber bei der Messung durch Spektroskopie-Maxima in bekannt strukturlosen Bereichen der Proben-Zustandsdichte verraten. Dies wurde bei den hier verwendeten Spitzen nicht beobachtet, weswegen die Spitzen-Zustandsdichte als weitgehend strukturlos betrachtet wird. Vergleiche von Photoemissions- und Rastertunnelspektroskopie an identischen Proben haben eine energetische Übereinstimmung von Zustandsdichtestrukturen innerhalb weniger meV ergeben [43].

Schließlich beeinflusst der Transmissionskoeffizient $T(eU, eU, z)$ das Verhältnis von ρ^p und dI/dU . T ist mit Hilfe der Größe $dI/dz(U)$, also durch eine abstandsmodulierte Messung, bestimmbar [44].

Das Rastertunnelmikroskop erlaubt damit die bis in atomare Dimensionen ortsauflöste Messung der elektronischen Zustandsdichteverteilung.

⁴Gemeint ist hier immer die sogenannte *Mikrospitze*, d. h. die vordersten paar Atome, die für die tunnelnden Zustände verantwortlich sind.

4. Instrumentierung

Die verwendete Anlage und das RTM wurden im Rahmen zweier Doktorarbeiten in der Arbeitsgruppe aufgebaut [45–47]. Probenpräparation und Messung finden unter UHV-Bedingungen ($p \leq 5 \cdot 10^{-9}$ Pa) statt. Die Messung erfolgt bei Temperaturen um 6 K und Magnetfeldern von bis zu 6 T orthogonal bzw. 2 T parallel zur Probenoberfläche.

4.1. UHV-Kammer

Die gesamte UHV-Anlage mit dem Kryostaten, in dem sich das RTM befindet, ist schematisch in Abb. 4.1 und 4.2 dargestellt. Die linke Kammer dient zur Präparation einer Wolfram(110)-Einkristallprobe (s. Abschnitt 4.6.2). Dazu sind hier eine Elektronenstoßheizung und ein Feindosierventil zur Sauerstoffpräparation eingebaut. In der rechten Kammer stehen eine LEED-Optik und ein Eisen-Verdampfer zur Verfügung. Der Drehschiebemanipulator ist mit einer Widerstandsheizung ausgerüstet, die ein Heizen der Probe auf bis zu 500 °C erlaubt. Die Probenschleuse befindet sich vorne links an der linken Kammer.

In der mittleren Kammer findet der Probentransfer in das RTM statt. Das Mikroskop hängt an einer ca. 2 m langen Stange, deren oberes Ende an einem Deckelflansch angebracht ist. Zum Probentransfer wird dieser Flansch nach oben gefahren, so daß sich der

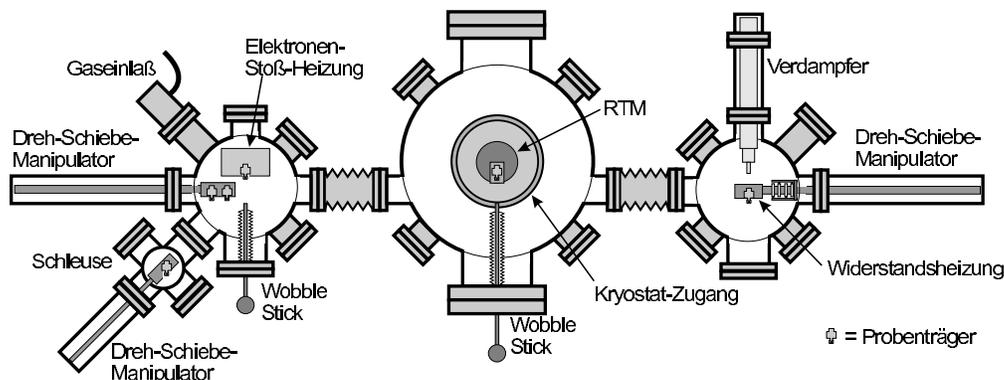


Abb. 4.1.: Aufsicht auf das UHV-System.

4. Instrumentierung

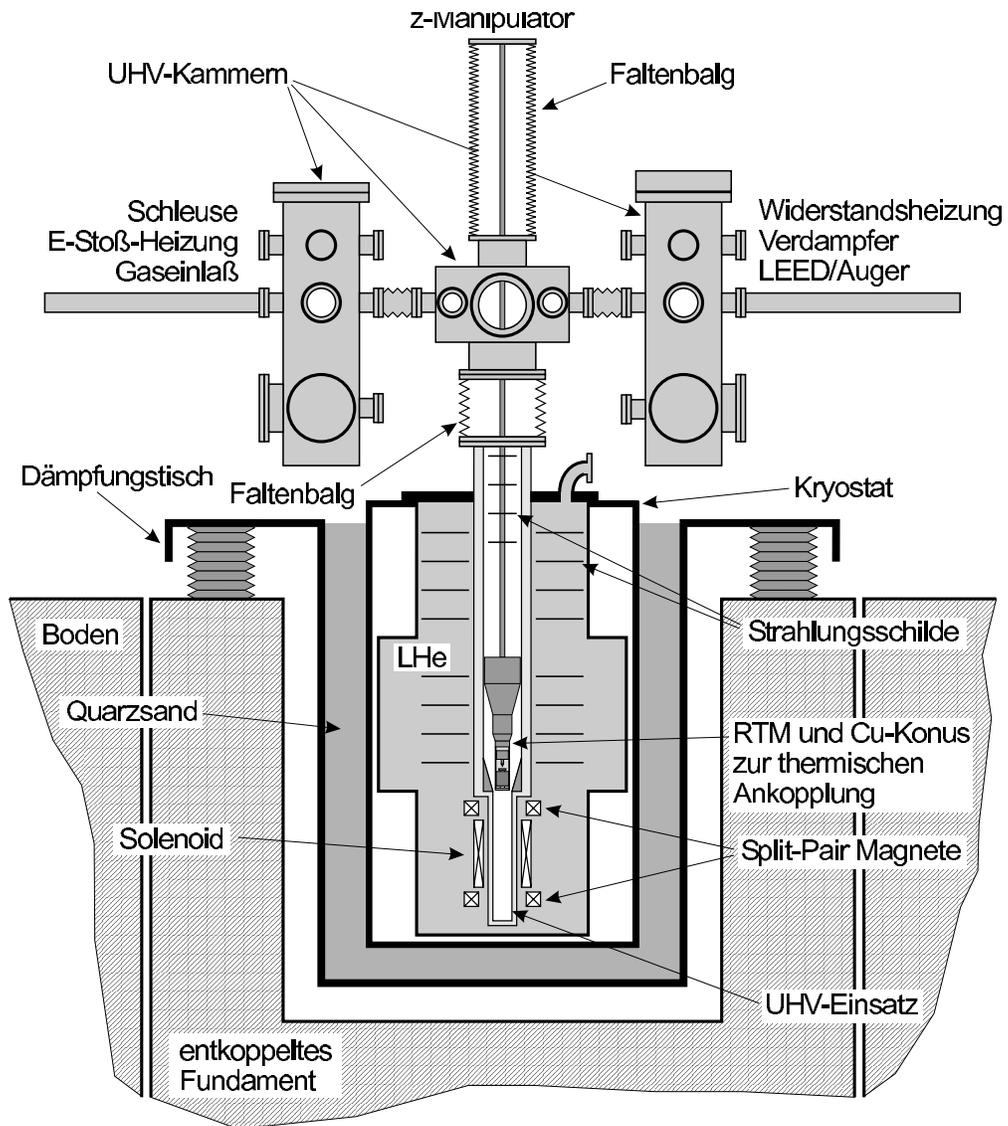


Abb. 4.2.: Schnitt durch das UHV-System und den Kryostaten (Vorderansicht). Das Mikroskop ist im fast abgesenkten Zustand.

RTM-Probenhalter im Aktionsbereich einer von außen zu betätigenden Pinzette („Wobblestick“) befindet. Zur Messung senkt man das RTM in den UHV-Einsatz des Kryostaten unterhalb der Transferkammer ab. Der Manipulator („z-Manipulator“ in Abb. 4.2) besteht aus einem langen Faltenbalg mit ca. 100 mm Innendurchmesser, der einen Hub von 1400 mm erlaubt. Der Deckelflansch ist an einem kugelgelagerten Linearschlitten montiert und wird durch eine motorisierte Kugelgewindespindel angetrieben.

Alle drei Kammern sind mit je einer Ionengetterpumpe und einer Titansublimationspumpe ausgestattet. Zur anfänglichen Evakuierung beim Ausheizen (ca. drei Tage bei max. $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ ¹) dient eine Turbomolekularpumpe mit nachgeschalteter Membranpumpe. Während des Meßbetriebs sind die mechanischen Pumpen mit Ventilen vom restlichen System abgeschottet und außer Betrieb.

4.2. Kryostat und Magnetsystem

Als Kryostat kommt ein superisolierter Flüssig-Helium-Dewar mit ca. 100 l Nutzvolumen zum Einsatz. Auf den sonst bei Heliumkryostaten üblichen Stickstoffschild wurde verzichtet, weil der siedende Flüssigstickstoff störende Vibrationen verursachen kann.

Im Zentrum des Kryostaten befindet sich der UHV-Einsatz, in den das RTM zum Messen abgesenkt wird. Der thermische Kontakt zwischen RTM und der Innenwand des Einsatzes wird durch einen Kupferkonus hergestellt, an dessen unterem Ende das RTM montiert ist und der in ein entsprechendes Gegenstück im Einsatz paßt. Der Einsatz ist durch ein zylindrisches Zwischenvolumen vom Heliumbad getrennt, das mit gasförmigem Helium bei variablem Druck gefüllt werden kann, um den thermischen Kontakt zwischen He-Bad und UHV-Einsatz gezielt zu steuern. Gleichzeitig vermindert es den mechanischen Kontakt zwischen RTM und dem siedenden He-Bad, wodurch eventuelle Vibrationen abgeschirmt werden. Mit einer He-Füllung erreicht der Kryostat eine maximal nutzbare Meßzeit von über 72 Stunden, bevor es zu einer merklichen Erwärmung des Meßvolumens kommt.

Das Magnetsystem besteht aus zwei getrennten, supraleitenden Spulen: Eine Zylinderwicklung („Solenoid“ in Abb. 4.2) erzeugt ein Magnetfeld von bis zu 6 T senkrecht zur Probenoberfläche; eine quer angebrachte Maxwell-Anordnung („split-pair“) ermöglicht Felder von bis zu 2 T parallel zur Oberfläche. In gewissen Grenzen ist eine Überlagerung beider Felder möglich, so daß ein in einer Ebene beliebig drehbares Feld von max. 1 T zur Verfügung steht.²

4.3. Rastertunnelmikroskop

Das Rastertunnelmikroskop ist eine Eigenentwicklung der Gruppe [47]. Der kompakte Grundkörper ist aus Macor, einer spanbaren Glaskeramik gefertigt. Der Röhrenscan-

¹Bei höherer Temperatur nehmen die Piezo-Elemente im RTM Schaden

²höhere Felder führen zu unzulässigen mechanischen Spannungen im System bzw. zur gegenseitigen Überschreitung des kritischen Feldes der Spulen.

4. Instrumentierung

ner mit Abmessungen $19 \text{ mm} \times 6,35 \text{ mm}\varnothing$ erlaubt bei 6 K einen Scanbereich von ca. $1,5 \times 1,5 \mu\text{m}^2$. Als Annäherungsmechanismus kommt ein piezoelektrischer Schrittmotor nach dem „Walker“-Prinzip zum Einsatz: Der Probenhalter ist an der Stirnseite eines dreieckigen Saphirprismas befestigt. Die polierten Seitenflächen des Prismas sind mittels Federkraft zwischen sechs Piezoelementen eingeklemmt, die beim Anlegen einer Spannung eine Scherbewegung entlang der Längsachse des Prismas vollführen. Beim Betrieb des Motors werden die Elemente im Abstand von einigen μs nacheinander ausgelenkt; dabei bewegt sich immer nur ein Element, während die anderen fünf das Prisma in seiner Position festhalten. Zum Schluß werden alle Piezos gemeinsam gleichzeitig in die Ruhelage geführt, wobei sie das Prisma mitnehmen. Die Schrittweite liegt bei tiefen Temperaturen zwischen 100 und 200 nm; die Schrittfrequenz beträgt 50 Hz.

Nach dem Einschieben der Probe in den Probenhalter ist diese zunächst noch einige mm von der Spitze entfernt. Mit Hilfe des Schrittmotors wird sie unter Beobachtung mit einem optischen Mikroskop der Spitze bis auf ca. 0,1 mm angenähert. Dann wird der automatische Annäherungsmechanismus gestartet, der die Probe erst einen Schritt in Richtung Spitze bewegt und dann testet, ob sie bereits vom Scanner erreicht werden kann. Dieser Vorgang wiederholt sich so lange, bis sich die Spitze im Tunnelkontakt befindet.

4.4. Elektronik

Als Elektronik findet ein kommerzielles Mehrprozessor-Datenerfassungssystem Verwendung [48], dessen ursprüngliche Software inzwischen vollständig durch eine Eigenentwicklung ersetzt worden ist, um spezielle Meßmodi verwirklichen zu können [45]. Der Regelverstärker ist ein Eigenbau des Instituts.

Der I - U -Wandler sowie die Biasspannungsquelle sind im Rahmen der vorliegenden Arbeit im Hinblick auf die besonderen Anforderungen der hochauflösenden Rastertunnelspektroskopie neu entwickelt worden (s. Anhang A).

Die spektroskopischen Messungen werden ausschließlich mit einem digitalen Lock-In-Verstärker durchgeführt [49]. Störsignale konstanter Frequenz (Netzbrummen) und deren Harmonische bilden mit der Referenzfrequenz des Verstärkers niederfrequente Schwebungen, die unterhalb der Grenzfrequenz des Ausgangs-Tiefpaßfilters liegen können und damit auf das Ausgangssignal durchschlagen. Geringste Schwankungen der Referenzfrequenz bewirken eine deutliche Verschiebung der Schwebung um die Grenzfrequenz des Ausgangstiefpasses des Verstärkers und damit starke Schwankungen des Ausgangssignals, die die Messung völlig unbrauchbar machen. Die hohe Frequenzstabilität des digitalen Lock-In-Verstärkers verhindert diesen Effekt.

4.5. Meßmethoden

Je nach Fragestellung wurde das RTM in verschiedenen Modi betrieben, die im folgenden erklärt werden:

4.5.1. Topographie

Wie bereits in Abschnitt 3.1 beschrieben, fährt die Spitze bei eingeschaltetem Regelkreis bei konstanter Biasspannung U_{bias} und konstanten Tunnelstrom I_t zeilenweise über die Probe. Gleichzeitig wird die z -Position der Spitze aufgezeichnet, so daß das Bild einer Fläche konstanten Tunnelstroms entsteht. Typische Werte sind $I_t = 50 \dots 300 \text{ pA}$, $U_{\text{bias}} = +50 \dots +200 \text{ mV}$. Die Aufnahme eines Bildes mit 512 Zeilen à 512 Punkte dauert 1–10 Minuten.

4.5.2. Spektroskopie

Bei dieser Methode wird bei festgehaltener Spitze ein komplettes Spektrum des differentiellen Widerstandes als Funktion der Biasspannung aufgenommen. Dazu wird die Spitze zunächst bei eingeschalteter Regelung über dem interessierenden Probenort stabilisiert. Dann wird der Regelkreis abgeschaltet und eine Spannungsrampe durchfahren, während die geringe Modulationsspannung U_{mod} des Lock-In-Verstärkers zu U_{bias} addiert wird. Das Signal $dI/dU(U)$ wird mit dem Lock-In-Verstärker gemessen und aufgezeichnet. Eine einzelne Kurve mit 512 Meßpunkten wurde in ca. 30 Sekunden durchfahren; die Modulationsfrequenz betrug 1594 Hz ³, die Zeitkonstante des Ausgangs-Tiefpasses $\tau = 30 \text{ ms}$ und die Modulationsamplitude $U_{\text{mod}} = 1 \text{ mV}$. Diese Parameter stellen einen Kompromiß zwischen Meßgenauigkeit und -geschwindigkeit dar.

Die Aufnahme eines kompletten Feldes von 100×100 Spektren über einem quadratischen Gebiet dauert über drei Tage und schöpft damit die Standzeit des verwendeten He-Dewars voll aus.

Da das Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers aufgrund der endlichen Antwortzeit des Ausgangs-Tiefpasses dem dI/dU -Signal mit einer zeitlichen Verzögerung von einigen ms folgt, ergibt sich eine scheinbare Verschiebung der gemessenen Spektren auf der Energieskala um einige meV. Dieser Fehler wurde kompensiert, indem einige Kurven in beiden Richtungen der Spannungsrampe durchfahren wurden. Die Hälfte des Energiebeitrags, um den die *peaks* solcher Kurvenpaare gegeneinander verschoben waren, wurde als Korrektur zu den Meßkurven addiert.

Da die angelegte Biasspannung eine relative Verschiebung der Fermienergie von Spitze und Probe gegeneinander bewirkt, kann die Energie des dem Spitzen-Fermienergie gegenüberliegenden Probenzustand direkt als $E - E_F = eU_{\text{bias}}$ interpretiert werden. Deshalb werden die Begriffe „Spannungsnullpunkt“ und „Fermienergie“ im Kontext rastertunnel-spektroskopischer Messungen synonym verwendet.

4.5.3. dI/dU -Bilder

Während einer normalen topographischen Abbildung wird der Biasspannung eine Modulationsspannung U_{mod} überlagert, deren Frequenz über der Grenzfrequenz des Regelver-

³Der genaue Wert ist eigentlich unwichtig, aber man muß eine Frequenz finden, bei der keine niederfrequenten Schwebungen mit konstanten Störfrequenzen auftreten (vgl. Abschnitt 4.4).

4. Instrumentierung

stärkers liegt. Die Amplitude der entstehenden Strommodulation wird mit dem Lock-In-Verstärker gemessen; sie beträgt

$$\left. \frac{dI}{dU} \right|_{U=U_{\text{bias}}}$$

und liefert damit gemäß (3.7) Informationen über die Zustandsdichte bei der Energie $E = eU_{\text{bias}}$. Die Meßgeschwindigkeit ist durch die Integrationszeit des Lock-In-Verstärkers begrenzt, so daß bei den von mir gewählten Parametern eine Messung ca. 2,5 Stunden dauerte.

4.5.4. LDOS₀-Karten

Für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit war die lokale Leitfähigkeit der Probe, also die Zustandsdichte am Fermi-niveau $\text{LDOS}_0(x,y) = \rho^p(x,y,0 \text{ eV})$, besonders interessant. Ein dI/dU -Bild kann in der oben beschriebenen Form aber nicht aufgenommen werden, weil bei $U_{\text{bias}} = 0 \text{ V}$ kein Tunnelstrom fließt und daher der Regelkreis nicht funktioniert. Deshalb wurde eine Abwandlung der Spektroskopie vorgenommen: Die Spitze wurde zunächst am Meßort stabilisiert, aber an Stelle einer Spannungsrampe wurde gleich eine feste Spannung von 0 V bei eingeschalteter Modulationsspannung angelegt. Nach einigen zehn ms Wartezeit wurde dann das Lock-In-Signal aufgezeichnet. Ein Bild von 100×100 Punkten nimmt auf diese Weise knapp 2 Stunden in Anspruch.

Wichtig ist bei dieser Messung, den Spannungsnullpunkt $U = 0$ genau zu treffen, weil die Zustandsdichte gerade am Fermi-niveau stark schwankt (s. Abb. 7.13). Dazu wird vor der Messung die Spitze von der Probe weggezogen, so daß garantiert $I_t = 0$. Aufgrund unvermeidlicher Offsetspannungen in der Meßelektronik mißt man aber trotzdem einen scheinbaren endlichen Tunnelstrom I' von einigen pA. Dieser Wert wird notiert. Dann wird im Tunnelkontakt bei festgehaltener Spitze eine $I(U)$ -Kurve aufgenommen. Der Punkt (U', I') der Kurve liefert dann den wahren Spannungsnullpunkt U' , auf den die Meßelektronik bei der Aufnahme der LDOS₀-Karte eingestellt werden muß. Bei der verwendeten Elektronik schwankt U' durch Umwelteinflüsse im Verlauf von Tagen um einige Zehntel mV, weswegen die Bestimmung des Spannungsnullpunktes regelmäßig wiederholt werden muß.

4.6. Präparation

4.6.1. Die InAs(110)-Oberfläche

Die InAs-Proben werden durch Brechen eines Einkristalls im UHV präpariert. Dazu wird ein $15 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$ großes Stäbchen mit einem Diamantsägeblatt ca. $0,7 \text{ mm}$ vom einen Ende entfernt seitlich eingekerbt und mit leitfähigem Epoxydkleber [50] auf den Probenhalter geklebt. Auf das andere Ende wird der Kopf einer ca. $2 \times 20 \text{ mm}$ großen VA-Zylinderkopfschraube als Verlängerung geklebt. Die so vorbereitete Probe wird auf

den Drehschiebemanipulator in der Schleuse der Vakuumkammer gesetzt. Die Schleuse wird evakuiert und bei 130 °C über nacht ausgeheizt. Sobald die Probe gebraucht wird, öffnet man das Ventil zwischen Schleuse und Kammer und schiebt den Manipulator in die Kammer. Dabei stößt die an der Probe angebrachte Schraube von innen gegen die Schleusenwand, und die Probe bricht an der eingekerbten Stelle sauber entlang der (110)-Richtung ab. Der in der Schleuse übriggebliebene Oberteil des Kristalls samt Schraube wird wiederum eingekerbt und erneut verwendet; man gewinnt auf diese Weise aus einem Stäbchen 15–20 RTM-Proben.

4.6.2. Spitzenpräparation

Für alle Messungen wurden ausschließlich elektrochemisch geätzte Wolframspitzen verwendet.

Zum Ätzen schiebt man über das Ende eines 0,25 mm starken W-Drahtes ein ca. 8 mm langes Stückchen Plastikisolation. Dieses Ende des Drahtes taucht so weit in eine 8%ige NaOH-Lösung ein, daß der Meniskus gerade eben den blanken Draht oberhalb der Isolierung benetzt. Dann wird zwischen dem Draht und einer ebenfalls in die Lösung tauchenden Kohlelektrode eine Wechselspannung von ca. 4 V_{eff} angelegt. Die Isolierung begrenzt den Ätzvorgang auf eine schmale Zone, an der sich der Draht nach kurzer Zeit so stark verjüngt, daß der isolierte untere Teil abfällt. Am abgefallenen Teil bleibt eine sehr kurze, scharfe Spitze stehen, die später die Tunnelspitze bildet.

Weil bei diesem Verfahren die zu schärfende Spitze beim Ätzen nach oben statt nach unten zeigt, bezeichnet man es als *reverse electrochemical etching* [51,52]

Wichtig ist die sofortige Unterbrechung des Ätzvorgangs im Moment der Abtrennung, weil sonst die soeben gebildete Spitze durch fortgesetztes Ätzen verrundet würde. Bei der vorgestellten Methode passiert dies automatisch, denn sobald die Spitze abfällt, bricht auch der Stromfluß in den unteren Drahtteil ab. Bei anderen Ätztechniken wurden Elektroniken vorgeschlagen, die im richtigen Augenblick den Strom unterbrechen [53].

Die fertige Spitze wird durch ca. 30sekündiges Eintauchen in 40%ige Flußsäure von der beim Ätzen entstandenen Oxidschicht gereinigt [54].

Etwa zehn frisch hergestellte Spitzen werden unter dem Lichtmikroskop bei 500facher Vergrößerung auf mechanische oder andere offensichtliche Beschädigung geprüft; die drei oder vier besten werden für den Einsatz in das RTM ausgewählt, da der Einbau oft nicht auf Anhieb gelingt und die Spitze leicht beschädigt wird. Diese Sorgfalt ist bei der verwendeten Anlage unverzichtbar, weil das System zum Spitzenwechsel aufgewärmt und geöffnet werden muß, was eine ca. zweiwöchige Meßpause erzwingt. Der Einbau eines *in-situ*-Spitzenwechsel ist für die Zukunft geplant.

Nach dem Einbau einer neuen Spitze wird diese zunächst über einer W(110)-Probe im STM auf Abbildungseigenschaften und Stabilität geprüft.⁴ Die wegen der Passivierung an Luft unvermeidliche Wolframoxidschicht wird durch das Anlegen kurzer, hoher

⁴W ist eine einfach zu handhabende Metallprobe, weil die Oberfläche durch Heizen auf 2400 K in wenigen Sekunden vollständig gereinigt werden kann.

4. Instrumentierung

Spannungspulse (5–10 ms, 5–30 V) während der RTM-Abbildung von der Spitze entfernt. Dabei entstehen oft instabile, stumpfe Spitzen, die durch mehrstündigen Betrieb bei extremen Tunnelparametern (5 pA, 5–10 V) nach und nach schärfer werden können. Gute Erfolge wurden mit Feldemission (10–50 μ A, 150 V) erzielt [55]. Durch wiederholte Behandlung mit den verschiedenen Präparationsmethoden können zuverlässig gute Spitzen hergestellt werden.

Die InAs-Probe hat sich zur Spitzenpräparation als völlig ungeeignet erwiesen. Anscheinend führt die Belastung durch hohe elektrische Felder dazu, daß Klumpen des Probenmaterials aus der Oberfläche herausgerissen werden und sich überall verteilen.

Die beschriebene Art der Spitzenpräparation im RTM ist wegen des dauernden Wechsels zwischen W- und InAs-Probe zeitraubend und umständlich. Wesentlich bessere Ergebnisse können routinemäßig durch andere Präparationsmethoden wie Sputtern oder Heizen der Spitze erzielt werden. Dazu ist es aber erforderlich, daß die Spitze im Vakuum aus dem Mikroskop genommen und an eine entsprechende Präparationsstation gebracht werden kann. Das in dieser Arbeit verwendete RTM ist derzeit noch nicht mit einem solchen *in-situ*-Spitzenwechsel ausgestattet. Dieser Mangel wird in naher Zukunft behoben werden.

5. Die InAs-Probe

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Eigenschaften des verwendeten Halbleitermaterials vorgestellt.

5.1. Eigenschaften des Volumenmaterials

InAs gehört zu der Familie der III-V-Verbindungshalbleiter. Diese binären Verbindungen kristallisieren in der Zinkblende-Struktur, d. h. ihr Aufbau entspricht zwei überlagerten, um $1/4$ der Einheitszellen-Diagonalen gegeneinander verschobenen fcc-Untergittern, von denen das eine mit In- und das andere mit As-Atomen besetzt ist (Abb. 5.1). Jedes Atom hat also vier tetraedrisch angeordnete nächste Nachbarn der jeweils anderen Atomsorte. Deshalb sind die Bindungen im Verbindungshalbleiter – im Gegensatz zum elementaren Halbleiter – nicht rein kovalent, sondern haben zusätzlich einen schwach ausgeprägten ionischen Charakter.

Die s - und p -Orbitale der einzelnen Atome hybridisieren zu vier sp^3 -Orbitalen. Die dadurch gebildeten, tetraedrisch vom Atom abgehenden „Äste“ wechselwirken im Kristall mit den Orbitalen der Nachbaratome und spalten dabei in einen bindenden und einen antibindenden Anteil auf. Das zweifach besetzte bindende Orbital bildet das Valenzband, während das energetisch höherliegende, leere Leitungsband aus dem unbesetzten

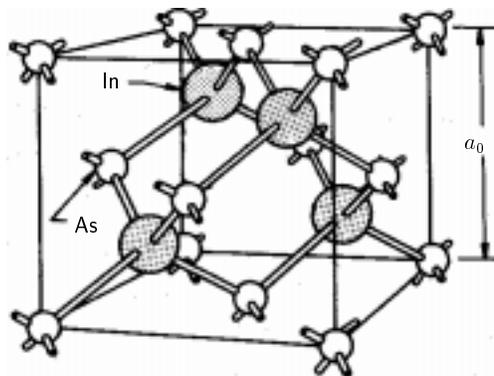


Abb. 5.1.: Darstellung der Einheitszelle von InAs ($a_0 = 6.06 \text{ \AA}$).

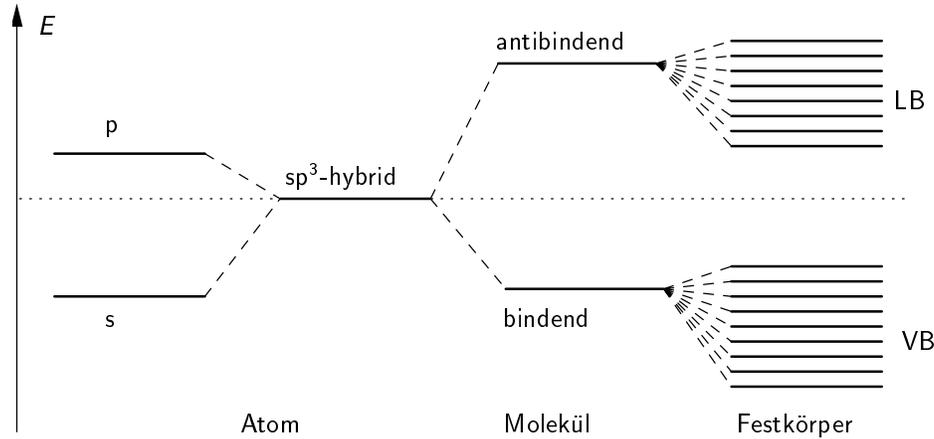


Abb. 5.2.: Energieschema der Bildung des Valenz- und Leitungsbandes aus den hybridisierten sp^3 -Orbitalen der Kristallatome [56]

antibindenden Orbital entsteht (Abb. 5.2).

Bei III-V-Verbindungen ist der Schwerpunkt der Aufenthaltswahrscheinlichkeit der bindenden Elektronen leicht in Richtung des elektronegativeren Elements verschoben, so daß die Bindung eine zusätzliche ionische Komponente (In^+As^-) bekommt.

Bandstruktur

Im Gegensatz zu den indirekten Halbleitern wie Ge und Si, bei denen die Bandlücke zwischen Zuständen mit verschiedenen \vec{k} -Vektoren zustandekommt, weisen die meisten III-V-Halbleiter eine direkte Bandlücke am Γ -Punkt auf. Abb. 5.3 zeigt die von CHELIKOWSKI *et al* berechnete Bandstruktur von InAs [57]. In einer Umgebung von einigen meV um den Γ -Punkt ist der Bandverlauf für Elektronen näherungsweise isotrop parabolisch, so daß in diesem Bereich eine konstante skalare effektive Elektronenmasse m_e^* angenommen werden kann. Bei höheren Energien steigt die effektive Masse stark an.

