

Stephan Löhr

---

**MODULIERTE ZWEIDIMENSIONALE  
ELEKTRONENGASE  
UND SPIN-BAHN WECHSELWIRKUNG  
IN INAS UND GAAS HETEROSTRUKTUREN**

---



Cuvillier Verlag Göttingen

MODULIERTE ZWEIDIMENSIONALE  
ELEKTRONENGASE  
UND SPIN-BAHN WECHSELWIRKUNG  
IN INAS UND GAAS HETEROSTRUKTUREN

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Stephan Löhr  
aus Bonn

Hamburg  
2004

## **Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek**

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2004  
Zugl.: Hamburg, Univ., Diss., 2004  
ISBN 3-86537-199-X

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. W. Hansen Prof. Dr. H. P. Oepen
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. W. Hansen Prof. Dr. D. Heitmann
Datum der Disputation:	13. Juli 2004
Vorsitzender des Prüfungsausschusses:	Dr. S. Kettemann
Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. R. Wiesendanger
Dekan des Fachbereichs Physik:	Prof. Dr. G. Huber

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2004  
Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen  
Telefon: 0551-54724-0  
Telefax: 0551-54724-21  
[www.cuvillier.de](http://www.cuvillier.de)

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2004  
Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-86537-199-X

# Abstract

In this thesis the electron transport in InAs/InGaAs and GaAs/AlGaAs heterostructures is studied at low temperatures ( $0.1 \text{ K} < T < 4.2 \text{ K}$ ) and in magnetic fields ( $B < 7 \text{ T}$ ). In the InAs/InGaAs structures a two-dimensional electron gas is confined in a pseudomorphically strained InAs-layer. These heterostructures are grown by molecular beam epitaxy on GaAs substrates. Due to the lattice mismatch between InAs and GaAs these structures reveal a typical cross-hatch pattern which is characterized by a corrugation of the heterostructure surface.

It will be shown that the transport properties exhibit signatures related to an electrostatic modulation of the two-dimensional electron gases. The origin of this modulation is attributed to spatial variations in residual strain which result from the lattice mismatched epitaxial growth. In addition to this electrostatic modulation it will be further demonstrated by measurements in tilted magnetic fields that the electron gas follows a spatial modulation which is associated with the undulation of the cross-hatch pattern.

Furthermore, the mesoscopic transport properties of open quantum dots in these InAs/InGaAs heterostructures are investigated. From conductance fluctuation measurements the phase coherence length of the electrons is determined for  $T < 1 \text{ K}$ . The influence of spin-orbit interaction on the magnetotransport is studied by antilocalisation for electron channels of different width. Moreover, transport experiments are carried out on GaAs/AlGaAs heterostructures to investigate the dependence of the antilocalisation on the channel width in more detail. In this context a dependence of the spin-orbit interaction-signatures on the channel width is found in the magnetotransport which is not understood within existing models.

# Inhaltsangabe

In der vorliegenden Arbeit werden die elektronischen Transporteigenschaften von InAs/InGaAs und GaAs/AlGaAs Heterostrukturen bei tiefen Temperaturen ( $0.1 \text{ K} < T < 4.2 \text{ K}$ ) und im Magnetfeld ( $B < 7 \text{ T}$ ) untersucht. Bei den InAs/InGaAs Strukturen befindet sich ein zweidimensionales Elektronengas in einem pseudomorph verspannten InAs-Kanal. Diese Heterostrukturen werden mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie auf GaAs-Substraten gewachsen. Aufgrund der Gitterfehlpassung von InAs und GaAs weisen diese Strukturen ein typisches Kreuzschraffurmuster auf, welches durch eine Welligkeit der Heterostruktueroberfläche gekennzeichnet ist.

Es wird gezeigt, daß die Transporteigenschaften der Elektronengase deutliche Signaturen einer elektrostatischen Modulation aufweisen. Die Ursache dieser Modulation wird räumlich fluktuierenden Spannungspotentialen zugewiesen, die aufgrund des gitterfehlangepaßten epitaktischen Kristallwachstums entstehen. Neben dieser elektrostatischen Modulation kann durch Messungen der Transporteigenschaften im gekippten Magnetfeld gezeigt werden, daß die Elektronengase zusätzlich einer räumlichen Modulation ausgesetzt sind, die mit der Undulation des Kreuzschraffurmusters verknüpft ist.

Zur Untersuchung der mesoskopischen Transporteigenschaften der Elektronengase dieser InAs/InGaAs Heterostrukturen werden Messungen an offenen Quantenpunkten durchgeführt. Anhand der Leitwertfluktuationen dieser Systeme kann die Phasenkohärenzlänge der Elektronen bei  $T < 1 \text{ K}$  bestimmt werden. An sehr schmalen Elektronenkanälen verschiedener Breite wird der Einfluß der Spin-Bahn Wechselwirkung auf den Magnetotransport in Form der Antilokalisierung studiert. Für ein besseres Verständnis der Abhängigkeit der Antilokalisierung von der Breite der Elektronenkanäle werden Messungen an einer GaAs/AlGaAs Heterostruktur durchgeführt. Es zeigt sich hier ein bisher unverstandenes Verhalten der Signaturen der Spin-Bahn Kopplung im Magnetotransport in Abhängigkeit von der Kanalbreite.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Abstract</b>	<b>i</b>
<b>Inhaltsangabe</b>	<b>ii</b>
<b>1 Grundlegendes</b>	<b>1</b>
1.1 Einleitung . . . . .	1
1.2 InAs/InGaAs Heterostrukturen . . . . .	4
1.3 Zweidimensionaler Elektronentransport im Magnetfeld . . . . .	9
<b>2 Ergebnisse</b>	<b>16</b>
2.1 Magnetotransport im senkrechten Magnetfeld: Anisotropie und elektrostatische Modulation . . . . .	16
2.2 Magnetotransport im gekippten Magnetfeld: Räumlich modu- lierte 2DEGs . . . . .	29
2.3 Transport und Dephasierung in offenen InAs/InGaAs-Quantenpunkten . . . . .	47
2.4 Spin-Bahn Wechselwirkung in Elektronenkanälen verschiede- ner Breite . . . . .	55
<b>3 Zusammenfassung</b>	<b>73</b>
<b>Anhang</b>	<b>76</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>78</b>



# Kapitel 1

## Grundlegendes

### 1.1 Einleitung

Eine Reihe von Vorteilen der III-V-Verbindungshalbleiter wie Gallium-Arsenid (GaAs) oder Indium-Arsenid (InAs) gegenüber den Elementarhalbleitern wie Silizium und Germanium haben dazu geführt, daß ein andauerndes Interesse sowohl der Industrie als auch der Grundlagenforschung an diesen Materialsystemen besteht. Durch die Kombination von drei oder vier Elementen ist es möglich, ternäre oder quaternäre Verbindungshalbleiter herzustellen und auf diese Weise eine Vielzahl von Materialparametern wie z. B. die Gitterkonstante oder die Bandlücke zu variieren. Die meisten III-V-Halbleiter besitzen darüber hinaus eine direkte Bandlücke, was sie für optoelektronische Anwendungen wie Leuchtdioden oder Laser attraktiv macht. Die gezielte Einstellung des Bandkantenverlaufs hat zur Entwicklung der Halbleiter-Heterostrukturen geführt, die gemeinsam mit der Technik der Modulationsdotierung die Herstellung hochbeweglicher zweidimensionaler Elektronensysteme ermöglicht.[Din78, Stö79] Zweidimensionale Elektronengase an Halbleitergrenzflächen haben neben ihrer technologischen Bedeutung auch großes wissenschaftliches Interesse gefunden.[And82]

Die Einschränkung der Bewegungsfreiheit des Elektronengases in einer oder mehreren Dimensionen unterhalb der Elektronen-Wellenlänge führt zum Übergang von einem quasi-kontinuierlichen zu einem quantisierten Energiespektrum und damit zu einer grundlegenden Änderung der fundamentalen Eigenschaften des Systems. Niedrigdimensionale Elektronengase sind somit ideale Modellsysteme, um die mikroskopische Quantennatur der Elektronen an makroskopischen Halbleitern zu studieren. So sagt beispielsweise die Ska-

lentheorie der Lokalisierung verschiedene Ergebnisse für den Leitwert als auch für die Temperaturabhängigkeit desselben als Funktion der Dimension voraus.[Lee85a] Während für die Lokalisierung die intrinsische Unordnung des Festkörpers wie Störstellen oder Grenzflächeneffekte eine entscheidende Rolle spielt, wurde auch eine Reihe faszinierender Phänomene entdeckt, die unabhängig von diesen Irregularitäten und der genauen Konfiguration der Probe sind. Ein Beispiel hierfür ist die universelle Quantisierung des Hallwiderstandes eines zweidimensionalen Elektronengases in hohen Magnetfeldern.[vK80] Desweiteren lassen sich an Elektronensystemen, die auf der Längenskala der Dephasierungslänge der Elektronenwellenfunktion eingeschlossen sind, aufgrund der kohärenten Wellenüberlagerung bei tiefen Temperaturen reproduzierbare Leitwertfluktuationen beobachten, deren Amplitude nur durch fundamentale Konstanten gegeben ist.[Al'85, Lee85b]

Während die ersten Untersuchungen an zweidimensionalen Elektronengasen in Si-MOSFETs<sup>1</sup> durchgeführt wurden, haben sich später modulationsdotierte GaAs/AlGaAs Heterostrukturen aufgrund ihrer höheren Elektronenbeweglichkeit schnell durchgesetzt. Der Vorteil dieses Materialsystems ist die nahezu identische Gitterkonstante von GaAs und AlAs. Hierdurch lassen sich diese Materialien ohne Gitterfehler aufeinander abscheiden, was für hohe Beweglichkeiten essentiell ist.

Aufgrund zahlreicher Vorteile gegenüber GaAs-Strukturen finden aber besonders in jüngerer Zeit InAs-Heterostrukturen ein gesteigertes Interesse. Die kleinere Bandlücke macht InGaAs-Legierungen für optische Anwendungen mit Wellenlängen oberhalb von  $1\ \mu\text{m}$  interessant. Zusätzlich bildet  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  für einen In-Anteil von  $x \geq 0.75$  keine Schottky-Barriere zu Metallen aus, so daß sich hochtransmissive Metal-Halbleiter Kontakte realisieren lassen. Diese Eigenschaft ist eine wesentliche Voraussetzung für die Beobachtung des sog. Proximity-Effekts in Supraleiter-Halbleiter Kontakten.[Ric00a, Jak00] Darüber hinaus sind InAs/InGaAs Heterostrukturen aufgrund ihrer starken Spin-Bahn-Wechselwirkung viel diskutierte Kandidaten für die Realisierung von Spin-Bauelementen, bei denen neben der Elektronenladung auch ihr Spin als Informationsträger genutzt werden soll.[Pri95, Pri98, Žutić04]

Neben diesen Vorteilen hinsichtlich der elektronischen Eigenschaften des InAs/InGaAs-Systems besitzen sie den Nachteil einer starken Gitterfehlanpassung zu GaAs Substraten. Gitterangepaßt läßt sich  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  nur für  $x = 0.53$  auf kommerziell erhältlichen InP-Substraten wachsen. Diese Struk-

---

<sup>1</sup>MOSFET Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor

turen besitzen jedoch den Nachteil relativ geringer Beweglichkeiten. Um zusätzlich die Flexibilität der Legierungskomposition zu maximieren, wurden sog. metamorphe Pufferschichten entwickelt, die eine Herstellung virtueller Substrate mit beliebigem In-Anteil erlauben. Hierdurch ist es möglich geworden, hochbewegliche InAs/InGaAs Heterostrukturen auf im Vergleich zu InP sowohl kostengünstigeren als auch hochwertigeren GaAs Substraten herzustellen.

Die Pufferschichten dienen der Relaxation der Gitterfehlanpassung zwischen dem virtuellen und dem GaAs Substrat. Diese Anpassung ist jedoch nur durch die Bildung von Versetzungen möglich, welche die elektronischen Eigenschaften eines Elektronengases drastisch verschlechtern.[Men02] Durch geeignete Wahl der Wachstumsbedingungen und der Pufferschichtenfolge ist es allerdings gelungen, nahezu versetzungsfreie virtuelle Substrate herzustellen, auf denen hochbewegliche Elektronensysteme realisiert werden können. Aufgrund des gitterfehlangepaßten Kristallwachstums der Pufferschicht weisen diese Heterostrukturen eine stark undulierende Kristalloberfläche (sog. Kreuzschraffurmuster) auf. Momentan werden verschiedene Modelle für die Entstehungsweise dieses Kreuzschraffurmusters diskutiert.[And02, Sam99] Erste Anzeichen eines Einflusses des Kreuzschraffurmusters auf die Transporteigenschaften des zweidimensionalen Elektronengases wurden bereits berichtet.[Sch91, Gol94, Ram96, Goz01, Ric00b] So wurde eine geringere Beweglichkeit in der [110] im Vergleich zur [-110] Richtung gefunden und auf die kürzerer Undulationsperiode zurückgeführt. Insgesamt fehlt jedoch bisher eine systematische Untersuchung des Einflusses dieser speziellen morphologischen Eigenschaften auf das Transportverhalten der 2DEGs dieser Strukturen.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit InAs/In<sub>0,75</sub>Ga<sub>0,25</sub>As/In<sub>0,75</sub>Al<sub>0,25</sub>As Heterostrukturen, die mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie auf GaAs Substrate gewachsen wurden. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Untersuchung der elektronischen Eigenschaften der zweidimensionalen Elektronengase in diesen Strukturen. Es wird dabei besonders auf den Einfluß der strukturellen Eigenschaften auf das Transportverhalten eingegangen. Erstmals wird gezeigt, daß in diesen Strukturen aufgrund der Gitterfehlanpassung das zweidimensionale Elektronensystem sowohl elektrostatisch als auch räumlich moduliert ist. Darüber hinaus werden ausgehend von diesen Heterostrukturen Messungen an mesoskopischen Quantenpunktstrukturen dargestellt. Diese erlauben die Untersuchung der Phasenkohärenz des 2DEGs der InAs/InGaAs Heterostrukturen. Im Rahmen dieser Messungen werden Anzeichen einer

Spin-Bahn Wechselwirkung des 2DEGs gefunden. Erst kürzlich wurde gezeigt, daß das Vorhandensein einer Spin-Bahn Wechselwirkung zu neuen Phänomenen im lateralen Transport mesoskopischer Systeme führen kann. So ergibt sich beispielsweise aus der Spin-Bahn Kopplung eine neue Universalitätsklasse der Leitwertfluktuationen.[Fol01, Ale01, Hal01] Es wurden darüber hinaus auch eine Reihe von Konzepten zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen in mesoskopischen Systemen mit Spin-Bahn Wechselwirkung vorgeschlagen.[Nit99, Kis01, Gov02] Dies hat erste experimentelle Untersuchungen des Einflusses lateraler Potentiale auf die Spin-Bahn Wechselwirkung motiviert.[Kur92, Sch04, Kit04] So wird insbesondere für Systeme, deren laterale Dimension in der Größenordnung der Spin-Präzessionslänge liegt, eine Modifikation der Spin-Bahn Effekte im Transport erwartet.[Zum02, Fal04] In diesem Zusammenhang wird in der hier vorliegenden Arbeit der Einfluß der Spin-Bahn Wechselwirkung auf den Magnetotransport sowohl in den InAs/InGaAs als auch an GaAs/AlGaAs Strukturen untersucht. Dabei wird eine bisher unverstandene Abhängigkeit der Signaturen der Spin-Bahn Kopplung im Magnetotransport von der lateralen Breite der Elektronenkanäle gefunden.