Leitfähigkeit und Dotierung

Damit es in einem Festkörper überhaupt zu einem Stromfluß kommen kann, müssen freie (bewegliche) Ladungsträger zur Verfügung stehen. Das ist nur der Fall, wenn Energiebänder teilweise besetzt sind; das Fermi-niveau liegt dann an der Grenze zwischen den besetzten und unbesetzten Zuständen des Bandes. Bei einem idealen Halbleiter verschwindet die Leitfähigkeit bei $T = 0\text{ K}$, weil das Fermi-niveau zwischen dem voll besetzten Valenzband und dem leeren Leitungsband liegt. Mit ansteigender Temperatur erhält eine zunehmende Zahl von Valenzelektronen genug Energie, um die Bandlücke zu überspringen und in das Leitungsband überzutreten, so daß die Leitfähigkeit rapide ansteigt.

Im Gegensatz zu dieser thermisch erzeugten *intrinsischen Leitfähigkeit* steht die *extrinsische Leitfähigkeit*, die durch Dotierung des Halbleiters entsteht. Bei der *n*-Dotierung

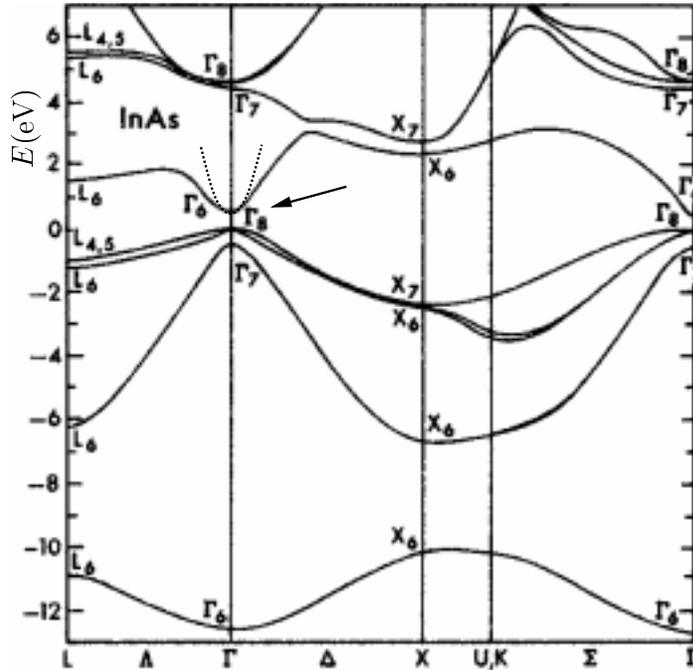


Abb. 5.3.: Berechnete Bandstruktur von InAs (aus [57]). Der am Γ -Punkt (Pfeil) näherungsweise isotrop parabolische Verlauf der Leitungsband-Unterkante (gestrichelte Kurve) erlaubt für kleine Energien von einigen meV die Annahme einer konstanten, skalaren effektiven Masse $m_e^* = 0,023m_e$

ist ein kleiner Anteil der fünfwertigen As-Atome durch sechswertige (z. B. Schwefel) ersetzt, die je ein zusätzliches Elektron in das Leitungsband einbringen und daher Donatoren heißen. Bei p -Dotierung nehmen zweiwertige Akzeptoren (z. B. Zink), die dem Valenzband Elektronen entziehen und dadurch Löcher erzeugen, die Plätze des In ein.

Ein durch einen einzelnen, isolierten Donator in einen n -Halbleiter¹ eingebrachtes Elektron bildet mit dem Donator-Atom ein wasserstoffähnliches System, dessen Ionisierungsenergie überwunden werden muß, bevor das Elektron im Kristall frei beweglich ist. Unter Einbeziehung der Dielektrizitätskonstante des Halbleiters und der effektiven Elektronenmasse ergeben sich mit dem Bohrschen Atommodell die Energieniveaus isolierter Donatoren [59]:

$$E_i = \frac{m^* e^4}{2(4\pi\epsilon_0 \hbar)^2 i^2} \cdot \quad (5.1)$$

Der Grundzustand liegt um den Betrag der Ionisierungsenergie unterhalb der Leitungsband-Unterkante. Bei InAs mit $\epsilon = 14,6$ und $m_e^* = 0,023 \cdot m_e$ beträgt die Ionisierungs-

¹Sämtliche folgenden Argumente gelten analog auch für p -dotierte Halbleiter.

5. Die InAs-Probe

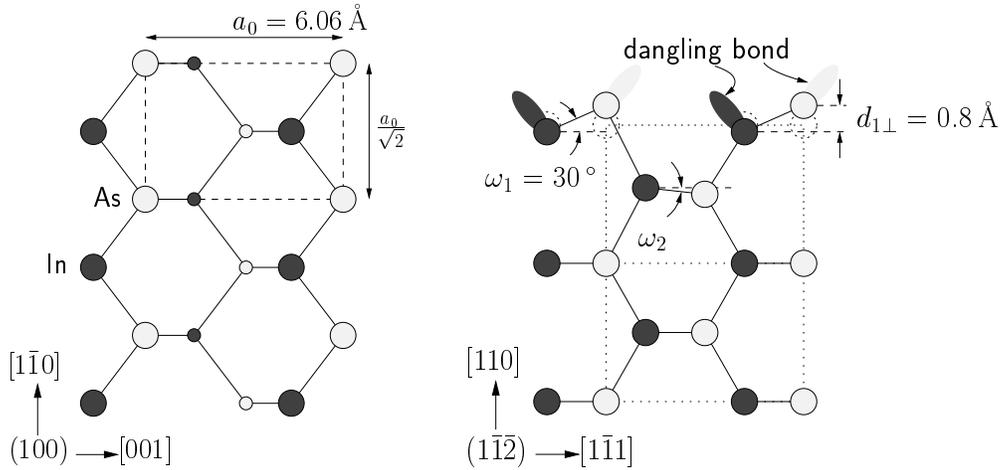


Abb. 5.4.: Strukturrelaxation der InAs(110)-Oberfläche [58]. **Links:** Aufsicht auf die Oberfläche. Die Atome der obersten Lage sind als große, die darunterliegenden als kleinere Kreise dargestellt. **Rechts:** Schnitt durch den Kristall entlang der $[1\bar{1}\bar{2}]$ -Ebene. Die As-Atome der obersten Lage sind um $0,8 \text{ \AA}$ gegen die In-Atome verschoben. Die ungesättigten Bindungen ragen als gefüllte (As) und leere (In) *dangling bonds* aus der Oberfläche heraus

energie $1,47 \text{ meV}$; der effektive Bohrsche Radius ist $a^* = 33,6 \text{ nm}$.

Unterschreitet der mittlere Abstand der Dotieratome den Bohrschen Radius dieser Systeme, überlappen die Wellenfunktionen und bilden ein Störstellenband, das mit dem Leitungsband verschmilzt. Das Fermi-niveau liegt dann im Leitungsband, d. h. ein Teil der Ladungsträger bildet ein frei bewegliches Elektronengas, und es existiert eine entsprechende Zahl permanent ionisierter Donatoren. Der Halbleiter heißt in diesem Fall *entartet*. Offensichtlich hat ein entarteter Halbleiter bei $T = 0 \text{ K}$ eine endliche Leitfähigkeit. Die kritische Dichte von Ladungsträgern, unterhalb derer bei $T = 0 \text{ K}$ das Material durch völliges Ausfrieren der Ladungsträger an Dotieratomen zum Isolator wird, kann mit dem Mott-Kriterium $n_c^{1/3} \cdot a^* \leq 0,25$ [60] zu etwa $4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt werden.

In jedem realen n -dotierten Halbleiter ist immer auch eine Anzahl Akzeptoren enthalten. Diese erzeugen aber keine Löcher im Valenzband, sondern binden je ein durch einen Donator eingebrachtes Elektron. Dadurch wird die Dotierung teilweise kompensiert; die Ladungsträgerkonzentration nimmt ab. Gleichzeitig vergrößert sich die Zahl der geladenen Streuzentren im Kristall, weil jeder Akzeptor nach dem Einfang eines Elektrons zu einer negativ geladenen Störstelle wird. Dieser Effekt spielt gerade bei dem verwendeten niedrig dotierten Material eine Rolle.

5.2. Die (110)-Oberfläche

Beim Spalten eines Kristalls muß zum Aufbrechen der Bindungen Energie aufgewandt werden. Je nach kristallographischer Orientierung der Spaltfläche müssen dabei pro Flächeneinheit unterschiedlich viele Bindungen getrennt werden, so daß Bruchflächen sich bevorzugt entlang bindungsarmer Ebenen ausbilden. Bei der Diamantstruktur ist das die (111)-Ebene, weswegen homopolare Halbleiter wie Si oder Ge hauptsächlich entlang dieser Ebene brechen.

Bei III-V-Verbindungen liegen die Verhältnisse insofern etwas anders, als die (111)-Ebene ausschließlich mit Atomen einer Sorte besetzt ist. Aufgrund der Polarität der Bindungen würde sich beim Bruch entlang dieser Ebene eine polare Oberfläche ausbilden, was zusätzliche Arbeit für die Überwindung elektrostatischer Kräfte erfordern würde. Die (110)-Oberfläche ist je zur Hälfte mit beiden Atomsorten besetzt (Abb. 5.4 links) und somit elektrisch neutral. Damit wird ein Bruch entlang dieser Ebene energetisch günstiger, weswegen die (110)-Ebene die natürliche Spaltfläche der III-V-Verbindungen darstellt. Alle für RTM-Messungen verwendeten Proben wurden durch Brechen eines InAs-Einkristalls hergestellt; die Messungen zeigen damit immer ein Abbild der (110)-Ebene.

Strukturrelaxation

Da jede Oberfläche einen Bruch der Symmetrie des Festkörpers darstellt, bewirkt die Minimierung der Gesamtenergie unter Umständen erhebliche Veränderungen der strukturellen und elektronischen Eigenschaften der Oberfläche gegenüber dem Volumenmaterial. Ordnen sich die oberflächennahen Atome im Zuge der Energieabsenkung völlig neu an, so daß eine in Form und Größe von der Volumen-Einheitszelle abweichende Oberflächen-Einheitszelle entsteht, spricht man von einer *Rekonstruktion* der Oberfläche. Bei der *Relaxation* tritt dagegen nur eine Verschiebung der Atompositionen innerhalb der gegenüber dem Volumenmaterial unveränderten Einheitszelle auf. Die (110)-Spaltflächen der III-V-Halbleiter zeigen durchweg Oberflächenrelaxation [61], bei der die metallischen Atome (In) tiefer in der Oberfläche liegen als die nichtmetallischen (As). Abb. 5.4 (rechts) zeigt eine Seitenansicht der berechneten Relaxation der InAs(110)-Oberfläche [58].

Ohne eine Neuverteilung der Ladungen würden die an der Spaltfläche aufgebrochenen Hybrid-Orbitale halbbesetzt bleiben. Es ist jedoch energetisch günstiger, wenn die Orbitale voll besetzt oder ganz leer bleiben. Deshalb findet ein Ladungstransfer von der anionischen (In) zur kationischen Komponente (As) statt, so daß die aus der Oberfläche herausragenden *dangling bonds* des As voll besetzt und die des In leer sind.

5.3. Das Probenmaterial

Das für die Messungen dieser Arbeit verwendete InAs wurde in Form von $3 \times 3 \times 30 \text{ mm}^3$ großen Einkristallstäben von einem kommerziellen Anbieter bezogen [62]. Die Proben stammen aus zwei verschiedenen Chargen mit einer nominellen n -Ladungsträgerkonzentration von $2,0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (Probe A) bzw. $1,1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (Probe B). Dotierungen dieser

5. Die InAs-Probe

Parameter		
Gitterkonstante	6,06	Å
Bandlücke ($T = 300$ K [59])	0,35	eV
Bandlücke ($T = 0$ K)	0,43	eV
intrinsische Leitfähigkeit ($T = 300$ K)	$8,8 \cdot 10^{14}$	cm^{-3}
Effektive Elektronenmasse m^*	0,023	m_e
Donator	Schwefel	
Bohrscher Radius	33,6	nm
	Probe A	Probe B
Lage des Fermi-Niveaus ($E_F - E_{LB}$)	11,7	7 meV
Dotierung	2,0	$1,1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
mittlerer Donatorenabstand	36	45 nm
Beweglichkeit	26000	9000 cm^2/Vs

Tab. 5.1.: Technische Daten des verwendeten Halbleitermaterials

Größenordnungen stellen laut Angaben des Herstellers die untere Grenze des technisch Machbaren dar. Sie werden nicht gezielt eingestellt, sondern ergeben sich durch unvermeidliche Verunreinigungen (vorwiegend Schwefel) beim Herstellungsprozeß. Insofern ist zu erwarten, daß die geringe Dotierung vor allem bei Probe B das Resultat einer starken Kompensation ist, was sich auch in der gegenüber Probe A um einen Faktor 3 geringeren Beweglichkeit niederschlägt und in RTM-Bildern direkt sichtbar ist (vgl. B.2). In Tab. 5.1 sind die wichtigsten Eigenschaften des Materials zusammengestellt.

Der mittlere Abstand der Dotieratome von 36 nm für Probe A bzw. 45 nm für Probe B läßt im Vergleich mit dem Bohrschen Radius von 33,6 nm eine Entartung des Materials, d. h. kein Verschwinden der Leitfähigkeit bei kleinen Temperaturen erwarten. Die temperaturabhängigen Messungen von Ladungsträgerkonzentration und der Beweglichkeit in Abb. 5.5 bestätigen das für Probe A; für Probe B liegen keine entsprechenden Daten vor (vgl. Kapitel 6).

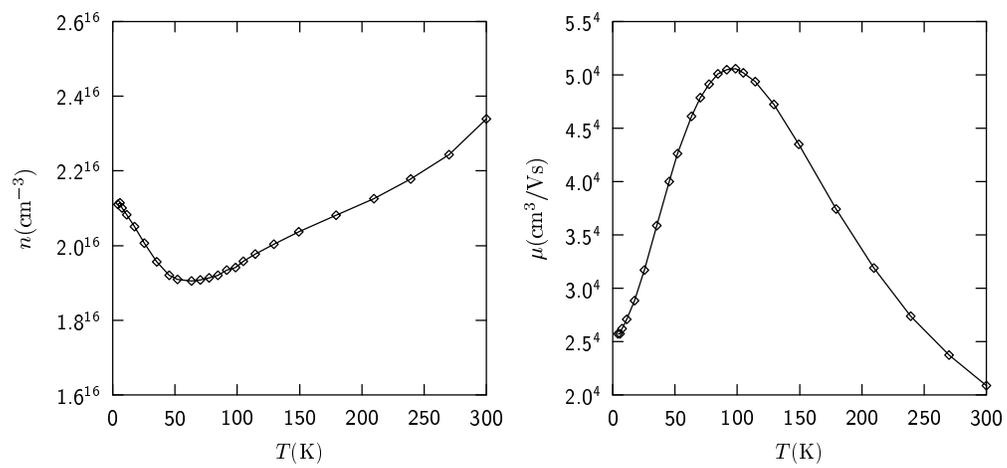


Abb. 5.5.: Ladungsträgerkonzentration (**links**) und Beweglichkeit (**rechts**) der Probe A in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Daten stammen vom Hersteller der Proben [62].

6. Transportmessungen am 3DES

In diesem Kapitel werden die Transportmessungen vorgestellt, die an denselben InAs-Probenmaterialien durchgeführt wurden, die auch im Experiment (Kapitel 7) verwendet wurden. Hauptziel waren dabei nicht quantitative Aussagen über Beweglichkeit und Ladungsträgerkonzentration, die angesichts der Probengeometrie und Art der Kontaktierung auch nur eingeschränkt möglich sind. Vielmehr sollte geklärt werden, ob unsere Proben ebenfalls das in der Literatur beschriebene nichtlineare Verhalten von $\rho_{xy}(B)$ zeigen [22–24, 63, 64], um den direkten Zusammenhang zwischen den Magnetotransporteigenschaften des Materials und den in den magnetfeldabhängigen RTM-Messungen beobachteten Phänomenen herstellen zu können.

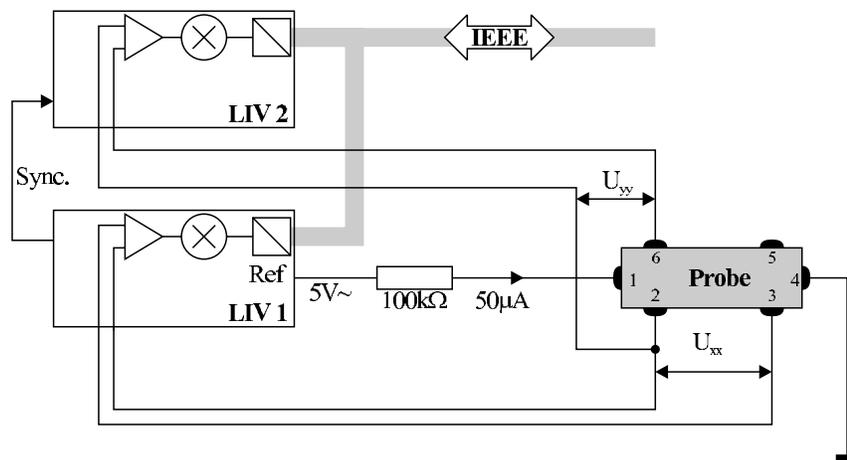


Abb. 6.1.: Schematischer Aufbau der Hall-Messungen. Der Referenzausgang von LIV 1 schickt einen schwachen Wechselstrom durch die Probe und misst U_{xx} . LIV 2 und LIV 3 (nicht gezeichnet) messen U_{xy} an den Kontaktpaaren (2,6) bzw. (3,5).

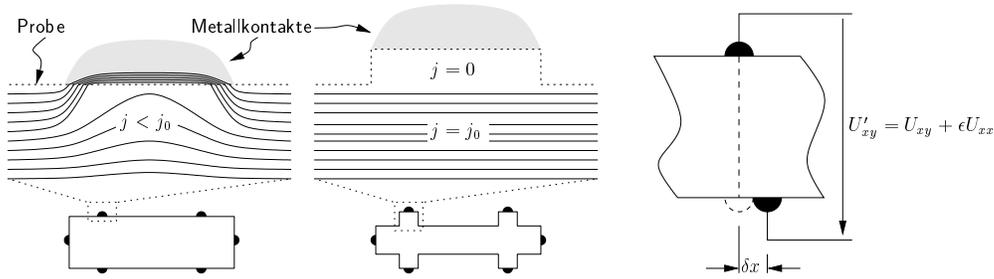


Abb. 6.2.: Mögliche Fehlerquellen bei den Hall-Messungen. **Links:** Die aufgelöteten Indiumperlen ziehen aufgrund ihrer höheren Leitfähigkeit einen Teil der Stromdichte aus der Probe ab. Diesen Effekt vermeidet die 'klassische' Hall-Geometrie (**Mitte**). Sind die Kontakte nicht genau gegenüber angeordnet, addiert sich ein Teil der Längsspannung zur Hallspannung (**rechts**).

6.1. Transport-Experiment

Die Messungen wurden in Zusammenarbeit mit Ines Meinel in der Arbeitsgruppe von Prof. D. Heitmann am gleichen Institut durchgeführt. Sie erfolgten in einem LHe-Badkryostaten mit einem supraleitenden 8 T-Magnet bei einer Temperatur von 4,2 K als Wechselstrommessung wie in Abb. 6.1 dargestellt: Der Lock-In-Verstärker LIV 1 erzeugt an seinem Referenz Ausgang mittels eines 100 k Ω -Widerstandes einen Längsstrom von 50 μ A_{eff} durch die Probe und mißt gleichzeitig die über den Kontakten 2 und 3 abfallende Längsspannung U_{xx} . Die an den Kontaktpaaren (2,6) und (3,5) abfallende Hallspannung U_{xy} wird simultan mit zwei weiteren LIV gemessen, die als Synchrongleichrichter mit LIV 1 gekoppelt sind (Abb. 6.1). Während das Magnetfeld den Bereich von 0 – 8 T bei einer Rate von ca. 0,1 T/min überstreicht, werden die Meßdaten über eine IEEE-Schnittstelle an den Steuercomputer gesandt und gespeichert.

Als Probe wurde je ein ca. 3 \times 3 \times 9 mm³ großes Stück der beiden InAs-Proben benutzt. Die sechs Kontakte wurden durch Auflöten von dünnen Kupferdrähtchen mit Indium-Lot ausgeführt.

Korrektur der Meßdaten

Vor der Darstellung und der Diskussion der Ergebnisse dürfen einige grundsätzliche Unzulänglichkeiten der verwendeten Meßmethode nicht unerwähnt bleiben.

Um Hall-Messungen einfach auswerten zu können, versucht man durch geeignete Formgebung der Probe, eine möglichst homogene Stromverteilung zu erreichen und den Einfluß der an den Probenrändern angebrachten metallischen Elektroden zu minimieren [65–69]. Die an den Stirnseiten der Probe angebrachten Kontakte, die der Stromspeisung dienen (Stromkontakte), entwickeln aufgrund ihrer hohen Ladungsträgerkonzentration kein nennenswertes Hall-Feld und schließen das sich in der Probe bildende

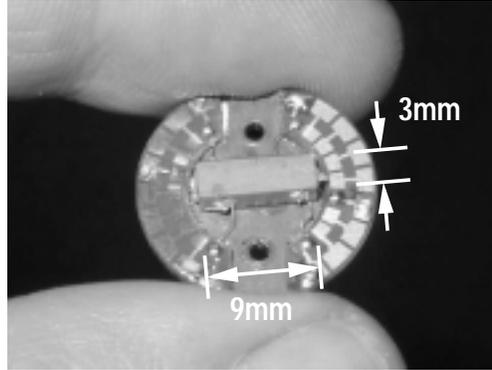


Abb. 6.3.: Eine der verwendeten InAs-Proben auf dem Probenhalter für die Transportmessungen

Feld in ihrer Nähe kurz. In gleicher Weise überbrücken die seitlich an der Probe befindlichen Spannungskontakte den longitudinalen Widerstand des Halbleiters und erzeugen dadurch in ihrer Nähe eine Zone verminderter Stromdichte (Abb. 6.2 links und Mitte). Ein weiterer Fehler entsteht, wenn die Spannungskontakte einander nicht genau gegenüber liegen (Abb. 6.2 rechts). Dadurch addiert sich ein Teil der Längsspannung U_{xx} zur Hallspannung U_{xy} .

Man vermeidet alle diese Fehler, indem man der Probe eine möglichst langgestreckte Form gibt und die Kontakte an seitlich abstehenden Ästen der Probe anbringt, so daß sie keinen Einfluß auf den stromführenden Teil der Probe haben.¹

Die für die vorliegenden Messungen verwendeten Proben genügten diesen Ansprüchen kaum; das Probenmaterial wurde in seiner ursprünglichen Quaderform verwendet. Das Auflöten der Elektroden mit Indium gelang nicht immer gut, deshalb gerieten die Lötstellen teilweise etwas zu groß. Das Resultat waren kurze, dicke Proben mit teilweise schlecht definierten Kontakten (Abb. 6.3). Die dadurch verursachte inhomogene Stromdichteverteilung führt zu einem multiplikativen Fehler der gemessenen Spannungen, der mit den vom Hersteller angegebenen Ladungsträgerdichten korrigiert wurde. Es ergaben sich die Korrekturfaktoren 0,75 für Probe A und 1,77 für Probe B, wobei unklar ist, warum die Abweichungen trotz wahrscheinlich gleichartiger Fehler in verschiedene Richtungen gehen.

Der durch den seitlichen Versatz der gegenüberliegenden Spannungskontakte verursachte Artefakt (Abb. 6.2 rechts) kann unter Zuhilfenahme der Symmetrien von Hall- und Längsspannungen in B korrigiert werden:

$$U_{xy}(B) = -U_{xy}(-B) \quad \text{und} \quad U_{xx}(B) = U_{xx}(-B) ,$$

¹VAN DER PAUW entwickelte für Transportmessungen einen anderen Ansatz, bei dem die Probengeometrie eine untergeordnete Rolle spielt [70]. Die verwendete Anlage war aber nicht für solche Messungen eingerichtet.

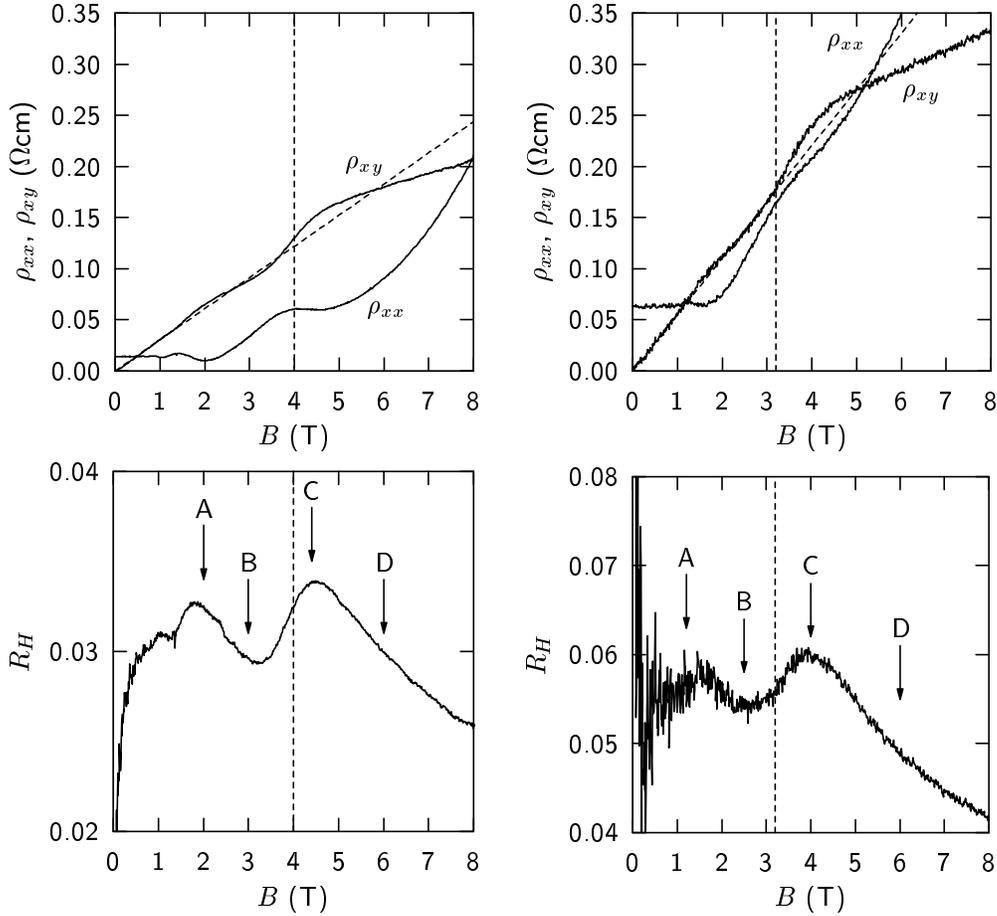


Abb. 6.4.: Transportmessungen bei 4K an n -dotierten InAs-Proben (korrigierte Werte, siehe Text). **Oben, links:** Probe A ($n_{\text{nom}} = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), **rechts:** Probe B ($n_{\text{nom}} = 1.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). Der zu erwartende lineare Verlauf des Hallwiderstandes ist gestrichelt angedeutet. Die gestrichelten vertikalen Linien geben den Übergang zu $\nu = 1$ (EQL) an. **Unten:** Verlauf der Hallkonstanten. Auf die Markierungen A–D wird im Text Bezug genommen.

d. h. bei Umkehr der Magnetfeldrichtung kehrt sich auch das Vorzeichen der Hallspannung um, nicht aber das der Längsspannung. Der Elektrodenversatz bewirkt eine asymmetrische Verschiebung von U_{xy} . Da bei allen Messungen das Magnetfeld von -8 bis 8 T durchfahren wurde, konnten die Kurven durch Addition eines geringen Anteils der Längsspannung zur Hallspannung symmetrisiert werden ($0,03 \cdot U_{xx}$ bei Probe B). Probe A zeigte keine nennenswerte Asymmetrie der Hallspannung.

Es soll noch einmal betont werden, daß für die vorliegende Arbeit nicht die quantitative Bestimmung von ρ_{xx} und ρ_{xy} im Vordergrund steht, sondern die Korrelation des Verlaufs der gewonnenen Kurven mit den im RTM beobachteten Phänomenen. Deshalb

spielen die bei den Transportexperimenten gemachten Fehler keine wesentliche Rolle für die Interpretation der Ergebnisse.

Abb. 6.4 zeigt die gewonnenen Meßkurven, die nach dem oben beschriebenen Verfahren korrigiert wurden. Der relative Verlauf von ρ_{xx} und ρ_{xy} läßt gemäß (2.13) direkte Rückschlüsse auf den Grad der Landau-Quantisierung der jeweiligen Proben zu. Der Übergang zum EQL wurde näherungsweise durch iterative Integration von (2.12) von 0 bis E_F bei $l = 0$ und $s = -1/2$ zu 4.0 T (Probe A) und 3.2 T (Probe B) bestimmt.

Der Anstieg von ρ_{xx} bei höheren Feldern ist auf eine höhere Streuwahrscheinlichkeit der Elektronen aufgrund ihrer magnetfeldbedingt zyklodischen Bewegung zurückzuführen und nicht mit dem Einsetzen des Metall-Isolator-Übergangs zu verwechseln, der bei InAs erst bei Feldern jenseits 8 T einsetzt. Auffällig ist die deutlich geringere Beweglichkeit bei Probe B. Sie ist auf die höhere Konzentration an geladenen Störstellen durch Kompensationsdotierung zurückzuführen, die in RTM-Messungen direkt beobachtet wurde (s. Abb. B.3). Der Verlauf von ρ_{xx} zeigt für beide Proben die bekannten Shubnikov-de Haas-Oszillationen, die durch die mit dem Magnetfeld schwankende Zustandsdichte am Fermi-niveau verursacht werden. Erwartungsgemäß sind diese bei Probe A aufgrund der gemäß (2.13) stärker ausgeprägten Landau-Quantisierung deutlicher als bei Probe B; tatsächlich treten sie nur bei $\omega_c\tau = \rho_{xy}/\rho_{xx} > 1$ auf.