## 1.2 InAs/InGaAs Heterostrukturen

Bei den in dieser Arbeit untersuchten Heterostrukturen ist ein zweidimensionales Elektronengas (2DEG) in einem InAs/In<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>As Doppelquantentopf eingeschlossen. Die Abb. 1.1 zeigt die Schichtenfolge und den Leitungsbandverlauf dieser Struktur. Auf ein virtuelles In<sub>0.75</sub>Al<sub>0.25</sub>As Substrat wird eine Dotierschicht gewachsen, gefolgt von einem sog. Spacer und dem Doppelquantentopf. Den Abschluß bildet eine Deckschicht aus In<sub>0.75</sub>Al<sub>0.25</sub>As. Im Leitungsbandverlauf ist zu erkennen, daß sich die Elektronen der Dotierschicht in dem energetisch günstigeren Quantentopf akkumulieren und so ein 2DEG bilden. Anhand der Aufenthaltswahrscheinlichkeit  $|\psi|^2$  wird ersichtlich, daß das 2DEG hauptsächlich im pseudomorphen, d. h. verspannten InAs Kanal lokalisiert ist. Durch den Spacer wird das 2DEG von den positiven Dotieratomen räumlich getrennt und somit eine Reduzierung der Streuung erzielt. Der gezeigte Leitungsbandverlauf und die Aufenthaltswahrscheinlichkeit wurden mit einem Programm zur gleichzeitigen Lösung der Poisson- und Schrödinger-Gleichung berechnet.[Sni] Die Materialparameter wie die Energielücke, die effektive Masse und die Leitungsbanddiskontinuitäten, wurden

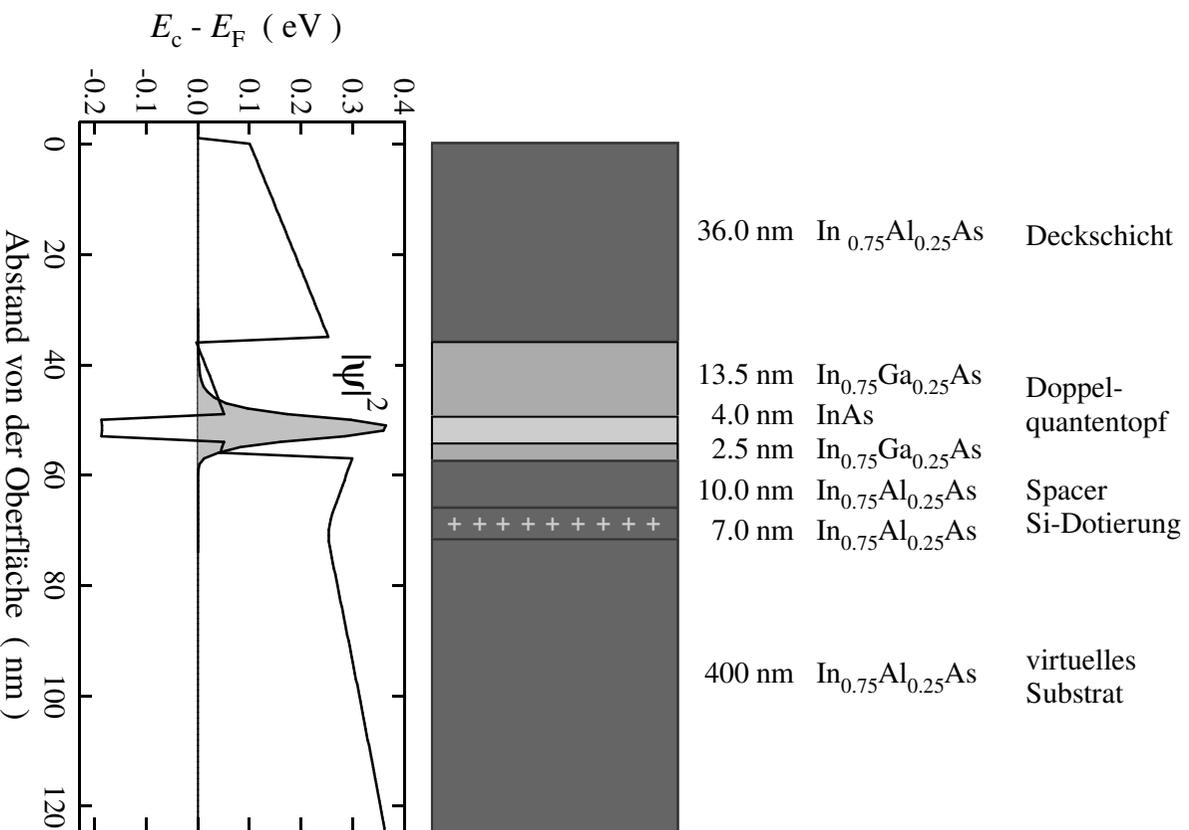


Abbildung 1.1: Schichtstruktur und Leitungsbandverlauf der InAs/InGaAs Heterostruktur. Das 2DEG ist zu einem großen Teil im reinen InAs-Kanal lokalisiert.

Tabelle 1.1: Parameter zur Berechnung des Bandverlaufs der InAs/InGaAs Heterostruktur in Abb. 1.1. Dabei bezeichnet  $E_g$  die Bandlücke,  $\Delta E_c$  den Leitungsbandkantensprung relativ zu GaAs,  $E_D$  bzw.  $E_A$  die energetische Lage der Donatoratome bzw. Akzeptoratome. Die Angaben für InAlAs und InGaAs gelten für einen In-Anteil von 75%.

	$E_g$ (eV)	$\Delta E_c$ (eV)	$m^*/m_0$	$E_D$ (meV)	$E_A$ (meV)
InAs	0.51	-1.1	0.029	14	30
InGaAs	0.63	-0.86	0.036	14	30
InAlAs	0.92	-0.6	0.056	14	30

mit Hilfe der Referenzen [Vur01, Tiw92] abgeschätzt (siehe Tabelle 1.1). Es ist hierbei jedoch zu beachten, daß diese Werte zum Teil kontrovers diskutiert werden. So sind z. B. die Banddiskontinuitäten in metamorphem InGaAs und InAlAs noch nicht abschließend untersucht. Darüber hinaus ist bisher recht wenig über die energetische Lage von Dotieratomen und Störstellen in  $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$  bekannt.[Cap04] Ein weiterer unsicherer Punkt ist die Lage der Fermi-Energie an der Oberfläche von  $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ , so daß hier ein approximativer Wert von  $\phi_{\text{bn}} \simeq 0.1$  eV angenommen wurde (vgl. Kapitel 2.1) .[Lin86, Hwa99]

Die Heterostrukturen sind mit Molekularstrahlepitaxie auf ein (001) GaAs Substrat gewachsen. Nähere Angaben zu den Wachstumsparametern und erste elektronische Charakterisierungen sind in [Ric00b] zu finden. In GaAs/AlGaAs Heterostrukturen ist aufgrund des zu vernachlässigenden Unterschieds der Gitterkonstanten von GaAs und AlAs das Wachstum nahezu versetzungs-freier Kristallschichten möglich. Hingegen führt der große Unterschied der Gitterkonstanten von GaAs und InAs in Höhe von 7% zu einer erheblichen Verspannungsenergie im Kristall. Wird auf ein dickes GaAs Substrat eine dünne Schicht  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  oder  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  gewachsen, so ist die Speicherung der Verspannungsenergie nur in Schichten unterhalb einer kritischen Dicke möglich.[Mat74] Darüber wird die Verspannung durch die Ausbildung von Versetzungen abgebaut. Die Versetzungen innerhalb dieser sog. metamorphen Schichten können zu einer erheblichen Verschlechterung der elektronischen und optischen Eigenschaften metamorpher Heterostrukturen führen.[Bul98, Men02] Es ist jedoch durch geeignete Wachstumsbedingungen und Schich-

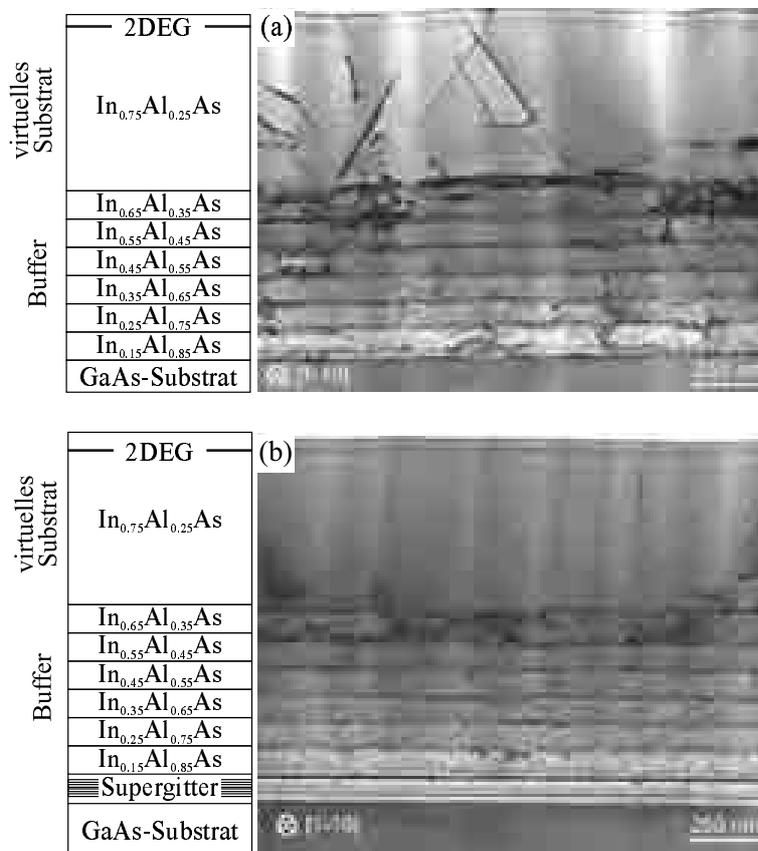


Abbildung 1.2: Transmissionselektronenmikroskopische Bilder der metamorphen Heterostruktur. In (a) ist ein schlechter Puffer gezeigt, bei dem die Versetzungen bis in das virtuelle Substrat reichen. Verbesserte Wachstumsbedingungen erlauben die Herstellung nahezu versetzungsfreier virtueller Substrate (b). [Men02]

tenfolgen gelungen, nahezu versetzungsfreie virtuelle  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  Substrate herzustellen. [Sch91, Gol96, Hau96, Ric00b, Goz01, Men02] Hierzu wird die Verspannungsenergie in Form von Versetzungen gezielt in einer Pufferschicht, dem sog. Puffer, abgebaut. Dieser Puffer besteht aus einer Folge von  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  Schichten mit steigendem In-Anteil  $x$ . Entscheidend für ein gutes virtuelles Substrat ist das Abknicken der Versetzungen an den Schichtgrenzen innerhalb der Puffer, so daß der Bereich des 2DEGs nahezu versetzungsfrei bleibt. Die Abb. 1.2 zeigt zwei transmissionselektronenmikroskopische Querschnitte durch die Schichtstruktur, die von S. Mendach hergestellt

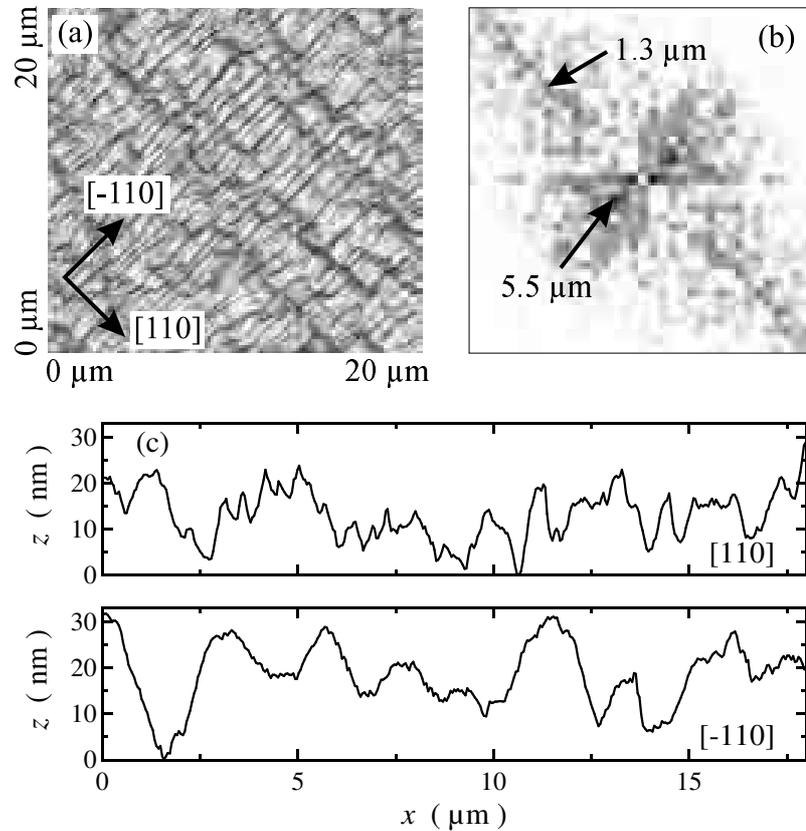


Abbildung 1.3: Rasterkraftmikroskopische Abbildung der Oberflächenmorphologie einer typischen InAs/InGaAs Heterostruktur (a). Es ist ein deutliches Kreuzschraffurmuster zu erkennen. Die Regelmäßigkeit mit einer anisotropen Periodizität in den  $\langle 110 \rangle$  Richtungen ist anhand der Fourier-Transformierten dieses Musters in (b) zu erkennen. In (c) sind zwei Höhenprofile entlang der  $\langle 110 \rangle$  Richtungen dargestellt.

wurden.[Men01] In Abb. 1.2 (a) ist ein Beispiel für einen schlechten Buffer gezeigt, bei dem die Versetzungen bis in das 2DEG reichen. Durch ein verbessertes Bufferdesign mit zusätzlichem GaAs/AlAs Supergitter läßt sich ein nahezu versetzungsfreies 2DEG herstellen (Abb. 1.2 (b)).[Men02]

Trotz der guten Gitteranpassung und der geringen Versetzungsdichte des virtuellen Substrats weisen diese metamorphen Strukturen eine stark undulierende Oberfläche auf. Die Abb. 1.3 (a) zeigt eine rasterkraftmikroskopische Aufnahme einer typischen Heterostrukturoberfläche. Man erkennt deutlich

ein sog. Kreuzschraffurmuster mit Streifen entlang der  $\langle 110 \rangle$  Richtungen. Die Fourier-Transformierte der Oberflächenmorphologie in Abb. 1.3 (b) verdeutlicht die Regelmäßigkeit des Musters als auch die Anisotropie der Streifenmuster mit Perioden von  $\sim 5.5 \mu\text{m}$  bzw.  $\sim 1.3 \mu\text{m}$  in der  $[-110]$  bzw.  $[110]$  Richtung. In Abb. 1.3 (c) sind zwei Linienprofile entlang der  $\langle 110 \rangle$  Richtungen gezeigt. Die typische Höhenmodulation beträgt 10-20 nm mit einer mittleren quadratischen Abweichung von ca. 6 nm.

Die Entstehung einer Oberflächenmodulation in Form eines Kreuzschraffurmusters ist in der Relaxation der Gitterverspannung zu suchen und wurde bereits bei vielen metamorphen Halbleitersystemen beobachtet, wie z. B. in InGaAs/GaAs, SiGe/Si oder GaAsP/GaAs. Die genaue Entstehungsweise des Kreuzschraffurmusters ist jedoch bisher ungeklärt. In verschiedenen Modellen sind ein erhöhtes Wachstum in relaxierten Regionen und/oder das Gleiten von Versetzungen für die Entstehung diskutiert worden. [Lav95, Sam99, And02] Sowohl für SiGe/Si als auch für InGaAs/GaAs wurde gezeigt, daß das Kreuzschraffurmuster mit einer starken lateralen Variation der Oberflächenverspannung einhergeht. [Jon96, Ram95]

## 1.3 Zweidimensionaler Elektronentransport im Magnetfeld

In diesem Abschnitt sollen die grundlegenden Eigenschaften eines 2DEGs im Magnetfeld dargestellt werden. Es wird insbesondere das hier verwendete Verfahren des Magnetotransports vorgestellt, das eine sehr mächtige Methode zur Untersuchung zweidimensionaler Elektronensysteme ist. Eine detailliertere Einführung in die Physik niedrigdimensionaler Elektronensysteme findet sich z. B. in [Kel95, Wei91, Har89, Bee91, Hei03].

In der Näherung einer konstanten und isotropen effektiven Masse  $m^*$  lautet der Einteilchen-Hamilton-Operator für Elektronen im Festkörper

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m^*} + V(\mathbf{r}), \quad (1.1)$$

mit dem Impulsoperator  $\hat{p} = -i\hbar\nabla_{\mathbf{r}}$  und einem Potential  $V(\mathbf{r})$ . Für ein das 2DEG in  $z$ -Richtung einschließendes Potential  $V(z)$  sind die Bewegungen parallel in der  $x$ - $y$ -Ebene und senkrecht dazu entkoppelt, und man erhält

das folgende Energiespektrum

$$E_i(k_x, k_y) = E_{zi} + \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2). \quad (1.2)$$

Bezüglich der  $z$ -Richtung haben alle Elektronen des  $i$ -ten sog. Subbandes die selbe Energie  $E_{zi}$ . In der  $x$ - $y$ -Ebene ergibt sich eine quasi-freie Bewegung, für die hier eine parabolische Dispersion angenommen wurde. Für GaAs Heterostrukturen stellt dies eine gute Näherung dar. Für InAs mit einem deutlich stärker nicht-parabolischen Leitungsband müssen für höhere Fermi-Energien  $E_F$  Korrekturen berücksichtigt werden, was insbesondere auch zu einer energieabhängigen effektiven Masse  $m^*(E_F)$  führt.

In einem homogenen externen Magnetfeld  $\mathbf{B}$  lautet der Hamilton-Operator

$$\hat{H} = \frac{1}{2m^*} (\hat{p} - e\mathbf{A})^2 \pm \frac{1}{2} g^* \mu_B B + V(\mathbf{r}), \quad (1.3)$$

wobei  $\mathbf{A}$  das Vektorpotential,  $g^*$  der effektive Landé-Faktor und  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton sind. Für ein Magnetfeld  $\mathbf{B} = B e_z$  senkrecht zum 2DEG läßt sich die zweidimensionale Schrödinger-Gleichung für die  $x$ - $y$ -Ebene (unter Vernachlässigung des Spins) in der Form der Gleichung eines harmonischen Oszillators schreiben [Lan65]

$$\left[ -\frac{\hbar}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{m^* \omega_c^2}{2} (x - x_0)^2 - E_{xy} \right] \psi_x(x) = 0. \quad (1.4)$$

Dabei hat die Größe  $x_0 = -k_y l_B^2$  die Bedeutung einer Zentrumsordinate für die Ausdehnung der Wellenfunktion in  $x$ -Richtung auf der Längenskala der magnetischen Länge  $l_B = (\hbar/eB)^{1/2}$ . Die Zyklotronfrequenz  $\omega_c = eB/m^*$  entspricht dabei der klassischen Kreisbahn der Elektronen im Magnetfeld. Ein senkrecht Magnetfeld führt somit zu dem vollständig quantisierten Energiespektrum des 2DEGs

$$E_n = E_{zi} + (n + 1/2) \hbar \omega_c \pm \frac{1}{2} g^* \mu_B B, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1.5)$$

und ist aus der Summe der Subband- und der  $n$ -ten Landau-Niveau-Energie gegeben. Die Entartung eines Landau-Niveaus unter Berücksichtigung der Spin-Entartung ist gegeben durch

$$N_L = \frac{2}{2\pi l_B^2} = 2 \frac{eB}{h}. \quad (1.6)$$

### 1.3 ZWEIDIMENSIONALER ELEKTRONENTRANSPORT IM MAGNETFELD 11

Der sog. Füllfaktor ist für eine Elektronendichte  $N_s$  definiert als

$$\nu = \frac{N_s}{eB/h}. \quad (1.7)$$

Neben der Spin-Aufspaltung der Landau-Niveaus im Magnetfeld durch den Zeeman-Term modifiziert der Spin der Elektronen aufgrund der Spin-Bahn Kopplung zusätzlich das Spektrum eines 2DEGs. Insbesondere in Halbleitern mit relativ geringer Bandlücke, wie InAs und InGaAs, ist diese Wechselwirkung verhältnismäßig groß. In Halbleiterkristallen resultiert die Spin-Bahn Kopplung aus der Wechselwirkung des Spins mit dem Kristallpotential. Für eine detaillierte Diskussion der verschiedenen Potential-Beiträge und dem Einfluß der Spin-Bahn Wechselwirkung auf das Spektrum und die Transporteigenschaften eines 2DEGs wird auf die Referenzen [Žutić04, Sil04, Zaw04] verwiesen. Im Zusammenhang mit der Beobachtung der Spin-Aufspaltung in Magnetotransport-Experimenten soll hier nur auf einen Unterschied zwischen der Zeeman-Aufspaltung und der energetischen Aufspaltung, die mit der Spin-Bahn Wechselwirkung verbunden ist, hingewiesen werden. Während der Zeeman-Term für ein externes Magnetfeld  $B = 0$  verschwindet, ist die Spin-Bahn Aufspaltung in erster Näherung unabhängig vom Magnetfeld und bleibt insbesondere für  $B = 0$  endlich.