Für die vorliegende Arbeit ist besonders das Verhalten des Hallwiderstandes bzw. der Hallkonstante interessant. Nach den Überlegungen aus Kapitel 2 wäre bei einer mit konstantem Längsstrom durchgeführten Transportmessung ein mit B linearer Anstieg des Hallwiderstandes ρ_{xy} bzw. eine unveränderte Hallkonstante zu erwarten. Für kleine Magnetfelder ist das auch so, aber schon bei Feldern ab ca. 1 T beginnt die Hallkonstante vom erwarteten Verhalten abzuweichen. Nach einer Schwankung um ihren Anfangswert bei kleinen Feldern (markiert mit A und B in Abb. 6.4) weist diese ein ausgeprägtes Maximum knapp oberhalb des EQL auf (C), um danach deutlich unter den Anfangswertes abzufallen (D). Dieses Verhalten ist bei allen Halbleitern beobachtet worden, die das EQL unterhalb des MI-Überganges erreichen [21–25] (s. folgender Abschnitt).

6.2. Interpretation der Meßergebnisse

Über den unerwarteten Verlauf der Hallkonstanten in dreidimensionalen Systemen unterhalb des Metall-Isolator-Übergangs wurde vielfach in der Literatur berichtet [22–24, 63, 64, 71–74]; die genauen Ursachen sind aber nach wie vor ungeklärt. Im folgenden werden die von verschiedenen Autoren vorgeschlagenen Erklärungen für den *Hall dip* – den in Abb. 6.4 mit D markierten Einbruch der Hallkonstanten – kurz vorgestellt.

1. SHAYEGAN *et al* erklären den von ihnen an InSb und $\text{Hg}_{0.79}\text{Cd}_{0.21}\text{Te}$ beobachteten *Hall dip* als die Folge einer teilweisen Lokalisierung der Elektronen an Störstellen unterhalb des Metall-Isolator-Übergangs. Ihr Argument stützt sich auf die These,

daß ein geringer Teil der Leitungselektronen an isolierten Donatoren² lokalisiert. Ein solches Elektron-Donator-System nähme dann mehr als das durchschnittliche Volumen pro Elektron ein, wodurch sich die Ladungsträgerdichte im verbleibenden Material erhöhen und die Hallkonstante damit senken würde. Die Autoren beschreiben den leitfähigen Teil des Materials als einen „infinite metallic donor cluster“ [22, 63, 71], den man sich anschaulich von schwammartiger Gestalt vorstellen kann.

2. ARONZON und TSIDILKOVSKII widersprechen dieser These direkt [25]. Sie favorisieren ein Modell, bei dem nicht einzelne Ladungsträger an isolierten Donatoren lokalisieren, sondern sich ein Teil der Elektronen unterhalb einer Perkolationschwelle³ in metallisch leitenden „Tröpfchen“ sammelt. Die Gesamt-Elektronenkonzentration $n = n_1 + n_2$ setzt sich dann aus der Konzentration delokalierter (n_1) und quasi-lokalisierter Elektronen (n_2) zusammen, so daß das gesamte Elektronensystem durch ein Zweibandmodell beschrieben wird. Den Stromtransport zwischen den Tröpfchen beschreiben die Autoren als *hopping conductivity*, einer Kombination von thermischer Anregung und Tunneln. Der metallischen Leitung innerhalb der Tröpfchen schreiben sie den Hauptbeitrag zum Hall-Effekt zu. Die abnehmende räumliche Ausdehnung der Tröpfchen aufgrund der wachsenden Entartung der quasilokalisierten Zustände bei zunehmendem Magnetfeld begründet nach Auffassung der Autoren den *Hall dip*.
3. MURZIN und EGOROV interpretieren den Verlauf der Hallkonstanten als Folge eines möglichen Quanten-Hall-Effekts im dreidimensionalen Elektronensystem [23, 24], den sie experimentell an einer 100 nm dicken, epitaktisch gewachsenen GaAs-Schicht in Magnetfeldern bis über 20 T experimentell in Form periodischer Oszillationen der Hallkonstante nachwiesen [74]. Unterstützt wird die These des 3D-QHE durch theoretische Arbeiten von CHALKER und DOHMEN, die den Übergang vom Hallquantisierten 2DES zum 3DES durch das Übereinanderstapeln zweidimensionaler Elektronensysteme modellieren [75]. Allerdings vernachlässigt ihr Modell *e-e*-Wechselwirkungen, die von MURZIN *et al* ausdrücklich als wesentliche Ursache für die Quantisierung angeführt werden, und auf die auch die rastertunnelspektroskopischen Messungen der vorliegenden Arbeit hinweisen (Abschnitt 7.3). Ein Quanten-Hall-Effekt bei Zuständen bestimmter Energie wird auch von Rechnungen von AZBEL nahegelegt [76], s. a. Abb. 7.19.
4. MANI versteht das oszillatorische Verhalten der Hallkonstanten als die Folge lokalisierter Zustände am unteren Rand jedes Landauniveaus [64].

²ein Donator heißt isoliert, wenn er so weit von anderen Donatoren entfernt ist, daß die Wellenfunktion des gebundenen Elektrons die Orbitale anderer Donatoren nicht überlappt.

³Als Perkolationschwelle E_p bezeichnet man eine unendlich weit ausgedehnte Isopotentiallinie, d. h. Elektronen mit $E > E_p$ können sich im gesamten Kristall bewegen, während solche mit $E < E_p$ in ihrer Bewegung auf ein endlich großes „Tal“ der Potentiallandschaft beschränkt und damit – in Abgrenzung zur starken Lokalisierung an einzelnen Donatoren – quasi-lokalisiert sind.

6. Transportmessungen am 3DES

5. EFETOV und VIEHWEGER befassen sich vor allem mit dem Schlenker der Hallkonstanten ($B \rightarrow C$ in Abb. 6.4) und erklären ihn mit lokalisierten Zuständen im unteren *tail* des energetisch höherliegenden Subbandes ($0\downarrow$ in Abb. 2.2) des untersten spinaufgespaltenen Landauniveaus. Aufgrund der entgegengesetzten Spinpolarisation der unteren beiden Niveaus wird die Lokalisierung dieser Zustände trotz des energetischen Überlapp mit dem untersten, nichtlokalisierten Landauniveau nicht zerstört [72].

Bei der Behandlung des *Hall dip* folgen EFETOV *et al* im wesentlichen der Argumentation von SHAYEGAN *et al*.

Offensichtlich widersprechen sich insbesondere die Erklärungen 1–4 in bezug auf die zu erwartende Zustabdichtevertelung. Die orts- und energieaufgelöste Messung der Zustandsdichte mit Hilfe der Rastertunnelmikroskopie verspricht hier Klärung.

7. RTS-Messungen an der (110)-Oberfläche

In diesem Kapitel werden die durchgeführten rastertunnelspektroskopischen Messungen an der InAs-(110)-Oberfläche vorgestellt. Bei Messungen auf Halbleitern muß beachtet werden, daß die Biasspannung nicht in der Bandlücke des Probenmaterials liegt, weil dann mangels besetzungsfähiger Probenzustände kein Tunnelstrom fließen kann. Dies führt dazu, daß der RTM-Regelkreis die Spitze in die Probenoberfläche bohrt und damit ruiniert. Für n -dotierte Proben, bei denen das Fermi-niveau am unteren Rand des Leitungsbandes liegt, bedeutet das, daß nur positive Biasspannungen (Tunneln in unbesetzte Leitungsband-Zustände) oder negative Spannungen jenseits der Bandlücke (Tunneln aus besetzten Zuständen des Valenzbandes) zulässig sind. Alle Messungen dieser Arbeit wurden bei positiven Biasspannungen im Bereich einiger zehn bis hundert mV durchgeführt.¹

Obwohl die Morphologie der Probenoberfläche für die vorliegende Arbeit nicht von Belang ist, sind topographische Messungen unerlässlich für die Charakterisierung von Probe und Spitze, bevor mit der eigentlichen Spektroskopie begonnen werden kann: Zum einen muß sichergestellt werden, daß der gesamte zu untersuchende Probenbereich atomar flach und frei von Verunreinigungen ist, weil diese während der Messung an der Spitze kleben bleiben und die Messung unbrauchbar machen können. Zum anderen ist nicht jede Mikrospitze gleich gut zur Untersuchung der interessierenden Strukturen geeignet. Die im Rahmen dieser Arbeit typischen topographischen Messungen werden in Anhang B eingehend behandelt.

7.1. Spektroskopie der Oberfläche

Alle spektroskopischen Messungen wurden mit der in Abschnitt 4.5 beschriebenen Weise mit einem Lock-In-Verstärker durchgeführt.

In Abb. 7.1 ist eine typische Meßkurve über den gesamten praktisch nutzbaren Spannungsbereich² zu sehen. In der Volumen-Bandlücke des InAs fällt das nichtverschwindende dI/dU -Signal auf. Dies hat zwei Ursachen: Mit ansteigendem Absolutwert der Spannung nimmt der Transmissionskoeffizient zu; dadurch leistet in (3.7) der mittlere Term selbst bei verschwindender Proben-Zustandsdichte einen mit $|U|$ ansteigenden, nur

¹Bei spektroskopischen Messungen bezieht sich das natürlich nur auf den Stabilisierungspunkt.

²Jenseits von ca. -600 bzw. $+700$ mV wird das System instabil, und es treten Schäden an Spitze und Probe auf.

7. RTS-Messungen an der (110)-Oberfläche

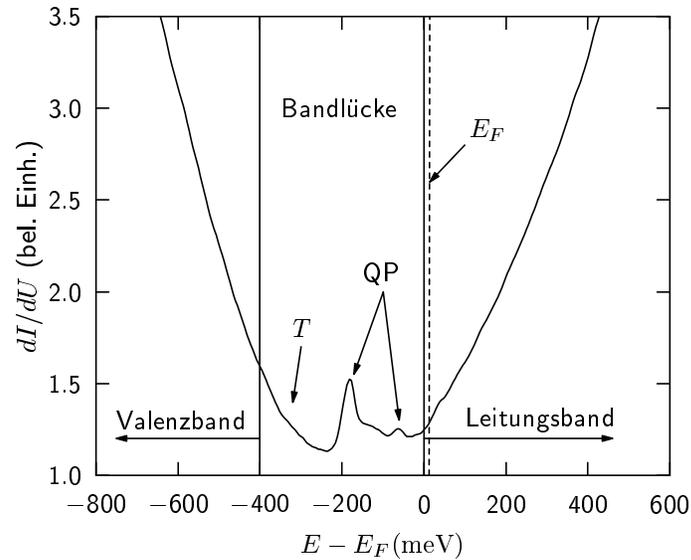


Abb. 7.1.: Spektroskopiekurve über einen großen Spannungsbereich mit eingezeichneter Volumenbandlücke. Die mit QP gekennzeichneten Zustände in der Bandlücke stammen vom spitzeninduzierten Quantenpunkt, der Anstieg zwischen -200 und -400 mV vom Anstieg des Transmissionskoeffizienten T mit steigendem $|U|$.

bei 0 V verschwindenden Beitrag [44, 77].

Die *peaks* zwischen -200 und 0 mV haben eine andere Ursache. Sie treten bei allen Messungen an InAs(110) im Bereich der Bandlücke auf und werden deshalb Probenzuständen zugeordnet. Es handelt sich dabei um die Energieniveaus eines spitzeninduzierten Quantenpunktes, der im folgenden Abschnitt behandelt wird.

7.1.1. Der spitzeninduzierte Quantenpunkt

Die unterschiedlichen Austrittsarbeiten (Vakuumpotentiale) von Halbleiter und Metall zusammen mit der Biasspannung verursachen zwischen Probe und Spitze eine Potentialdifferenz $\Delta\Phi$ von einigen hundert meV. Aufgrund der gegenüber Metallen geringen Ladungsträgerkonzentration des Halbleiters wird das resultierende elektrische Feld nicht vollständig an der Oberfläche abgeschirmt, sondern greift einige zehn nm in das Volumen der Probe hinein. Dadurch bildet sich unter der Spitze eine Zone, in der die Bandstruktur der Probe verschoben ist. Die Austrittsarbeit von n -InAs ist mit $4,8$ eV größer als die von W mit $4,5$ eV. Daher ist eine Bandverbiegung zu kleineren Energien zu erwarten. Die Anwesenheit der Spitze erzeugt auf diese Weise ein kleines Volumen niedrigen Potentials, das vom Rest der Probe im Bereich der Volumenbandlücke isoliert ist (Abb. 7.2). Darin eingefangene Elektronen sind in allen drei Raumrichtungen lokalisiert, weswegen man

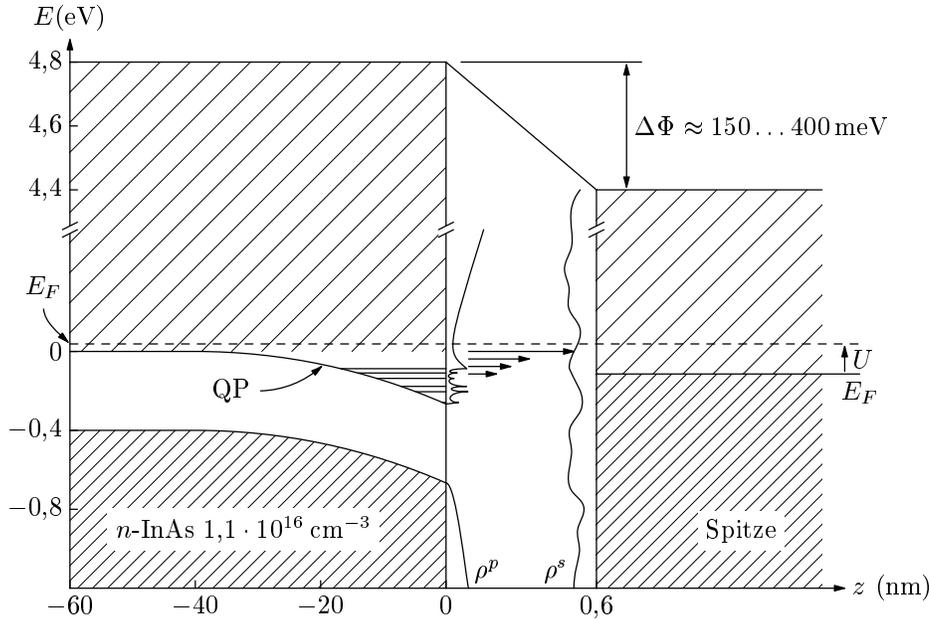


Abb. 7.2.: Das in die Probe eingreifende elektrische Feld der Spitze induziert durch die resultierende Bandverbiegung einen Quantenpunkt (QP). Die waagerechten Linien symbolisieren die diskreten Energieniveaus des Punktes.

von einem nulldimensionalen Elektronensystem oder einem *Quantenpunkt* spricht.

Form und Größe dieses spitzeninduzierten Quantenpunktes hängen von der Form des probennächsten Teils der Spitze ab. Eine Punktladung direkt auf der Probenoberfläche würde eine halbkugelsymmetrische Bandverbiegung in der Probe verursachen. Da aber der elektrostatisch wirksame Teil der Spitze³ eine laterale Ausdehnung der Größenordnung von 100 nm hat, ist eher eine flache, breite Form der Bandverbiegung anzunehmen. Daraus resultiert eine starke Quantisierung in z - und eine weniger ausgeprägte in x - y -Richtung.

Abb. 7.3 zeigt ein höher aufgelöstes Tunnelspektrum der Energieniveaus eines spitzeninduzierten Quantenpunktes. Das hohe Maximum bei -155 meV entspricht dem niedrigsten Energieniveau der z -Quantisierung, während die weiteren *peaks* unterschiedlicher x - y -Quantisierung bei gleicher z -Quantisierung zuzuordnen sind. Distanz und Amplitude der Maxima sind von Spitze zu Spitze unterschiedlich, aber die ersten paar x - y -*peaks* sind immer halbwegs äquidistant. Dies läßt für die niedrigeren Energien auf einen annähernd parabolischen Potentialverlauf schließen, bei dem

$$E_z = (n + 1/2)(\hbar\omega_0)$$

³nicht zu verwechseln mit der nur aus wenigen Atomen bestehenden *Mikrospitze*, die allein am Tunnelprozeß teilnimmt

7. RTS-Messungen an der (110)-Oberfläche

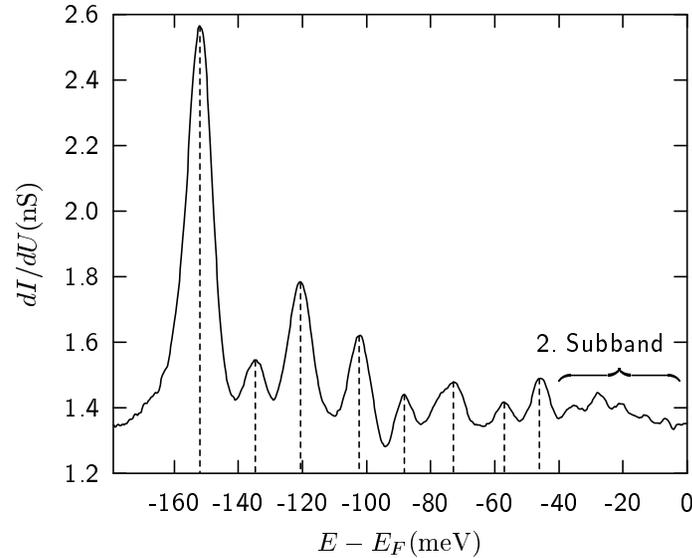


Abb. 7.3.: Detailliertes Spektrum eines spitzeninduzierten Quantenpunktes. Die halbwegs äquidistante Verteilung der Maxima ($\Delta E \approx 15$ meV) läßt auf einen parabelförmigen Verlauf des Potentials schließen. Tiefe und Breite des Topfes sind stark von der jeweiligen Spitze abhängig. 500 pA, 100 mV, $U_{\text{mod}} = 1$ mV, Probe B

gilt. Bei höheren Energien nimmt der Abstand der Energieniveaus aufgrund der Abweichung von der parabolischen Form des Potentials in der Regel allmählich ab. Im gezeigten Fall setzt oberhalb von -40 meV eine Serie *peaks* deutlich kleineren Abstandes ein („2. Subband“), die dem Überlapp mit dem zweiten z -Energieniveau und den entsprechenden x - y -Quantisierungen zugeordnet wird.

Hartree-Rechnungen (vgl. Kap. 2) mit der Annahme eines Gauß-Profiles für den radialen Potentialverlauf haben gute quantitative Übereinstimmung der berechneten mit den gemessenen Quantenpunkt-Energieniveaus ergeben [44, 77]. Mit der Breite und der Tiefe des Potentialverlaufs als Fitparameter wurden Ausdehnungen von ca. 150 nm in x - y -Richtung und ca. 40 nm in z -Richtung berechnet. Die Austrittsarbeitsdifferenz $\Delta\Phi$ variiert je nach Spitze zwischen 150 und 400 mV in guter Übereinstimmung mit den von W und InAs(110) bekannten Werten für Φ . Abb. 7.4 zeigt eine schematische Darstellung des spitzeninduzierten Quantenpunktes. Tatsächlich ändert sich das Potential des Quantenpunktes während der dI/dU -Messung, weil sich die angelegte Biasspannung beim Durchfahren der Spektroskopiekurve ändert. Dies ändert aber vor allem das Potential in z -Richtung und hat nur einen untergeordneten Einfluß auf die Einteilchen-Energien im Quantenpunkt, der bei der Interpretation als linearer Offset berücksichtigt wird. Mögliche Aufladungseffekte, d.h. eine zusätzliche Bevölkung des Quantenpunktes mit den durch die Tunnelspitze injizierten Elektronen, wurden durch Messung derselben Spek-

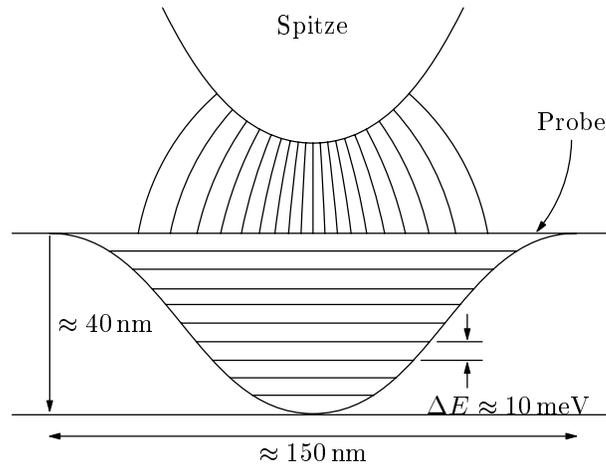


Abb. 7.4.: Querschnitt durch den Tunnelkontakt mit eingezeichnetem Quantenpunkt. In z -Richtung ist gleichzeitig die Lage der Energieniveaus im Quantenpunkt angedeutet

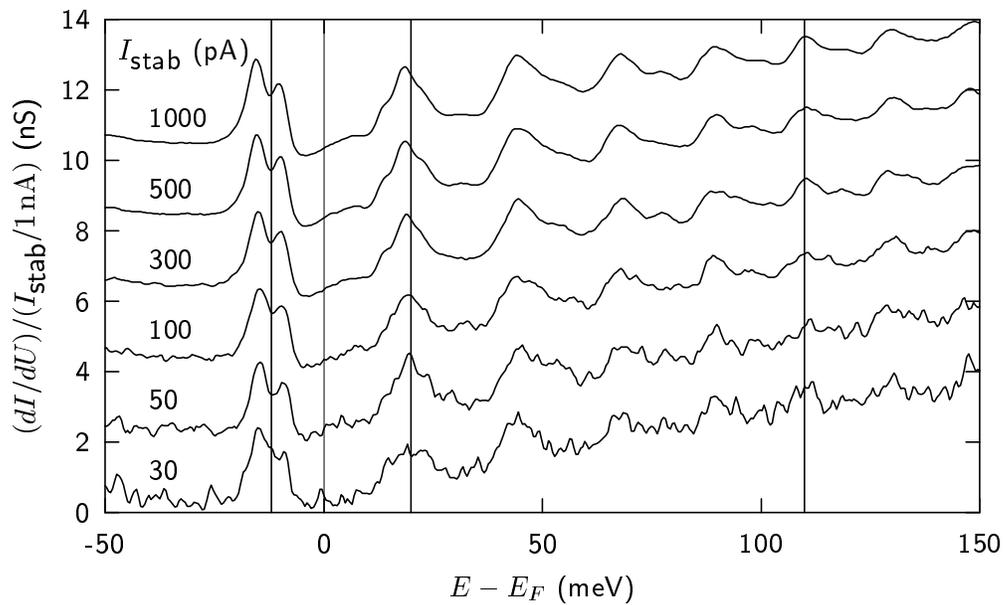


Abb. 7.5.: Spektroskopiekurven bei verschiedenen Stabilisierungsströmen, normiert auf den Stabilisierungsstrom. Eine Verschiebung der energetischen Lage der Maxima, die bei einer Aufladung des Quantenpunktes durch den Tunnelstrom zu erwarten wäre, ist nicht erkennbar. $U_{\text{bias}} = 150 \text{ mV}$, $B = 6 \text{ T}$, Probe A

7. RTS-Messungen an der (110)-Oberfläche

troskopiekurve bei verschiedenen Strömen ausgeschlossen. Bei den in Abb. 7.5 gezeigten Spektren wurde der Tunnelstrom um einen Faktor 30 variiert; eine durch Aufladungseffekte verursachte Verschiebung der Spektroskopiekurven ist nicht erkennbar.

Beim Verständnis rastertunnelspektroskopischer Messungen auf InAs(110) ist zu berücksichtigen, daß alle Tunnelprozesse nicht in ein ungestörtes Volumen-3DES stattfinden, sondern immer durch die Präsenz des spitzeninduzierten Quantenpunktes beeinflusst werden. In den Abschnitten 7.1.2 und 7.3 wird sich in diesem Zusammenhang die Frage stellen, auf welche Weise die Quantendot-Zustände mit den Volumenzuständen wechselwirken.

7.1.2. Spektroskopie der Quantenpunkt-Landauniveaus

Bei rastertunnelspektroskopischen Messungen im Energiebereich von -100 bis 300 meV treten im Magnetfeld die nach Abschnitt 2.3 zu erwartenden Landauniveaus auf. In Abb. 7.6 ist eine Kurve dargestellt, die durch Mittelung über einen 10 000 Einzelkurven umfassenden Datensatz bei 6 T entstanden ist (Die Kennzeichnung der Landauniveaus ist für die spätere Diskussion der Ergebnisse aus Abschnitt 7.1.3 nötig). Obwohl der energetische Abstand der Maxima der erwarteten Landauquantisierung von InAs entspricht, haben wiederholte Messungen solcher Spektren mit verschiedenen Spitzen auf derselben Probe gezeigt, daß die Lage der Maxima nicht mit den Volumen-Niveaus übereinstimmt und von Spitze zu Spitze variiert. Durch Hartree-Fock-Rechnungen konnte nachgewiesen werden, daß man im RTM-Experiment tatsächlich die landauquantisierten Zustände des spitzeninduzierten Quantenpunktes mißt⁴, die durch die Quantisierung der Volumenzustände kaum beeinflusst werden [78]. Einen weiteren Hinweis auf die Quantenpunkt-Landauquantisierung liefert auch die in Abb. 7.7 nachgewiesene Abhängigkeit der Quantisierung von der Richtung des Magnetfeldes: Nur, wenn die Richtung des Magnetfeldes senkrecht zur Probenoberfläche zeigt, erscheinen in der Spektroskopie Landauniveaus. Diese verschwinden völlig, wenn das Magnetfeld parallel zur Oberfläche liegt. Da davon auszugehen ist, daß die Elektronenenergien im Volumenmaterial unabhängig von der Magnetfeldrichtung landauquantisiert sind, ist es unwahrscheinlich, daß es sich bei den mit dem RTM gemessenen Zustände um die des Volumens handelt.

7.1.3. Leitfähigkeits-Karten

Die Transporteigenschaften jedes Festkörpers werden vom Verhalten der Elektronen am Fermi-niveau ($E \approx E_F$) bestimmt. Deshalb ist es im Hinblick auf die in der Literatur reichlich vorhandenen Transportdaten von besonderem Interesse, die räumliche Verteilung der Zustandsdichte (LDOS_0) am Spannungsnullpunkt, der energetisch mit E_F zu-

⁴Die Zustände im Quantenpunkt lassen sich mit Hilfe der Quantenzahlen (n, m, s) eindeutig beschreiben (Landauniveau n , Drehimpuls m , Spin s). Da nur Zustände mit $m = 0$ eine nennenswerte Amplitude im Zentrum des Quantenpunktes haben, tragen vorwiegend diese zum Tunnelstrom bei. Man mißt also ($n, m = 0, s$)-Zustände des Quantenpunktes. Die Ankopplung der oberhalb der Volumen-Leitungsbandkante liegenden Zustände an das schwach landauquantisierte Volumen hat im wesentlichen eine Verbreiterung der Quantenpunkt-Zustände zur Folge [78].

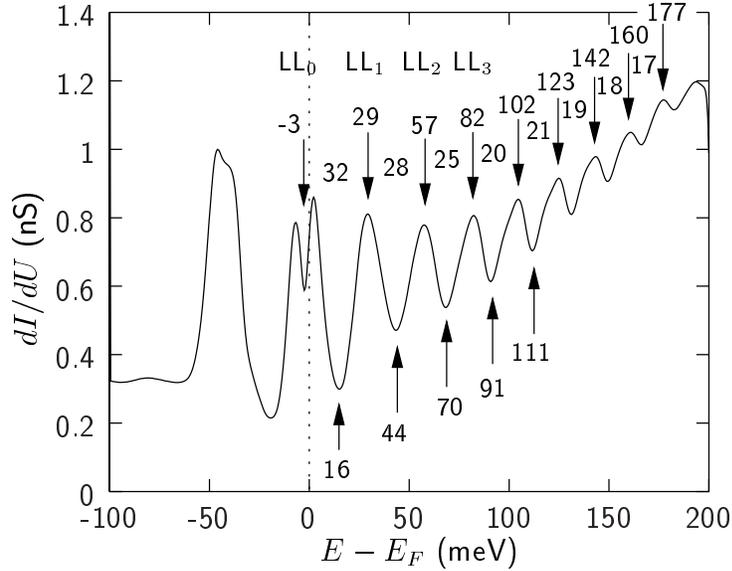


Abb. 7.6.: Gemitteltetes dI/dU -Spektrum zum Datensatz aus Abb. 7.17. Die Pfeile und die zugehörigen Werte in meV zeigen die Lage der Landauniveaus (LL_i) an. Zwischen je zwei Pfeilen ist die Energiedifferenz ΔE benachbarter LL in meV eingetragen. Die Abnahme von ΔE mit steigender Energie liegt an der zunehmenden effektiven Masse der Elektronen aufgrund des nichtparabolischen Verlaufs der Bandstruktur (vgl. Abb. 5.3).

sammenfällt, in Abhängigkeit vom Magnetfeld zu untersuchen. Darüberhinaus sind die Elektronen am Fermi-niveau auch von besonderem Interesse, weil sie am empfindlichsten auf die e - e -Wechselwirkung reagieren.

Da die Zustandsdichte bei E_F mit der Leitfähigkeit einhergeht, bezeichne ich die bei diesen Messungen entstehenden $LDOS_0$ -Karten auch als Leitfähigkeits-Karten. Hier ist es im Rahmen des Tersoff-Hamann-Modells gerechtfertigt, die Größe $dI/dU(0\text{ V})$ mit der lokalen Zustandsdichte der Probe zu identifizieren, denn in Gleichung (3.7) fallen bei $U = 0\text{ V}$ die beiden rechten Summanden weg, und Spitzen-Zustandsdichte sowie Transmissionskoeffizient sind Konstanten:

$$\left. \frac{dI}{dU}(x, y) \right|_{U=0} \propto \rho^p(0\text{ eV}, x, y)$$

Dies setzt voraus, daß der fließende Tunnelstrom die Zustandsdichte selbst nicht beeinflusst. Die schon erwähnte Unabhängigkeit gemessener Spektren vom Tunnelstrom schließt eine Wirkung des Stroms auf die Zustandsdichte aus (Abb. 7.5).