Zur Beschreibung der Transporteigenschaften eines 2DEG stellen die Drude-Leitfähigkeit und die Einstein-Relation einen guten Ausgangspunkt dar. [Ash76] Die Drude-Leitfähigkeit  $\sigma$  beschreibt die Bewegung aller Elektronen im Sinne einer Driftgeschwindigkeit  $v_{\text{Drift}}$  als Reaktion auf ein externes elektrisches Feld  $E$

$$\mathbf{v}_{\text{Drift}} = -\mu\mathbf{E}, \quad \mu = e\tau/m^*, \quad (1.8)$$

mit der phänomenologischen Streuzzeit  $\tau$ . Aus der Elektronenbeweglichkeit  $\mu$  und der Dichte  $N_s$  ( $\mathbf{j} = -eN_s\mathbf{v}_{\text{Drift}}$ ) ergibt sich mit dem ohmschen Gesetz die spezifische Leitfähigkeit

$$\sigma = eN_s\mu = \frac{e^2N_s\tau}{m^*}. \quad (1.9)$$

Im senkrechten Magnetfeld ist aufgrund der Lorentz-Kraft der Strom nicht mehr parallel zum elektrischen Feld orientiert. Dies hat zur Folge, daß aus der skalaren Leitfähigkeit ein Tensor mit den folgenden Komponenten wird (ohne Berücksichtigung der Landau-Quantisierung)

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{\sigma}{1 + (\omega_c\tau)^2} \quad (1.10)$$

$$\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = \frac{-\sigma\omega_c\tau}{1 + (\omega_c\tau)^2}. \quad (1.11)$$

Für die Komponenten des spezifischen Widerstandstensors  $\hat{\rho} = \hat{\sigma}^{-1}$  ergeben sich

$$\rho_{xx} = \rho_{yy} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad (1.12)$$

$$\rho_{xy} = -\rho_{yx} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}. \quad (1.13)$$

Die Einstein-Relation verknüpft die Leitfähigkeit mit den Eigenschaften des 2DEGs an der Fermi-Energie

$$\sigma = e^2 \rho(E_F) D, \quad (1.14)$$

wobei  $\rho(E_F)$  die Zustandsdichte an der Fermi-Energie und im Fall  $B = 0$   $D = \frac{1}{2}v_F^2\tau$  die Diffusions-Konstante ( $v_F$  Fermi-Geschwindigkeit) sind. Die Zustandsdichte  $\rho(E) \equiv dN(E)/dE$  ist definiert als die Ableitung der Anzahl der Zustände  $N(E)$  (pro Flächeneinheit) nach der Energie. Die Landau-Quantisierung hat zur Folge, daß die konstante Zustandsdichte eines 2DEGs

$$\rho(E)_{B=0} = g_s m^* / 2\pi\hbar^2 \quad (1.15)$$

( $g_s$  Spin-Entartungsfaktor) eine Summe von Diracschen Delta-Funktionen wird

$$\rho(E)_{B \neq 0} = N_L \sum_{n=0}^{\infty} \delta(E - E_n). \quad (1.16)$$

In einem realen 2DEG führt die Streuung der Elektronen zu einer Verbreiterung  $\Gamma$  der Landau-Niveaus, die gemäß der Unschärfe-Relation zu  $\Gamma = \hbar/2\tau$  mit der Streuzeit verknüpft werden kann. Eine häufig verwendete Form der streuverbreiterten Landau-Niveaus ist z. B. eine Gauß-Funktion mit der Standardabweichung  $\Gamma$ . [And82] Der zusätzliche Einfluß einer endlichen Temperatur läßt sich mit Hilfe der Verknüpfung der Elektronendichte und der Fermi-Energie berücksichtigen

$$N_s = \int_0^{\infty} \rho(E)_{B \neq 0} f(E, E_F, T) dE, \quad (1.17)$$

wobei  $f(E, E_F, T) = [1 + \exp\{(E - E_F)/k_B T\}]^{-1}$  die Fermi-Verteilung ist.

Mit den Beziehungen (1.16) und (1.17) ergibt sich aus der Einstein-Relation (1.14) unter Verwendung der Näherung einer magnetfeldunabhängigen Diffusionskonstanten die Leitfähigkeit eines 2DEGs im Magnetfeld. Um

### 1.3 ZWEIDIMENSIONALER ELEKTRONENTRANSPORT IM MAGNETFELD 13

zu einem expliziten Ausdruck für die Leitfähigkeit zu gelangen, ist es jedoch notwendig, die genaue Form der Zustandsdichte zu bestimmen und die Magnetfeldabhängigkeit der Diffusionskonstanten zu berücksichtigen. Genauere Berechnungen der Zustandsdichte in der sog. selbstkonsistenten Born-Näherung unter der Annahme eines kurzreichweitigen Störpotentials führen auf einen Ausdruck der magnetfeldabhängigen Leitfähigkeit im Bereich kleiner Magnetfelder [And74, And82]

$$\sigma_{xx} = \frac{N_s e^2 \tau / m^*}{1 + (\omega_c \tau)^2} \left[ 1 - \frac{2(\omega_c \tau)^2}{\hbar \omega_c} \frac{\frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar \omega_c}}{\sinh\left(\frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar \omega_c}\right)} \cos\left(\frac{2\pi E_F}{\hbar \omega_c}\right) \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau}\right) \right]. \quad (1.18)$$

Es wurde jedoch gezeigt, daß für langreichweitige Störpotentiale in modulationsdotierten Heterostrukturen eine korrekte Beschreibung der Leitfähigkeit nur unter Berücksichtigung zweier Streuzeiten möglich ist, die um bis zu zwei Größenordnungen voneinander abweichen können. [Das85] Die sog. Transport-Streuzeit  $\tau_t$  ist dabei im Rahmen der Lösung der Boltzmann-Gleichung in der Relaxationszeitnäherung definiert und bestimmt somit die Leitfähigkeit. Die quantenmechanische Streuzeit  $\tau_s$  charakterisiert hingegen die Streuverbreiterung der Landau-Niveaus  $\tau_s = \hbar/2\Gamma$ . Eine genauere Diskussion dieser beiden Streuzeiten findet sich z. B. in [Das85, Gol88, Col89, Boc90a, Lai94]. Um beide Streuzeiten nachträglich in Gl. (1.18) zu berücksichtigen wurden zwei verschiedene Modelle vorgeschlagen. [Col89, Boc90a] In beiden Fällen wurde für den klassischen Drude-Term (Term vor der Klammer in Gl. (1.18))  $\tau = \tau_t$  gewählt und für den exponentiellen Dämpfungsterm in Gl. (1.18)  $\tau = \tau_s$ . Die Wahl  $\tau = \tau_t$  im verbleibenden Vorfaktor des Dämpfungsterms führt auf das oft benutzte Ergebnis für den Magnetowiderstand eines 2DEGs [Col91]

$$\rho_{xx} = \frac{m^*}{e^2 N_s \tau_t} \left[ 1 - 4 \frac{\frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar \omega_c}}{\sinh\left(\frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar \omega_c}\right)} \cos\left(\frac{2\pi E_F}{\hbar \omega_c}\right) \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_s}\right) \right]. \quad (1.19)$$

In diesem Modell ergibt sich ein konstanter Vorfaktor von 4. Für die alternative Wahl  $\tau = \tau_s$  im verbleibenden Vorfaktor in Gl. (1.18) ergibt sich ein magnetfeldabhängiger Vorfaktor im Ausdruck für  $\rho_{xx}$  der zusätzlich von  $\tau_t$  und  $\tau_s$  abhängt. Beide Modelle ergeben jedoch hinsichtlich eines Vergleichs mit experimentellen Daten eine ähnlich gute Übereinstimmung. [Boc90b] Eine konsequentere theoretische Behandlung der beiden Streuzeiten führt auf einen Vorfaktor von 2 im Ausdruck für  $\rho_{xx}$ . [Lai94]

Die Oszillationen des Magnetowiderstandes werden im allgemeinen auch

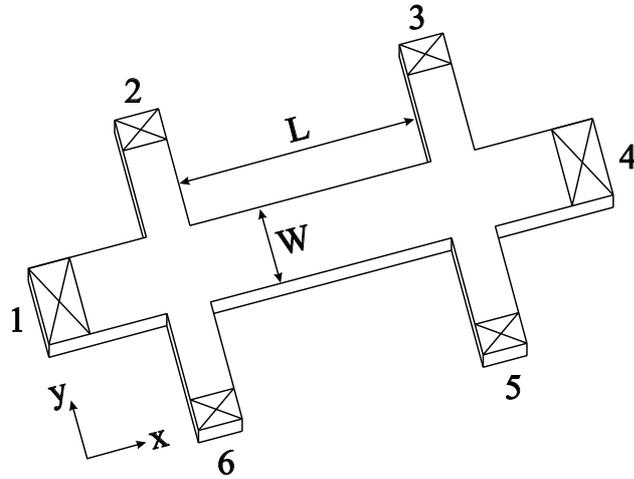


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung eines Hallbars zur Durchführung von Magnetotransportmessungen.

als Shubnikov-de Haas (SdH) Oszillationen bezeichnet.[Shu30] Sie stellen eine indirekte Abbildung der Zustandsdichte an der Fermi-Energie dar. Zwischen zwei Landau-Niveaus ist die Zustandsdichte gering und folglich auch die Leitfähigkeit und der Widerstand klein. Für Werte des Magnetfelds, bei denen die Fermi-Energie ein Landau-Niveau-Zentrum überstreicht, erhält man ein Leitfähigkeits- und Widerstandsmaximum. Dieser Umstand erlaubt die Bestimmung der Elektronendichte aus den Widerstandsminima zu  $N_s = g_s e / h \Delta(1/B)$ . Zusammen mit dem Widerstand bei  $B = 0$  ergibt sich dann die Beweglichkeit  $\mu$ . Aus der Magnetfeld- bzw. Temperaturabhängigkeit der SdH-Oszillations-Amplituden lassen sich die Streuzzeit  $\tau_s$  sowie die effektive Masse  $m^*$  bestimmen. Darüber hinaus eignet sich die Temperaturabhängigkeit der Amplituden sehr gut zur Bestimmung der effektiven Temperatur des Elektronengases.

Die Untersuchung der magnetfeldabhängigen Leitfähigkeit der 2DEGs wurde in dieser Arbeit mit Hilfe von Magnetotransportmessungen durchgeführt. Bei dieser Art der Messung fließt ein konstanter Strom durch das 2DEG. Gleichzeitig wird der Widerstand des 2DEGs durch eine Spannungsmessung bestimmt, während ein meist senkrecht dazu anliegendes Magnetfeld kontinuierlich geändert wird. Zur Durchführung dieser Messungen wird das 2DEG in der Form eines sog. Hallbars strukturiert (siehe Abb. 1.4). Die Strukturierung erfolgt dabei mit den typischen Methoden der Halblei-

tertechnologie (siehe z. B. [Hei03, Kel95]). Die ohmschen Kontakte 1 und 4 zum 2DEG dienen der Stromeinprägung. In einer Vierpunktmessung können dann sowohl die Längsspannung (2-3 oder 6-5)  $U_{xx}$  als auch die Quer- oder Hall-Spannung (2-6 oder 3-5)  $U_{xy}$  gemessen werden. Die Länge  $L$  beträgt typischerweise 400-600  $\mu\text{m}$ , die Breite  $W$  liegt im Bereich von 2-200  $\mu\text{m}$ . Für die Durchführung der Experimente wurden stets L-förmige Hallbars benutzt. Auf diese Weise konnte der Transport gleichzeitig in den beiden  $\langle 110 \rangle$  Richtungen auf Anisotropien hin untersucht werden, die mit der anisotropen Kristallstruktur verknüpft sind (vgl. Abb. 1.3). Die Spannungsmessungen erfolgten mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers. Dazu wurde die Ausgangsspannung des Lock-Ins auf eine Reihenschaltung aus dem Hallbar und einem Vorwiderstand gegeben. Der resultierende Strom  $I \simeq 100 \text{ nA}$  wird dabei durch die Wahl eines Vorwiderstands mit  $R_{\text{vor}} = 10 \text{ M}\Omega \gg R_{\text{Hallbar}} \sim 10 \text{ k}\Omega$  bestimmt. Aus den gemessenen Spannungen ergeben sich dann die Widerstände

$$\rho_{xx} = \frac{U_{xx} W}{I L}, \quad (1.20)$$

$$R_{\text{Hall}} = \rho_{xy} = \frac{U_{xy}}{I}. \quad (1.21)$$

Um auf diese Weise den Einfluß parasitärer Kapazitäten des Meßaufbaus gering zu halten, wurden Oszillationsfrequenzen des Lock-Ins von  $f \leq 32 \text{ Hz}$  gewählt. Die Messungen fanden in flüssigem Helium bei einer Temperatur von 4.2 K statt. Die Magnetfelder  $B \leq 7 \text{ T}$  wurden mit Hilfe supraleitender Spulen erzeugt.

# Kapitel 2

## Ergebnisse

Im Verlauf dieser Arbeit wurden im wesentlichen vier verschiedene InAs/-InGaAs Heterostrukturen untersucht (siehe Anhang). Davon sind drei als eine zusammengehörige Serie anzusehen, die zur besseren Vergleichbarkeit untereinander innerhalb eines kurzen Zeitraumes gewachsen wurden. Sie unterscheiden sich durch verschieden dicke Deckschichten. Die Experimente an diesen Proben werden in Kapitel 2.1 dargestellt. Im Kapitel 2.2 werden Messungen an einer einzelnen Probe präsentiert, deren hohe Beweglichkeit eine Streuzeiten-Analyse im gekippten Magnetfeld erlaubte. Das Kapitel 2.3 beschäftigt sich mit dem mesoskopischen Transport an offenen InAs/InGaAs Quantenpunkten. Eine Diskussion des Einflusses der Spin-Bahn Wechselwirkung auf den Transport in den InAs/InGaAs Heterostrukturen findet sich in Kapitel 2.4. Zusätzlich werden hier die Untersuchungen der Spin-Bahn Kopplung und insbesondere der Antilokalisierung in GaAs/AlGaAs Elektronenkanälen verschiedener Breite vorgestellt.

### **2.1 Magnetotransport im senkrechten Magnetfeld: Anisotropie und elektrostatische Modulation**

Die in diesem Kapitel vorgestellten Experimente wurden an drei Heterostrukturen mit verschiedenen Deckschichten von 36 nm, 16 nm und 6 nm Dicke durchgeführt. Ihre Struktur entspricht bis auf die verschiedenen Deckschichten und eine Spacer-Dicke von nur 5 nm der in Abb. 1.1 dargestellten Schich-

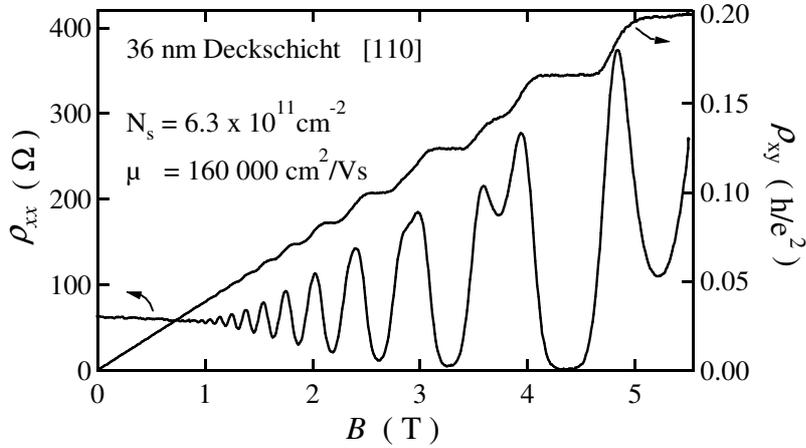


Abbildung 2.1: Längs- und Hallwiderstand einer InAs/InGaAs Heterostruktur.

tenfolge. Die Abb. 2.1 zeigt exemplarisch die Magnetotransportkurven bei 4.2 K für die Probe mit 36 nm Deckschicht. Die Landau-Quantisierung wird für  $B \sim 1$  T sowohl in den Shubnikov-de Haas-Oszillationen des Längswiderstandes als auch in der Ausbildung von Plateaus im Hall-Widerstand sichtbar. Ab  $B \sim 3$  T werden zusätzlich ungeradzahlige Füllfaktoren aufgelöst. Die aus den SdH-Oszillationen und der Steigung der Hall-Geraden ermittelten Ladungsträgerdichten sind identisch  $N_s = 6.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Die Beweglichkeit beträgt  $\mu = 160\,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , woraus sich eine mittlere freie Weglänge von  $l = 2 \mu\text{m}$  ergibt. Die Übereinstimmung der Ladungsträgerdichten und das Verschwinden des Längswiderstandes für  $B > 3$  T lassen den Schluß zu, daß keine Parallellleitung, weder in der Dotierschicht noch durch eine Besetzung des zweiten Subbandes, vorhanden ist. Dieser Befund trifft für alle hier untersuchten Proben zu. Eine Besetzung des zweiten Subbandes beginnt erst bei Dichten von  $N_s \sim 10 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , die mit Hilfe eines Gates eingestellt werden können.[Ric00b] Das Durchstimmen der Elektronendichte geschah in dieser Arbeit hingegen durch das Beleuchten der Proben mit einer roten Leuchtdiode. Der hierfür verantwortliche persistente Photoeffekt wird in GaAs Heterostrukturen auf die Ionisation von DX(Si)-Zentren zurückgeführt.[Stö79] Für InGaAs/InAlAs sind die genauen Mechanismen nicht endgültig geklärt.[Wei84, Han99, Sku99] Es ist jedoch möglich, auf diese Weise die Dichte bis zu einem Wert von  $N_s \sim 6.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  für mehrere

Stunden stabil einzustellen.<sup>1</sup> Für  $N_s > 6.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  findet eine quasi-exponentielle Relaxation der Dichte auf der Minuten-Skala statt, so daß für diese Dichten keine Messungen durchgeführt wurden.

In Abb. 2.2 sind die intrinsischen, d. h. vor Beleuchtung der Proben, Elektronendichten und Beweglichkeiten für die drei Proben mit unterschiedlich dicken Deckschichten dargestellt. Es zeigt sich eine schwache Abhängigkeit der Dichte von der Deckschicht-Dicke mit einer um ca. 10% höheren Dichte in der flachsten Probe verglichen mit dem tiefsten 2DEG. Dieses Verhalten steht im Kontrast zu typischen GaAs Heterostrukturen, die eine hohe Oberflächenzustandsdichte und eine relativ große Schottky-Barriere besitzen. In GaAs Strukturen führt das Verringern der Deckschicht ohne zusätzliche Veränderung des Dotierprofils zu einer Verarmung des 2DEGs. Das hier in InGaAs/InAlAs gegenläufige Verhalten läßt sich aufgrund der energetischen Lage der Oberflächenzustände von  $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$  verstehen.[Löh03a] Kürzlich wurde gezeigt, daß die Fermi-Energie an freien  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  Oberflächen ca. 0.6 eV unterhalb der Leitungsbandkante liegt und mit zunehmendem In-Anteil abnimmt.[Hwa99] Zusätzlich wurde eine geringe Oberflächenzustandsdichte im Bereich von  $10^{11} - 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  gefunden. In einer älteren Arbeit wurde die Schottky-Barriere  $\phi_{\text{bn}}$  von  $\text{Au}/\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  als Funktion des Indium-Anteils  $0.45 < x < 0.55$  untersucht und zu  $\phi_{\text{bn}} = 2.46 - 3.16x \text{ eV}$  bestimmt.[Lin86] Eine Extrapolation dieser Daten auf  $x = 0.75$  ergibt einen Wert von  $\phi_{\text{bn}} \simeq 0.1 \text{ eV}$ . Anhand der Abb. 1.1 wird ersichtlich, daß für eine dünnere Deckschicht die Dichte im 2DEG zunehmen sollte, da der Quantentopf weiter unter die Fermi-Energie tauchen sollte. Die mangelnde Kenntnis der genauen Materialparameter wie z. B. die energetische Lage der Dotier- und Störstellen, der genaue Wert der Schottky-Barriere und die Oberflächenzustandsdichte macht jedoch eine quantitative Aussage anhand von Simulationsrechnungen schwierig.

Auch die Beweglichkeit weist nur eine schwache Abhängigkeit von der Tiefe des 2DEGs auf. So liegen insbesondere die Beweglichkeiten in der [-110] Richtung bis auf wenige Prozent um  $\mu = 100\,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ . Eine stärkere Abhängigkeit zeigen hingegen die Beweglichkeiten in [110] mit einem Unterschied von über 10% für die Proben mit 36 nm und 6 nm Deckschicht.

Das Auffälligste ist jedoch die Anisotropie der Beweglichkeiten in den beiden  $\langle 110 \rangle$  Richtungen an sich, mit bis zu 19% höheren Beweglichkeiten

---

<sup>1</sup>Typische Beleuchtungsdauern bis zur Sättigung der persistenten Elektronendichte liegen im Bereich weniger Sekunden bei einem Dioden-Strom von einigen  $\mu\text{A}$ .

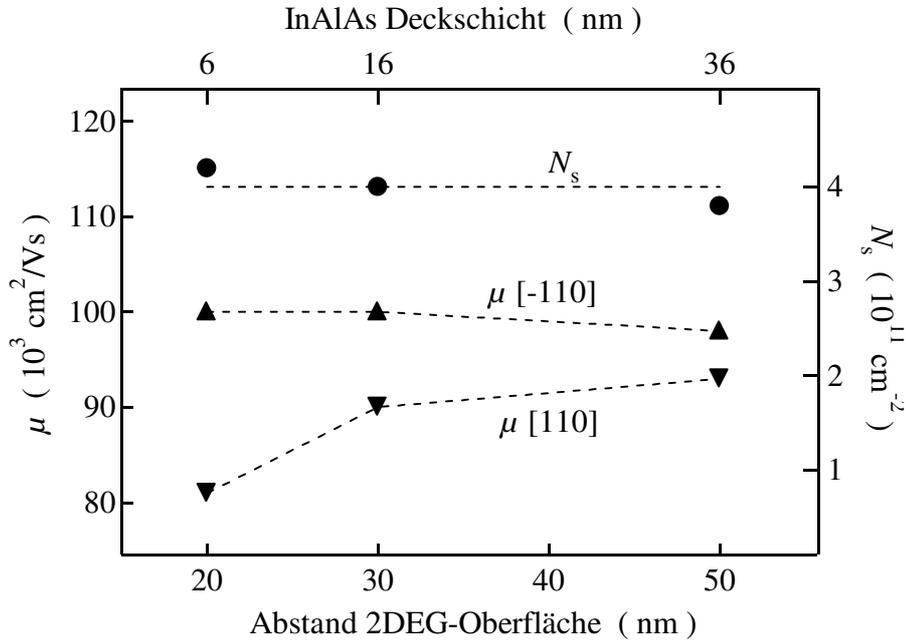


Abbildung 2.2: Ladungsträgerdichten und Beweglichkeiten der drei InAs/InGaAs Heterostrukturen mit verschiedenen dicken Deckschichten. Die Linien dienen der besseren Visualisierung der Datenpunkte.

in  $[-110]$ . In diesem Zusammenhang wird sicherlich die kürzere Periode des Kreuzschraffurmusters in  $[110]$  eine Rolle spielen. Diese wird zu einer stärkeren Potentialmodulation auf der Längenskala der Fermi-Wellenlänge führen und somit in einer stärkeren Streuung in dieser Richtung resultieren.[Goz01] Für den Übergang von pseudomorphen zu metamorphen  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  Heterostrukturen wurde ein Übergang der Beweglichkeits-Anisotropie von höheren Beweglichkeiten in  $[-110]$  zu  $[110]$  beobachtet.[Sch91] Dies wurde durch die Ausbildung von Versetzungen mit einer geringeren Dichte in  $[110]$  als dominierenden Streumechanismus in metamorphen Strukturen erklärt. In pseudomorphen Heterostrukturen beobachtet man hingegen eine höhere Beweglichkeit in  $[-110]$ , wie es auch hier der Fall ist. Dies wird u. a. auf eine höhere Versetzungs-Dichte des Buffers in  $[-110]$  zurückgeführt. Hieraus resultiert ein höheres Ausmaß an Verspannungs-Relaxation, was die verspannungsinduzierte piezoelektrische Streuung reduziert (siehe auch Seite 28).[Gol94] Es ist auch eine stärkere Modulation der In-Ga bzw. In-Al Komposition in  $[110]$  denkbar, die in Verbindung mit der Entstehung des Kreuzschraffurmusters

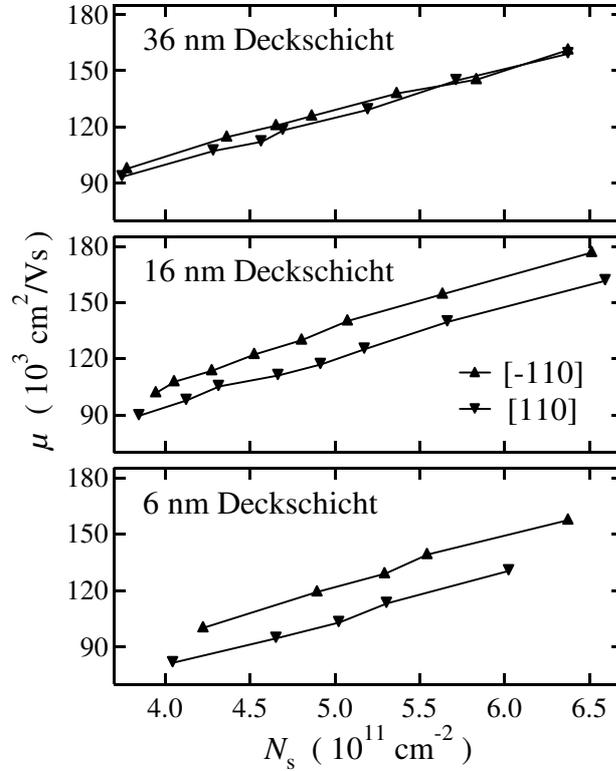


Abbildung 2.3: Abhängigkeit der Elektronenbeweglichkeit von der Dichte. Die Datenpunkte sind der Übersichtlichkeit halber durch Linien verbunden.

entstehen könnte.[Sam99] Dies könnte zusätzlich zu einer erhöhten Legierungsstreuung und damit zu einer geringeren Beweglichkeit in [110] führen.

Die Beweglichkeits-Anisotropie ist für die flachste Probe mit 19% am stärksten ausgeprägt und nimmt mit zunehmender Dicke der Deckschicht auf 10% bzw. 5% für die weniger flachen 2DEGs ab. Dies legt den Schluß nahe, daß der beweglichkeitsreduzierende Mechanismus in [110] mit der Kreuzschraffur-Oberfläche der Heterostruktur korreliert ist. In diesem Zusammenhang könnte eine durch die Grenzfläche Kristall/Atmosphäre modifizierte Verspannung eine Rolle spielen. Zusätzlich ist die Existenz von Oberflächenzuständen denkbar, deren Einfluß in den flacheren Strukturen stärker ist.

Betrachtet man die Abhängigkeit der Beweglichkeit von der Elektronendichte in Abb. 2.3, so erkennt man für alle drei Proben eine quasi-lineare Zunahme. Es läßt sich jedoch im Rahmen der Genauigkeit, mit der die Beweglichkeit bestimmt werden kann, keine Abhängigkeit der Beweglichkeits-

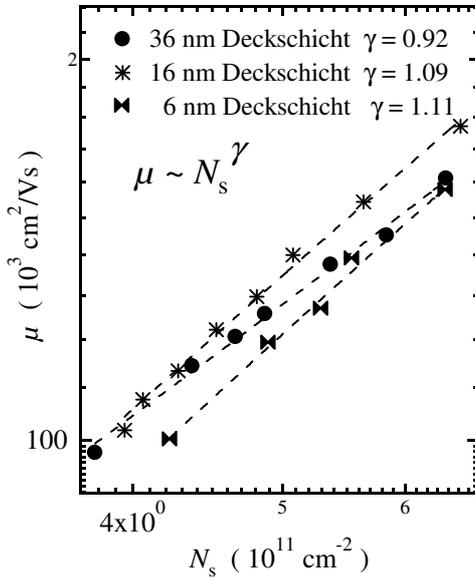


Abbildung 2.4:  $\log \mu$ - $\log N_s$  Darstellung für die [-110] Richtung zur Ermittlung des Exponenten  $\gamma$ .

Anisotropie von der Dichte erkennen. Weiterhin ist ein leichter Unterschied der Ladungsträgerdichten in [110] und [-110] zu beobachten. Es muß hierbei allerdings ein Fehler von ca. 1% bei der Bestimmung der Dichte aus den SdH-Oszillationen berücksichtigt werden. Es fällt dennoch auf, daß in zwei Proben (36 nm und 6 nm Deckschicht) die [110] Richtung mit der geringeren Beweglichkeit auch eine geringere Dichte zeigt. Zusätzlich scheint wie die Beweglichkeits-Anisotropie auch der Dichte-Unterschied für flachere Proben stärker zu sein.

Allgemein läßt sich der Zusammenhang zwischen Beweglichkeit und Dichte als  $\mu \propto N_s^\gamma$  schreiben. Der Exponent  $\gamma$  ist dabei durch das Streupotential bestimmt. Die Abb. 2.4 zeigt die doppelt-logarithmische Darstellung der Beweglichkeit als Funktion der Dichte zur Ermittlung von  $\gamma$  für die [-110] Richtung. Es ergeben sich schwach unterschiedliche Werte, die mit abnehmender Dicke der Deckschicht zunehmen. Dies deutet auf eine Zunahme des Abstands zwischen 2DEG und dem Ursprung des Störpotentials für eine Abnahme der Deckschicht hin.[Hir86, Gol87] Durch die Verringerung der Deckschichtdicke ist aufgrund der geringen Schottky-Barriere (vgl. Abb. 1.1) eine Verlagerung des Schwerpunktes der Elektronen-Wellenfunktion in Richtung der Heterostruktur-Oberfläche zu erwarten, was eine Vergrößerung des effektiven Spacers bedeutet.

Zusätzlich zur Anisotropie der Beweglichkeit und Dichte beobachtet man

deutlich unterschiedliche Magnetowiderstände in den  $\langle 110 \rangle$  Richtungen. In Abb. 2.5 sind die Magnetowiderstandskurven für die Proben mit 6 nm und 36 nm Deckschicht jeweils für die geringste und höchste Dichte dargestellt. Vergleicht man die Kurven für die beiden  $\langle 110 \rangle$  Richtungen, so zeigt sich ein ausgeprägter positiver Magnetowiderstand in  $[110]$ , jedoch nicht in  $[-110]$ . Für magnetische Felder  $B > 1$  T ist dieser positive Magnetowiderstand von den SdH-Oszillationen überlagert, die zusätzlich in  $[110]$  eine größere Amplitude aufweisen. Darüber hinaus nimmt der Unterschied der Magnetowiderstandskurven für eine Zunahme der Deckschicht-Dicke ab (vgl. Abb. 2.5 (a) und 2.5 (c)). Anhand der Abb. 2.5 (b) und 2.5 (d) erkennt man eine Abnahme des positiven Magnetowiderstands für zunehmende Elektronendichte. Für das tiefste 2DEG sind die Magnetowiderstandskurven in den  $\langle 110 \rangle$  Richtungen nahezu identisch (Abb. 2.5 (d)), während für die flachste Probe noch ein Unterschied zu erkennen ist (Abb. 2.5 (b)).

Ein positiver Magnetowiderstand wurde in periodisch Dichte-modulierten 2DEGs in hohen Magnetfeldern beobachtet, für die der Zyklotronradius  $r_c$  sehr viel kleiner als die Periode  $a$  der Modulation ist. [Gei92] Es wurde gezeigt, daß dieser nicht-oszillatorische Magnetowiderstand jenseits der Kommensurabilitäts-Oszillationen auftritt [Wei89, Win89] und direkt aus der Theorie von Beenakker [Bee89] folgt. Ursprünglich hat Beenakker einen semiklassischen Ausdruck für den Magnetotransport in einem periodisch elektrostatisch moduliertem 2DEG abgeleitet, um die Kommensurabilitäts-Oszillationen als Resonanz zwischen der periodischen Zyklotronbewegung und der durch die Modulation hervorgerufenen  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift zu erklären. Für Magnetfelder  $\omega_c \tau \gg 1$  und eine schwache Modulation der relativen Stärke  $\varepsilon \equiv eV_{\text{rms}}/E_F \ll 1$  ist der longitudinale Magnetowiderstand gegeben durch [Bee89]

$$\rho_{xx}/\rho_0 = 1 + 0.5(\varepsilon ql)^2 J_0^2(qr_c)[1 - J_0^2(qr_c)]^{-1}, \quad (2.1)$$

mit  $J_0(z)$  Bessel Funktion nullter Ordnung mit reellem Argument  $z$ ,  $\omega_c$  und  $r_c$  Zyklotron Frequenz und Radius,  $\tau$  Elektronen Streuzzeit,  $E_F$  Fermi-Energie,  $l$  mittlere freie Weglänge,  $q = 2\pi/a$ , und einer Potentialmodulation  $V(x) = \sqrt{2}V_{\text{rms}} \sin(2\pi x/a)$ . Im Bereich kleiner Magnetfelder  $r_c \gg a$  beschreibt dieser Ausdruck die Kommensurabilitäts-Oszillationen, die ihr letztes Maximum bei  $2r_c \sim a$  aufweisen. Für höhere Magnetfelder  $r_c \ll a$  ergibt sich ein positiver Magnetowiderstand. Der Ausdruck (2.1) geht für diesen Bereich über in

$$\rho_{xx}/\rho_0 = 1 + \varepsilon^2 \mu^2 B^2 \quad (2.2)$$

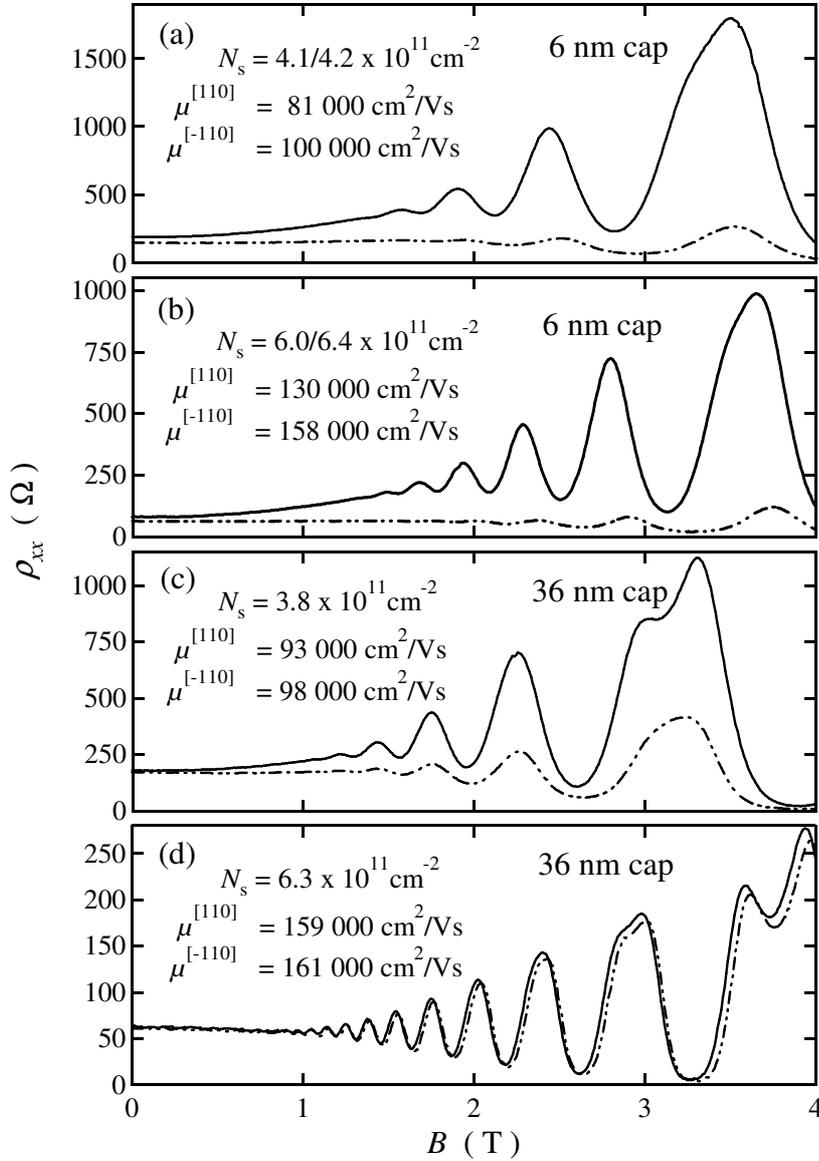


Abbildung 2.5: Anisotrope Magnetowiderstände in  $[-110]$  (unterbrochene Linien) und  $[110]$  (durchgezogene Linien) Richtungen für die Proben mit 6 nm und 36 nm Deckschicht. Neben der Beweglichkeits-Anisotropie wird ein starker positiver Magnetowiderstand in  $[110]$  beobachtet, der für höhere Dichten ((b) und (d)) abnimmt.