Abb. 7.8 zeigt eine Serie von $LDOS_0$ -Karten für Probe B bei verschiedenen Magnetfeldern, die mit dem in Abschnitt 4.5 vorgestellten Verfahren gewonnen wurden. Je heller

7. RTS-Messungen an der (110)-Oberfläche

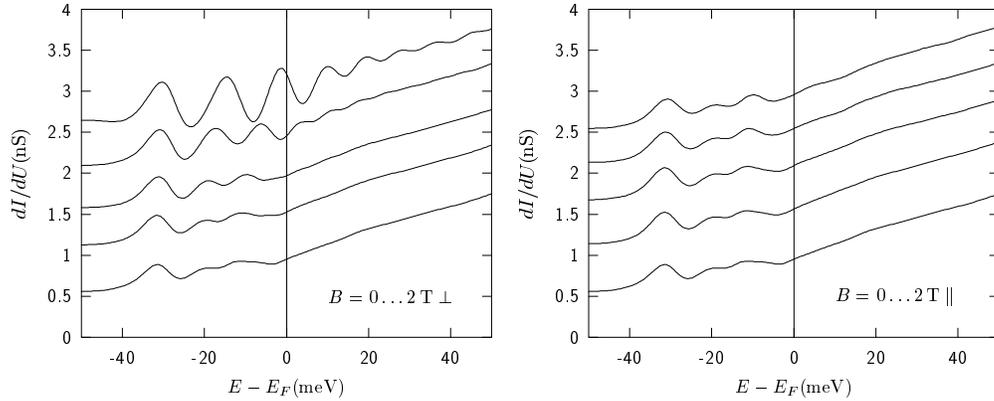


Abb. 7.7.: Magnetfeldabhängige Spektroskopie. $B = 0 \text{ T} \dots 2 \text{ T}$ von unten nach oben in 0.5 T-Schritten. **Links:** Magnetfeldrichtung senkrecht zur Oberfläche; **rechts:** Magnetfeld parallel zur Oberfläche. (500 pA, 100 mV). Das Ausbleiben von Landauquantisierung bei parallelem Magnetfeld belegt die Existenz eines oberflächennahen *confinements* der Elektronen in z -Richtung. 500 pA, 100 mV, $U_{\text{mod}} = 1 \text{ mV}$, Probe B.

ein Bereich dargestellt ist, desto höher ist die lokale Leitfähigkeit. Die Grauwertskala ist bei allen Bildern gleich, so daß die Stärke der Kontraste vergleichbar ist.

Betrachtet man den Anteil korrigierter Zustandsdichte an der Gesamt-Zustandsdichte am Fermi-niveau als Funktion des Magnetfeldes, fällt sowohl eine allgemeine Zunahme als auch eine Formänderung des Kontrastes mit steigendem Feld auf. Diese augenfällige Änderung ist schwer objektiv zu quantifizieren. Der korrigierte Anteil der Zustandsdichte kann gemäß

$$D_k = \frac{\sum_{x,y} [D(x,y|D > t) - t]}{\sum_{x,y} D(x,y)} \quad (7.1)$$

abgeschätzt werden, wobei $D(x,y)$ die gemessene LDOS₀ am Bildpunkt (x,y) ist. Die Größe t gibt die Schwelle an, an der man den korrigierten vom nichtkorrigierten Anteil trennt; sie wurde willkürlich so gewählt, daß für 10% aller Bildpunkte (x,y) gilt: $D(x,y) < t$. Das Verfahren ist in Abb. 7.9 in einer dreidimensionalen Darstellung veranschaulicht: Das Volumen des oberen, hellen Teils der Zustandsdichte wird zum Gesamtvolumen ins Verhältnis gesetzt. Der eben beschriebene Parameter t trennt den korrigierten Anteil vom quaderförmigen Sockel. Abb. 7.10 zeigt das Resultat für zwei Datensätze. Die Zunahme der Korrigation mit B , das Verbleiben eines unkorrigierten Sockels sowie die Reproduzierbarkeit des korrigierten Anteils für zwei verschiedene Spitzen ist erkennbar.

Bei kleinen Magnetfeldern ist die Zustandsdichte am Fermi-niveau weitgehend strukturlös. Daran ändert sich auch bei Feldern bis 3 T nicht viel. Zwischen 3 T und 4 T tritt eine deutliche Verstärkung des Kontrastes ein, während die Zustandsdichte sich räumlich zunehmend inhomogen verteilt und inselartige Strukturen bildet. Dies geht einher mit

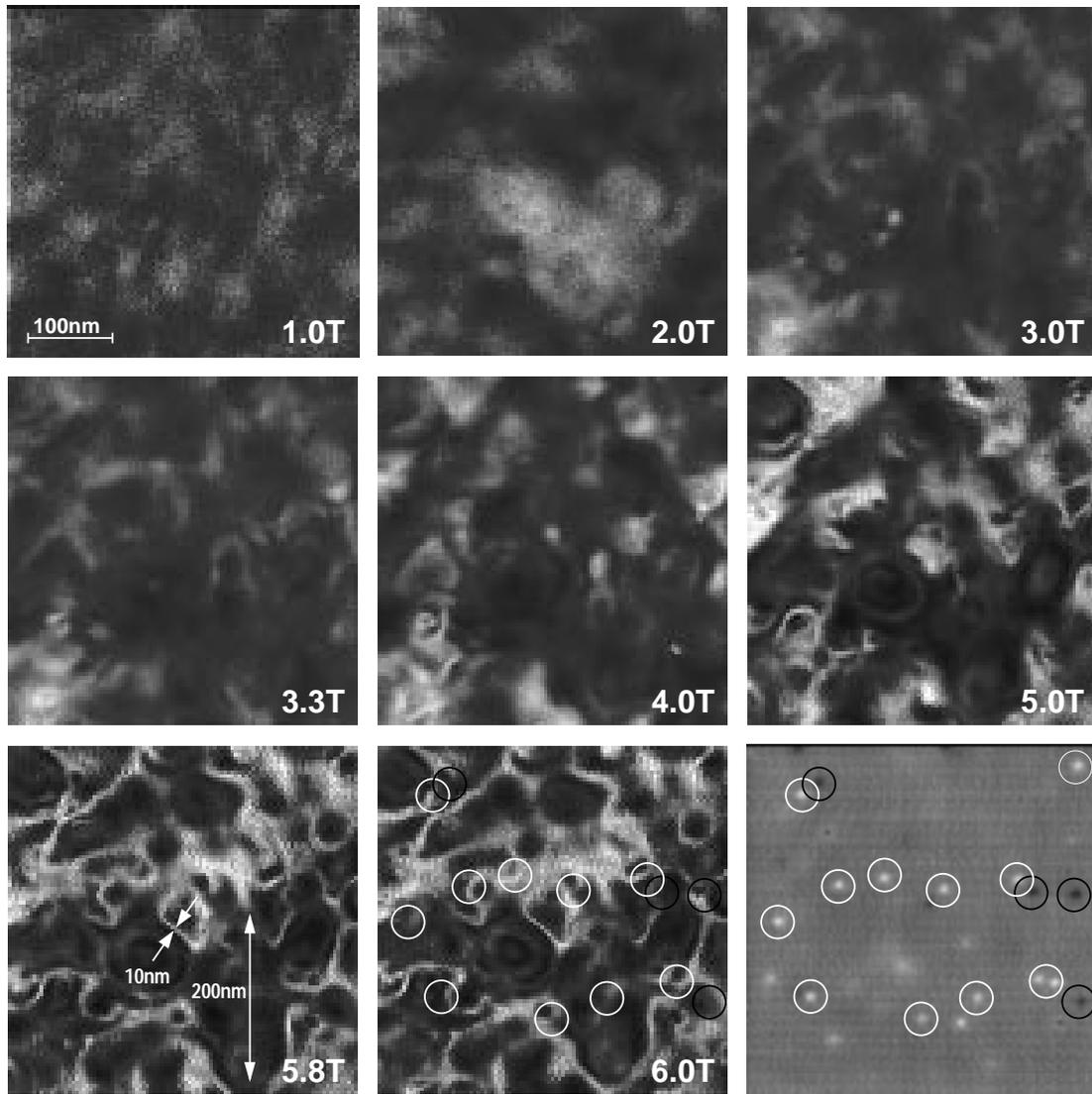
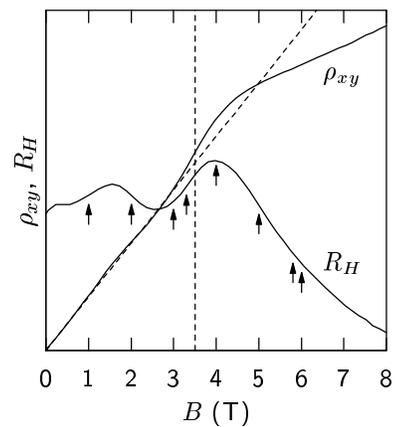


Abb. 7.8.: LDOS₀-Karten bei verschiedenen Magnetfeldern. Um 3 T entwickelt die Zustandsdichte eine deutliche Korrugation. Bei weiter steigendem Magnetfeld wachsen die Strukturen zusammen und bilden schlangenartige Kanäle. **Unten rechts:** Topographie. Die hellen und dunklen Kreise markieren einige oberflächennahe Ladungen; diese haben in der Zustandsdichten-Korrugation keine offensichtlichen Entsprechungen (**unten mitte**)(500 pA, 100 mV, $U_{\text{mod}} = 1$ mV, Probe B). **Rechts:** Daten aus den Transportmessungen (vgl. 6.1). Die Pfeile markieren die den Karten zugehörigen B -Felder



7. RTS-Messungen an der (110)-Oberfläche

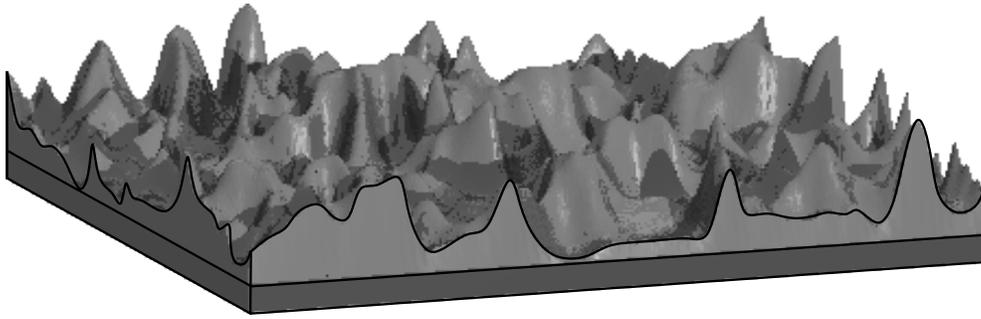


Abb. 7.9.: 3D-Darstellung des korrigierten Anteils an der Gesamt-Zustandsdichte am Fermi-Niveau bei 6 T. Etwa 60 % sind korrigiert (hell), während ca. 40 % nicht korrigiert sind (dunkel). Datensatz aus Abb. 7.8. Die Kantenlänge des quadratischen Ausschnittes beträgt 400 nm.

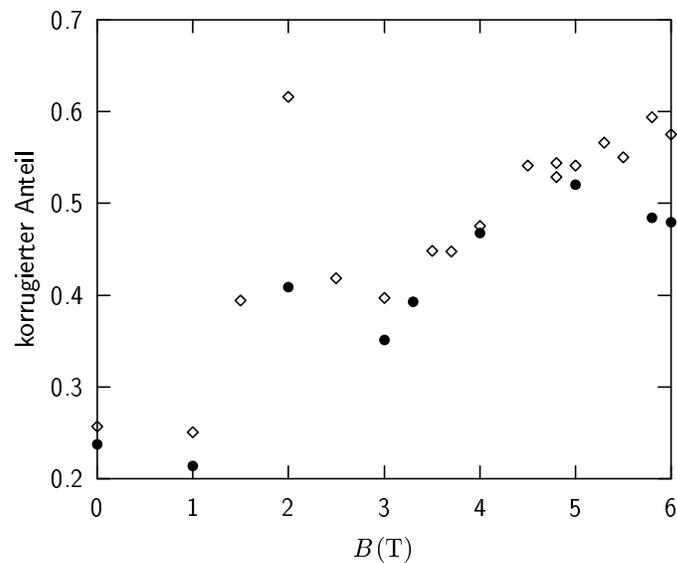


Abb. 7.10.: Abschätzung des Verhältnisses korrigierter Zustandsdichte zu Gesamt-Zustandsdichte am Fermi-Niveau. Die Korrugation nimmt mit steigendem Magnetfeld zu. Die \bullet -Symbole korrespondieren mit den Karten aus Abb. 7.8; die \diamond -Symbole stammen aus einem anderen, mit anderer Spitze aufgenommenen Datensatz.

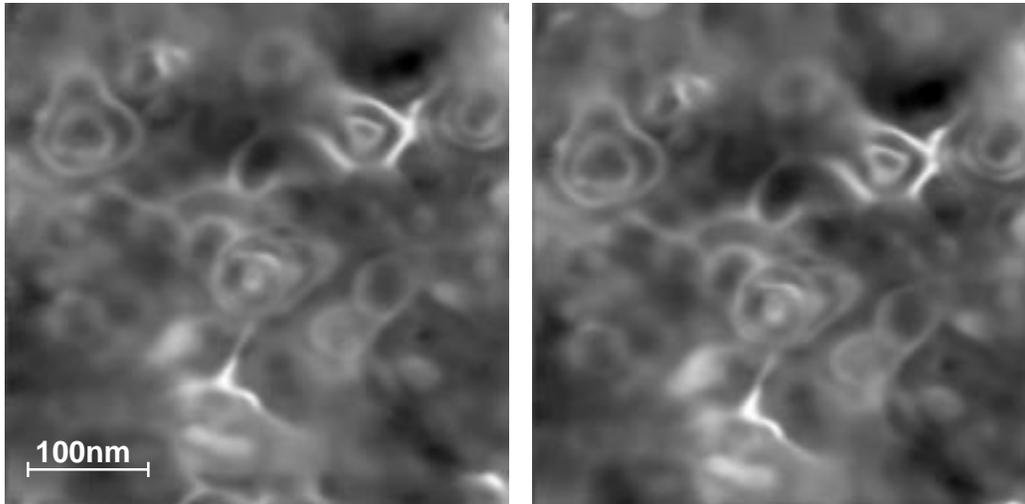


Abb. 7.11.: Die Zustandsdichte-Strukturen sind stabil und von der Richtung des Magnetfeldes unabhängig: die beiden Bilder sind im Abstand von ca. 2 Wochen und mit entgegengesetzten Magnetfeldern (± 6 T) aufgenommen worden. (500 pA, 55 mV).

einem Anstieg der Hallkonstanten (Transportmessungen, Kapitel 6). Bei Feldern über 5 T beginnen die Zustandsdichte-Inseln zu schlangenartigen Formationen zusammenzuwachsen, deren Breite in der Größenordnung der magnetischen Länge ($l_c = 10,5$ nm bei $B = 6$ T) liegt (s. Abb. 7.8). In diesem Magnetfeldbereich wurde auch das Absinken der Hallkonstante unter den Wert für kleine Felder beobachtet (Abschnitt 6).

7.2. Einordnung der RTM-Daten

7.2.1. Herkunft des LDOS_0 -Kontrastes

Es steht außer Frage, daß die in den Leitfähigkeits-Karten erscheinenden Strukturen Eigenschaften der Probe reflektieren und keine zufälligen Artefakte sind. Die Muster sind über Wochen stabil, überleben mehrere Magnetfeldzyklen und sind überdies invariant unter Umkehr des Magnetfeldes (Abb. 7.11). Die Kontraste wurden in ähnlicher Form bei verschiedenen Versuchsreihen auf beiden Proben sowie bei leicht erhöhter Temperatur (15 K) gefunden. Variation des Tunnelstroms und der Modulationsspannung des Lock-In-Verstärkers führen nur zu marginalen Veränderungen, so daß ein Einfluß der Tunnelparameter auf die Zustandsdichte ausgeschlossen werden kann. Insofern muß die unregelmäßige Form der Zustandsdichteverteilung durch die innere Struktur der Probe bedingt sein. Diese besteht in einem Halbleiterkristall vor allem in der statistischen Verteilung der geladenen Dotieratome. Die Bilder in Abb. 7.8 geben allerdings keinen Hinweis auf eine

7. RTS-Messungen an der (110)-Oberfläche

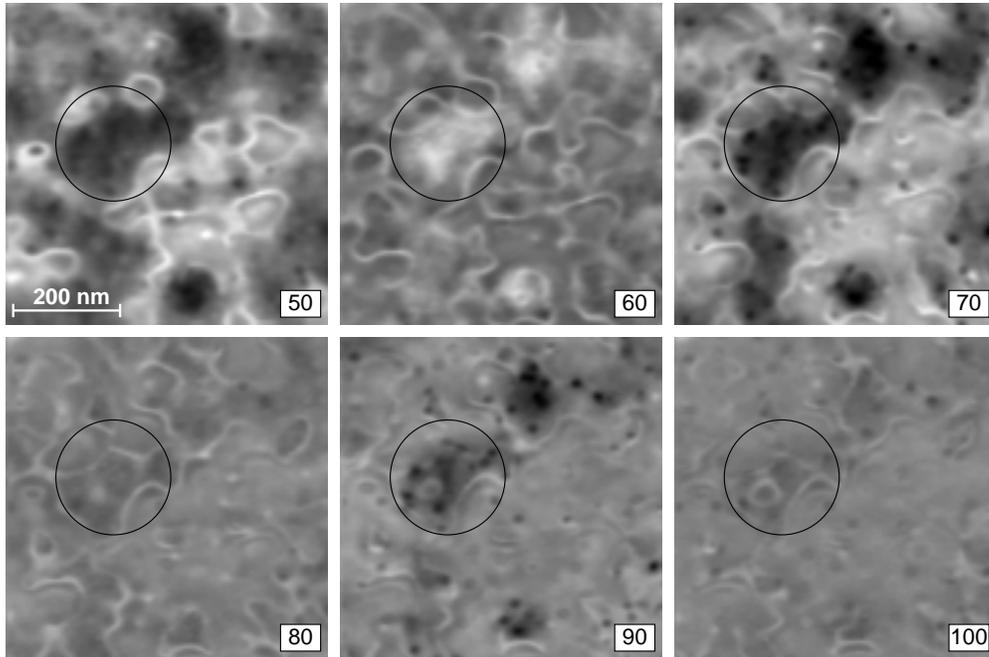


Abb. 7.12.: Spannungsabhängige dI/dU -Serie eines großen Probenbereichs. Erkennbar sind sowohl die schlangenartigen Strukturen der $LDOS_0$ -Korugation als auch eine langreichweitige periodische Kontrastumkehr (Kreis), die auf die Wirkung von Potentialfluktuationen auf die Lage der Landauniveaus zurückzuführen ist [80]. Man beachte die lange Reichweite der Potentialfluktuationen gegenüber der magnetfeldinduzierten Korugation. Probe A, 500 pA, 6 T, U_{bias} (meV) im Kästchen angegeben.

direkte Korrelation der Zustandsdichteverteilung mit der Position oberflächennaher (bis zu 10 nm, vgl. Abschnitt B.2), in der Topographie erkennbarer Dotieratome. Das bedeutet, daß die an der Oberfläche meßbare Verteilung ihre Ursache tiefer im Probenvolumen hat.

Aus den Transportmessungen ist eine mittlere freie Weglänge von ca. 60 nm ermittelbar. Die Phasenkohärenzlänge wurde bei Messungen der Streuzustände vergrabener Dotieratome zu mindestens 50 nm bestimmt [79]. Es ist also durchaus plausibel, daß das Potential in größerer Tiefe (> 10 nm) die Oberflächenzustandsdichte wesentlich beeinflusst.

7.2.2. Einfluß des spitzeninduzierten Quantenpunktes

Es stellt sich die Frage, welchen Zuständen das gemessene dI/dU -Signal entspricht. Es ist zu klären, ob die gemessene Zustandsdichte tatsächlich Volumeneigenschaften des InAs

repräsentiert oder im wesentlichen durch die Präsenz des Quantenpunktes bedingt ist. Da die dI/dU -Kurven vor allem Quantenpunkt-Zustände als Maxima zeigen (vgl. 7.1.2), liegt die Vermutung nahe, daß Veränderungen der Quantenpunkt-Zustände aufgrund des elektrostatischen Potentials geladener Störstellen abgebildet werden. Vier experimentelle Beobachtungen sprechen dagegen:

1. Die Fluktuationen des elektrostatischen Hintergrundpotentials wurden in Form einer energetischen Verschiebung der Quantenpunkt-Zustände um wenige meV nachgewiesen [80]. Sie sind wesentlich langreichweitiger (≈ 200 nm) als die in den LDOS₀-Karten auftretenden Kontraste und von völlig anderer Form (vgl. Abb. 7.12).⁵
2. Der Kontrast tritt besonders stark in Energiebereichen auf, die keinen Peaks in den dI/dU -Kurven entsprechen, in denen also die Zustandsdichte besonders wenig von der Landauquantisierung des Quantenpunktes beeinflusst wird (s. Abb. 7.16 und 7.17).
3. Die Muster bilden sich auch bei Verwendung verschiedener Spitzen stets beim Eintritt des Volumenmaterials in das EQL, obwohl die Potentialtiefe und damit auch der Füllfaktor des Quantenpunktes stark variieren.
4. Der Zustandsdichte-Schwerpunkt des spitzeninduzierten Quantenpunktes liegt ca. 7 nm unterhalb der Probenoberfläche [77], also im Bereich der topographisch sichtbaren Dotieratome. Eine Korrelation der Muster mit der Position der Dotieratome ist nicht feststellbar.

Obwohl kompliziertere Wechselwirkungen der Quantenpunkt-Zustände mit dem elektrostatischen Potential nicht ausgeschlossen werden können, ist es naheliegend, die Volumenzustandsdichte für den beobachteten Kontrast verantwortlich zu machen und den Einfluß des Quantenpunktes als Störung der Volumenzustandsdichte zu betrachten. Das sich daraus ergebende konsistente Bild für die Beschreibung der Transportexperimente unterstützt diese Interpretation.

7.3. Interpretation der RTS-Daten

Mit ansteigendem Magnetfeld wurden sowohl bei Transportmessungen am InAs-Volumenmaterial als auch in den LDOS₀-Karten der InAs(110)-Oberfläche je zwei unterschiedliche Vorgänge beobachtet:

1. Die Korrugation der Zustandsdichte zu inselartigen Strukturen, begleitet von einem Anstieg der Hallkonstanten zwischen 3 T und 4 T

⁵Welcher Effekt bei der Spektroskopie dominiert, hängt vom jeweiligen Quantenpunkt ab. In Abb. 7.12 ist ein von beiden Effekten verursachter Mischkontrast zu sehen.

7. RTS-Messungen an der (110)-Oberfläche

2. Das Zusammenwachsen dieser Inseln zu einem ausgedehnten Netzwerk schmalere, gewundener „Kanäle“ und ein *Hall dip* jenseits von 5 T

Im folgenden sollen diese Beobachtungen diskutiert und mit den in Abschnitt 6.2 vorgestellten Erklärungsmodellen für den anomalen Hall-Effekt in Zusammenhang gebracht werden.

7.3.1. Zustandsdichte-Korrugation (3–4 T)

Die sich mit dem Magnetfeld verstärkende Korrugation der Zustandsdichte kann zwei verschiedene Ursachen haben:

- Unregelmäßige Amplitudenverteilung ausgedehnter Zustände
- Lokalisierte Zustände

Ein Zustand kann als *exponentiell lokalisiert* mit der Lokalisierungslänge ξ definiert werden, falls für $|x - x'| \rightarrow \infty$ gilt [81]:

$$\overline{|\psi(x)|^2 |\psi(x')|^2} \propto \exp\left(-\frac{|x - x'|}{\xi}\right) \quad (7.2)$$

Die Relation (7.2) besagt, daß ein Zustand genau dann lokalisiert ist, wenn er im Mittel keinen wesentlichen Beitrag zur Zustandsdichte an zwei weit voneinander entfernten Orten hat und somit bei $T = 0\text{ K}$ nicht zum Transport beitragen kann.

Die in Abschnitt 6.2 zitierten Autoren halten eine partielle Lokalisierung der Elektronenzustände für eine mögliche Erklärung für die Schwankungen der Hallkonstante in dem Magnetfeldbereich, in dem auch die Zustandsdichte-Korrugation mit dem RTM beobachtet wurde. Es könnte sich also bei beiden Beobachtungen – dem Verlauf der Hallkurve und der LDOS₀-Korrugation – um Folgen desselben Effektes handeln.

Einen weiteren Hinweis auf eine mögliche Lokalisierung liefert die nähere Untersuchung von Spektroskopiekurven in einem kleinen Intervall um das Fermienergielevel, wie in Abb. 7.13 (links) gezeigt. Bei fast allen Kurven fällt ein lokales Minimum der Kurven um $U_{\text{bias}} = 0$ auf.⁶ Dieser Einbruch der Zustandsdichte am Fermienergielevel ist ein Hinweis auf eine Lokalisierung der Elektronenzustände, d. h. eine Immobilisierung der Elektronen. Einfache Argumente zeigen, daß vollständig lokalisierte Einteilchenzustände aufgrund

⁶In Abb. 7.13 (links) sind leichte ortsabhängige Verschiebungen in der Lage des Zustandsdichte-Minimums erkennbar, die mit zur Kontrastbildung in den LDOS₀-Karten beitragen und diese möglicherweise verfälschen könnten. Die Verschiebung um wenige meV ist wahrscheinlich auf die durch die statistische Verteilung der Dotieratome hervorgerufene Fluktuation des Oberflächenpotentials [80] und die dadurch verursachte Verschiebung der Quantenpunkt-Zustände zurückzuführen. Eine Karte, die die dI/dU -Amplitude nicht einfach bei $U_{\text{bias}} = 0$ mV darstellt, sondern am lokalen Minimum der jeweiligen Spektroskopiekurve, unterscheidet sich nicht wesentlich von Abb. 7.13 (rechts). Vermutlich liegt das Minimum im Volumen des InAs tatsächlich immer genau bei E_F und stellt damit ein durch e - e -Wechselwirkungen hervorgerufenen Pseudogap dar.

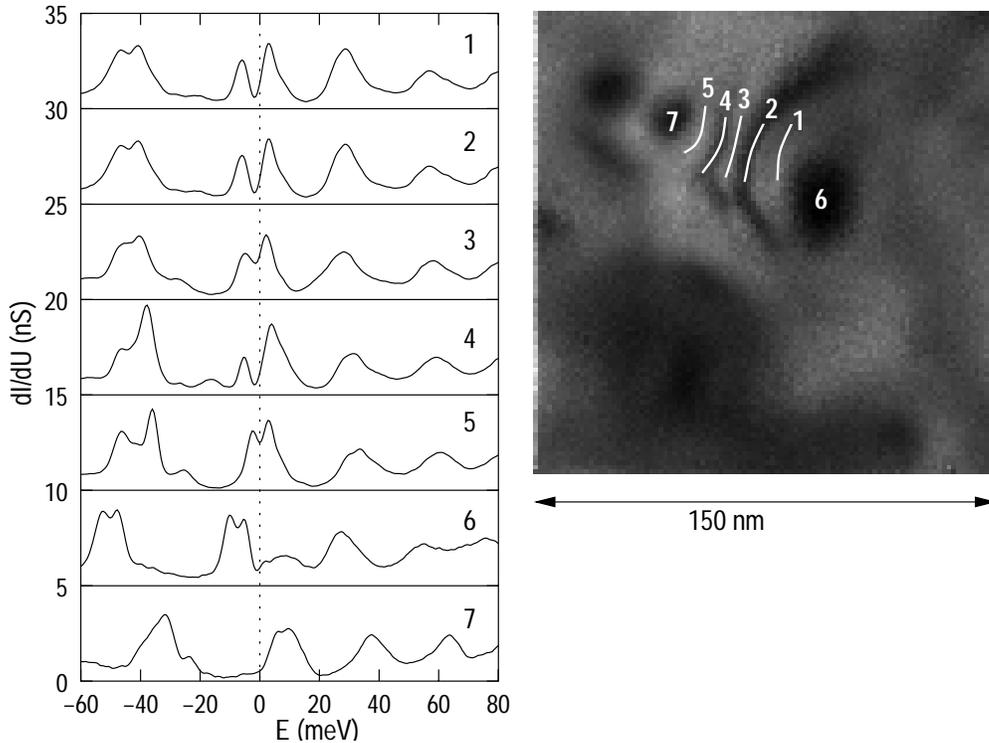


Abb. 7.13.: Am Fermi-niveau weist die Zustandsdichte ein lokales Minimum (Pseudo-Gap) auf. Die leichte Verschiebung der energetischen Position wird durch Schwankungen des Oberflächenpotentials verursacht. Die Kurven wurden an den markierten Stellen der $LDOS_0$ -Karte rechts gemessen.

der stets vorhandenen endlichen Coulombwechselwirkung zu einer verschwindenden Zustandsdichte bei E_F führen [82]. Da die Breite des beobachteten Gaps von 10 meV der $e-e$ -Wechselwirkung im Material entspricht⁷, ist es naheliegend, das Gap als Coulomb-Gap lokalisierter Zustände zu interpretieren. Allerdings verschwindet die Zustandsdichte am Fermi-niveau nie ganz, was als Folge der Koexistenz lokalisierter und nichtlokalisierter Zustände aufzufassen ist (s. Abb. 7.9). Ein tiefes Minimum am Fermi-niveau entspricht demnach einem hohen Anteil lokalisierter Elektronenzustände, und ein flacheres Gap einem hohen Anteil delokalierter Zustände.

Es ist anzunehmen, daß es sich bei der mit dem RTM beobachteten Korrugation der Zustandsdichte tatsächlich um eine Lokalisierung handelt, und daß diese für den Anstieg der Hallkonstanten am EQL (Punkt C in Abb. 6.4) verantwortlich ist. Identifiziert man den gesamten korrugierten Anteil der $LDOS_0$ *ad hoc* als lokalisiert und den nicht korr-

⁷Die Spin-Bahn-Wechselwirkung in InAs führt bei 6 T zu einer Erhöhung der in [26] angegebenen Austauschenergie auf 5 – 10 meV.