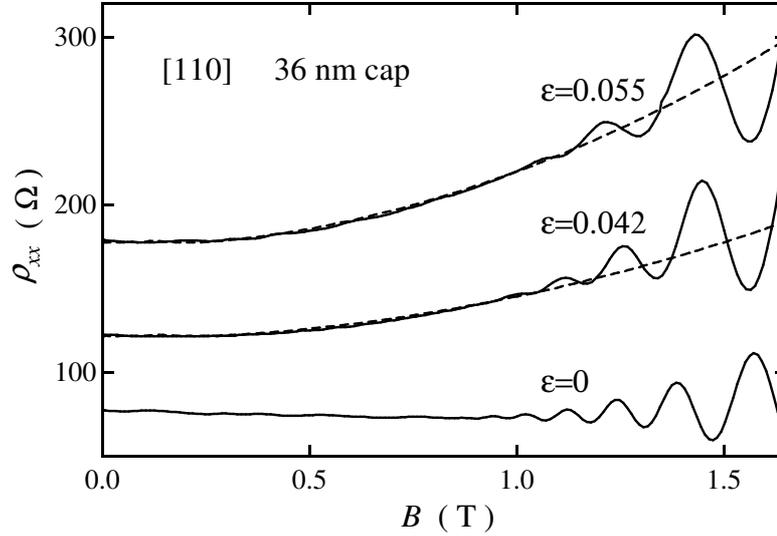


Abbildung 2.6: Die gemessenen positiven Magnetowiderstände in [110] (durchgezogene Linien) und die nach Gl. (2.1) angepaßten Fit-Kurven (unterbrochene Linien) im Magnetfeldbereich, in dem die SdH-Oszillationen noch nicht dominieren. Da sich für  $\varepsilon = 0$  eine konstante Fit-Gerade ergibt, wurde diese nicht dargestellt. Es zeigt sich eine klare Abnahme der Modulationsstärke  $\varepsilon$  mit zunehmender Elektronendichte. Die drei Kurven entsprechen einer Dichte (von unten nach oben):  $N_s = 5.7/4.6/3.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .

und wird insbesondere unabhängig von der Periode  $a$  der Modulation. Unter der Annahme einer schwachen elektrostatischen Modulation der Ladungsträgerdichte in [110] in den hier diskutierten Heterostrukturen läßt sich mit Hilfe von Gl. (2.1) oder (2.2) die Stärke der Modulation  $\varepsilon$  bestimmen.[Lö03b]

Die Abb. 2.6 zeigt die Magnetowiderstände in [110] exemplarisch anhand des tiefsten 2DEGs für drei verschiedene Elektronen-Dichten zusammen mit den nach Gl. (2.1) berechneten Fit-Kurven. Der einzige angepaßte Parameter dieser Fit-Kurven ist die in der Abbildung angegebene Modulationsstärke  $\varepsilon$ . Die Fermi-Energie  $E_F$  und die mittlere freie Weglänge  $l$  wurden für jede angepaßte Fit-Kurve vorher anhand der Magnetowiderstandskurven direkt bestimmt. Die Modulationsperiode wurde als  $a = 1.3 \mu\text{m}$  angenommen und entspricht der Undulationsperiode der senkrecht zur [110] Richtung verlaufenden Gräben (vgl. Abb. 1.3). Es ergibt sich abgesehen von den SdH-Oszillationen, die nicht im semiklassischen Ausdruck (2.1) enthalten sind, eine sehr gute

Übereinstimmung der Fit-Kurven mit den experimentellen Daten. Leichte Abweichungen zwischen Theorie und Experiment, die in der Abb. 2.6 kaum sichtbar sind, lassen sich auf die Annahme einer sinus-förmigen Potentialmodulation zurückführen. Die reale Modulation wird wie das Kreuzschrafurmuster eine Regelmäßigkeit aufweisen, jedoch nicht durch einen einfachen Sinus zu beschreiben sein (vgl. Abb. 1.3). Die Anpassung dieser Fit-Kurven geschah nicht wie oft üblich nach der Methode der kleinsten quadratischen Abweichung, sondern es wurde der Parameter  $\varepsilon$  von Hand angepaßt, da sich diese Methode als zuverlässiger erwies. Die alternative Bestimmung von  $\varepsilon$  anhand der Gl. (2.2) wurde ebenfalls durchgeführt, in diesem Fall als lineare Regression an  $\rho_{xx}$  als Funktion von  $B^2$ . Die nach Gln. (2.1) und (2.2) bestimmten Modulationsstärken  $\varepsilon$  stimmen im Rahmen ihrer Unsicherheiten sehr gut überein.

Die hier bestimmten Modulationsstärken liegen in der gleichen Größenordnung wie sie in den Experimenten an gezielt modulierten 2DEGs beobachtet wurden.[Wei89, Win89, Gei92] Die in diesen Experimenten auftretenden Kommensurabilitäts-Oszillationen können jedoch in den hier untersuchten Proben nicht beobachtet werden. Sie werden nur unter der Bedingung  $\mu B \gg 1$  für kleine Magnetfelder  $2r_c > a$  beobachtbar. In diesem Magnetfeldbereich ist diese Bedingung in unseren Proben aufgrund der relativ geringen Beweglichkeit nicht gewährleistet. Hinzu kommt die größere Unschärfe der Modulation in unseren Proben verglichen mit der sehr viel regelmäßigeren künstlichen Modulation in anderen Experimenten. So wird eine Unregelmäßigkeit der Modulation ein Verschmieren der Kommensurabilitäts-Bedingung zur Folge haben und damit die Oszillationsamplitude unterdrücken. Für den Magnetfeldbereich des positiven Magnetowiderstandes sollte dies jedoch eine geringere Rolle spielen, da hier  $2r_c \ll a$  gilt und die mittlere  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift erhalten bleibt. Es soll noch erwähnt werden, daß in den nach Gl. (2.1) angepaßten Fit-Geraden sehr schwache Kommensurabilitäts-Oszillationen vorhanden sind, die jedoch auf der Skala in Abb. 2.6 nicht aufgelöst werden können.

Das Verhalten des Magnetowiderstandes in [110] als Funktion der Temperatur ist in Abb. 2.7 dargestellt. Man erkennt eine deutliche Abnahme der SdH-Oszillationen mit zunehmender Temperatur, wie sie durch die Gl. (1.19) beschrieben wird. Eine signifikante Änderung der Beweglichkeit ist bis zu  $T = 40$  K nicht festzustellen, da eine relevante Zunahme der Phononenstreuung erst ab ca. 100 K einsetzt.[Lin84, Wal94] Eine Änderung des positiven

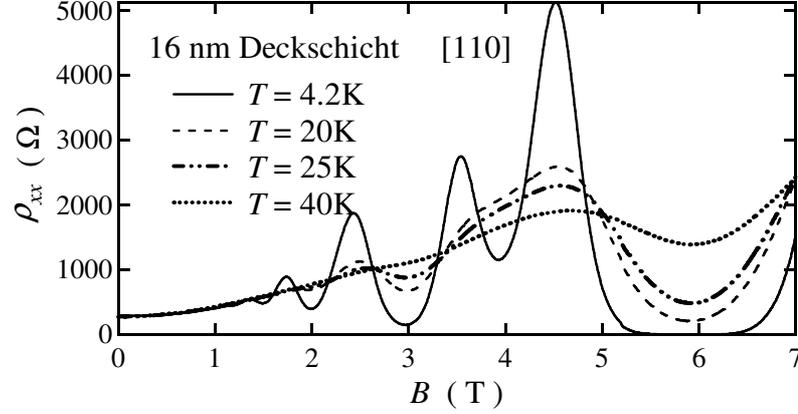


Abbildung 2.7: Das Verhalten des Magnetowiderstandes in [110] als Funktion der Temperatur. Es zeigt sich, wie für ein klassisches Transport-Phänomen erwartet, keine Abhängigkeit des positiven Magnetowiderstandes von der Temperatur.

Magnetowiderstandes mit der Temperatur ist nicht sichtbar. Dies ist in Übereinstimmung mit dem semiklassischen Modell von Beenakker, da es sich hier um ein klassisches Transport-Phänomen handelt und keine starke Temperaturabhängigkeit erwartet wird.

Die Abb. 2.8 zeigt die Modulationsstärken  $\varepsilon$  für alle drei Heterostrukturen als Funktion der Elektronendichte. Qualitativ verhält sich die Modulationsstärke, wie es von der Dichte- und Deckschicht-Abhängigkeit der Anisotropie erwartet wird. Es zeigt sich für jede Probe eine monotone Abnahme von  $\varepsilon$  mit der Dichte. Darüber hinaus wird eine Zunahme der Modulationsstärke mit abnehmender Deckschicht-Dicke beobachtet. Bei hohen Dichten verschwindet die Modulationsstärke für das tiefste 2DEG, wohingegen eine endliche Modulation in den flacheren Proben vorhanden ist. Das qualitative Verhalten einer Abnahme der Modulationsstärke mit zunehmender Dichte scheint verständlich. Nimmt man ein Modulationspotential  $eV_{\text{rms}}$  an, welches seine Ursache in der Struktur des Kristalls hat und somit konstant ist, so resultiert eine höhere Dichte in einer geringeren Modulationsstärke  $\varepsilon \equiv eV_{\text{rms}}/E_{\text{F}}$ . Betrachtet man den Verlauf von  $\varepsilon$  als Funktion der Dichte, erkennt man ein gleichartiges Verhalten der 36 nm und 16 nm Proben, jedoch einen anderen Verlauf für die flachste Probe. Nach der Beziehung  $\varepsilon \equiv eV_{\text{rms}}/E_{\text{F}}$  sollte man für  $\varepsilon(N_{\text{s}})$  eine Hyperbel erwarten. Es zeigt sich

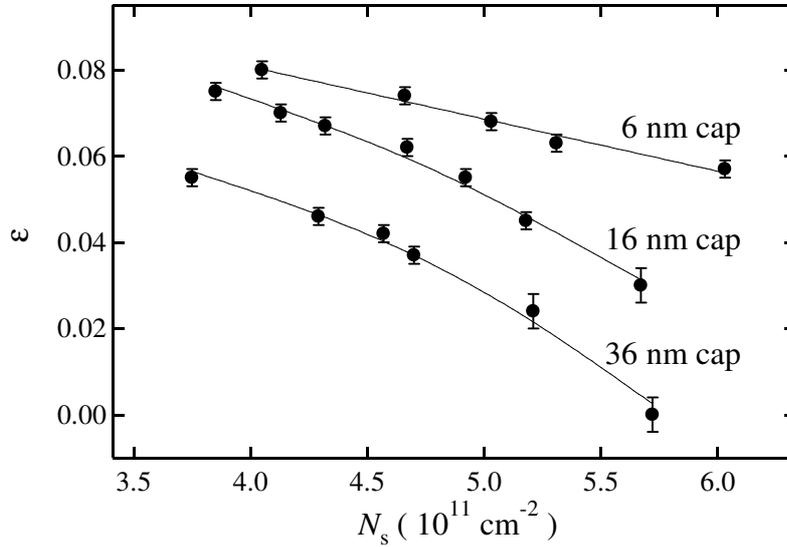


Abbildung 2.8: Stärke  $\varepsilon$  der 2DEG Modulation in Abhängigkeit von der Elektronendichte für die drei Heterostrukturen mit verschiedenem Abstand zwischen 2DEG und Oberfläche. Die Linien dienen der Übersichtlichkeit.

aber insbesondere für die tieferen 2DEGs ein Verlauf mit entgegengesetzter Krümmung. Auch die Berücksichtigung des Abschirmeffekts der Elektronen kann in diesem Zusammenhang keine Erklärung bieten. Dieser sollte im Gegenteil zu einer Verstärkung der hier auftretenden Krümmung führen. Insgesamt bleibt der beobachtete Verlauf  $\varepsilon(N_s)$  bisher unverstanden. Genauere Aufschlüsse sollte ein besseres Verständnis der Ursache für die Dichtemodulation des 2DEGs geben.

Eine denkbare Ursache der Potentialmodulation ist eine laterale Restverspannung aufgrund der gitterfehlangepaßten Kristallstruktur. Das eine Verbindung zwischen dem Kreuzschraffurmuster und Verspannungs-Potentialen besteht, wurde bereits mit Hilfe verschiedener elektronenmikroskopischer und optischer Methoden gefunden. Für verspannte SiGe Schichten auf Si-Substraten wurde eine Korrelation von lateral variierenden Verspannungen mit dem Kreuzschraffurmuster beobachtet.[Jon96, Gra01, Saw03] Eine anisotrope laterale Verspannungs-Relaxation wurde auch für InGaAs/GaAs Heterostrukturen berichtet, was in einer Variation von uni- und biaxialen Verspannungen auf der  $\mu\text{m}$ -Skala resultiert.[Ram95, Cha92, Gol94] Die hydrostatischen Komponenten der Verspannung beeinflussen direkt den Bandverlauf der He-

terostruktur [Van89] und können auf diese Weise zu einem Modulationspotential des 2DEGs führen. Auch die nichthydrostatischen Verspannungskomponenten (uni- und biaxiale Scherverspannungen) führen zu einer Modifikation der Bandstruktur. Darüber hinaus resultieren sie in piezoelektrischen Potentialen.[Gol94, Lar97] Die Tatsache, daß der positive Magnetowiderstand nur in der [110] Richtung auftritt, läßt sich wie die Beweglichkeits-Anisotropie aufgrund der anisotropen Verspannungs-Relaxation verstehen. Aus einer höheren Dichte des Versetzungsnetzwerks in der [-110] Richtung [Men02, Sch91] resultiert eine geringere Restverspannung in dieser Richtung, was zu einer geringeren Potentialmodulation führen sollte. In diesem Zusammenhang ist auch eine geringere Streuung an verspannungsinduzierten piezoelektrischen Potentialen in der [-110]-Richtung denkbar, die zu der beobachteten Beweglichkeits-Anisotropie führen könnte.