7. RTS-Messungen an der (110)-Oberfläche

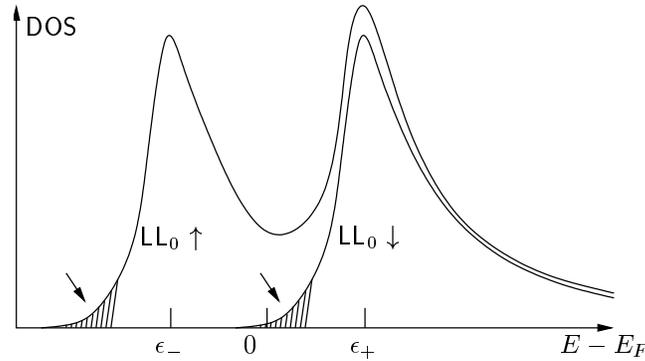


Abb. 7.14.: Lokalisierte Zustände in den *tails* des untersten, spinaufgespaltenen Landau-niveaus (Pfeile). $\epsilon_{\pm} = \hbar\omega_c \pm \mu_b$ (nach [72]).

gierten Anteil als delokalisiert, so würde man bei $B \approx 3,5$ T auf einen Anteil von ca. 40% lokalisierter Zustände schließen (Abb. 7.10). Beschränkt man sich auf die schlangenförmigen, stark korrigierten Zustände, so sind nur 10 – 20% der LDOS lokalisiert, was den Anstieg der Hall-Konstanten um 10% unmittelbar als Reduktion der freien Ladungsträgerdichte durch Lokalisierung erklärt. Zu beachten ist, daß im Gegensatz zu SHAYEGANS Modell keine klaren Grenzen zwischen isolierter, lokalisierter und ausgedehnter, nichtlokalisierter Phase bestehen, sondern daß sich lokalisierte und nichtlokalisiertere Zustände räumlich und energetisch überlappen. Diese überraschende Tatsache wird von EFETOV damit erklärt, daß es sich bei den unterschiedlichen Anteilen um Zustände unterschiedlichen Spins handelt, die nicht miteinander wechselwirken (vgl. Abschnitt 6.2, Punkt 5). In diesem Bild würden die lokalisierten Zustände also den Zuständen im niederenergetischen *tail* des spinpolarisierten Landau-niveaus $0\downarrow$ entsprechen, die im Potentialgebirge lokalisieren (s. Abb. 7.14). Tatsächlich ist dieses plausible Bild nicht vollständig, da die energieabhängige LDOS-Korrigation bis zu einigen zehn meV, also weit über das Maximum des Niveaus $0\downarrow$ reicht, wie Abb. 7.15 zeigt.⁸

Die Energieabhängigkeit der Kontraste läßt vermuten, daß das gesamte $0\uparrow$ -Niveaus teilweise aus lokalisierten Zuständen besteht. Die Breite individueller korrigierter Strukturen entspricht in etwa der magnetischen Länge, was eine Interpretation der Strukturen als lokalisierte Randkanäle in einem Potentialgebirge nahelegt. Tatsächlich verschieben sich die Korrigationen mit der Energie, entsprechend der Abtastung einer anderen Isopotentiallinie.

Die größte Schwierigkeit bei der Interpretation der Daten besteht darin, daß experimentell nicht zwischen lokalisierten und ausgedehnten Zuständen unterschieden werden kann; insofern ist die *ad hoc*-Gleichsetzung von Korrigation und Lokalisierung nicht korrekt und nur durch die qualitative Übereinstimmung mit den Transportdaten gerechtfertigt.

⁸Eine genaue Erklärung dieser Messung folgt im nächsten Abschnitt.

tigt.

7.3.2. Bildung ausgedehnter Strukturen (ab 5 T)

Im folgenden soll diskutiert werden, inwieweit die mit dem RTM gemachten Beobachtungen mit den in Abschnitt 6.2 vorgestellten Thesen vereinbar sind.

Bei Magnetfeldern von 4 – 6 T nimmt die Hallkonstante ab und sinkt bei Probe B oberhalb von 5 T unter den bei kleinen Feldern ($B < 1$ T) beobachteten Wert, der als inverse Ladungsträgerdichte interpretiert werden kann. Eine plausible Erklärung für den *Hall dip* liefern SHAYEGAN *et al.* Basierend auf Zyklotronresonanzmessungen, die bei vergleichbaren Feldern eine schwache Doppelppeakstruktur zeigen, gehen sie davon aus, daß ein Anteil $\epsilon(b)$ des Gesamtvolumens des Festkörpers durch das Ausfrieren eines Anteils $\Delta n(b)$ der Ladungsträgerkonzentration nicht am Stromtransport teilnimmt [63]. Dadurch würde die Hallkonstante durch eine effektive Ladungsträgerkonzentration n_{eff} bestimmt [63]:

$$n_{\text{eff}}(b) = \frac{n - \Delta n(b)}{1 - \epsilon(b)} \quad (7.3)$$

mit

$$\Delta n(b) = n \exp[-(b/r_D)^3] \quad (7.4)$$

und

$$\epsilon(b) = \left(\frac{4\pi b^3}{3r_D^3} + 1 \right) \exp[-(b/r_D)^3]$$

mit dem Mindestabstand b , den ein Donator zu seinem nächsten Nachbarn haben muß, damit ein Elektron an ihm lokalisiert. $r_D = \sqrt[3]{3/(4\pi n)}$ ist der Radius des pro Donator im Mittel zur Verfügung stehenden Kugelvolumens.

In diesem Bild findet eine Lokalisierung an zufällig besonders isoliert liegenden Donatoren bereits deutlich unterhalb des MI-Überganges statt. Tatsächlich reproduziert dieses Modell qualitativ den abfallenden Anteil der Hall-Konstanten.

Die Gestalt der von SHAYEGAN *et al.* vorgeschlagenen räumlichen Verteilung der Zustandsdichte paßt auf den ersten Blick zu den mit dem RTM gemessenen LDOS₀-Karten, denn sie beschreibt Koexistenz lokalisierter (korrugierter) und delokalierter (unkorrugierter) Zustände. Eine quantitative Analyse der Ergebnisse anhand des Modells ergibt jedoch, daß der in Abb. 6.4 beobachtete Einbruch der Hallkonstanten bereits bei $b \approx 70$ nm eintreten würde, entsprechend einer Lokalisierung von nur 0,4% der Elektronen an entsprechend wenigen isolierten Donatoren. Betrachtet man die freie Weglänge $\lambda \approx 60$ nm als sichtbare Tiefe, so würden in dem Bildausschnitt der Abb. 7.8 bei 6 T ca. 0,5 lokalisierte Zustände sichtbar sein, die ca. 3% der Fläche belegen würden. Die wesentlich höhere Dichte des RTM-Kontrastes verbietet die Interpretation der LDOS₀-Karten als

7. RTS-Messungen an der (110)-Oberfläche

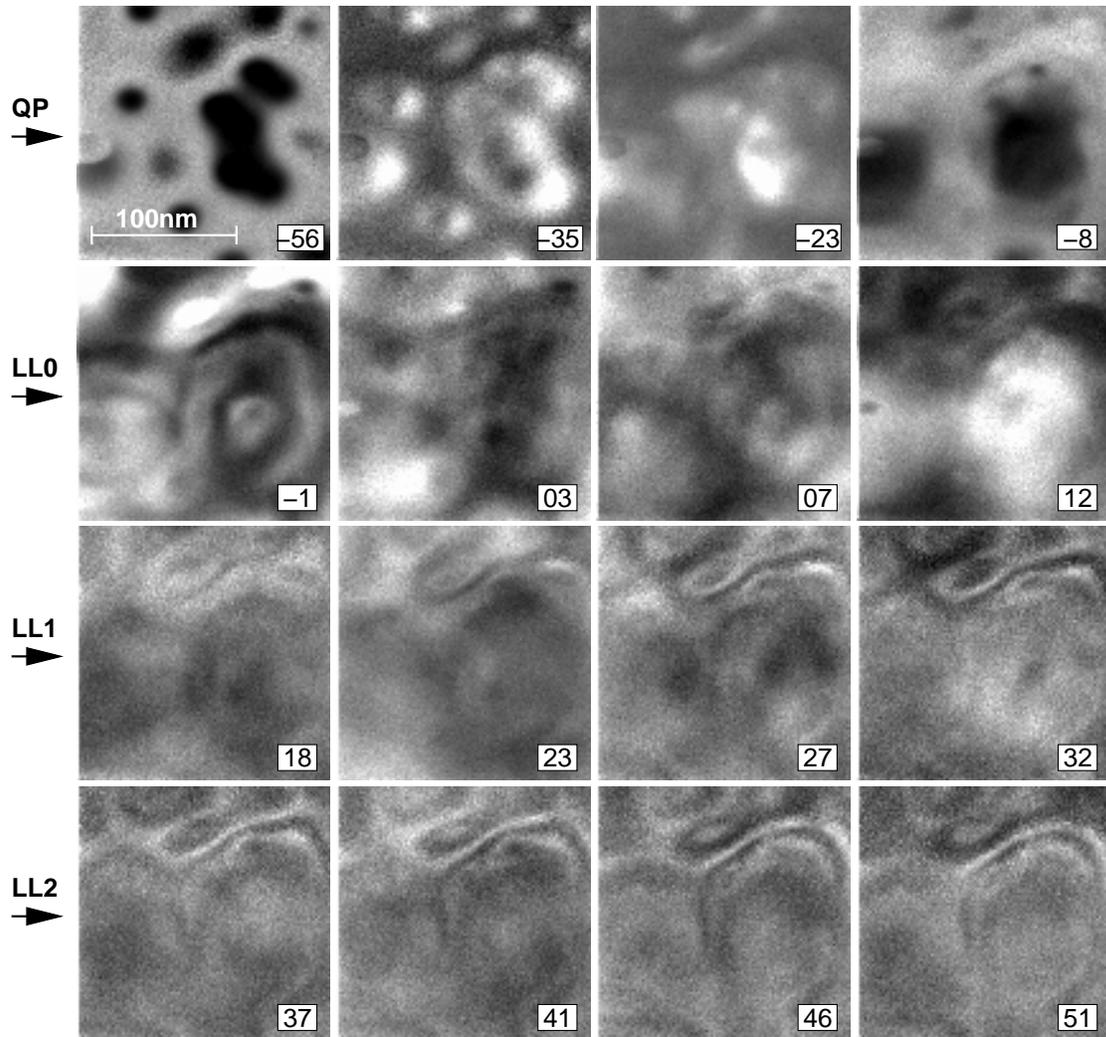
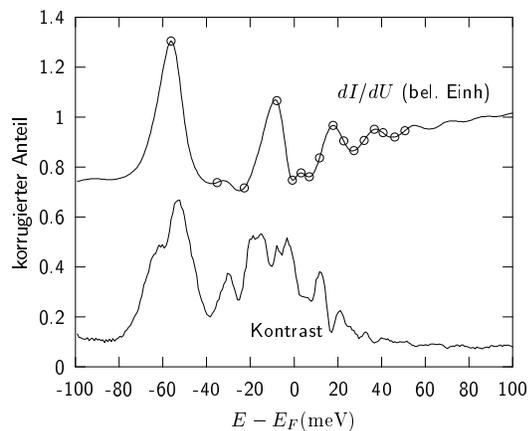


Abb. 7.15.: Oben: Energieabhängige Zustandsdichteverteilung bei 4 T, periodisch nach Landauniveaus (LL) angeordnet (Zahlenangaben in meV, im Graph markiert). Die oberste Zeile zeigt Zustände des spitzeninduzierten Quantenpunktes (QP). **Rechts:** zugehörige Plots des über den Bildbereich gemittelten dI/dU -Signals und des korrigierten Anteils (Kontrast) der LDOS. Probe B, stabilisiert bei 500 pA, 100 mV



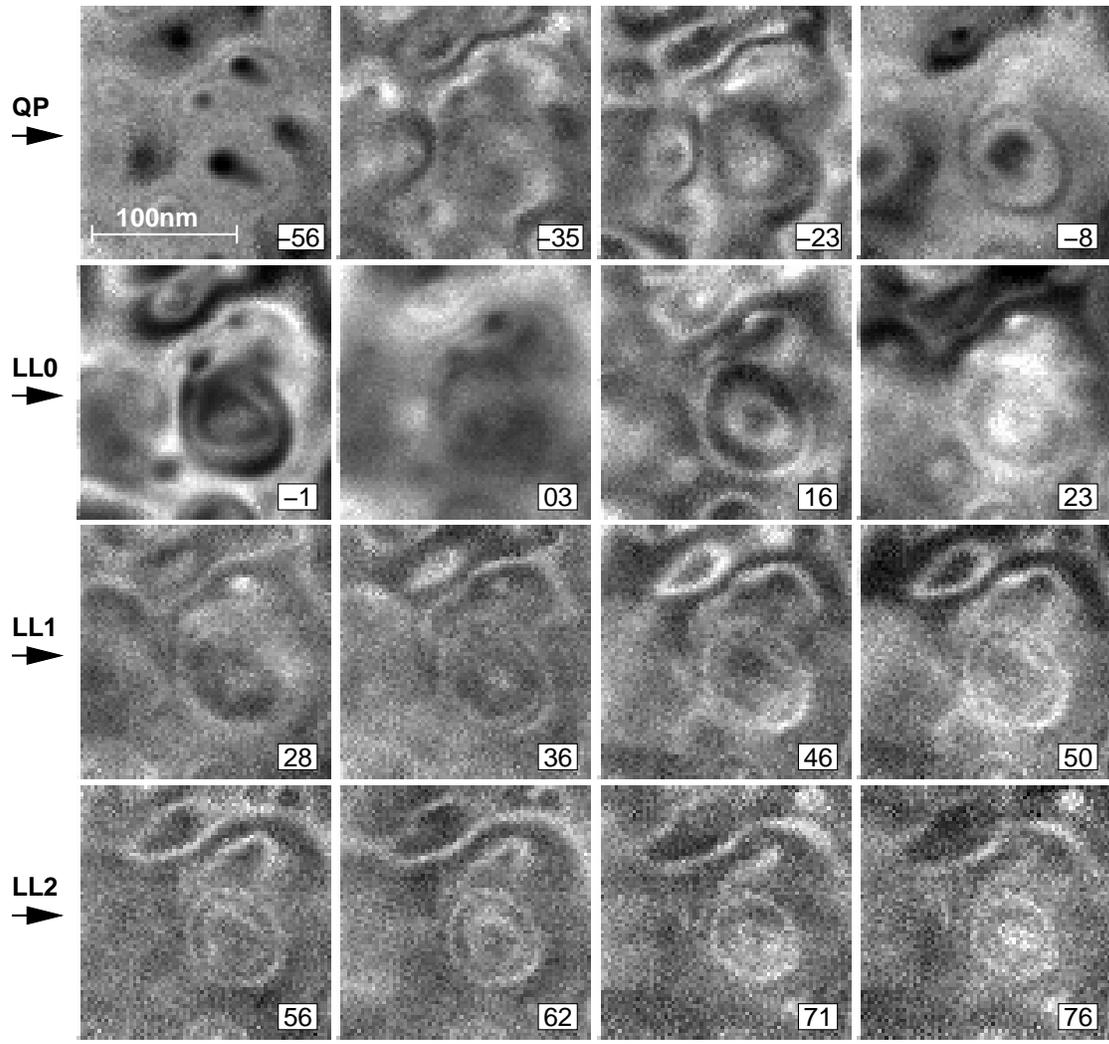
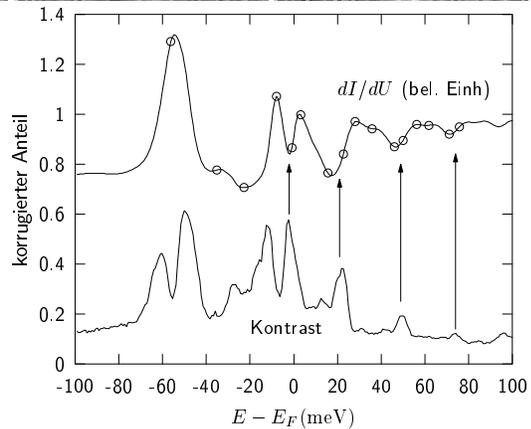


Abb. 7.16.: Derselbe Probenbereich wie in Abb. 7.15 mit derselben Spitze und gleichen Tunnelparametern, aber bei 6 T spektroskopiert. Man beachte die Herausbildung einer zusätzlichen Kontur in der unteren Bildhälfte, die bei 4 T noch nicht zu sehen war sowie die Auflösung der Spinaufspaltung der Landauiveaus (rechts).



7. RTS-Messungen an der (110)-Oberfläche

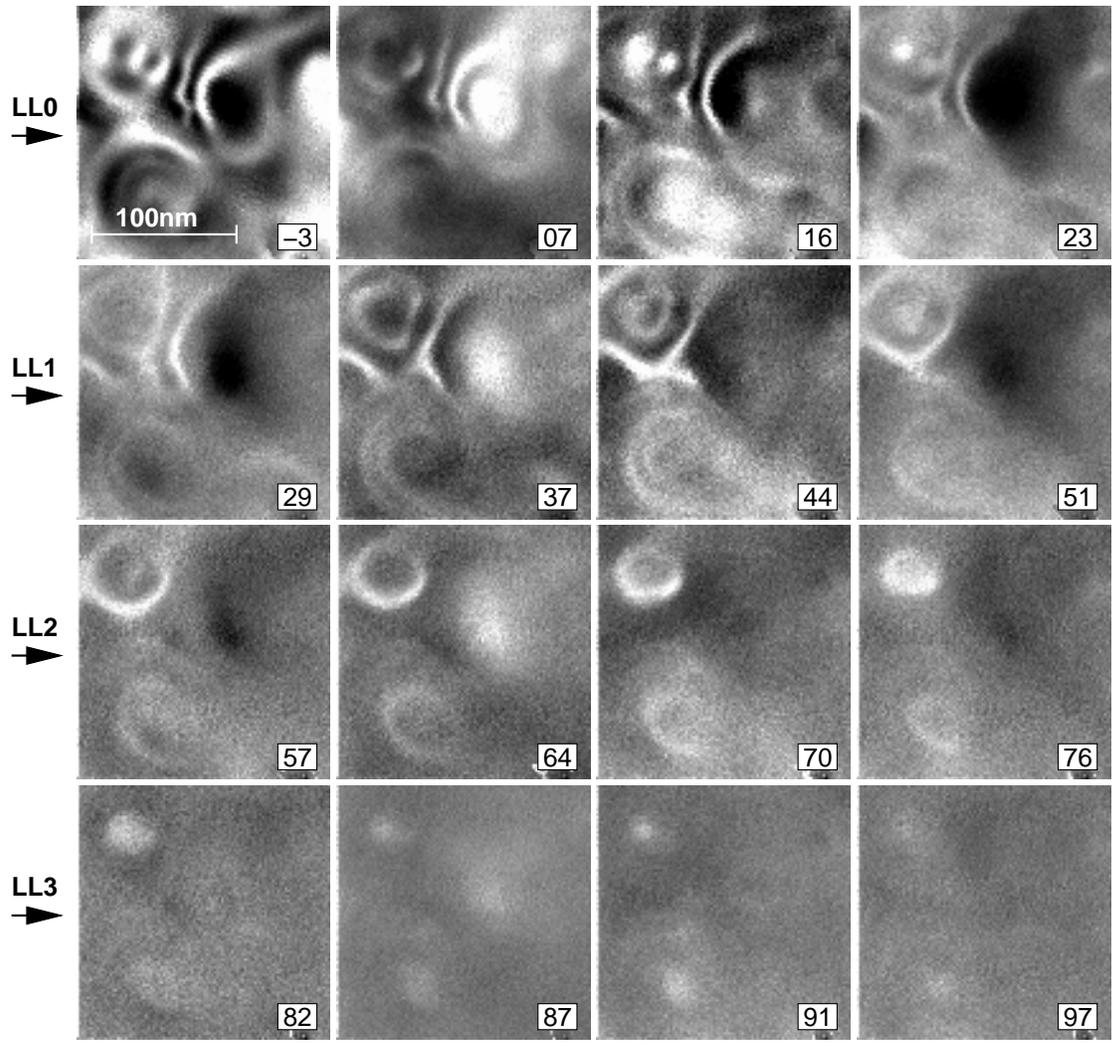
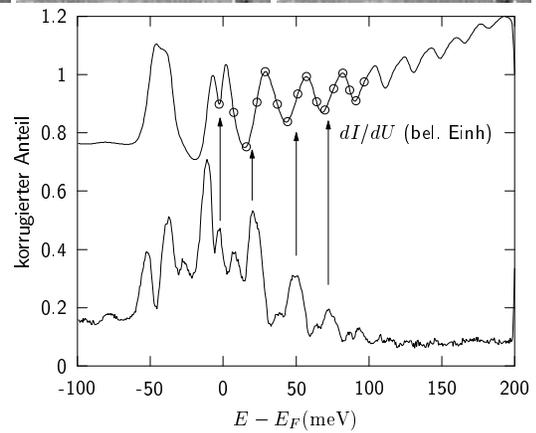


Abb. 7.17.: Wie Abb. 7.16, aber mit einer anderen Spitze bei 6 T gemessenes Spektroskopiefeld. Probe B, stabilisiert bei 500 pA, 200 mV



Schnitte durch eine auf diese Weise zustandegekommene Zustandsdichteverteilung und ist demnach mit dem Modell von SHAYEGAN *et al* nicht vereinbar.

Genauso wenig passen die RTM-Daten offensichtlich zu der These von ARONZON *et al* [25]. Deren Vorschläge basieren auf der Annahme metallischer Inseln unterhalb der Perkolationschwelle, zwischen denen Transport durch *hopping conduction* stattfindet und die bei wachsendem Magnetfeld schrumpfen. Die Konsequenz wären zusammenhängende, ausgedehnte Strukturen verschwindender Zustandsdichte, die aber bei keinem Magnetfeld mit dem RTM zu finden sind. Stattdessen ist in den RTM-Daten der gegenteilige Effekt zu beobachten, nämlich die Bildung eines zusammenhängenden Netzwerkes hoher Zustandsdichte. Eine klassische Perkolationschwelle, die mit zunehmender Energie kleiner werdende Löcher in der Zustandsdichte erwarten ließe, kann unmittelbar ausgeschlossen werden (Abb. 7.16 und 7.17).

Energieabhängiger Zustandsdichte-Kontrast

Für die Untersuchung der möglichen Ursachen der beobachteten Lokalisierung ist ein Blick auf die energieabhängige räumliche Verteilung der Zustandsdichte hilfreich. Die Abb. 7.16 und 7.17 zeigen Schnittflächen durch je ein Spektroskopiefeld bei 6 T. Bei diesen Messungen wurde jeweils über einem $150 \times 150 \text{ nm}^2$ großen Gebiet bei $B = 6 \text{ T}$ ein Raster von 100×100 Spektroskopiekurven aufgenommen. Die Bilder sind Schnitte durch das entstandene Feld, d. h. die auf einen mittleren Grauwert normierte Helligkeit entspricht der Amplitude des dI/dU -Signals bei den angegebenen Biasspannungen; es handelt sich also um LDOS-Karten bei verschiedenen Energien. Jede horizontale Reihe entspricht dem Durchlauf durch ein Landauniveau. In den Abbildungen ist auch jeweils der gemäß (7.1) berechnete Anteil korrigierter Zustände als Funktion der Energie als Graph gezeigt. Neben einem Abfall des Kontrastes bei höheren Energien sind einzelne *peaks* knapp unterhalb der Landau-Maxima zu erkennen.

Das energieabhängige Verhalten und die Form der Korrugationsmuster entspricht Äquipotentiallinien, die an einem Potentialgebirge entlanglaufen. Zusammen mit dem $E^{-1/2}$ -artigen Abfall des Kontrastes erinnert dies an ein lokalisiertes Randkanalbild eines einzelnen Landauniveaus in einem zweidimensionalen Potential. Allerdings nimmt die Anzahl der Korrugationen mit zunehmendem Magnetfeld zu (Abb. 7.8), was in einem 2D-System einer stärkeren Konturierung des Potentials entspräche (vgl. Abschnitt 7.3.3). Der Vergleich von Abb. 7.15 und Abb. 7.16 macht dies augenscheinlich: Offensichtlich wird im oberen Drittel des Bildausschnitts bei 4 T und 6 T die gleiche Potentiallandschaft abgetastet, während sich bei 6 T ein zusätzlicher Hügel im unteren Bildteil abzeichnet.

Keinesfalls ist in Abb. 7.15 bis 7.17 eine periodische Änderung des Kontrastmusters beim Durchlaufen der Landauniveaus feststellbar, was die Erklärung des *Hall dip* von MANI (6.2, Punkt 4) widerlegt.⁹

Eine den RTM-Daten entsprechende Erklärung der Hall-Messungen basiert auf dem Postulat eines Stromflusses in den eindimensionalen Kanälen.¹⁰ In diesen Kanälen fände –

⁹Das Bild MANIS führt zu einer periodischen Wiederholung der Lokalisierungsmuster, deren Halbwertsbreite mit dem Zyklotronradius $l_c\sqrt{2l+1}$ zunehmen müßte

¹⁰Ich beschreibe hier zunächst nur das Verhalten in den 2D-artigen Strukturen, die durch die Meßergeb-

7. RTS-Messungen an der (110)-Oberfläche

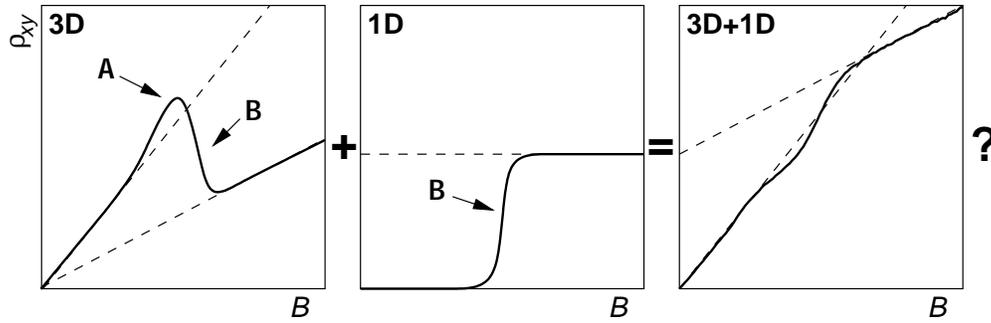


Abb. 7.18.: Eine mögliche Erklärung für den Verlauf der Hallkurve ergibt sich aus der Annahme einer Mischung von Transport in eindimensionalen Kanälen und parallelem 3D-Transport. Die einsetzende Lokalisierung der Elektronenzustände bewirkt zunächst einen Anstieg der Hallkonstante (A), bevor sich das 1D-Netzwerk ausbildet und einen Großteil des Stromtransportes in Kanälen konstanten Potentials übernimmt (B).

analog zum Randkanal-Bild des Quanten-Hall-Effektes – streckenweise dissipationsfreier Transport statt, der einem konstanten Potential entspricht. Rückstreuung würde nur an den Knotenpunkten des Netzwerkes stattfinden, die das Potential in den Kanälen aber nicht beeinflussen würde. Im Gegensatz zum reinen 2D-Fall liegen die Kanäle nicht nur an den Probenrändern, sondern durchziehen das gesamte Volumen – vermutlich entlang Höhenlinien der Potentiallandschaft. Man erwartet also bei konstanter Kanaldichte ein Quanten-Hall-Plateau bei dem nicht universellen Wert

$$R_{xy,1D} = \frac{U_{xy,1D}}{I_{1D}} = \frac{h}{e^2} \cdot \frac{\text{Kanäle am Probenrand}}{\text{Kanäle insgesamt}}, \quad (7.5)$$

denn nur die Kanäle am Rand der Probe tragen zur gemessenen Hallspannung bei. Nimmt man an, daß sich die an der Probenoberfläche beobachtete Kanaldichte von ca. 150 nm^{-1} (s. Abb. 7.8) durch das Volumen fortsetzt, erhält man für die bei den Transportmessungen verwendete 3 mm breite Probe mit (7.5) den Wert

$$R_{xy,1D} = \frac{h}{e^2} \cdot \frac{150 \text{ nm}}{3 \text{ mm}} \approx 1,3 \Omega,$$

was größenordnungsmäßig dem gemessenen Wert von $R_{xy}(6 \text{ T}) \approx 1 \Omega$ entspricht. Verbleibt im 3DES ein delokalisierte Anteil von Elektronen, der ebenfalls einen Teil des Stroms trägt, zeigt dieser den klassischen Hall-Effekt, der sich zum Quanten-Hall-Effekt addiert.

Die resultierende Hall-Kurve veranschaulicht Abb. 7.18: Beim Übergang in das EQL lokalisiert zunächst ein Teil der Elektronen, was einen Anstieg des Hallwiderstandes verursacht. Diese lokalisierten Bereiche wachsen bei weiter steigendem Magnetfeld allmählich nisse nahegelegt werden.

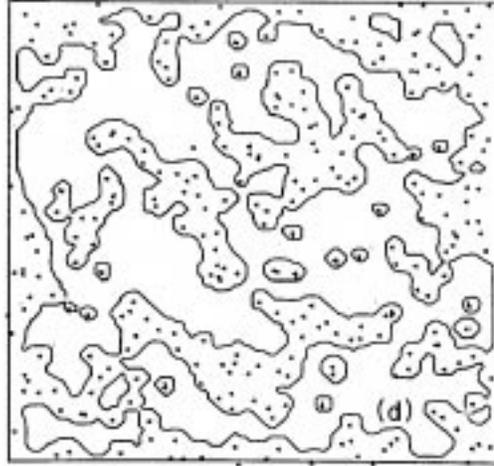


Abb. 7.19.: Quasiklassische Berechnung einer Eielektronenzustandsdichte eines ungeordneten 3D-Systems. Die angenommene Unordnung entspricht etwa der Unordnung meiner Proben (Störstellenabstand 32 nm, Bildausschnitt $(200\text{ nm})^2$). Die sichtbaren Kanäle haben die Breite der magnetischen Länge (entnommen aus [76]).

zu eindimensionalen Kanälen zusammen, die dann einen Großteil des Transports übernehmen und zu einem nichtuniversellen Hallplateau der Größe $R_{xy,1D}$ führen. Der parallele Transport I_{3D} durch das noch verbleibende 3DES zeigt nach wie vor den klassischen Hall-Effekt $U_{xy,3D} \propto BI_{3D}/(n_{3D}e)$ und führt, falls $I_{3D}/I < n_{3D}/n$ zu der experimentell gefundenen verminderten Hallsteigung. Die Gültigkeit der Ungleichung¹¹ ist naheliegend, da die experimentell bestimmte mittlere freie Weglänge bereits bei $B = 0\text{ T}$ mit 60 nm kleiner als der Knotenabstand des 1D-Netzwerkes ist. Da die Rückstreuungswahrscheinlichkeit an den Knoten kleiner als Eins ist und die mittlere freie Weglänge im 3DES mit dem Magnetfeld noch weiter abnimmt, ist mit einer höheren Leitfähigkeit des 1D-Netzwerkes gegenüber dem 3DES zu rechnen.

Im Rahmen der adaptierten 2D-artigen Beschreibung gibt es keinen Grund, den 1D-Transportcharakter des beobachteten Netzwerkes anzuzweifeln, da die Breite der Kanäle der tatsächlichen magnetischen Länge entspricht. Diese Möglichkeit besteht auch nach Berechnungen von AZBEL [76], dessen Ergebnisse den hier gefundenen 1D-Kanälen nicht unähnlich sind (Abb. 7.19).

Diese Interpretation ist zunächst jedoch unvollständig, weil sie keine Erklärung für die Ursache der Lokalisierung bzw. der Kanalbildung liefert. Den in Abschnitt 6.2 vorgestellten Thesen hat sie voraus, daß sie weder im Widerspruch zu den Resultaten der Transportmessungen noch zu den RTM-Beobachtungen steht.

¹¹also der Annahme, daß der 3D-Strom gegenüber der 3D-Elektronendichte überproportional sinkt

7.3.3. Spekulationen über die Ursachen der LDOS₀-Korrugation

Zunächst ist festzuhalten, daß die LDOS₀-Korrugation sowie die Anomalie des Hall-Effektes stets beim Übergang zum EQL beobachtet wird [21–25]. Darüberhinaus geht sie mit der Ausbildung eines Pseudogaps bei E_F einher (Abschnitt 7.3.1), das die Zustandsdichte am Fermienergie bestimmt.

Wie in Abschnitt 2.3.1 dargelegt, besteht die Besonderheit des EQL darin, daß 1. sämtliche Elektronen spinpolarisiert sind, 2. die kinetische Energie mit zunehmendem Magnetfeld abnimmt und 3. die Elektron-Donator-Wechselwirkung zunimmt. Die Dominanz der Elektron-Donator-Wechselwirkung führt bei Feldern jenseits von 8 T zum Metall-Isolator-Übergang. Im Bereich zwischen EQL und MI-Übergang dominiert aus zwei Gründen die e - e -Wechselwirkung: Da alle Elektronen den gleichen Spin haben, kommt es aufgrund des Pauli-Prinzips zu einer effektiv stärkeren Abstoßung der Elektronen untereinander (Austauschloch). Zum anderen ist die Austauschenergie mit ca. 5 meV deutlich größer als die kinetische Energie (0,5 meV bei 6 T). Deshalb ist davon auszugehen, daß die e - e -Wechselwirkung eine wesentliche Rolle für die beobachtete Zustandsdichteverteilung spielt. Das Auftauchen eines Pseudogaps an der Fermienergie unterstützt diese Vermutung.

MURZIN und EGOROV [24] sowie CHALKER [75] bieten für den Einteilchen-Fall bereits eine Erklärung für den Quasi-2D-Charakter des Elektronentransportes an. Anschaulich erklären MURZIN und EGOROV dies mit einer Lokalisierung in den Potentialmulden entlang der Magnetfeldrichtung z , deren Wahrscheinlichkeit durch das Verhältnis der Driftgeschwindigkeit in (x,y) -Richtung und der Streuwahrscheinlichkeit in z bedingt ist. Wird ein Elektron in derselben z -Potentialmulde mehrfach hin- und hergestreut, bevor es sie aufgrund der (x,y) -Drift verläßt, führt die resultierende Selbstinterferenz zu Lokalisierung in z und damit zu einem lokalen 2D-Charakter in (x,y) .¹² Die Driftgeschwindigkeit sowie die mittlere kinetische Energie in z -Richtung nimmt jedoch mit zunehmendem Magnetfeld ab, so daß die Lokalisierungstendenz mit B zunimmt.¹³ Diese Annahme erklärt zwanglos, daß mit zunehmendem Magnetfeld (abnehmender Driftgeschwindigkeit) immer größere Bereiche der Probe quasi-2D-Charakter bekommen, was der scheinbaren Zunahme an Konturierung des 2D-Potentials in den experimentellen Daten entspricht. CHALKER führt im Rahmen eines Quantenperkolationsmodells Berechnungen einer 3D-Zustandsdichte ausgehend von tunnelgekoppelten 2D-Flächen durch und findet tatsächlich, daß der 2D-Charakter in Bereichen zwischen den Landau-Maxima erhalten bleibt, sich also ein Quanten-Hall-Isolator mit Randkanälen ausbildet [75].¹⁴ Wie CHALKER jedoch weiter schreibt, erwartet er, daß Berücksichtigung des räumlichen Überlapp verschiedener Landauniveaus zur Delokalisierung der Quanten-Hall-Zustände führt, was den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit widerspricht.

¹²Die Ausdehnung der Potentialmulden ist deutlich größer als l_c , vgl. Abb. 7.12

¹³Natürlich muß die inelastische Streuzeit in z wesentlich größer sein als die elastische, was tiefe Temperaturen bzw. steile Potentialfluktuationen voraussetzt.

¹⁴CHALKER betrachtet einen Stapel identischer, rechteckiger 2D-Flächen. Die Regelmäßigkeit dieses Gitters verhindert unseres Erachtens die Ausbreitung der beobachteten 1D-Kanäle im Volumen der Probe.

Weder MURZIN noch CHALKER erklären den Einsatz der Korrugation exakt am EQL, sondern errechnen eine mit dem Magnetfeld zunehmende Tendenz zur 2D-artigkeit des Systems. Meines Erachtens könnte aber die e - e -Wechselwirkung die Lokalisierungsneigung in z verstärken, weil das lokale Austauschloch und die Coulomb-Abstoßung die Tendenz zur Lokalisierung in benachbarten Potentialmulden bereits besetzter Mulden erhöhen. Die e - e -Wechselwirkung wirkt somit der Tendenz zur Delokalisierung aufgrund des räumlich-energetischen Überlapps lokalisierter und nichtlokalisierter Zustände entgegen. Die erhöhte Korrugation in Bereichen, in denen der Überlapp mit zu Lokalisierung neigender Zustände des *tails* der Landauniveaus stattfindet, belegt den gegensätzlichen Einfluß der beiden Wechselwirkungen.

Eine quantitative Analyse dieses Verhältnisses sprengt den Rahmen dieser Dissertation und bleibt theoretischen Arbeiten vorbehalten.

7.3.4. Ausblick

Die im vorigen Abschnitt gegebene Interpretation der mit dem Rastertunnelmikroskop gefundenen Ergebnisse ist derzeit noch spekulativ. Sowohl die Transport- als auch die RTM-Messungen müssen mit anderen Probenmaterialien wiederholt werden, damit zufällige Koinzidenz des Hallkurven-Verlaufs mit dem Verhalten der Korrugation von $\text{LDOS}_0(B)$ -Karten ausgeschlossen sind. Auch ist eine Abhängigkeit der RTM-Beobachtungen von der Richtung des Magnetfeldes zu überprüfen. Das an der verwendeten Anlage zur Verfügung stehende Magnetsystem erlaubt aber nur Felder von bis zu 2 T parallel zur Probenoberfläche, und in diesem Magnetfeldbereich zeigt InAs weder bei Hall- noch bei RTM-Messungen aussagekräftigen Strukturen.

Vielversprechende Ergebnisse sind von den für die nahe Zukunft geplanten Messungen an niedrig dotiertem ($1\text{--}2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) InSb zu erwarten. Bei diesem Material tritt das EQL bereits unterhalb von 1 T [63] ein, so daß mit der vorhandenen Apparatur Messungen in senkrechtem und mit parallel zur Probenoberfläche liegendem Magnetfeld möglich werden.

8. Das adsorbat-induzierte 2DES auf der InAs(110)-Oberfläche

Im vorigen Kapitel wurde gezeigt, daß es möglich ist, die räumliche und energetische Zustandsdichteverteilung und Lokalisierungseffekte des Halbleiter-3DES zu untersuchen. Es ist bekannt, daß in gestörten zweidimensionalen Systemen (2DES) immer eine Lokalisierung auftritt, die z. B. für die Ausbildung des Quanten-Hall-Effektes verantwortlich ist. Insofern stellt sich die prinzipielle Frage, ob die Zustandsdichteverteilung eines Halbleiter-2DES rastertunnelspektroskopischen Messungen zugänglich ist. Die üblichen hochmobilen Heterostrukturen haben den Nachteil, daß sie ca. 80 nm unter der Oberfläche vergraben sind und somit durch eine mit Potentialinhomogenitäten durchsetzte Zwischenschicht von der Tunnelspitze getrennt sind, die gleichzeitig die erreichbare laterale Auflösung auf die Schichtdicke begrenzt.

InAs besitzt die Eigenschaft, durch Adsorbate an der Oberfläche ein 2DES zu bilden. Voraussetzung dafür ist eine Fixierung des Fermi-niveaus im Leitungsband (*Fermi level pinning*). Schon Adsorbatbedeckungen von wenigen Prozent einer Monolage¹ reichen aus, um das Fermi-niveau um einige 100 mV in das Leitungsband zu verschieben. Dieser Effekt wurde bereits für eine Vielzahl metallischer und nichtmetallischer Adsorbate demonstriert (s. z. B. [83]). Wie für den Quantenpunkt in Abschnitt 7.1.1 beschrieben, führt das verschobene Oberflächen-Fermi-niveau zu einer – in diesem Fall flächendeckenden – Bandverbiegung, die bis zu 40 nm in die Probe hineinreicht. In dieser Zone bildet sich ein 2DES, dessen Zustandsdichte-Schwerpunkt nur 5 nm unter der Oberfläche liegt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden erste Experimente zur Rastertunnelmikroskopie und -spektroskopie auf der adsorbatbedeckten InAs(110)-Oberfläche durchgeführt. Aufgrund der in der Arbeitsgruppe reichlich vorhandenen Erfahrung [84] und der leichten Präparierbarkeit fiel die Wahl auf Eisen als Adsorbatmaterial.

8.1. Präparation und Morphologie

Die Präparation der Proben erfolgte in der rechten Kammer des UHV-Systems (s. Abb. 4.1 und 4.2) mit einem kommerziell erhältlichen Elektronenstoß-Verdampfer [85]. Dabei wird das Ende eines 1 mm dicken Eisendrahtes in einer wassergekühlten Zelle durch Elektronenbeschuß auf ca. 1100 K erhitzt. Durch kurzzeitiges Öffnen eines Verschlusses

¹eine Monolage (ML) ist hier definiert als ein Adsorbat pro Oberflächen-Einheit-zelle.

können die abdampfenden Fe-Atome zur Probenoberfläche gelangen, so daß man sehr geringe Bedeckungen reproduzierbar erzeugen kann.

Typische Aufdampfparameter waren ein Elektronen-Emissionsstrom von 14 mA bei einer Beschleunigungsspannung von 600 V entsprechend einer Heizleistung von 8,4 W; dabei ergaben sich Wachstumsraten von etwa 0,7%ML/s. Während des Aufdampfens blieb der Druck in der Kammer unter $2 \cdot 10^{-8}$ Pa. Die Charakterisierung der präparierten Oberfläche mit dem RTM ergab eine Adsorbatkonzentration von ca. 90% einzelner Fe-Atome und 10% unbekannter Adsorbate (Abb. 8.1 und 8.2).

Entweder wurde eine frische Probe unmittelbar nach dem Spalten bei Raumtemperatur bedampft, oder eine bereits untersuchte Probe wurde aus dem noch ca. 30 K kalten RTM geholt und ca. 30 s später bedampft. Nach dem Aufdampfen erfolgte der Transfer in das RTM und in den Kryostaten. Abb. 8.1 zeigt einen $10 \times 10 \text{ nm}^2$ großen Ausschnitt einer mit 7,5%ML Fe bedeckten InAs(110)-Oberfläche, die direkt nach dem Spalten bei Raumtemperatur bedampft wurde. Auffällig ist die Tendenz der Fe-Atome zur Bildung von Reihenstrukturen auf der Oberfläche; sie wurde bei allen bei Raumtemperatur präparierten Proben beobachtet. Auszählen der adsorbierten Fe-Atome in RTM-Bildern mit 3%ML (7,5%ML) Bedeckung ergab, daß $22 \pm 1\%$ ($35 \pm 3\%$) der Atome einen Nachbarn in der parallelen InAs-Reihe haben, $2,5 \pm 1\%$ ($13,2 \pm 2\%$) haben einen Nachbarn in derselben Reihe, und $2 \pm 1\%$ ($6 \pm 2\%$) haben zwei Nachbarn. Diese Zahlen liegen über den bei einer rein statistischen Verteilung der Adsorbate zu erwartenden Werten von z. B. 6% Nachbarn in Parallelreihen bei einer Bedeckung von 3%ML. Proben, die aus dem kalten RTM zur Präparation und zurück transferiert wurden, zeigten keine wesentlich von einer statistischen Verteilung abweichende Anordnung. Daraus ist zu schließen, daß die Fe-Atome bei Raumtemperatur mobil sind und bei tieferen Temperaturen auf der Substratoberfläche festfrieren, und daß sich die Probe während ihres ca. zweiminütigen Aufenthaltes außerhalb des RTM nicht ausreichend aufwärmt, um eine Mobilität der Eisenatome zu ermöglichen.

Die Tendenz der Fe-Atome, sich bei Raumtemperatur in Reihen quer zu den atomaren Reihen des InAs-Substrates anzuordnen, läßt auf eine höhere Mobilität entlang der InAs-Reihen schließen als quer dazu. Geht man von einer ausschließlichen Bewegung entlang der InAs-Reihen aus und nimmt zusätzlich an, daß Fe-Atome, die weiter als eine InAs(110)-Einheitszelle voneinander entfernt liegen, keinen Einfluß aufeinander ausüben und daß Eisen-Dimere bei Raumtemperatur bereits unbeweglich sind, ergibt die Auszählung aller möglichen Pfade zur Dimer-Bildung bei anfänglich statistischer Adsorbatverteilung, daß nur zwei Sprünge von Fe-Atomen in die Nachbar-Einheitszelle ausreichen, um die beobachtete Verteilung zu erreichen. Zwischen der Präparation und dem Transfer in das dann noch etwa 40 K kalte RTM vergehen ein bis zwei Minuten. Daraus ist auf eine Diffusionsgeschwindigkeit der Fe-Atome bei Raumtemperatur von ein bis zwei Sprüngen pro Minute zu schließen. Eine genauere Bestimmung ist nicht möglich, solange der zeitliche Verlauf der Substrattemperatur unbekannt ist.

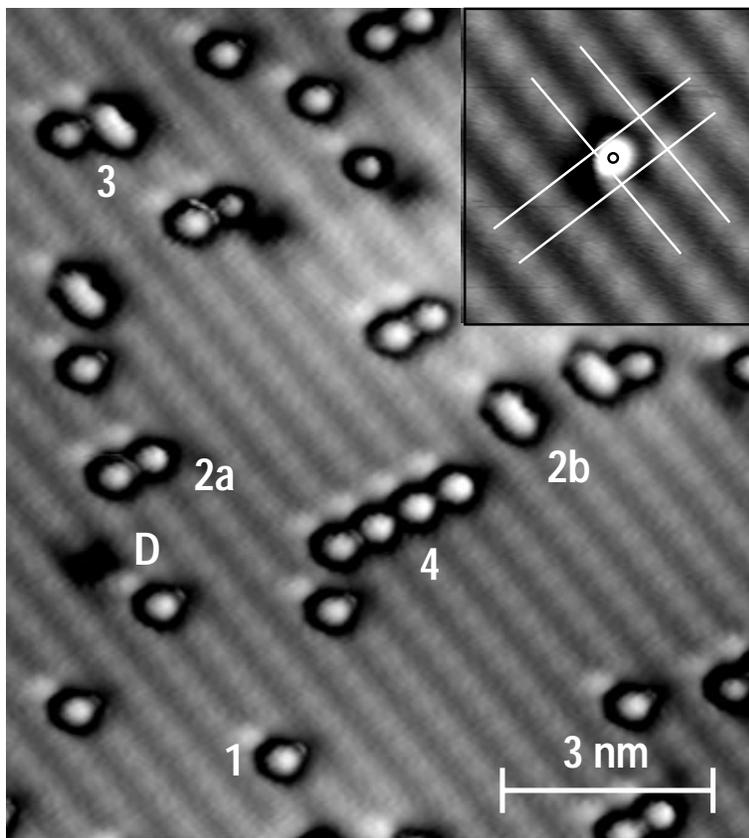


Abb. 8.1.: 7,5%ML Fe auf InAs(110) bei Raumtemperatur aufgedampft. Neben Einzeltomen (1) sind auch Dimere quer (2a) und längs (2b) der atomaren Reihen, Trimere (3) sowie eine Reihe von vier Atomen (4) zu sehen. Solche Konglomerate treten häufiger auf als statistisch zu erwarten und lassen auf eine Mobilität der Fe-Atome schließen. Die dunkle Stelle (D) ist ein anderer Adsorbattyp oder eine Fehlstelle. Oben rechts ist die Lage eines Fe-Atoms in der InAs(110)-Einheitszelle zu erkennen: der schwarze Kreis markiert das sichtbare Zentrum des Fe-Atoms, die weißen Linien verlaufen entlang der atomaren Reihen des Substrates.

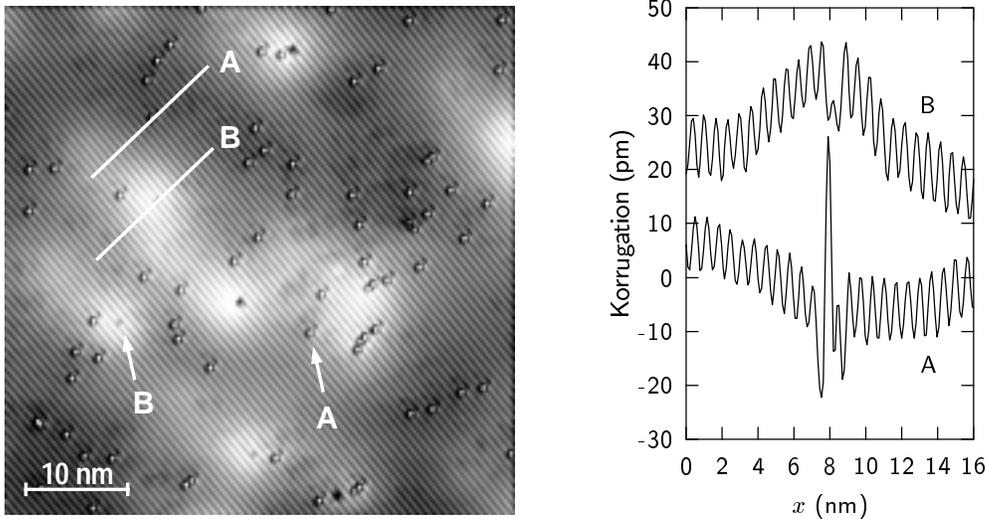


Abb. 8.2.: Links: Bei topographischen Abbildungen der Fe-bedeckten InAs(110)-Oberfläche (hier: 0,7%ML) werden zwei Adsorbattypen beobachtet (A und B). Es handelt sich dabei um Eisenatome (A) und unbekannte Adsorbate (B), die etwa 10% aller Adsorbate ausmachen und vermutlich Verunreinigungen aus dem Verdampfer sind. Rechts: Schnitte entlang der links eingezeichneten Linien A und B

8.2. Photoemissionsspektroskopie

8.2.1. Verschiebung des Fermiveaus

Die bedeckungsabhängige Verschiebung des Oberflächen-Ferminiveaus wurde systematisch mit winkelaufgelöster Ultraviolett-Photoemissionsspektroskopie (ARUPS)² bei Photonenenergien von $h\nu = 10\text{--}30\text{ eV}$ untersucht. Als Proben wurden p -dotiertes InAs ($n = 3 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$, Probe C) und die aus den vorigen Kapiteln bekannte Probe B verwendet. Die Messungen führten M. Morgenstern und M. Getzlaff am HASYLAB/DESY in den Gruppen von Prof. R. L. Johnson und Prof. M. Skibowski (Kiel) durch [87]. Sie werden hier nur insoweit vorgestellt, wie es zur Demonstration der E_F -Verschiebung und der Ausbildung des adsorbatinduzierten 2DES nötig ist.

Abb. 8.3 zeigt die gewonnenen Meßkurven. Man erkennt die mit zunehmender Fe-Bedeckung steigende Verschiebung der Maxima, die einer Verschiebung des Fermiveaus entspricht. In Abb. 8.4 ist die Verschiebung als Funktion der Fe-Bedeckung aufgetragen. Die \square -Symbole (PIV) entsprechen der E_F -Verschiebung an der Oberfläche. Für beide Proben wurde die maximale Verschiebung zu 300 meV oberhalb der Leitungsband-Unterkante bestimmt. Diese Energie wird einem Donatorniveau der Fe-Atome zugeordnet [87].

²ARUPS: *angular resolved ultraviolet photoemission spectroscopy*

8. Adsorbat-induziertes 2DES

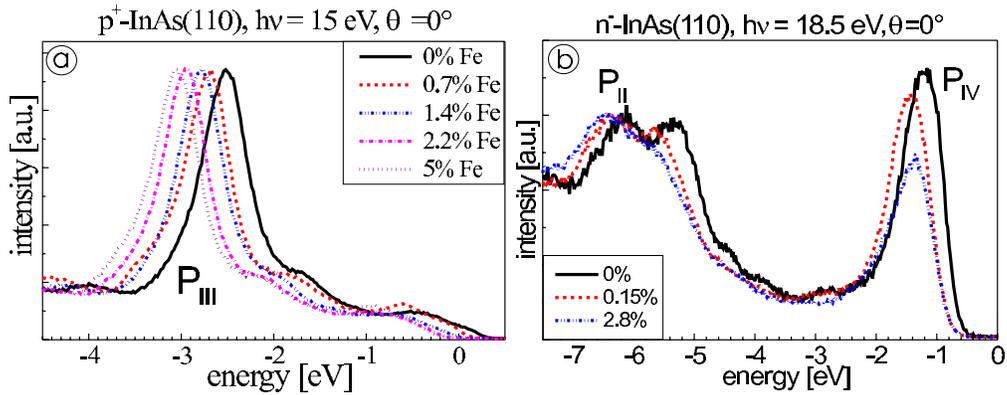


Abb. 8.3.: ARUP-Spektren bei verschiedenen Fe-Bedeckungen. **Links:** Probe C, $h\nu = 15$ eV, $\Theta = 0^\circ$, $E_{\text{pass}} = 2,5$ eV. **Rechts:** Probe B, $h\nu = 18.5$ eV, $\Theta = 0^\circ$, $E_{\text{pass}} = 2,5$ eV. Die peaks sind entsprechend der Konvention in [86] beschriftet. Die *p*-dotierte Probe C zeigt eine stärkere Verschiebung des Spektrums als die *n*-dotierte Probe B

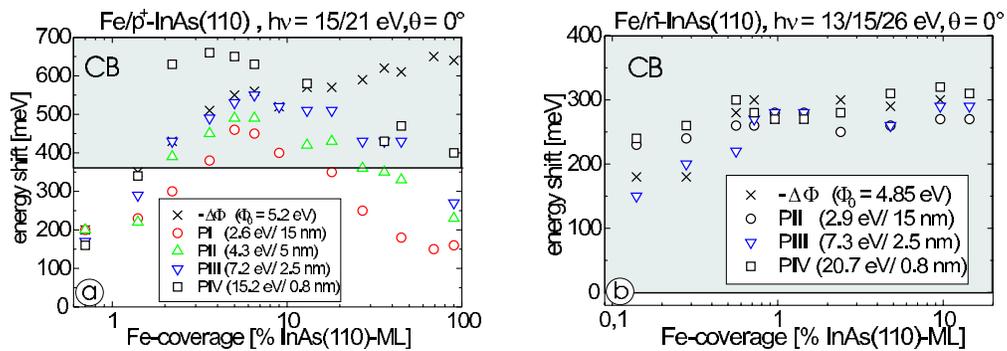


Abb. 8.4.: Darstellung der Verschiebung der ARUPS-peaks in Abhängigkeit von der Fe-Bedeckung. Wie schon in Abb. 8.3 zu sehen, ist der Effekt bei Probe C ausgeprägter als auf Probe B. Beide Proben zeigen eine Maximalverschiebung, die einem Fermi-niveau von ca. 300 meV oberhalb des Leitungsband-Minimums entspricht.

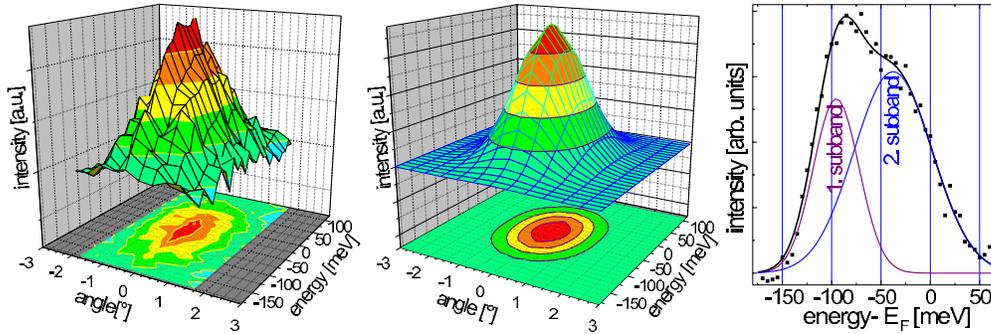


Abb. 8.5.: Winkelaufgelöste UPS-Messungen an Fe/InAs(110). **Links:** Probe B mit 0,5%ML Fe, $h\nu = 13$ eV. **Mitte:** Simulation der Messung eines 2DES mit den Parametern $\Delta\Theta = 0,8^\circ$, $E_{\text{pass}} = 2,5$ eV, $kT = 25$ meV. **Rechts:** Hoch aufgelöstes ARUP-Spektrum an Probe B (4,5%ML Fe); die durchgezogene Linie ist ein Fit an die Meßwerte (Punkte), die durch Simulation des Experimentes mit den Subband-Energien als Fitparameter berechnet wurden. Die eingezeichneten Gaußkurven für die beiden Subbänder dienen der Veranschaulichung.

8.2.2. Bildung des 2DES

In Abb. 8.5 (links) ist das Ergebnis winkelaufgelöster UPS-Messungen dargestellt. Der scharfe Reflex um die Probenormale $\pm \sim 1^\circ$ ist die Signatur eines Oberflächen-2DES. Simuliert man das Experiment unter Einbeziehung der Geräteparameter und der Temperatur, ergibt sich das Ergebnis in Abb. 8.5 (Mitte) in guter Übereinstimmung mit den Meßdaten. Ein höher aufgelöstes Spektrum in der Nähe der Fermienergie weist die in Abb. 8.5 (rechts) dargestellte Doppelpeakstruktur auf. Eine Simulation des Experimentes mit den Subband-Energien als Fitparameter ergab für die Lage des 1. Subbandes -105 meV und für die des 2. Subbandes -40 meV, in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den Rastertunnelspektroskopie-Daten (s. u.).

8.3. Rastertunnelspektroskopie

Die Verschiebung des Fermienergie und die z -Quantisierung des resultierenden 2DES lassen sich auch mit Rastertunnelspektroskopie nachweisen. Abb. 8.7 (links) zeigt ein über einen 200×200 nm² großen Bereich der mit 0 bzw. 4,5%ML Fe bedeckten Probenoberfläche gemitteltes Spektrum sowie eine Einzelkurve. Die Verschiebung des bekannten Maximum des spitzeninduzierten Quantenpunktes ist klar zu sehen. Im Bereich des 2DES ($-105 \dots 0$ meV) findet man ein nur schwach konturiertes Signal. Der kleine *peak* bei -42 meV (2) ist dem Einsatz des 2. Subband der 2DES- z -Quantisierung zuzuordnen. Die Auswertung einzelner Spektroskopiekurven (gestrichelt in Abb. 8.7) zeigt, daß ein *peak* auch am Einsatz des 1. Subbandes bei -105 meV existieren kann, aber im gemittelten Spektrum durch den sich stark verschiebenden Quantenpunkt verdeckt wird.

8. Adsorbat-induziertes 2DES

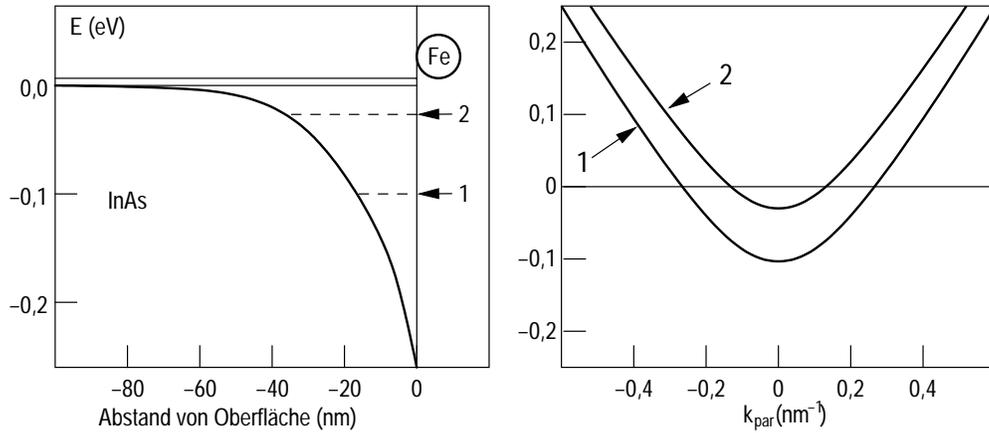


Abb. 8.6.: Darstellung der durch Fe-Adsorbate erzeugten Bandverbiegung (**links**) und der sich aus der resultierenden z -Quantisierung ergebenden Subbänder 1 und 2. **Rechts:** Mittels $k \cdot p$ -Theorie berechnete Dispersions der 2DEG-Subbänder [88].

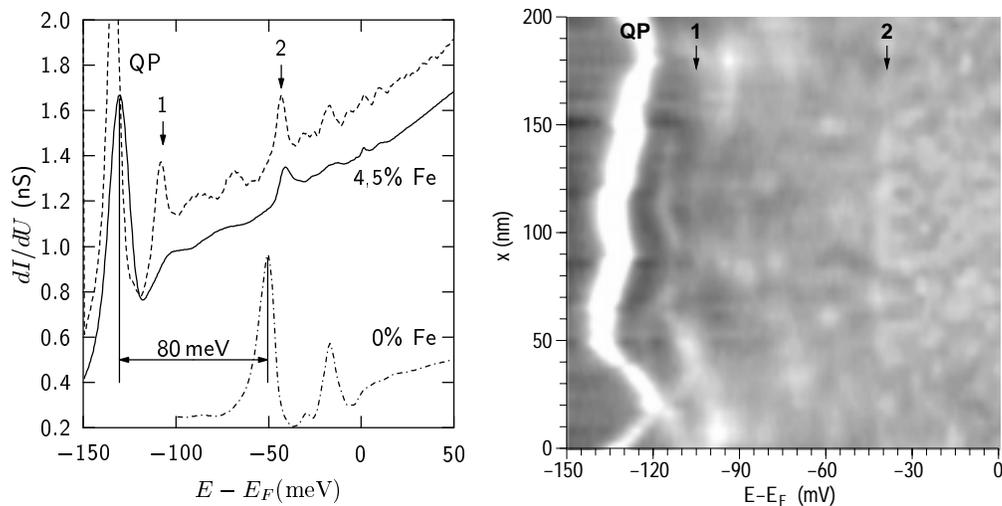


Abb. 8.7.: **Links:** Gemittelttes Spektrum über 50×50 Bildpunkte (—) und ein Einzelspektrum (---) der mit 4,5%ML Fe bedeckten InAs(110)-Oberfläche sowie ein gemittelttes Spektrum ohne Fe (-.-). Der niedrigste Quantenpunkt-Zustand verschiebt sich durch die Fe-Bedeckung um 80 meV, und es erscheint ein kleiner, dem Einsatpunkt des 2. Subbandes entsprechender *peak* (2). Das 1. Subband ist im gemittelten Spektrum (1) als Flanke erkennbar. **Rechts:** dI/dU -Karte in Abhängigkeit vom Ort auf einer Scanzeile (x) und der Energie. Man erkennt die ortsabhängige Verschiebung des Quantenpunkt-Grundzustandes (QP) sowie die energetische Fixierung des Einsatpunktes des 2. Subbandes.