Nimmt man an, daß die Potentialmodulation aus einer Variation der Restverspannung resultiert, so läßt sich diese anhand eines einfachen Modells abschätzen.[Van89] Das gitterfehlangepaßte Wachstum einer Schicht mit der Gitterkonstanten  $a$  auf einem Substrat mit  $a_s$  führt zu einer Verspannung, die durch den Tensor  $\hat{\varepsilon}$  beschrieben werden kann. Die aus der Verspannung resultierende Volumenänderung  $\Delta V$  des Kristalls führt nun zu einer Verschiebung der Leitungsbandkante  $\Delta E_c = a_c(\Delta V/V) = a_c \text{Tr}(\hat{\varepsilon})$ , wobei  $a_c$  das hydrostatische Deformationspotential ist. Für eine einfache Abschätzung der Restverspannung soll hier der Einfluß der nicht-hydrostatischen Scherverspannungen vernachlässigt werden. Darüber hinaus soll nur die laterale Verspannung betrachtet werden, die durch die Gitterfehlanpassung  $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = a_s/a - 1$  gegeben ist. Hieraus läßt sich unter der Annahme  $\Delta E_c = eV_{\text{rms}}$  die räumlich modulierte Restverspannung zu  $\varepsilon_{xx} \simeq \varepsilon E_F/a_c$  abschätzen. Benutzt man ein zwischen GaAs und InAs interpoliertes Deformationspotential von 5.6 eV, so ergibt sich für eine Potentialmodulation von  $\varepsilon = 0.08$  eine Modulation der Restverspannung in [110] von  $\varepsilon_{xx} = 0.04\%$ . Berücksichtigt man die Einfachheit dieser Abschätzung, insbesondere auch die Vernachlässigung von Abschirm-Effekten des 2DEGs, so stimmt dieser Wert gut mit den Ergebnissen von Untersuchungen der Verspannungsrelaxation von InGaAs/GaAs Strukturen überein.[Jon96, Ram95, Cha92, Men01]

Eine weitere Quelle des Modulationspotentials könnte in einer räumlich fluktuierenden In-Ga bzw. In-Al Legierungskomposition liegen. In Untersuchungen an metamorphen InGaAs-Schichten wurden Hinweise dafür gefunden, daß die Entstehung des Kreuzschraffurmusters mit einem ungleichmäßi-

gen Einbau der In-Atome in  $[110]$  und  $[-110]$  verbunden ist.[Sam99, Leo02] Aufgrund verschiedener Diffusionslängen des In entlang der  $\langle 110 \rangle$  Richtungen kommt es zu einem erhöhten In-Einbau in den Spitzen des Kreuzschraffurmusters senkrecht zur  $[110]$  Richtung. Hieraus resultiert eine erhöhte Fluktuation der Legierungs-Komposition entlang der  $[110]$  Richtung. Gleichzeitig ergibt sich eine Ausbildung In-reicher Streifen entlang  $[-110]$ . Dies ist sowohl mit der hier beobachteten Beweglichkeits-Anisotropie als auch der nur in  $[110]$  sichtbaren Modulation konsistent. Eine geringere Fluktuation der In-Konzentration entlang  $[-110]$  sollte eine geringere Streuung und somit eine höhere Beweglichkeit bedeuten. Die Ausbildung In-reicher Streifen entlang  $[-110]$  könnte zusätzlich zu einer geringeren effektiven Masse und somit zu einer höheren Beweglichkeit führen.[Ram96] Eine erhöhte Fluktuation der In-Konzentration in  $[110]$  sollte auch zu einer stärkeren Modulation des Bandverlaufs in dieser Richtung führen. Zum einen resultiert dies aus einer direkten Änderung der Energielücke aufgrund des fluktuierenden In-Gehalts, zum anderen aus dem Einfluß der hiermit verbundenen modulierten Verspannung.

Die bisher diskutierten Erklärungsansätze für den anisotropen Transport gehen von den Eigenschaften der Kristallstruktur direkt am Ort des 2DEGs aus. Es bleibt jedoch die Frage nach der Ursache für die Abhängigkeit von der Deckschicht-Dicke. Diese zeigt deutlich, daß die Oberfläche der Heterostrukturen als Grenzschicht zwischen Kristall und Atmosphäre eine entscheidende Rolle spielt und sich von den Volumen-Eigenschaften unterscheidet. In diesem Zusammenhang ist eine stärkere Variation der Verspannung an der Oberfläche durch eine modifizierte Relaxation der Restverspannung denkbar. Darüber hinaus könnte eine Fluktuation der Oberflächenzustandsdichte zu einem räumlich modulierten Potential führen, welches im Volumen nicht vorhanden ist. Ursachen für eine variierende Oberflächenzustandsdichte könnten in andersartigen Oberflächenrekonstruktionen in den  $\langle 110 \rangle$  Richtungen oder in einer Fluktuation der In-Konzentration liegen.[Sam99]

## 2.2 Magnetotransport im gekippten Magnetfeld: Räumlich modulierte 2DEGs

Die Untersuchungen an der Probenserie mit verschiedenen dicken Deckschichten haben gezeigt, daß die elektronischen Eigenschaften der InAs/InGaAs He-

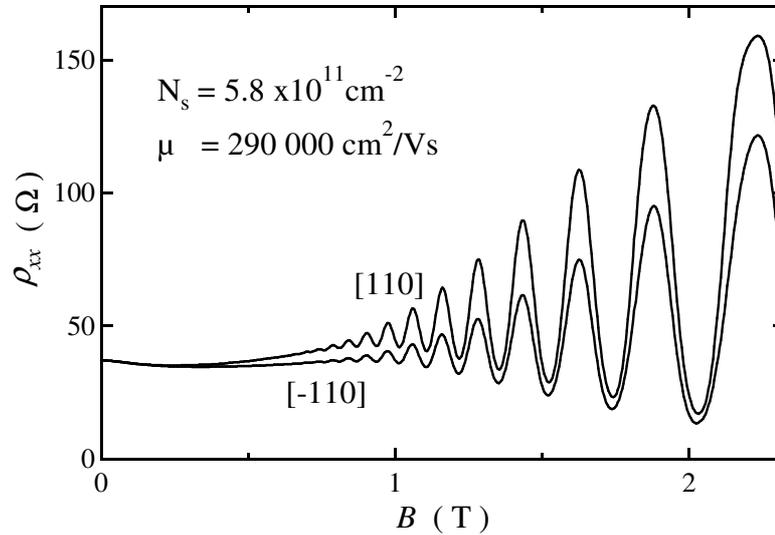


Abbildung 2.9: Shubnikov-de Haas Oszillationen der InAs/InGaAs Heterostruktur. Aufgrund der relativ hohen Beweglichkeit dieser Probe sind bereits für  $B < 1$  T Oszillationen sichtbar.

terostrukturen durch die Eigenarten der gitterfehlangepaßten Kristallstruktur beeinflusst sind. Es wurde insbesondere eine starke Wechselwirkung des 2DEGs mit einem langreichweitigen Modulationspotential beobachtet, welches mit dem Kreuzschraffurmuster korreliert ist.

Anhand der in diesem Kapitel vorgestellten Messungen wird erstmalig der Einfluß der räumlichen Beschaffenheit des Heterostruktur-Kristalls auf die Magnetotransport-Eigenschaften des 2DEGs untersucht. Da diese Messungen an einer Probe mit deutlich größerer Beweglichkeit durchgeführt wurden, ist es möglich auf der Grundlage einer Streuzeiten-Analyse weitere Informationen über die wirksamen Streumechanismen dieser metamorphen Heterostrukturen zu erlangen.

Die hier benutzte Heterostruktur entspricht der Schichtfolge, wie sie in Abb. 1.1 gezeigt ist. Aufgrund des dickeren Spacers von 10 nm statt der 5 nm der sonstigen Proben wurde die Dotierdichte angepaßt, was in einer vergleichsweise hohen Elektronen-Dichte resultiert. Die Abb. 2.9 zeigt die Magnetowiderstandskurven für die  $\langle 110 \rangle$  Richtungen. Diese Probe hat bei einer vergleichbaren Dichte von  $N_s = 5.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  eine doppelt so große Beweglichkeit  $\mu = 290\,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  wie die vorangehend untersuchten. Auch

in dieser Probe ist nur das unterste Subband besetzt, und sie weist keine Anzeichen einer Parallellleitung auf. Aufgrund der relativ hohen Dichte ist es nicht möglich, die Ladungsträgerdichte durch Beleuchtung mit einer Leuchtdiode zu variieren.

In Übereinstimmung mit den bisherigen Beobachtungen weist diese Probe aufgrund der hohen Dichte eine vernachlässigbar kleine Beweglichkeits-Anisotropie auf. Während die vergleichbare Probe mit einer Deckschicht-Dicke von 36 nm bei einer Dichte von  $N_s \sim 6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  keinen positiven Magnetowiderstand mehr aufweist (vgl. Abb. 2.5), ist in dieser Probe allerdings noch eine schwache Modulationsstärke von  $\varepsilon = 0.02$  zu beobachten. Dies kann auf eine höhere Restverspannung in dieser Probe hindeuten, die sensibel von dem Wachstum der Relaxations-Schicht (Puffer) abhängt.[Men01] Das Ausmaß der Restverspannung scheint also keinen maßgeblichen Einfluß auf die Beweglichkeit selbst zu haben. Dies scheint verständlich, wenn man annimmt, daß eine höhere Restverspannung mit einer geringeren Versetzungsdichte im Puffer einhergeht. Da aufgrund einer geringeren Anzahl von Versetzungen im Puffer auch eine geringere Anzahl von Versetzungen, die bis hinauf in das 2DEG laufen zu erwarten ist, sollte hieraus die beobachtete höhere Beweglichkeit bei einer gleichzeitig größeren Restverspannung resultieren. Die Ursache der höheren Beweglichkeit dieser Probe ist hingegen nicht auf eine geringere Ausprägung des Kreuzschraffurmusters zurückzuführen. Die Topographien aller hier untersuchten Heterostrukturen weisen eine hohe Ähnlichkeit mit gleichen lateralen Perioden und vertikalen Fluktuations-Amplituden auf (vgl. Abb. 1.3). Die naheliegende Vermutung einer höheren Beweglichkeit aufgrund eines dickeren Spacers konnte nicht bestätigt werden. Ein Vergleich mehrere Proben mit dem selben Schichtaufbau ergibt sehr unterschiedliche Beweglichkeiten der verschiedenen Proben im Regime von  $\mu = 100\,000 - 300\,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ . Insgesamt scheint die Beweglichkeit dieser gitterfehlangepaßten Heterostrukturen sehr stark von der Verspannungsrelaxation abzuhängen.

Die hohe Beweglichkeit dieser Probe erlaubt neben der Bestimmung der Transport-Streuzeit  $\tau_t = m^* \mu / e$  auch die Ermittlung der quantenmechanischen Streuzeit  $\tau_s$  (single-particle relaxation time). Das Verhältnis  $\tau_t / \tau_s$  ist dabei durch die Beschaffenheit des Streupotentials gegeben. In den Ausdrücken zur Berechnung der Streuraten in einem mikroskopischen Modell sind die beiden Zeiten aufgrund des zusätzlichen Faktors  $(1 - \cos \vartheta)$  in dem

Ausdruck für  $\tau_t$  nicht gleich [Das85, Gol88]:

$$\begin{aligned}\frac{1}{\tau_t} &= \int d\mathbf{k}' P(\mathbf{k}, \mathbf{k}') (1 - \cos \vartheta), \\ \frac{1}{\tau_s} &= \int d\mathbf{k}' P(\mathbf{k}, \mathbf{k}').\end{aligned}\quad (2.3)$$

Dabei ist  $P(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$  die Wahrscheinlichkeit, von einem Zustand  $\mathbf{k}$  in den Zustand  $\mathbf{k}'$  gestreut zu werden, und  $\vartheta$  ist der Streuwinkel. Daher ist  $\tau_t$  unempfindlich gegen kleine Streuwinkel, wohingegen  $\tau_s$  auf alle Streuwinkel gleichermaßen sensitiv reagiert. In Systemen mit überwiegend kleinwinkliger Streuung (z. B. langreichweitige Störpotentiale der Dotieratome in typischen GaAs Heterostrukturen) kann das Verhältnis von Transport- und quantenmechanischer Streuzzeit sehr groß werden  $\tau_t/\tau_s > 10$ . [Gol88, Rau91] Im Fall eines kurzreichweitigen Störpotentials mit isotropem Streuverhalten (z. B. Grenzflächenrauigkeits-Streuung) gilt dagegen  $\tau_t/\tau_s \simeq 1$ . [Har85]

Die Zeit  $\tau_s$  läßt sich aus dem exponentiellen Anstieg der SdH-Oszillations-Amplituden mit dem Magnetfeld anhand sog. Dingle-plots<sup>2</sup> bestimmen. Nach Gl. (1.19) gilt für die im Bereich kleiner Magnetfelder ( $\omega_c \tau_s \ll 1$ ) sinusförmigen SdH-Oszillationen:

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_0} = \frac{\rho_{xx} - \rho_0}{\rho_0} = A \frac{X}{\sinh X} \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_s}\right), \quad (2.4)$$

wobei  $\Delta\rho_{xx}$  die Amplitude der SdH-Oszillationen beschreibt,  $\rho_0$  der Widerstand bei  $B = 0$  T ist und  $X = 2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c$  die Temperaturabhängigkeit beinhaltet. Der Parameter  $A$  berücksichtigt dabei das Verhältnis  $\tau_t/\tau_s$ . Ausgehend von unterschiedlichen Annahmen wurden verschiedene Ausdrücke gefunden. [Lai94] Ein oft benutzter Wert von  $A = 4$  hat sich für hochbewegliche 2DEGs mit  $\tau_t/\tau_s > 1$  als sehr zuverlässig erwiesen. [Col91]

Die Abb. 2.10 zeigt die Dingle-plots zur Bestimmung von  $\tau_s$  in den beiden  $\langle 110 \rangle$  Richtungen. Hierzu wurde zuerst ein Untergrund von den in Abb. 2.9 gezeigten Magnetotransport-Kurven abgezogen und anschließend durch  $\rho_0$  wieder ergänzt. Diese Daten sind in Abb. 2.10 (a) und (c) gezeigt. Es kommt aufgrund dieses Vorgehens zu negativen Widerstandswerten für  $B > 1.5$  T. In diesem Magnetfeldbereich ist die Gültigkeit der Gl. (2.4) fragwürdig, wurde

<sup>2</sup>Es wurde ursprünglich von Dingle anhand diamagnetischer Oszillationen gezeigt, daß eine Streuverbreiterung zu einer exponentiellen Dämpfung führt. [Din52] Mitunter wird die Formel zur Beschreibung der SdH-Amplitude aufgrund ihrer Temperaturabhängigkeit auch Lifshitz-Kosevich-Formel genannt. [Lif52]

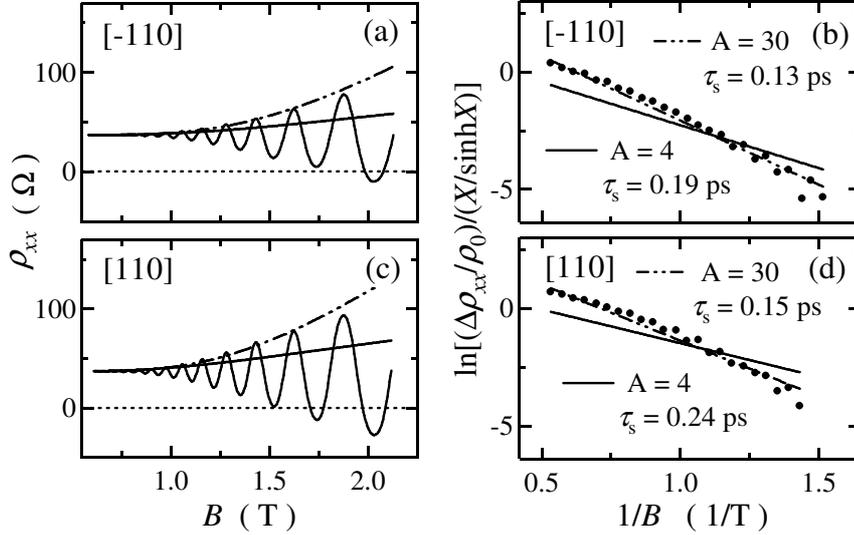


Abbildung 2.10: Dingle-plots für die  $\langle 110 \rangle$  Richtungen zur Bestimmung der Streuzeit  $\tau_s$ . In (a) und (c) sind die Einhüllenden der SdH-Oszillationen für die in (b) und (d) bestimmten Zeiten  $\tau_s$  dargestellt.

aber zur Veranschaulichung mit dargestellt. Zusätzlich sind die Einhüllenden der SdH-Oszillationen in (a) und (c) gezeigt, die sich aus den eigentlichen Dingle-plots Abb. 2.10 (b) und (d) ergeben. Es wurden jeweils zwei Fit-Geraden mit  $A = 4$  und  $A = 30$  zur Bestimmung von  $\tau_s$  angepaßt. Für  $A = 4$  erwartet man in Übereinstimmung mit Gl. (1.19) einen „guten“ Dingle-plot, was für die gezeigten Daten nicht der Fall ist. Es ergibt sich eine größere Steigung der Daten bei einer zusätzlich leichten Nichtlinearität. Das hier beobachtete Verhalten wurde in Ref. [Col91] auf eine Inhomogenität der Elektronen-Dichte zurückgeführt. In  $[110]$  ist ein solches Verhalten zu erwarten, da in dieser Richtung eine Dichte-Modulation  $\varepsilon = 0.02$  direkt anhand des positiven Magnetowiderstandes bestimmt wird. Damit liegt aber auch bei einer Messung in der  $[-110]$  Richtung hinsichtlich der SdH-Oszillationen eine inhomogene Dichte vor, so daß die Nichtlinearität auch in  $[-110]$  verstanden werden kann. Es wurden zusätzlich Fit-Geraden für  $A = 30$  angepaßt, die eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten aufweisen. Dennoch zeigt sich, daß der nichtlineare experimentelle Verlauf auch in diesem Fall nicht vollkommen befriedigend durch einen linearen Zusammenhang beschrieben werden kann.

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der bestimmten Streuzeiten  $\tau_s$  sowie des Verhältnisses  $\tau_t/\tau_s$ .

	$\tau_s$ (ps)		$\tau_t/\tau_s$	
	$A = 4$	$A = 30$	$A = 4$	$A = 30$
$[-110]$	0.19	0.13	34	49
$[110]$	0.24	0.15	27	43

Die bestimmten Streuzeiten  $\tau_s$  für die unterschiedlich gewählten Werte von  $A$  unterscheiden sich um ca. 35%. Vergleicht man diese Unterschiede relativ zu  $\tau_t = 6.4$  ps, so zeigt sich, daß dies für das Verhältnis  $\tau_t/\tau_s$  eine untergeordnete Rolle spielt (siehe Tabelle 2.1). Es ergeben sich Werte im Bereich von  $\tau_t/\tau_s = 27 - 49$ , die somit deutlich größer als eins sind. Dies bedeutet, daß das in diesen Heterostrukturen vorhandene Streupotential einen langreichweitigen Charakter besitzt. Eine dominierende Grenzflächenrauhigkeits-Streuung wie sie in diesen gitterfehlangepaßten Strukturen denkbar wäre, ist daher nicht gegeben. Das limitierende Streupotential wird daher durch die ionisierten Dotieratome bestimmt sein. Es ist darüber hinaus ein mit dem Kreuzschraffurmuster assoziiertes Störpotential denkbar, welches ebenfalls einen langreichweitigen Charakter besitzt. Vergleicht man das Verhältnis  $\tau_t/\tau_s$  für die beiden  $\langle 110 \rangle$  Richtungen, so zeigen sich um 21 % bzw. 13 % größere Werte in  $[-110]$ . Dieses Verhalten deutet auf eine langreichweitigeres Potential in  $[-110]$  hin, was in Übereinstimmung mit der längeren Periode des Kreuzschraffurmusters in dieser Richtung ist. Für  $\tau_s$  selbst ergeben sich jedoch in  $[110]$  die größeren Werte, was verbunden mit einem kurzreichweitigeren Potential und tendenziell geringeren  $\tau_t$  unverständlich scheint. In diesem Zusammenhang soll daraufhingewiesen werden, daß in allen hier untersuchten Proben die Spinaufspaltung in den SdH-Oszillationen in der  $[110]$  Richtung deutlicher ausgeprägt zu sein scheint (vgl. Abb. 2.5 (c)). Eine Erklärung hierfür könnte neben einem größeren effektiven  $g^*$ -Faktor auch eine geringere Landau-Niveau-Verbreiterung in  $[110]$ , d. h. größeres  $\tau_s$ , sein. Diese Frage kann jedoch in dieser Arbeit nicht abschließend geklärt werden.