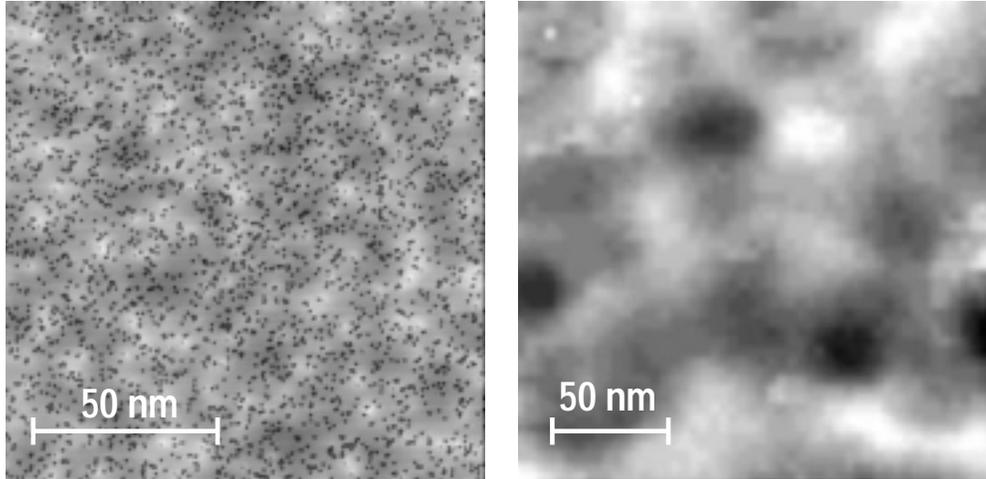


Abb. 8.8.: **Links:** Topographische Aufnahme der mit 4,5%ML Fe bedeckten InAs(110)-Oberfläche. **Rechts:** die aus dem zugehörigen Spektroskopiefeld anhand der Verschiebung des Quantendot-Grundzustandspeaks ermittelte Karte des Oberflächenpotentials. Das Potential schwankt um $\pm 6 \text{ meV}_{\text{rms}}$ (Probe A). Man beachte, daß die Fluktuationen des Potentials in Übereinstimmung mit topographischen Abbildungen der reinen Oberfläche eine Reichweite von $\sim 50 \text{ nm}$ haben (rechts, vgl. Abb. B.3), während der topographische Kontrast (links, vgl. Abb. 8.2) der Fe-bedeckten Oberfläche mit $\sim 15 \text{ nm}$ wesentlich kurzreichweitiger ist

In Abb. 8.7 (rechts) ist sowohl die räumliche als auch die energetische Verteilung der Zustandsdichte entlang einer Rasterzeile des Spektroskopiefeldes dargestellt. Der wellige, von oben nach unten verlaufende helle Streifen im linken Bildteil entspricht dem Grundzustands-Maximum des spitzeninduzierten Quantenpunktes, das sich den räumlichen Fluktuationen des Oberflächenpotentials folgend energetisch verschiebt.

Der Einsatz des zweiten Subbandes ist als gerade vertikale Linie auszumachen (2), an der der Kontrast aufgrund des Überlapps zweier Subbänder kurzreichweitiger wird. Eine ortsabhängige energetische Verschiebung ist nicht zu erkennen. Offensichtlich werden die Einsatzpunkte der beiden Subbänder von der Gegenwart des Quantenpunktes kaum beeinflusst, was eine Messung von 2DES-Eigenschaften mit dem RTM möglich erscheinen läßt.

Die Verschiebung des Quantenpunkt-Grundzustandes erlaubt die räumliche Vermessung des Oberflächenpotentials [45]. In Abb. 8.8 (rechts) ist eine Karte der relativen energetischen Verschiebung des Zustandes gezeigt; der Mittelwert streut um $\pm 6 \text{ meV}_{\text{rms}}$. Die so ermittelte Unordnung des Potentials läßt nach HIRAKAWA *et al* eine Mobilität des 2DEG von über $10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ erwarten [89], was mit (2.6) einer mittleren freien Weglänge von mehreren μm entspricht. Damit erfüllt die Beweglichkeit des adsorbatinduzierten 2DES auf InAs(110) prinzipiell die Voraussetzungen zur Beobachtung des Quanten-Hall-

8. Adsorbat-induziertes 2DES

Effekts bzw. sogar des Fraktionalen Quanten-Hall-Effekts. Darüberhinaus erklärt sie unmittelbar den geringen Einfluß des Quantenpunktes, der ja lediglich eine Ausdehnung von 150 nm hat, auf die beobachteten Subbandenergien.

9. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Anomalie des magnetfeldabhängigen Verhaltens des Hallwiderstandes, die bei Halbleitern mit schmaler Bandlücke zwischen extremem Quantenlimit und Metall-Isolator-Übergang auftritt und schon lange bekannt ist, mit Transportmessungen und Rastertunnelspektroskopie untersucht. Als Beispielsystem wurde InAs mit einer n -Dotierung von $n_A = 2.0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ bzw. $n_B = 1.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ gewählt.

Die Rastertunnelspektroskopie wurde auf der InAs(110)-Spaltfläche durchgeführt. Schwerpunkt waren dabei orts aufgelöste Messungen der lokalen Elektronen-Zustandsdichte (LDOS) am Fermienergie, die eine mit dem Magnetfeld zunehmende Korngung der LDOS zeigten. Sowohl die Stärke dieses Kontrastes als auch seine besondere Form koinzidierte mit Auffälligkeiten der Hall-Kurve:

- Am Übergang zum EQL steigt die Hallkonstante zunächst um etwa 10% an, was eine Verringerung der freien Ladungsträgerkonzentration nahelegt. Im gleichen Magnetfeldbereich wird mit dem Rastertunnelmikroskop eine Konzentration eines Teils der LDOS zu inselartigen Strukturen beobachtet. Eine plausible Erklärung beider Effekte basiert auf der Annahme einer teilweisen Lokalisierung der Elektronenzustände, die durch das Auftreten eines Pseudogaps an der Fermienergie unterstützt wird. Energieabhängige Messungen der LDOS zeigten diese Kontraste bis über 100 meV, wo bereits bis zu 5 Landauniveaus überlappen. Die Reduktion des Kontrastes mit zunehmender Energie legt eine Lokalisierung nur des 1. spinpolarisierten Landauniveaus nahe.
- Der auf den Anstieg der Hallkurve folgende *Hall dip* wird von einem Zusammenwachsen der LDOS-Inseln zu einer Netzwerkstruktur hoher Zustandsdichte begleitet, die bei energieabhängigen LDOS-Messungen den Höhenlinien einer zweidimensionalen Potentiallandschaft zu folgen scheint. Unterstützt von theoretischen Arbeiten, die einen 2D-Charakter des Magnetotransports auch in ungeordneten dreidimensionalen Systemen postulieren, wurde das LDOS-Netzwerk als ein System eindimensionaler Kanäle interpretiert, das bei Feldern jenseits des EQL einen Großteil des Elektronentransportes übernimmt und das gesamte Probenvolumen an den Rändern von Isopotentialflächen durchzieht. Dies hat eine nicht universelle plateauartige Struktur in den Hall-Kurven zur Folge, deren Ursache der Ausbildung von Plateaus im 2D-Fall entspricht.

Verschiedene in der Literatur gefundene Interpretationen des *Hall dip* konnten anhand der LDOS-Messungen widerlegt werden.

9. Zusammenfassung

Zum Schluß wurden erste Messungen am adsorbat-induzierten Oberflächen-2DES der eisenbedeckten InAs(110)-Oberfläche präsentiert. Begleitende Experimente mit Photoemissionsspektroskopie belegen sowohl die Existenz als auch die Quantisierung eines hochmobilen 2DES in quantitativer Übereinstimmung mit den RTM-Daten.

Schon die ersten rastertunnelspektroskopischen Untersuchungen eines ungeordneten, wechselwirkenden 3DES zeigen, daß die orts aufgelöste Messung der lokalen Zustandsdichte zusätzlichen Einblick in das Verhalten des Systems bietet. Dies verdeutlicht trotz der teilweise komplexen und bisher unausgereiften Analyse der Daten das Potential der Methode.

A. Grenzen der Energieauflösung

Bei allen Spektroskopiemessungen wird die Größe dI/dU in Abhängigkeit von U mittels Lock-In-Technik gemessen. Die dabei maximal erzielbare Energieauflösung wird dabei einerseits durch die Höhe der Modulationsamplitude des Lock-In-Verstärkers und andererseits durch die Genauigkeit, mit der die Spannung über dem Tunnelkontakt bestimmt werden kann, begrenzt.

Während der erste Faktor durch Verringern der Modulationsspannung theoretisch beliebig stark unterdrückt werden kann¹, wird die Tunnelspannung durch unvermeidliche elektrische Störungen (Rauschen) verzerrt.

A.1. Modulationsamplitude des Lock-In-Verstärkers

Bei der Spektroskopiemessung wählt man die Modulationsamplitude gerade so groß, daß sie gegenüber anderen Faktoren noch nicht nennenswert zur Verschmierung der Kurven beiträgt. Bei sinusförmiger Modulation, die in den Experimenten dieser Arbeit immer angewandt wurde, kann die modulationsbegrenzte Energieauflösung der Lock-In-Messung wie folgt berechnet werden:

Betrachtet werde ein theoretisches Experiment, dessen Antwort auf den Parameter U die Stufenfunktion

$$S(U) = \begin{cases} 0, & \text{falls } U < 0 \\ 1, & \text{falls } U \geq 0 \end{cases}$$

sei, deren Abbildung unter einer ideal differenzierenden Messung die Deltafunktion ist.

Die reale Lock-In-Messung erfolge mit einer sinusförmigen Modulationsspannung mit der endlichen Effektiv-Amplitude $U_{\text{mod}} = U_p/\sqrt{2}$, d. h. am Eingang des „Experimentes“ liege das Signal

$$U_x(t) = U + U_p \sin \omega t$$

an (U_p ist die Spitzenspannung des Modulationssignals.) Nach dem Durchgang durch das Experiment erhält der Verstärker dann das Eingangssignal

$$U_e(U) = S(U_x) = S(U + U_p \sin \omega t) .$$

¹Eine Einschränkung besteht nur durch die in der Praxis nicht beliebig ausdehnbare Meßzeit.

A. Grenzen der Energieauflösung

Nach der internen Multiplikation mit der Referenzspannung $\sin \omega t$ bildet der Tiefpaß des Verstärkers die Funktion

$$U_a(U) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sin \alpha \cdot S(U + U_p \cdot \sin \alpha) d\alpha .$$

Da der Integrand für $U + U_p \cdot \sin \alpha < 0$ aufgrund der Stufenfunktion verschwindet, kann das Integral geschrieben werden als:

$$\begin{aligned} U_a &= \int_{\arcsin(U/U_p)}^{\pi/2} \sin \alpha d\alpha \\ &= \cos \left[\arcsin \left(\frac{U}{U_p} \right) \right] . \end{aligned}$$

Die Halbwertsbreite ΔU berechnet sich dann mit $U_a = 1/2$, also $U/U_p \approx 0,87$ zu

$$\Delta U \approx 2 \cdot 0,87 \cdot \sqrt{2} \cdot U_m < 2,5 \cdot U_m . \quad (\text{A.1})$$

Das bedeutet, daß der Effektivwert der Modulationsspannung höchstens $1/2,5$ der geforderten Energieauflösung betragen darf.

A.2. Elektrische Störungen

Man kann die Störungen, die die Genauigkeit elektronischer Instrumente begrenzen, grob in zwei Kategorien einteilen:

- externe Störungen: von außen einkoppelnde elektromagnetische Signale
- interne Störungen: vom System selbst erzeugtes Rauschen

Die externen Störungen können durch geeignete Abschirmung der Elektronik und des Meßsystems sowie differenzielle Signalführung effektiv unterdrückt werden. Die internen Störungen sind dagegen unvermeidlich; sie werden durch die Quantisierung der elektrischen Ladung (Schrotrauschen) sowie thermodynamische Effekte (thermisches Rauschen sämtlicher resistiver Komponenten) und weitere Effekte erzeugt [90]. Sie können durch Schaltungsentwurf und Auswahl der Komponenten nur eingeschränkt vermindert werden [91].

A.2.1. externe Störungen

Externe Störungen werden durch elektrische und magnetische Wechselfelder erzeugt. Elektrische Felder sind durch einen möglichst vollständigen Einschluß der sensitiven Komponenten des Meßsystems in ein leitendes Gehäuse abschirmbar. Das RTM und die Meßleitungen sind durch die metallene UHV-Kammer bereits sehr gut abgeschirmt;

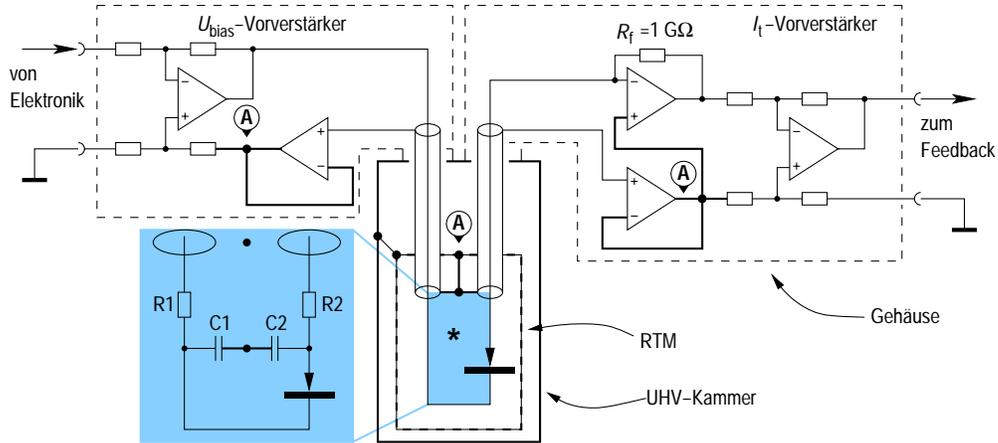


Abb. A.1.: Schaltbild der direkt am Deckflansch montierten Vorverstärker. Grau hinterlegter Einsatz: Direkt am RTM angebrachte Filter. $R_1 = 10 \text{ k}\Omega$, $C_1 = 4,7 \text{ nF}$, $R_2 = 10 \text{ k}\Omega$, $C_2 = 40 \text{ pF}$.

die kleinen Elektronik für die Einspeisung der Biasspannung und der I - U -Wandler sind in massiven Aluminiumgehäusen direkt auf den Deckflansch der Kammer geschraubt.

Etwas mehr Schwierigkeiten bereitet der Schutz gegen niederfrequente magnetische Wechselfelder, die z. B. von allen stromführenden Netzkabeln ausgehen. Diese induzieren in jeder Leiterschleife Spannungen, die sich dem Meßsignal addieren können (sog. Brummschleifen). Man vermeidet diese durch geeignete Leitungsführung und differenzielle Signalführung [92]. Abb. A.1 zeigt die praktische Umsetzung dieses Konzepts: Durch Messung des nicht näher bestimmten Kammerpotentials am RTM ist sichergestellt, daß die Potentiale an den Punkten „A“ (dick ausgezogene Leitungen) identisch sind. Dieses Potential nutzen die Elektronik für die U_{bias} -Einspeisung (links) und der I - U -Wandler (rechts) als Referenzpotential. Die so sichergestellte vollständig differenzielle Messung minimiert die für magnetische Einstreuungen empfindliche Fläche auf den mit einem Stern markierten, grau hinterlegten Bereich direkt am RTM (einige cm^2). Diese Schleife liegt innerhalb der kurzgeschlossenenen supraleitenden Spule des Magnetsystems und ist dadurch hervorragend gegen magnetische Störfelder abgeschirmt.

A.2.2. Thermisches Rauschen

Für die von einem Widerstand R bei der Temperatur T im Frequenzintervall Δf erzeugte thermische Rauschspannung E_{th} gilt:

$$E_{\text{th}}^2 = \int_{\Delta f} 4kTR \cdot p(f) df$$

A. Grenzen der Energieauflösung

mit

$$p(f) = \frac{hf/kT}{e^{hf/kT} - 1}$$

Für Frequenzen bis in den Gigahertzbereich und bei Raumtemperatur gilt $p(f) \approx 1$, so daß für die Rauschspannung die bekannte Formel

$$E_{\text{th}}^2 = 4kTR\Delta f \tag{A.2}$$

herauskommt. Wegen

$$\int_0^\infty \frac{x}{e^x - 1} dx = \frac{\pi^2}{6}$$

ist die *insgesamt* von einem Widerstand erzeugte Rauschspannung vom Frequenzbereich unabhängig und beträgt

$$E_{\text{th,rms}} = \frac{2\pi kT}{3} \sqrt{\frac{R}{h}}.$$

Die ca. 2 m langen Edelstahlkabel für I und U haben einen Widerstand von je ca. 150Ω . Das entspricht bei Raumtemperatur² einer Gesamt-Rauschspannung am Tunnelkontakt von

$$E_{\text{th}} = \sqrt{2} \cdot \frac{2\pi k \cdot 300 \text{ K}}{3} \sqrt{\frac{150 \Omega}{h}} \approx 6 \text{ mV}$$

(der Vorfaktor $\sqrt{2}$ kommt von der Addition der unkorrelierten Rauschbeiträge beider Kabel).³

Dazu addieren sich noch Rauschspannungen, die in den Verstärkern selbst generiert werden. Zur Unterdrückung dieser Störungen wurden direkt am RTM zwei RC-Tiefpässe eingebaut. Die Widerstände wurden mit $10 \text{ k}\Omega$ so gewählt, daß sie bei einer angenommenen Bandbreite von 1 GHz mit (A.2) höchstens $60 \mu\text{V}$ Rauschspannung erzeugen; mit der durch die Modulation geforderten Bandbreite von ca. 3 kHz ergibt sich wegen $f_g = 1/(2\pi RC)$ für C_1 ein passender Wert von $4,7 \text{ nF}$.

Bei der Filterung der Leitung zum I - U -Wandler muß beachtet werden, daß der Eingang des Wandlers nicht zu stark kapazitiv belastet werden darf, weil eine Kapazität am Summationspunkt das Eingangsrauschen verstärkt und die Stabilität beeinträchtigt [93, 94]. 40 pF stellen hier einen guten Kompromiß dar; die Grenzfrequenz beträgt dann 400 kHz .

²der genaue Temperaturverlauf entlang der Verkabelung ist natürlich nicht bekannt; durch Annahme von Raumtemperatur für die ganze Länge kann zumindest eine obere Schranke für die Rauschspannung bestimmt werden.

³Aufgrund der Dämpfung der Kabel bei höchsten Frequenzen kommt aber nur der relativ niederfrequente Teil dieses Rauschens am Mikroskop an.

Eine effektive Filterung kommt gerade im Hochfrequenzbereich wegen der dann endlichen Serieninduktivität der Kondensatoren nicht ohne induktive Bauelemente aus. Bei dieser Anlage wurde das noch nicht realisiert, weil keine UHV-kompatiblen Ferrite zur Verfügung standen.

B. Topographische Abbildung

Obwohl die Morphologie der Probenoberfläche für die vorliegende Arbeit nicht von Belang ist, sind topographische Messungen unerlässlich für die Charakterisierung von Probe und Spitze, bevor mit der eigentlichen Spektroskopie begonnen werden kann: Zum einen muß sichergestellt werden, daß der gesamte zu untersuchende Probenbereich atomar flach und frei von Verunreinigungen ist, weil diese während der Messung an der Spitze kleben bleiben und die Messung unbrauchbar machen können. Zum anderen ist nicht jede Mikrospitze gleich gut zur Untersuchung der interessierenden Strukturen geeignet; die Abbildungen B.2, B.4 und B.3 zeigen einige der verschiedenen Abbildungscharakteristika.

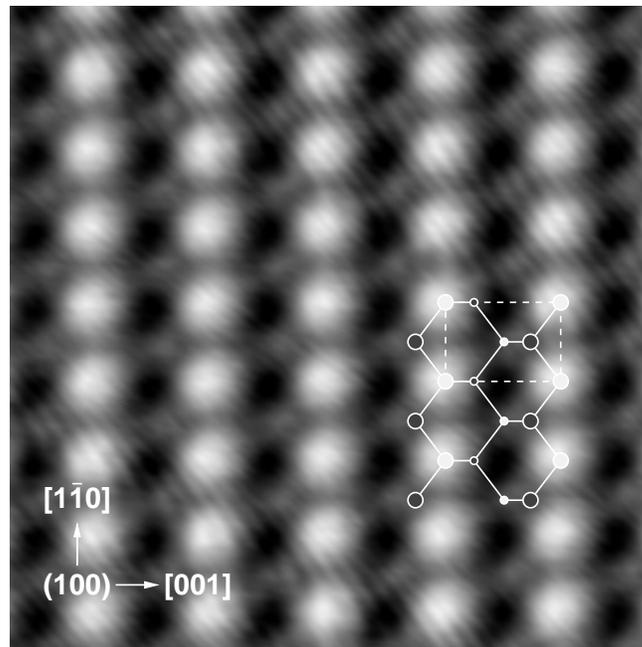


Abb. B.1.: Atomare Abbildung der InAs-(110)-Oberfläche. Nur eine der beiden Atomsorten an der Oberfläche, wahrscheinlich As, wird hell dargestellt, was zu dem charakteristischen Streifenmuster führt (Probe A, 300 pA, 50 mV).

B.1. Atomare Skala

Aufgrund der Strukturrelaxation der (110)-Oberfläche und der weit in das Vakuum reichenden *dangling bonds* erhält man auf der reinen (110)-Oberfläche leicht eine kontrastreiche Abbildung der atomaren Struktur. Diese zeigt ein charakteristisches Streifenmuster entlang der $[1\bar{1}0]$ -Richtung. Offenbar wird nur eine der beiden Atomsorten abgebildet, wobei für InAs nicht bekannt ist, welche. Bei anderen III-V-Halbleitern, wie z. B. GaAs, liegen stark ausgeprägte besetzte (As) bzw. unbesetzte (Ga) Oberflächenzustände an den Rändern der Bandlücke, so daß durch Umkehr der Tunnelspannung selektiv nur je eine Atomsorte abgebildet wird [16]. Ähnliche Untersuchungen wurden auch erfolgreich an InP und GaP [95] durchgeführt. Bei InAs ändert sich die Abbildung bei Variation bzw. Umkehr der Tunnelspannung nicht, was nicht weiter verwunderlich ist, da die Oberflächenzustände des InAs weit von der Bandlücke entfernt liegen.

Die Erfahrung zeigt, daß Spitzen, die eine sehr kontrastreiche und detaillierte atomare Auflösung auch längs der Reihen erreichen, sich während der Tage oder manchmal Wochen dauernden Serien von Spektroskopiemessungen spontan ändern. Um aber die Ergebnisse zumindest innerhalb einer Meßreihe direkt miteinander vergleichen zu können, darf sich die atomare und elektronische Struktur der Mikrospitze in diesem Zeitraum nicht ändern. Dagegen sind „stumpfe“ Spitzen, die nur einen schwachen atomaren Kontrast abbilden, wesentlich stabiler. Ziel der *in-situ*-Spitzenpräparation ist es, solche Spitzen zuverlässig herzustellen. Da die Präparation der Spitzen mit den in Abschnitt 4.3 beschriebenen Methoden nur mit einer Wolfram-Probe durchgeführt werden kann, der Test aber nur auf InAs, vergehen manchmal Tage, bis eine brauchbare Spitze entstanden ist. Diese ist dann oft wochenlang nutzbar.

B.2. Mesoskopische Skala

Die in dieser Arbeit untersuchten Phänomene sind mit Ausdehnungen von einigen zehn bis hundert nm wesentlich größer als atomare Strukturen. Die meisten dI/dU -Messungen fanden auf quadratischen Bereichen von $400 \times 400 \text{ nm}^2$ statt. Vor Beginn der Messungen mußte auf der insgesamt mit dem Scanner erfaßbaren Fläche von $1,5 \times 1,5 \mu\text{m}^2$ ein entsprechend großer, atomar flacher und sauberer Bereich gefunden werden. Zu diesem Zweck wurde jede neue Probe nach dem Einschleusen und der Präparation großflächig topographisch charakterisiert.

Die gegenüber Metallen um ca. sechs Größenordnungen geringere Ladungsträgerkonzentration vergrößert die elektrostatische Abschirmlänge innerhalb der Probe auf einige zehn nm (gegenüber wenigen Å in Metallen). Deshalb ist zu erwarten, daß sich die Verschiebung des Oberflächenpotentials unter dem elektrostatischen Einfluß geladener Störstellen in der topographischen Abbildung auch dann noch als Erhebung oder Absenkung bemerkbar macht, wenn diese sich bis zu einem gewissen Abstand d unterhalb der Probenoberfläche befinden.

In der Tat stellen die so gebildeten scheinbaren Hügel und Täler auf den oft mehrere

B. Topographische Abbildung

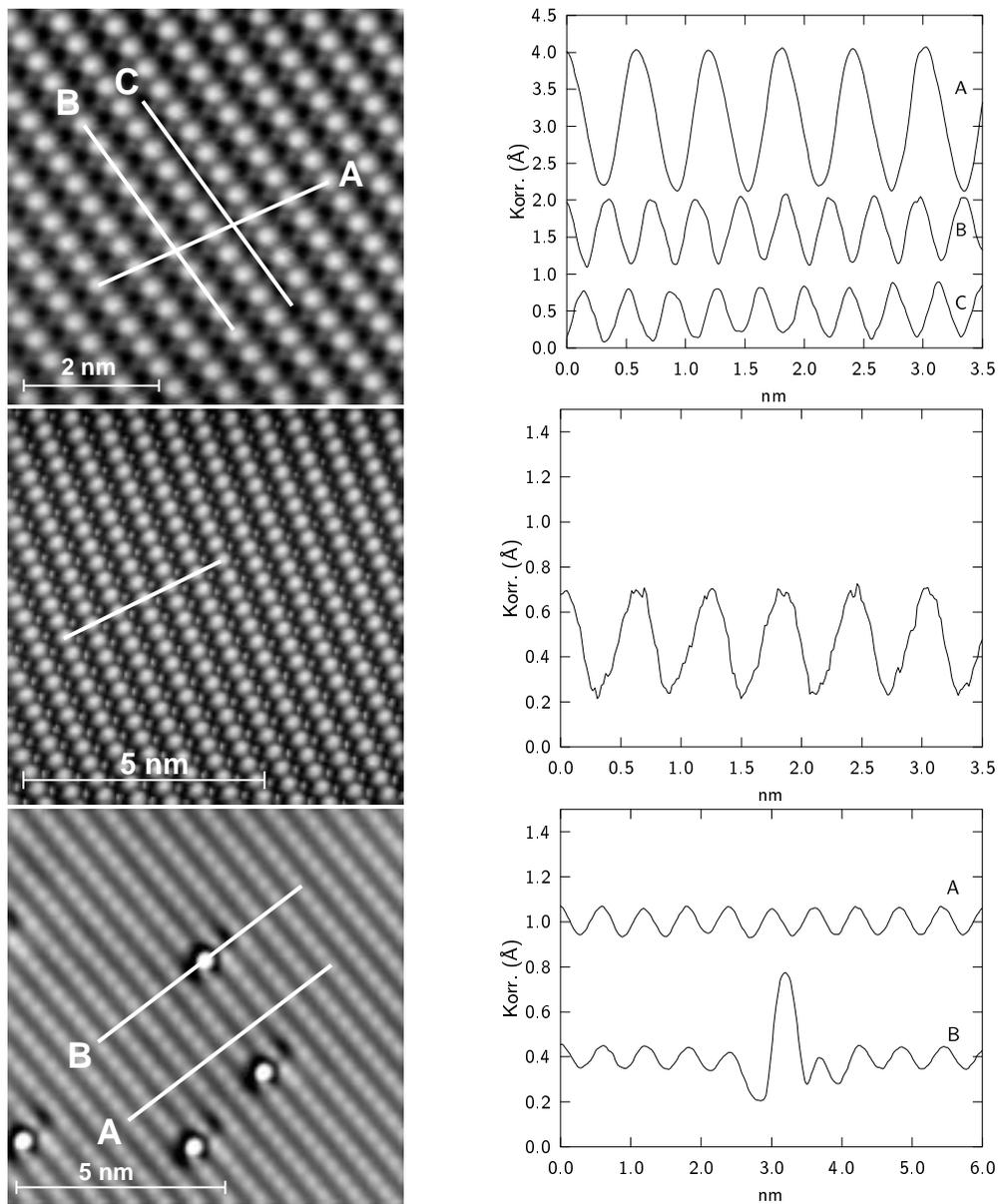


Abb. B.2.: Abbildungscharakteristiken verschiedener Spitzen (links) und zugehörige Höhenprofile (rechts). **Oben:** extreme Korrugation (man beachte den z -Maßstab des Höhenprofils) (60 pA, 50 mV); **Mitte:** „umklappender Spitzenzustand“ (helle Flecken zwischen den Reihen) (50 pA, 50 mV); **Unten:** Abbildung mit einigen adsorbierten Fe-Atomen. Die atomare Struktur ist quer zu den Reihen nur schwach, längs der Reihen fast gar nicht aufgelöst. Nur solche Spitzen eignen sich für spektroskopische Messungen (70 pA, 100 mV). Probe B

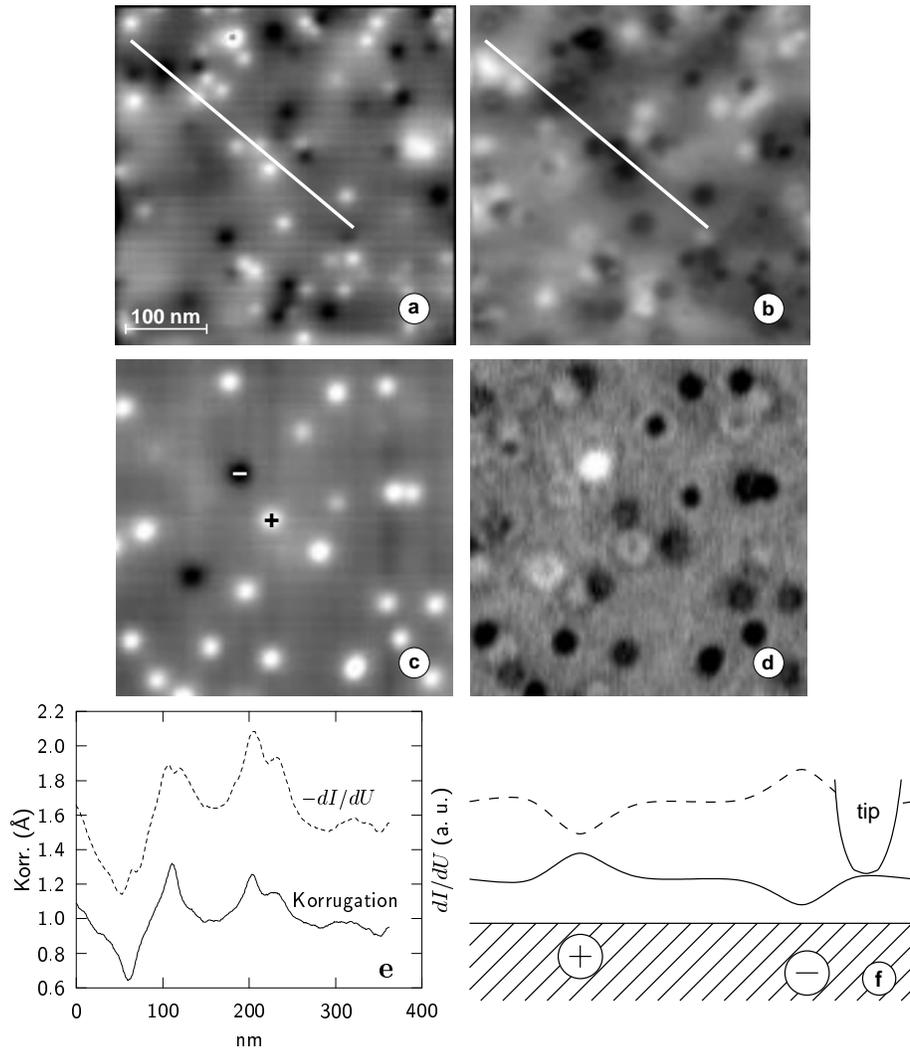


Abb. B.3.: Bei Spitzen, die sehr empfindlich auf das Oberflächenpotential reagieren, folgt das dI/dU -Signal dem Potential. Weitere Features werden dadurch weitgehend überdeckt. **a, c:** Topographie; **b, d:** dI/dU -Signal. **e:** Schnitte entlang der eingezeichneten Linien in a und b; das dI/dU -Signal ist invertiert dargestellt. **f:** Schematische Darstellung des Pfades der Spitze und des resultierenden dI/dU -Verlaufs. **a, b:** Probe B; **c, d:** Probe A. Deutlich erkennbar ist die höhere Konzentration geladener Störstellen in Probe B (500 pA, 60 mV) $U_{\text{mod}} = 1$ mV

B. Topographische Abbildung

μm^2 großen, atomar flachen Terrassen der InAs(110)-Spaltfläche die einzigen sichtbaren Strukturen dar. Dadurch werden auf den $400 \times 400 \text{ nm}^2$ großen topographischen Teilbildern a) und c) der Abb. B.3 Dotierung und Kompensation direkt sichtbar. Solche Bilder erlauben die Abschätzung von d anhand der bekannten Ladungsträgerdichte n , indem man davon ausgeht, daß sich die sichtbaren geladenen Störstellen innerhalb einer Schicht der Dicke d unterhalb der Oberfläche befinden.