Neben einem zu großen Wert für  $A$  wurde eine Nichtlinearität von Dingleplots durch eine Inhomogenität der Elektronen-Dichte erklärt.[Col91] Aufgrund der räumlich verschiedenen Lage der Fermi-Energie ergeben sich räum-

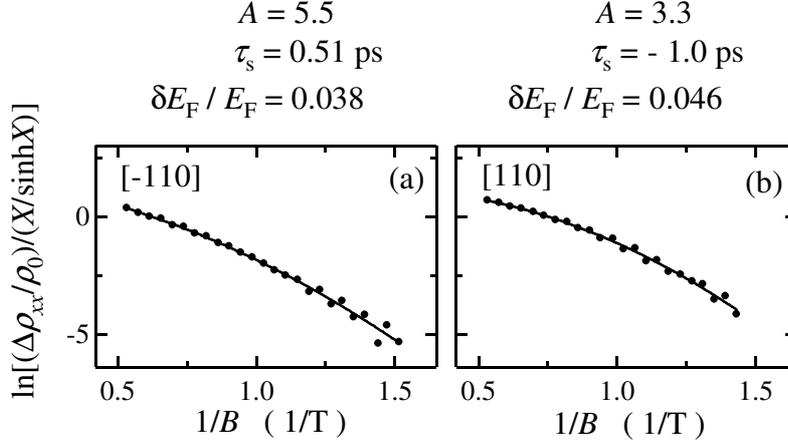


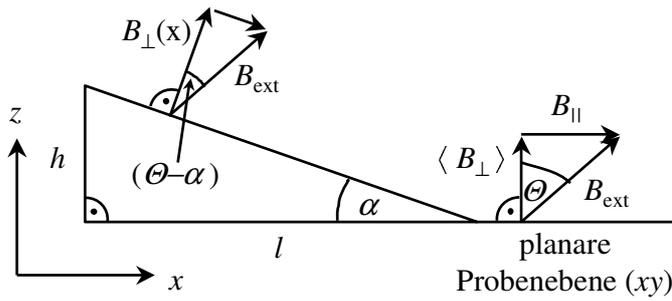
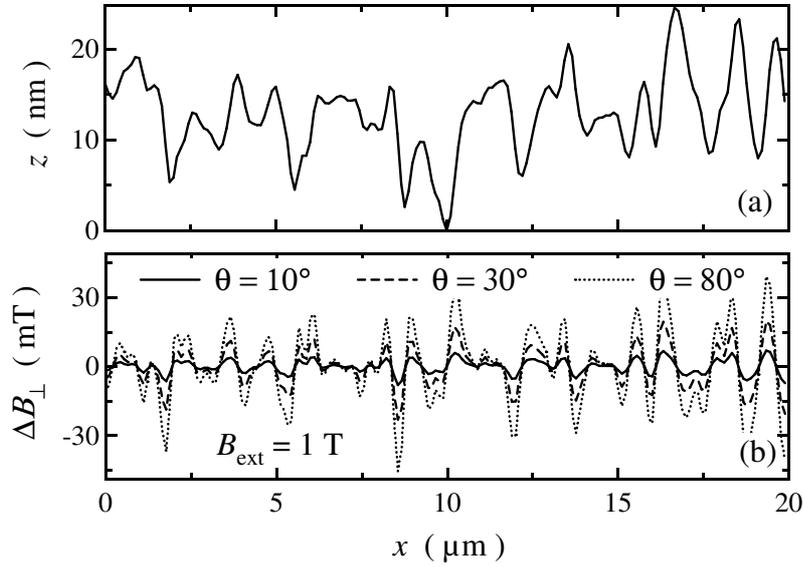
Abbildung 2.11: Nichtlineare Dingle-plots zur gleichzeitigen Ermittlung der Streuzeit  $\tau_s$  und der Modulation  $\varepsilon$  des 2DEGs (siehe Text).

lich unterschiedliche Füllfaktoren, d. h. die SdH-Oszillationen erreichen für verschiedene Magnetfelder ihr Maximum. Dies führt zu einer zusätzlichen Dämpfung der SdH-Oszillationen. Es wurde gezeigt, daß dieser Effekt durch einen zusätzlichen quadratischen Dämpfungsterm in Gl. (2.4) der Form  $\exp[-(\pi\delta E_F/\hbar\omega_c)^2]$  beschrieben werden kann, wobei  $\delta E_F$  die Fluktuation der Fermi-Energie ist.[Bys94] Die Abb. 2.11 zeigt die angepaßten Fit-Kurven unter Berücksichtigung des zusätzlichen quadratischen Terms. Für die  $[-110]$  Richtung ergeben sich Werte für  $A$  und  $\tau_s$ , die in akzeptabler Übereinstimmung mit den Werten der normalen Dingle-plots in Abb. 2.10 sind. Es ergibt sich jedoch eine relativ hohe Modulation der Elektronen-Dichte von  $\delta E_F/E_F = 0.038$ . Dieser Wert ist doppelt so groß wie der in der  $[110]$  Richtung anhand des positiven Magnetowiderstandes bestimmte  $\varepsilon = 0.02$ . Ein direkter Vergleich der Werte  $\varepsilon$  und  $\delta E_F/E_F$  ist jedoch schwierig, da sie im Rahmen der ihnen zugrunde liegenden Modelle auf verschiedene Weisen definiert sind. Für die  $[110]$  Richtung (siehe Abb. 2.11 (b)) ergeben sich Werte für  $A$  und  $\delta E_F/E_F$ , die denen der  $[-110]$  Richtung ähnlich sind. Für  $\tau_s$  erhält man jedoch einen negativen und damit unphysikalischen Wert. Insgesamt scheint also eine Beschreibung der SdH-Amplitude im Modell eines zusätzlichen Dämpfungsterms nicht erfolgreich. Eine endgültige Klärung sowohl der Nichtlinearität als auch des zu großen Wertes von  $A$  der Dingle-plots gelingt hier leider nicht. Eine Ursache dieser Abweichungen könnte in dem hier be-

nutzten Magnetfeldbereich der Dingle-plots liegen. Mit den hier bestimmten Zeiten  $\tau_s = 0.24$  ps bis  $0.13$  ps besitzt Gl. (2.4) nach der Beziehung  $\omega_c \tau_s \ll 1$  nur für Magnetfelder  $B \ll 1.7$  ps bis  $0.9$  T Gültigkeit. Für Magnetfelder  $B < 0.7$  T werden hier jedoch keine SdH-Oszillationen mehr aufgelöst. Eine weitere Erklärung für die Abweichung in den Dingle-plots ist in einer inhomogenen Verteilung des Füllfaktors zu suchen, der ähnlich einer modulierten Dichte aus einem räumlich fluktuierenden Magnetfeld resultieren könnte. Im folgenden wird sich zeigen, daß aufgrund einer räumlichen Modulation des 2DEGs dieser Heterostrukturen tatsächlich eine Fluktuation des Füllfaktors resultiert.

Es soll nun der Frage nachgegangen werden, welchen Einfluß die *räumliche* Struktur der metamorphen Heterostrukturen insbesondere auf die Transporteigenschaften des 2DEGs haben. Die Topographie des Kreuzschraffurmusters an der Oberfläche der Proben legt nahe, daß auch das 2DEG eine räumlich modulierte Form hat. Betrachtet man die transmissionselektronenmikroskopischen Querschnitte in Abb. 1.2, so ist eine Welligkeit des Quantentopfes sichtbar, die der Oberflächen-Modulation folgt. Aufgrund der größeren Modulations-Amplitude des Kreuzschraffurmusters von ca. 20-30 nm (vgl. Abb. 1.3) verglichen mit der Ausdehnung des 2DEGs in vertikaler Richtung von ca. 10 nm (vgl. Abb. 1.1) sind deutliche Anzeichen dieser räumlichen Modulation im Transport-Verhalten des 2DEGs zu erwarten.

In den bisher dargestellten Magnetotransport-Messungen wurde stets nur ein senkrecht zur Probe orientiertes Magnetfeld angelegt. Es wurde darüber hinaus davon ausgegangen, daß dieses externe Feld homogen ist. Geht man jedoch von einem nichtplanaren 2DEG aus, so ergibt sich ein effektives Magnetfeld, dessen senkrechte Komponente räumlich fluktuiert, wenn ein homogenes externes Magnetfeld angelegt wird. Es soll an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, daß für die Landau-Quantisierung und damit für die orbitalen Transporteigenschaften des 2DEGs nur die senkrechte Magnetfeld-Komponente eine Rolle spielt. Der Einfluß eines parallelen Magnetfelds auf den Transport kann in den hier untersuchten 2DEGs vernachlässigt werden. Anhand der Abb. 2.12 soll die Entstehung der Fluktuation des effektiven Magnetfelds aufgrund einer räumlichen Undulation des 2DEGs veranschaulicht werden. Unter der Annahme, daß der Quantentopf dem Verlauf der Heterostrukuroberfläche, wie sie in Abb. 2.12 (a) gezeigt ist, folgt, ergeben sich lokal unterschiedliche Winkel zwischen dem externen Magnetfeld  $B_{\text{ext}}$  und der lokalen Probennormalen. Dies ist in der Skizze in Abb. 2.12 dargestellt.



$$\Delta B_{\perp}(x) = B_{\perp}(x) - \langle B_{\perp} \rangle = B_{\text{ext}} \cos(\Theta - \alpha) - B_{\text{ext}} \cos(\Theta)$$

Abbildung 2.12: Wird ein homogenes externes Magnetfeld angelegt, so ergibt sich aufgrund der Undulation des 2DEGs ein räumlich fluktuierendes senkrechtes Magnetfeld. In (a) ist ein typisches, mit dem Rasterkraftmikroskop aufgenommenes Oberflächenprofil des Kreuzschraffurmusters gezeigt. Die Skizze verdeutlicht den geometrischen Zusammenhang zwischen Oberflächenprofil und lokaler senkrechter Magnetfeld-Komponente. In (b) ist für verschiedene Kippwinkel  $\theta$  des externen Feldes relativ zur planaren Substratebene der Probe die aus dem in (a) gezeigten Profil bestimmte Magnetfeldfluktuation dargestellt.

Auf einer Flanke des Kreuzschraffurmusters mit einer Steigung  $\tan(\alpha) = h/l$  schließen  $B_{\text{ext}}$  und die lokale Probennormale nur einen Winkel  $(\theta - \alpha)$  statt  $\theta$  im planaren Fall ein. Hierbei sind  $h$  und  $l$  die das Kreuzschraffurmuster beschreibenden vertikalen und lateralen Ausdehnungen. Da sich für die Neigungswinkel  $\alpha$  des Kreuzschraffurmusters kleine Werte ergeben, läßt sich die Magnetfeld-Fluktuation für  $\theta \neq 0$  durch  $\Delta B_{\perp} \simeq h/l B_{\text{ext}} \sin(\theta)$  beschreiben. Sie ist damit proportional zur lokalen Steigung, dem externen Magnetfeld und dem Kippwinkel  $\theta$ . Es ist somit durch ein Verkippen der Probe im externen Magnetfeld möglich, die Stärke der Magnetfeldfluktuation zu variieren. Die Abb. 2.12 (b) zeigt  $\Delta B_{\perp}(x)$  für das in (a) dargestellte Oberflächenprofil für verschiedene Kippwinkel  $\theta$ . Man erkennt, daß die Fluktuation für ein externes Feld  $B_{\text{ext}} = 1 \text{ T}$  im Bereich einiger  $10^{-3}$  Tesla liegt und für größere  $\theta$  bis auf  $\Delta B_{\perp} \geq 30 \text{ mT}$  zunimmt. Für ein senkrechttes externes Magnetfeld ( $\theta = 0$ ) ergibt sich immer noch ein  $\Delta B_{\perp} \simeq 1 \text{ mT}$ , was einer Variation des Füllfaktors von 0.1% entspricht. Verglichen mit der aus der Modulation der Elektronen-Dichte resultierenden Variation im Bereich weniger Prozent erscheint dies relativ gering. Dennoch könnte dies, wie im folgenden diskutiert wird, eine Ursache für die Nichtlinearität der Dingle-plots sein.

Wird das externe Magnetfeld gegen die Probennormale gekippt, kann man prinzipiell zwei Konfigurationen der Orientierung der parallelen Magnetfeld-Komponente  $B_{\parallel}$  relativ zur Richtung des Stroms  $j$  durch den Hallbar unterscheiden:  $j \parallel B_{\parallel}$  und  $j \perp B_{\parallel}$ . Diese Fälle sind in Abb. 2.13 dargestellt. Zwischen den Spannungsabgriffen des Hallbars ist schematisch das Kreuzschraffurmuster mit der stärkeren Welligkeit in [110] gezeigt. Analoge Konfigurationen ergeben sich für die Modulationsrichtung [-110]. Die Abb. 2.14 zeigt die Magnetotransportkurven für die beiden Verkippungsrichtungen [110] und [-110] für Kippwinkel  $\theta$  von  $0^\circ$  bis  $85^\circ$ . Hierbei ist der Längswiderstand gegen das mittlere senkrechte Magnetfeld  $\langle B_{\perp} \rangle = B_{\text{ext}} \cos(\theta)$  aufgetragen. Für die Messungen wurde die Probe in einem veränderlichen externen Feld ( $B_{\text{ext}} \leq 7 \text{ T}$ ) gekippt, so daß das maximal erreichbare Feld  $\langle B_{\perp} \rangle$  mit zunehmendem Kippwinkel abnimmt. Abbildung 2.14 (a) zeigt die Konfiguration  $j^{[110]} \parallel B_{\parallel}^{[110]}$ . Für  $\theta = 0$  (unterste Kurve) ist  $B_{\parallel} = 0$ , und der Magnetowiderstand zeigt den üblichen Verlauf mit SdH-Oszillationen. Eine Verkippung der Probe resultiert in einem ausgeprägten positiven Magnetowiderstand, der mit dem Kippwinkel  $\theta$  zunimmt und für größere Felder von den SdH-Oszillationen überlagert ist. Zusätzlich ist eine Abnahme der SdH-Amplitude mit zunehmendem Kippwinkel zu beobachten. Neben die-

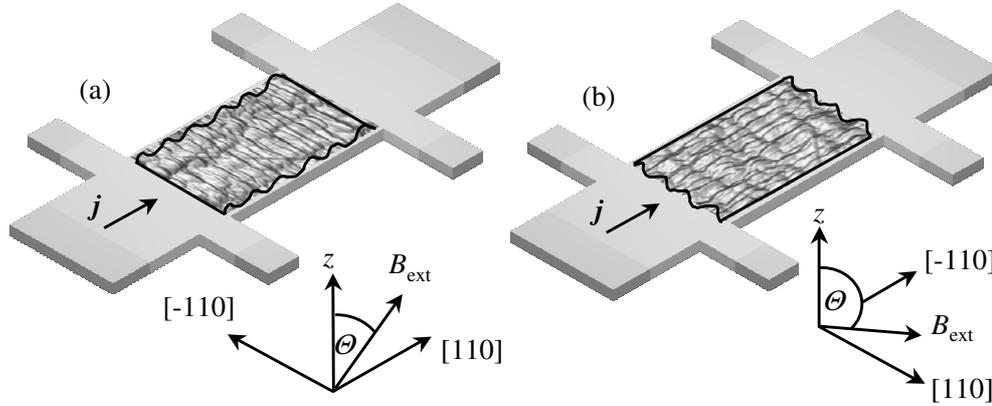


Abbildung 2.13: Zur Verkipfung der Probe im externen homogenen Magnetfeld  $B_{\text{ext}}$  sind die zwei prinzipiellen Konfigurationen gezeigt, die den Messungen in Abb. 2.14 entsprechen. (a) Verkipfung der Probe in Richtung des Stromflusses  $j$ :  $j \parallel B_{\parallel}$ . (b) Verkipfung der Probe senkrecht zum Stromfluß  $j$ :  $j \perp B_{\parallel}$ . Das Kreuzschraffurmuster mit einer stärkeren Welligkeit in  $[110]$  ist schematisch dargestellt.

sen Effekten ergibt sich bei einem festen  $\langle B_{\perp} \rangle$  für größere Kippwinkel eine größere Spin-Aufspaltung der Landau-Niveaus, da die Zeeman-Energie im unterschied zur Landau-Quantisierung proportional zu  $B_{\text{ext}}$  ist <sup>3</sup>. Sowohl der positive Magnetowiderstand als auch die Dämpfung der SdH-Oszillationen sind deutliche Signaturen eines nichtplanaren 2DEGs in diesen Heterostrukturen und sind nicht in planaren 2DEGs zu beobachten.[Gus99, Löh04]

Der positive Magnetowiderstand kann als ein Effekt des klassischen Elektronentransports in einem Magnetfeld verstanden werden, welches entlang des Hallbars moduliert ist (vgl. Abb. 2.13 (a)). Elektronen, die sich in einem senkrechten Magnetfeld variierender Stärke bewegen, erfahren sog. magnetische Barrieren.[Lea95, Ibr97] Die Abb. 2.15 zeigt schematisch das Prinzip einer solchen magnetischen Barriere. Das in (a) gezeigte Profil soll eine idealisierte Halbperiode des Kreuzschraffurmuster darstellen. Für den hier der Übersichtlichkeit halber demonstrierten Fall eines parallel zur Probenoberfläche anliegenden externen Magnetfeldes ergibt sich der in (b) ge-

<sup>3</sup>Dieser Umstand erlaubt die Bestimmung des effektiven  $g^*$ -Faktors anhand von Koinzidenz-Messungen im gekippten Feld.[Fan68, Nic88] Für die hier untersuchte Probe ergibt sich in Übereinstimmung mit Ref. [Möl03] ein Wert von  $g^* = 6.6 \pm 0.4$  für die Koinzidenz  $r = 1/2$  bei  $\theta = 75^\circ \pm 1^\circ$ .