In einem vollständig entarteten Halbleiter gilt aufgrund der Kompensation $n = n^+ - n^-$, wobei n^+ und n^- die Konzentrationen von Donatoren bzw. Akzeptoren sind.¹ In einem Probenvolumen V befinden sich dann $N^+ = Vn^+$ Donatoren und $N^- = Vn^-$ Akzeptoren, so daß gilt:

$$N^+ - N^- = Vn$$

Betrachtet man ein quadratisches Volumen der Kantenlänge l und der Dicke d , das sich direkt unter der Oberfläche befindet, gilt

$$d = \frac{N^+ - N^-}{l^2 \cdot n} ,$$

so daß sich d durch Auszählen der sichtbaren geladenen Störstellen auf einem $l \times l$ großen Topographiebild abschätzen läßt. Für die Probe A erhält man z. B. aus Abb. B.3 c) $d \approx 6 \text{ nm}$ (mit $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $l = 400 \text{ nm}$, $N^+ = 21$, $N^- = 2$). Für Probe B ergibt sich aus Abb. B.3 a) $d \approx 9 \text{ nm}$ ($n = 1.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $l = 400 \text{ nm}$, $N^+ = 31$, $N^- = 15$).

Tatsächlich ist sogar der Einfluß von über 15 nm unter der Oberfläche liegenden Dotieratomen mit dem RTM nachweisbar, indem man die durch Streuung der Elektronen erzeugten Interferenzmuster an der Oberfläche analysiert [79, 80]. Diese Streuzustände sind auch in Abb. B.3 c) als kringelförmige Strukturen im dI/dU -Signal erkennbar. Umso erstaunlicher ist das von mir gefundene Resultat, daß die magnetfeldinduzierten Veränderungen der elektronischen Struktur an der Oberfläche keinerlei Korrelation mit oberflächennahen Streuzentren haben, obwohl sie sicher durch ein Zusammenwirken von magnetischen Quantisierungs- und Streueffekten herrühren (vgl. Abschnitt 7.1.3).

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden topographische Messungen nur insoweit durchgeführt, als sie zur Charakterisierung und Präparation der Tunnelspitze notwendig waren. Nicht jede Spitzenkonfiguration eignet sich gleich gut für spektroskopische Messungen: Manche Spitzen reagieren so empfindlich auf Schwankungen des Oberflächenpotentials, daß das sich ergebende dI/dU -Signal einfach das Inverse des betreffenden Stabilisierungspunktes ist (Abb. B.3). Dieses starke Signal überdeckt dann die eigentlich interessierenden Strukturen [79].

Ein weiteres Phänomen sind zufällig an der Spitze hängende Partikeln, die durch eine Tunnelbarriere vom Spitzenmetall getrennt sind. Sinkt das Oberflächenpotential über einer positiv geladenen Störstelle ab, kann die Partikel ein zusätzliches Elektron aufnehmen, wodurch sich das Potential der Spitze und damit der Tunnelstrom schlagartig ändert. Um den Tunnelstrom konstant zu halten, paßt der Regelkreis den Spitzenabstand

¹Die Indizes + und - beziehen sich auf die Ladung der ionisierten Störstelle

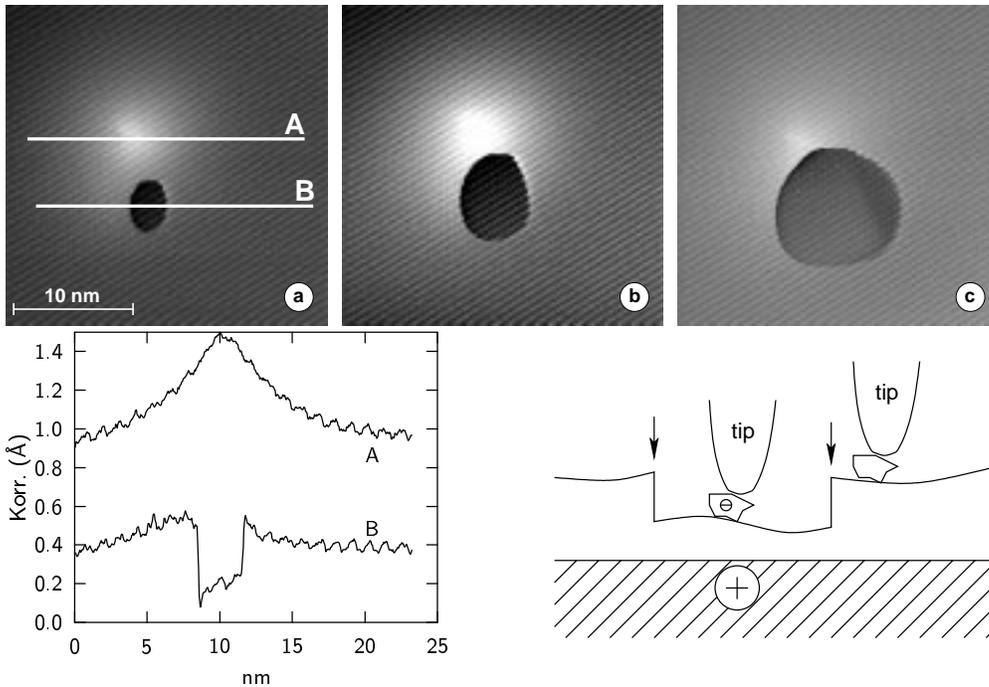


Abb. B.4.: Eine isolierte Partikel an der Spitze kann unter dem Einfluß des Oberflächenpotentials ein zusätzliches Elektron (\ominus) aufnehmen, wodurch sich das Spitzenpotential schlagartig ändert und eine scheinbare Stufe in der Topographie entsteht (Pfeile). Je nach Biasspannung tritt der Effekt an verschiedenen Stellen auf. **a–c:** Biasspannungen 90, 50, 30 mV, (50 pA)

an, was sich in einer scheinbaren scharfen Stufe im Topographiebild niederschlägt (Abb. B.4). Der Verlauf dieser Stufe entspricht einer Linie konstanter Kapazität zwischen Spitze und Probe. Sie ist nicht notwendigerweise symmetrisch zum im Tunnelbild sichtbaren Verlauf des Potentials, weil die elektrostatisch empfindliche Spitze nicht mit der tunnelnden Mikrospitze identisch ist. Durch die Biasspannung kann die Potentialdifferenz zwischen Spitze und Probe eingestellt werden, wodurch sich der Einflußradius der Oberflächenladung verändert. Ein verwandter Effekt ist die Aufladung isolierter Adsorbate auf der Probe durch das Potential der Spitze [96].

Literaturverzeichnis

- [1] M. F. Crommie, C. P. Lutz, D. M. Eigler: *Imaging standing waves in a two-dimensional electron gas*. Nature **363**, 524 (1993).
- [2] M. F. Crommie, C. P. Lutz, D. M. Eigler: *Confinement of Electrons to Quantum Corrals on a Metal Surface*. Science **262**, 218 (1993).
- [3] Y. Hasegawa, P. Avouris: *Direct observation of standing wave formation at surface steps using scanning tunneling spectroscopy*. Phys. Rev. Lett. **71**, 1071 (1993).
- [4] P. Avouris, I.-W. Lyo: *Observation of Quantum-Size Effects at Room Temperature on Metal Surfaces With STM*. Science **264**, 942 (1994).
- [5] P. Hofmann, B. G. Briner, M. Doering, H.-P. Rust, E. W. Plummer, A. M. Bradshaw: *Anisotropic Two-Dimensional Friedel Oscillations*. Phys. Rev. Lett. **79**, 265 (1997).
- [6] J. Li, W.-D. Schneider, R. Berndt, B. Delley: *Kondo Scattering Observed at a Single Magnetic Impurity*. Phys. Rev. Lett. **80**, 2893 (1998).
- [7] V. Madhavan, W. Chen, T. Jamneala, M. F. Crommie, N. S. Windgreen: *Tunneling into a Single Magnetic Atom: Spectroscopic Evidence of the Kondo Resonance*. Science **280**, 567 (1998).
- [8] L. Bürgi, O. Jeandupeux, A. Hirstein, H. Brune, K. Kern: *Confinement of Surface State Electrons in Fabry-Pérot Resonators*. Phys. Rev. Lett. **81**, 5370 (1998).
- [9] H. C. Manoharan, C. P. Lutz, D. M. Eigler: *Quantum mirages formed by coherent projection of electronic structure*. Nature **403**, 512 (2000).
- [10] G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber, E. Weibel: *7×7 Reconstruction on Si(110) Resolved in Real Space*. Phys. Rev. Lett. **50**(2), 120 (1983).
- [11] J. A. Stroscio, R. M. Feenstra, A. P. Feion: *Electronic Structure of the Si(111) 2×1 Surface by Scanning Tunneling Microscopy*. Phys. Rev. Lett. **57**(20), 2579 (1986).
- [12] R. M. Feenstra, J. A. Stroscio: *Real-Space Determination of Surface Structure by Scanning Tunneling Microscopy*. Physica Scripta **T19**, 55 (1987).
- [13] R. M. Feenstra, J. A. Stroscio: *Reconstruction of Steps on the Si(111) 2×1 Surface*. Phys. Rev. Lett. **59**(19), 2173 (1987).

- [14] R. M. Feenstra, J. A. Stroscio, A. P. Fein: *Tunneling Spectroscopy of the Si(110) 2×1 Surface*. Surf. Sci. **181**, 295 (1987).
- [15] R. M. Feenstra, W. A. Thompson, A. P. Fein: *Real-Space Observation of π -bonded Chains and Surface Disorder on Si(111) 2×1* . Phys. Rev. Lett. **56**(6), 608 (1987).
- [16] R. M. Feenstra, J. A. Stroscio, J. Tersoff, A. P. Fein: *Atom-Selective Imaging of the GaAs(110) Surface*. Phys. Rev. Lett. **58**(2), 1192 (1987).
- [17] R. M. Feenstra, M. A. Lutz: *Formation of the 5×5 Reconstruction on Cleaved Si(111) Surfaces Studied by Scanning Tunneling Microscopy*. Phys. Rev. B **42**(8), 5391 (1990).
- [18] R. M. Feenstra: *Tunneling Spectroscopy of the (110) surface of direct-gap III-V Semiconductors*. Phys. Rev. B **50**(7), 4561 (1994).
- [19] M. C. M. van der Wielen, A. J. A. van Roij, D. van Kempen: *Direct observation of Friedel oscillations around incorporated Si_{Ga} dopants in GaAs by low-temperature scanning tunneling microscopy*. Phys. Rev. Lett. **76**, 1075 (1996).
- [20] J. W. G. Wildöer: *Low temperature scanning tunneling microscopy on mesoscopic systems*. Dissertation, Katholieke Universiteit Nijmegen, Nijmegen (1996).
- [21] E. N. Adams, T. D. Holstein: *Quantum Theory of Transverse Galvanomagnetic Phenomena*. J. Phys. Chem. Solids **10**, 254 (1959).
- [22] V. J. Goldman, M. Shayegan, H. D. Drew: *Anomalous Hall Effect below the Magnetic-Field-Induced Metal-Insulator Transition in Narrow-Gap Semiconductors*. Phys. Rev. Lett. **57**(8), 1056 (1986).
- [23] S. S. Murzin: *Metal-Hall insulator transition*. JETP Lett. **44**(1), 56 (1986).
- [24] F. A. Egorov, S. S. Murzin: *Temperature dependences of the conductivity of n-type InSb and n-type InAs in the extreme quantum limit*. Sov. Phys. JETP **67**(5), 1045 (1988).
- [25] B. A. Aronzon, I. M. Tsildikovski: *Magnetic-Field-Induced Localization of Electrons in Fluctuation Potential Wells of Impurities*. phys. stat.sol. **157**, 17 (1990).
- [26] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin: *Solid State Physics*. CBS Publishing Asia, Saunders College (1976).
- [27] A. Gold, L. Calmels: *Correlation in Fermi liquids: Analytical results for the local-field correction in two and three dimensions*. Phys. Rev. B **48**(16), 11622 (1993).
- [28] P. Skudlarski, G. Vignale: *Exchange-correlation energy of a three-dimensional electron gas in a magnetic field*. Phys. Rev. B **48**, 8574 (1993).
- [29] Z. Lenac, M. Šunjić: *Correlation energy of a two-dimensional electron gas*. Phys. Rev. B **50**(15), 10792 (1994).

- [30] J. P. Perdew, Y. Wang: *Accurate and simple analytic representation of the electron-gas correlation energy*. Phys. Rev. B **45**, 13244 (1992).
- [31] J. R. Christman: *Festkörperphysik*. Oldenbourg, München (1992).
- [32] G. Busch, H. Schade: *Vorlesungen über Festkörperphysik*. Birkhäuser, Basel, Stuttgart (1973).
- [33] Y. Yafet, R. W. Keyles, E. N. Adams: *Hydrogen atom in a strong magnetic field*. J. Phys. Chem. Sol. **1**, 137 (1956).
- [34] I. Halperin: *Possible States for a Three-Dimensional Electron Gas in a Strong Magnetic Field*. In *Proc. 18th Int. Conf on Low Temperature Physics*, vol. 26-3. Kyoto (1987).
- [35] G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber, E. Weibel: *Surface Studies by Scanning Tunneling Microscopy*. Phys. Rev. Lett. **49**(1), 57 (1982).
- [36] R. Wiesendanger: *Scanning Probe Microscopy and Spectroscopy*. Cambridge University Press (1994).
- [37] J. Bardeen: *Tunneling of from a Many-Particle Point of View*. Phys. Rev. Lett. **6**, 57 (1961).
- [38] J. Tersoff, D. R. Hamann: *Theory and Application for the Scanning Tunneling Microscope*. Phys. Rev. Lett. **50**, 1998 (1983).
- [39] S. Gasiorowicz: *Quantenphysik*. Oldenbourg (1987).
- [40] S. Ciraci, A. Baratoff, I. P. Batra: *Site-dependent electronic effects, forces, and deformations in scanning tunneling microscopy of flat metal surfaces*. Phys. Rev. B **42**(12), 7618 (1990).
- [41] C. J. Chen: *Theory of Scanning Tunneling Spectroscopy*. J. Vac. Sci. Techn. A **6**(2), 319 (1988).
- [42] 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**(8), 1724 (1999).
- [43] J. Kliewer, R. Berndt, E. V. Chulkov, V. M. Silkin, P. M. Echenique, , S. Crampin: *Dimensionality Effects in the Lifetime of Surface States*. Science **288**, 1399 (2000).
- [44] M. Morgenstern, D. Haude, V. Gudmundsson, C. Wittneven, R. Dombrowski, C. Steinebach, R. Wiesendanger: *Low Temperature Scanning Tunneling Spectroscopy on InAs(110)*. J. Electr. Micr. Rel. Phen. **109**, 107 (2000).
- [45] R. Dombrowski: *Aufbau eines Ultrahochvakuum-Tieftemperatur-Rastertunnelmikroskops mit rotierbarem Magnetfeld und magnetfeldabhängige Rastertunnelspektroskopie an der InAs(110)-Oberfläche*. Dissertation, Universität Hamburg (1998).

- [46] C. Wittneven: *Aufbau eines Ultrahochvakuum-Tieftemperatur-Rastertunnelmikroskops mit drehbarem Magnetfeld und Untersuchung der Streuzustände ionisierter Dotieratome an InAs(110)*. Dissertation, Universität Hamburg (1998).
- [47] C. Wittneven, R. Dombrowski, S. H. Pan, R. Wiesendanger: *A low-temperature ultrahigh-vacuum scanning tunneling microscope with rotateable magnetic field*. Rev. Sci. Instrum. **68**(10), 3807 (1997).
- [48] TOPSystem II, Oxford Instruments GmbH, Wiesbaden.
- [49] Digitaler Lock-In-Verstärker Mod. SR830, Stanford Research Systems, Sunnyvale, California, USA.
- [50] Epotek 417. Polytek, Waldbronn.
- [51] M. Fotino: *Tip sharpening by normal and reverse electrochemical etching*. Rev. Sci. Instrum. **64**(1), 159 (1993).
- [52] P. J. Bryant, H. S. Kim, Y. C. Zheng, R. Yang: *Technique for shaping scanning tunneling microscope tips*. Rev. Sci. Instrum. **58**, 1115 (1987).
- [53] J. Ibe, P. P. Bey, S. L. Brandow, R. A. Brizzolara, N. A. Burnham, D. P. DiLella, K. P. Lee, C. R. K. Marrian, R. J. Colton: *On the electrochemical etching of tips for scanning tunneling microscopy*. J. Vac. Sci. Technol. A **8**(4), 3570 (1990).
- [54] L. A. Hockett, S. E. Creagar: *A convenient method for removing surface oxides from tungsten STM tips*. Rev. Sci. Instrum. **64**(1), 263 (1993).
- [55] O. Albrechtsen, H. W. M. Salemink, K. A. Morch, A. R. Thölen: *Reliable tip preparation for high-resolution scanning tunneling microscopy*. J. Vac. Sci. Technol. B **12**(6), 3187 (1994).
- [56] A. Zangwill: *Physics at Surfaces*. Cambridge University Press (1988).
- [57] J. R. Chelikowski, M. L. Cohen: *Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors*. Phys. Rev. B **14**, 556 (1976).
- [58] D. J. Chadi: *(110) surface atomic structures of covalent and ionic semiconductors*. Phys. Rev. B **19**, 2074 (1979).
- [59] H. Ibach, H. Lüth: *Festkörperphysik*. Springer, Berlin (1990).
- [60] N. F. Mott: *Metal-Insulator-Transitions*. Taylor & Francis, London (1979).
- [61] A. Kahn: *Semiconductor Surface Structures*. Surf. Sci. Rep. **3**, 193 (1983).
- [62] Crys Tec Kristalltechnologie GmbH, Berlin.

- [63] M. Shayegan, V. J. Goldman, H. D. Drew: *Magnetic-field induced localization in narrow-gap semiconductors $Hg_{1-x}Cd_xTe$ and $InSb$* . Phys. Rev. B **38**(8), 5585 (1988).
- [64] R. G. Mani: *Influence of localization on the Hall effect in narrow-gap, bulk semiconductors*. Phys. Rev. B **41**(11), 7922 (1990).
- [65] H. J. Lippmann, F. Kuhrt: *Der Geometrieinfluß auf den transversalen magnetischen Widerstandseffekt bei rechteckförmigen Halbleiterplatten*. Z. Naturforschung **13a**, 462 (1958).
- [66] H. Weiss, H. Welker: *Zur transversalen magnetischen Widerstandsänderung von $InSb$* . Z. Phys **138**, 322 (1954).
- [67] H. Weiss: *Magnetoresistance*. In *Semiconductors and Semimetals*, vol. 1, 315. Academic Press, New York (1966).
- [68] I. Isenberg, B. R. Russell, R. F. Greene: *Improved Method for Measuring Hall Coefficients*. Rev. Sci. Instrum. **19**(10), 685 (1948).
- [69] S. Jandl, K. D. Usadel, G. Fischer: *Resistivity measurements with samples in the form of a double cross*. Rev. Sci. Instrum. **45**(11), 1479 (1974).
- [70] L. J. van der Pauw: *A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape*. Philips Res. Rep. **13**, 1 (1958).
- [71] M. Shayegan, V. J. Goldman, H. D. Drew, D. A. Nelson, P. M. Tedrow: *Magnetic-field induced localization in $InSb$ and $Hg_{0.79}Cd_{0.21}Te$* . Phys. Rev. B **32**, 6952 (1985).
- [72] O. Viehweger, K. B. Efetov: *Spin splitting and anomalous Hall resistivity in three-dimensional disordered systems*. Phys. Rev. B **43**(8), 6840 (1991).
- [73] U. Zeitler, A. G. M. Jansen, P. Wydert, S. S. Murzin: *Magneto-quantum oscillations in the Hall constant of three-dimensional metallic semiconductors*. J. Phys. Cond. Matter **6**, 4289 (1994).
- [74] S. S. Murzin, A. G. M. Jansen, P. v. d. Linden: *Quantization of the Hall Conductance in a Three-Dimensional Layer*. Phys. Rev. Lett. **80**(12), 2681 (1998).
- [75] J. T. Chalker, A. Dohmen: *Three-Dimensional Disordered Conductors in a Strong Magnetic Field: Surface States and Quantum Hall Plateaus*. Phys. Rev. Lett. **75**(24), 4496 (1995).
- [76] M. Y. Azbel, O. Entin-Wohlman: *Electron Orbits in an impure metal in the presence of a strong magnetic field*. Phys. Rev. B **32**(2), 562 (1985).
- [77] R. Dombrowski, C. Steinebach, C. 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**(12), 8043 (1999).

- [78] M. Morgenstern, D. Haude, V. Gudmundsson, C. Wittneven, R. Dombrowski, R. Wiesendanger: *Origin of Landau oscillations observed in scanning tunneling spectroscopy on n-InAs(110)*. Phys. Rev. B **62**(11), 7257 (2000).
- [79] C. Wittneven, R. Dombrowski, M. Morgenstern, R. Wiesendanger: *Scattering States of Ionized Dopants Probed by Low Temperature Scanning Tunneling Spectroscopy*. Phys. Rev. Lett. **81**(24), 5616 (1998).
- [80] M. Morgenstern, C. Wittneven, R. Dombrowski, R. Wiesendanger: *Spatial Fluctuations of the Density of States in a Magnetic Field Observed with Scanning Tunneling Spectroscopy*. Phys. Rev. Lett. **84**(24), 5588 (2000).
- [81] B. Kramer, G. Bergmann, Y. Bruynseraede: *Localization, Interaction, and Transport Phenomena in Impure Metals. An Introduction*. In B. Kramer, G. Bergmann, Y. Bruynseraede (eds.), *Localization, Interaction, and Transport Phenomena*, vol. 61 of *Solid-State Sciences*. Springer (1984).
- [82] A. L. Efros, B. I. Shklovskii: *Coulomb gap and low temperature conductivity of disordered systems*. J. Phys.C: Solid State Phys. **8**, L49 (1975).
- [83] V. Y. Aristov, G. L. Lay, L. T. Vinh, K. Hricovini, J. E. Bonnet: *Giant band bending induced by Ag on InAs(110) surfaces at low temperature*. PRB **47**(4), 2138 (1993).
- [84] M. Bode: *Strukturelle und lokale elektronische Eigenschaften ultradünner Eisenfilme auf W(110)*. Dissertation, Universität Hamburg (1996).
- [85] *EFM-3*. Verdampfer Typ EFM-3, Omicron Vakuumphysik GmbH, Taunusstein.
- [86] C. B. M. Andersson, J. N. Andersen, P. E. S. Person, U. O. Karlsson: *Surface electronic structure of InAs(110)*. Phys. Rev. B **47**(4), 2427 (1993).
- [87] 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**(20) (2000).
- [88] U. Merkt, S. Oelting: *Simple description of nonparabolic two-dimensional subbands*. Phys. Rev. B **35**(5), 2460 (1987).
- [89] K. Hirakawa, H. Sakaki: *Mobility of the two-dimensional electron gas at selectively doped n-type $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ heterojunctions with controlled electron concentrations*. Phys. Rev. B **33**(12), 8291 (1986).
- [90] R. Müller: *Rauschen*. In *Halbleiter-Elektronik*, vol. 15. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1990).
- [91] C. D. Motchenbacher, J. A. Conelly: *Low Noise Electronic System Design*. John Wiley & Sons, New York (1993).

- [92] O. Züger, H. P. Ott, U. Dürig: *Variable-temperature ultrahigh vacuum scanning tunneling microscope: Mechanical and electronic instrumentation*. Rev. Sci. Instrum. **63**, 5634 (1992).
- [93] J. Dostál: *Operationsverstärker*. Hüthel, Heidelberg (1989).
- [94] D. Haude: *Ultrahochvakuum-Rastertunnelmikroskopie: Instrumentierung und Anwendung*. Diplomarbeit, Universität Hamburg (1997).
- [95] P. Ebert: *Quantitative Untersuchung von Defekten auf Oberflächen von III-V-Verbindungshalbleitern mit dem Rastertunnelmikroskop*. Dissertation, Forschungszentrum Jülich (1993).
- [96] J. W. G. Wildöer, A. J. A. van Roij, C. J. P. M. Harmans, H. van Kempen: *Semiconductor band switching by charging a small grain with a single electron*. Phys. Rev. B **53**, 10659 (1996).

Veröffentlichungen

1. M. Bode, M. Hennefarth, D. Haude, M. Getzlaff, R. Wiesendanger: *Growth of thin Mn films on W(110) studied by means of in-situ scanning tunnelling microscopy*. Surface Science **432**, 8 (1999).
2. M. Morgenstern, D. Haude, V. Gudmundsson, C. Wittneven, R. Dombrowski, C. Steinebach, R. Wiesendanger: *Low Temperature Scanning Tunneling Spectroscopy on InAs(110)*. J. Electr. Micr. Rel. Phen. **109**, 107 (2000).
3. 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**(20) (2000).
4. M. Morgenstern, D. Haude, V. Gudmundsson, C. Wittneven, R. Dombrowski, R. Wiesendanger: *Origin of Landau oscillations observed in scanning tunneling spectroscopy on n-InAs(110)*. Phys. Rev. B **62**(11), 7257 (2000).
5. 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).
6. D. Haude, M. Morgenstern, I. Meinel, R. Wiesendanger: *The local density of states of a three-dimensional conductor in the extreme quantum limit*. Erscheint bei Phys. Rev. Lett. (2001).

Präsentationen

1. D. Haude, Ch. Witt, M. Bode, R. Wiesendanger: *Aufbau eines UHV-Rastertunnelmikroskops zur Untersuchung der Wachstumsstadien dünner Schichten*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Münster, März 1997 (Poster).
2. D. Haude, Ch. Witt, U. Mick, M. Bode, R. Wiesendanger: *A UHV scanning tunneling microscope for in-situ studies of thin film growth*. 9th International Conference on Scanning Tunneling Microscopy/Spectroscopy and Related Techniques, Hamburg, Juli 1997 (Poster).
3. D. Haude, M. Morgenstern, Chr. Wittneven, R. Dombrowski, M. Getzlaff, R. Wiesendanger: *Untersuchung des Fe-induzierten zweidimensionalen Elektronengases auf InAs(110) mittels STM und UPS*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Münster, März 1999 (Poster).
4. D. Haude, I. Meinel, M. Morgenstern, R. Wiesendanger: *Magnetic field induced localization imaged with scanning tunneling microscopy*. 18th General Conference of the Condensed Matter Division of the European Physical Society, Montreux (Schweiz), März 2000 (Poster).
5. D. Haude, I. Meinel, M. Morgenstern, R. Wiesendanger: *Abbildung magnetfeldinduzierter Lokalisierung mittels Rastertunnelspektroskopie*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Regensburg, März 2000 (Vortrag).

Danksagung

Mein Dank gilt vor allem Dr. Markus Morgenstern, ohne dessen unermüdliche Betreuung diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Dr. Ines Meinel danke ich für die Unterstützung bei den Transportmessungen.

Andre Wachowiak hat mit mir zusammen den gesamten Mikroskopeinsatz wohl ein halbes Dutzend mal auseinandergenommen und wieder zusammengesetzt und während dieser monatelangen frustrierenden Phase auch noch für gute Stimmung im Labor gesorgt (keine Ahnung, wie der das immer hinkriegt).

Bei Prof. Roland Wiesendanger möchte ich mich für die Möglichkeit bedanken, diese Arbeit in seiner hervorragend ausgestatteten Arbeitsgruppe anzufertigen.