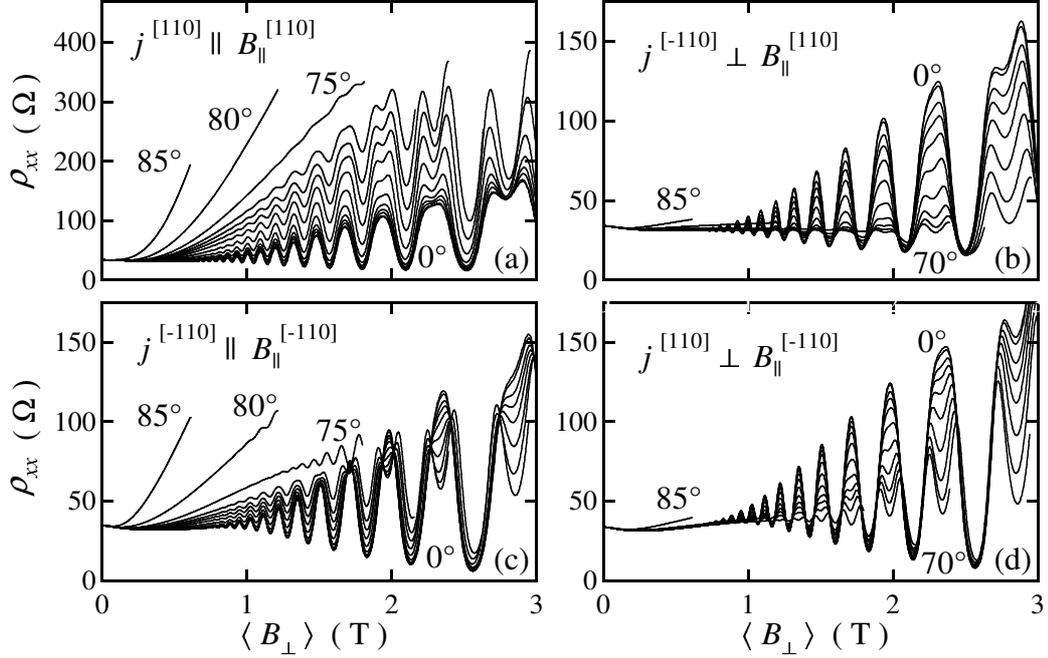


Abbildung 2.14: Magnetotransportkurven für verschiedene Kippwinkel des externen Magnetfeldes relativ zur Probennormalen. Aufgrund von Fluktuationen der senkrechten Magnetfeld-Komponente ist der Magnetotransport charakterisiert durch (a) starke magnetische Barrieren, (b) starke magnetische Streuung, (c) schwache magnetische Barrieren, (d) schwache magnetische Streuung. Zu beachten ist die abweichende Skala in (a).

zeigte Verlauf der senkrechten Magnetfeld-Komponente. Liegt nun entlang des Hallbars in  $x$ -Richtung ein elektrisches Feld an, so ergibt sich aus der Lösung der Maxwell-Gleichungen der in (c) vereinfacht gezeigte Verlauf des Stroms.[Ibr97] Elektronen mit einer genügend hohen Geschwindigkeits-Komponente senkrecht zur magnetischen Barriere können diese überwinden. Solche mit einer geringeren Geschwindigkeit in  $x$  können die Barriere nicht überwinden und erfahren eine  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift entlang der Barriere. Es kommt so zu der in (c) gezeigten Umverteilung des Stroms. Für starke magnetische Barrieren, d. h. für große  $\theta$  und  $\langle B_{\perp} \rangle$ , ist der Längswiderstand daher durch den Hallwiderstand der magnetischen Barriere gegeben. Dies erklärt den in Abb. 2.14 (a) beobachteten linearen Verlauf des positiven Magnetowiderstands für große  $\theta$  und  $\langle B_{\perp} \rangle$ . Für kleinere  $\langle B_{\perp} \rangle$  und somit schwächere

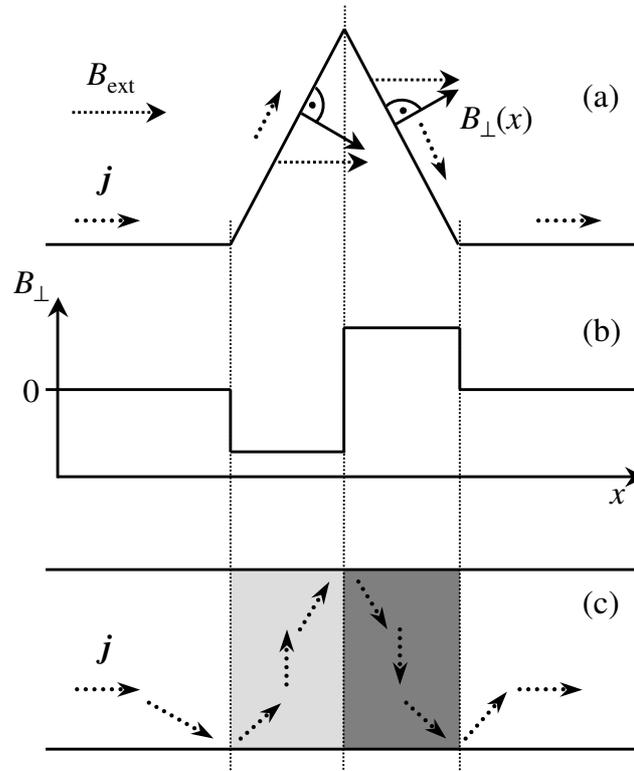


Abbildung 2.15: Modell einer magnetischen Barriere für ein parallel zur Probe anliegendes externes Magnetfeld. Bewegen sich die Elektronen entlang der in (a) idealisiert dargestellten Profils, wirkt auf sie ein sich räumlich änderndes senkrechtes Magnetfeld (d). Hieraus ergibt sich eine Stromumverteilung, wie sie in der Aufsicht auf den Hallbar skizziert ist (c).

Barrieren ergibt sich ein quadratischer Magnetowiderstand. In Ref. [Ibr97] wurde gezeigt, daß magnetische Barrieren in Reihe additiv sind. Man kann nun den erwarteten Magnetowiderstand über den Hallwiderstand der Barrieren abschätzen  $R_{xx} = M B \cos(\theta - \alpha)/eN_s$ . Dabei ist  $M$  die Anzahl der Barrieren entlang des Hallbars zwischen den Spannungsabgriffen, die aus der Periode des Kreuzschraffurmusters zu  $M \simeq 800$  abgeschätzt werden kann. Anhand der lateralen und vertikalen Dimensionen des Kreuzschraffurmusters kann man den mittleren Facettenwinkel des Kreuzschraffurmusters als  $\alpha \simeq 1^\circ$  ansetzen. Es ergibt sich somit für  $\theta = 85^\circ$  und  $B = 7 \text{ T}$  ein Wert von  $R_{xx} \simeq 0.5 \text{ M}\Omega$ . Dieser Wert ist etwa 100 mal größer als der in Abb. 2.14 (a) tatsächlich beobachtete. Es muß hierbei jedoch berücksichtigt werden,

daß diese Abschätzung als eine grobe obere Grenze betrachtet werden muß, da die Annahme einer Addition idealer magnetischer Barrieren stark vereinfacht ist. Eine genauere quantitative Analyse des positiven Magnetowiderstandes muß sowohl die Zweidimensionalität als auch die Unregelmäßigkeit des Kreuzschraffurmusters berücksichtigen.

Die Abb. 2.14 (b) zeigt die Konfiguration, in der die Modulation von  $B_{\perp}$  senkrecht zur Richtung des Hallbars verläuft (vgl. Abb. 2.13 (b)). Die Elektronen bewegen sich daher entlang magnetischer Äquipotentiallinien, weshalb es zu keinem ausgeprägten positiven Magnetowiderstand kommt. Der sehr schwache positive Magnetowiderstand für  $\theta > 70^{\circ}$  wird einem magnetischen Barrieren-Effekt, ähnlich wie in (a), zugeschrieben, der aufgrund der Unregelmäßigkeit des Kreuzschraffurmusters entsteht. Es wird zusätzlich eine starke Dämpfung der SdH-Oszillationen mit zunehmendem Kippwinkel sichtbar, wie es bereits etwas schwächer in Abb. 2.14 (a) beobachtet wurde. Allgemein lassen sich die SdH-Amplituden durch die Gl. (2.4) beschreiben, wobei der entscheidende Parameter die Streuzzeit  $\tau_s$  ist. Normalerweise wird  $\tau_s$  durch die Coulomb-Streuung an Störpotentialen des Kristalls bestimmt und hängt nicht von einem Magnetfeld ab. Im Fall eines inhomogenen  $B_{\perp}$  kommt es jedoch zu einem zusätzlichen magnetischen Streumechanismus, der zu einem kleineren  $\tau_s$  und somit zu einer zusätzlichen Dämpfung der SdH-Oszillationen führt.[Gus99] Gusev *et al.* unterscheiden mikroskopisch zwischen einer Streuung an einem räumlich fluktuierenden Magnetfeld und einer Verbreiterung der Landau-Niveaus aufgrund eines räumlich variierenden Füllfaktors unterscheiden.[Gus99] Die Streuung an einem fluktuierenden  $B_{\perp}$  spielt überwiegend für kleine Magnetfelder eine Rolle, für die der Zyklotronradius  $r_c \propto 1/B$  größer als die laterale Längenskala der Fluktuation ist. Da für das Regime  $B_{\perp} > 0.5$  T, in dem hier die SdH-Oszillationen beobachtet werden, der Zyklotronradius  $r_c < 250$  nm kleiner als die typische Periode des Kreuzschraffurmusters von  $a \simeq 1 \mu\text{m}$  ist, wird die Dämpfung der SdH-Oszillationen hauptsächlich durch eine Variation des Füllfaktors hervorgerufen werden. Es gibt jedoch auch in diesem Regime einen Beitrag der Streuung an magnetischen Fluktuationen für Zyklotronbahnen an den Extrema der Welligkeit. Da beide Effekte zu einem kleineren  $\tau_s$  führen, soll hier allgemein von einer zusätzlichen *magnetischen Streuung* gesprochen werden, wenngleich es sich hierbei streng gesehen nicht ausschließlich um eine Streuung handelt.

Bei den in Abb. 2.14 (a) und (b) diskutierten Konfigurationen ist  $B_{\parallel} \parallel$

[110], so daß die Modulation von  $B_{\perp}$  in der Richtung der kürzeren Periode des Kreuzschraffurmusters liegt. Berücksichtigt man, daß die Stärke der Magnetfeld-Modulation von der Welligkeit des 2DEGs abhängt, stellt sich die Frage, ob der positive Magnetowiderstand und die Dämpfung der SdH-Oszillationen für  $B_{\parallel} \parallel [-110]$  geringer sind. Vergleicht man die Abb. 2.14 (a), (b) mit (c), (d), erkennt man, daß dies der Fall ist. Der positive Magnetowiderstand ist 2-4 mal größer für  $B_{\parallel} \parallel [110]$ . Unter der Annahme, daß magnetischen Barrieren in Reihe, wenigstens zu einem Teil, additiv sind, spiegelt dies die Tatsache wider, daß die Periode des Kreuzschraffurmusters in [110] etwa vier mal so klein ist wie in [-110]. Auch die Dämpfung der SdH-Oszillationen ist in Abb. 2.14 (c) geringer. Man erkennt für  $\theta = 75^{\circ}$  noch gut ausgeprägte Oszillationen<sup>4</sup>, was in Abb. 2.14 (a) nicht der Fall ist. Für einen quantitativen Vergleich der SdH-Dämpfung wurden die Streuzeiten  $\tau_s$  anhand von Dingle-plots bestimmt. Es wurde hierfür trotz der unbefriedigenden Übereinstimmung in den vorangegangenen Analysen für  $B_{\parallel} = 0$   $A = 4$  gewählt (vgl. Abb. 2.10). Insgesamt sollen die hier mit  $A = 4$  bestimmten  $\tau_s$  als verlässliche Werte betrachtet werden [Col91], insbesondere stellen sie ein gutes Maß für die relative Dämpfung der SdH-Oszillationen im fluktuierenden Magnetfeld dar. In Abb. 2.16 ist die relative Dämpfung  $\tau_s/\tau_0$  als Funktion des Kippwinkels  $\theta$  dargestellt. Dabei ist  $\tau_0 = \tau_s(\theta = 0)$  die Streuzeit im senkrechten Magnetfeld, für die eine magnetische Streuung minimal ist. Der schnellere Abfall von  $\tau_s$  mit  $\theta$  für  $B_{\parallel} \parallel [110]$  aufgrund der stärkeren 2DEG Welligkeit in [110] ist hier direkt sichtbar. Der absolute Unterschied der Dämpfung in den  $\langle 110 \rangle$  Richtungen läßt sich nicht wie der Barrieren-Effekt direkt anhand der Unterschiede der Welligkeits-Periode verstehen. Im Fall der magnetischen Streuung wird die Unregelmäßigkeit der Welligkeit eine größere Rolle spielen als für den magnetischen Barrieren-Effekt. Daher könnte eine stärkere Mischung der  $\langle 110 \rangle$  Richtungen für die magnetische Streuung zu einem geringeren Unterschied der Dämpfung führen, als es aus einem Unterschied der mittleren Perioden in [110] und [-110] erwartet werden könnte. Der funktionale Verlauf  $\tau_s(\theta)$  zeigt eine relativ schwache Abnahme von  $\tau_s$  für kleine Kippwinkel, während sich für größere Winkel eine steilere Kurve ergibt. Dies deutet daraufhin, daß die magnetische Streuung nicht unmittelbar proportional zur Zunahme der magnetischen Fluktuation  $\Delta B_{\perp} \propto \sin(\theta)$  ist (vgl. Abb. 2.12). Ein direkter Vergleich der experimentellen Kurve mit einem

---

<sup>4</sup>Der Winkel  $\theta \simeq 75^{\circ}$  entspricht der Koinzidenz  $r = 1/2$ , für die man sehr schön eine Verdopplung der SdH-Periode erkennt.[Möl03]

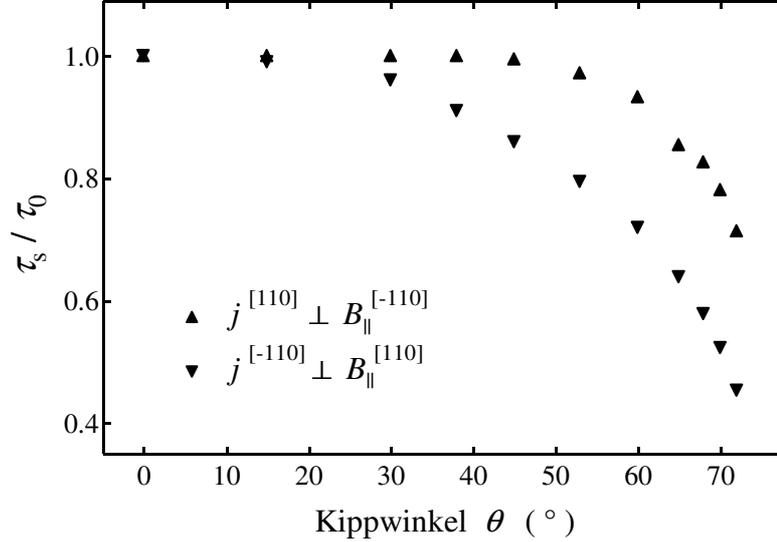


Abbildung 2.16: Relative Dämpfung der SdH-Oszillationen im gekippten Magnetfeld. In Übereinstimmung mit einer kürzeren Periode der 2DEG Welligkeit ergibt sich eine stärkere Dämpfung für  $B_{||} \parallel [110]$ .

theoretischen Ausdruck ist nicht direkt möglich, da die Variation des Magnetfelds in Gl. (1.19) auf komplizierte Weise eingeht. Das Verhältnis  $\tau_s/\tau_0$  für die Konfiguration  $j \parallel B_{||}$  zeigt qualitativ den gleichen Verlauf wie in Abb. 2.16 mit einer stärkeren Dämpfung für  $B_{||} \parallel [110]$ . Quantitativ ergibt sich jedoch eine etwa 10% geringere Dämpfung. Dieses Verhalten läßt sich aufgrund der Umverteilung der Strompfade im Fall der magnetischen Barrieren verstehen, da ein Teil des Stroms sich entlang der Barrieren auf magnetischen Äquipotentiallinien bewegt (vgl. Abb. 2.13 und 2.15).

Neben den beobachteten Magnetotransport-Effekten soll noch auf eine weitere Konsequenz der Nichtplanarität des 2DEGs eingegangen werden. Kürzlich wurde die effektive Spin-Bahn Wechselwirkung eines gekrümmten 2DEGs theoretisch untersucht.[Ent01] Aus der Krümmung des 2DEGs resultieren zwei zusätzliche Wechselwirkungsterme. Zum einen ergeben sich aus den verschiedenen großen Tangentialgeschwindigkeiten der Elektronen an den Grenzen des Quantentopfes verschieden große transformierte Magnetfelder, so daß der Spin mit dieser Magnetfeldänderung wechselwirkt. Ein zweiter Beitrag entsteht durch die Zentripetalkraft, welche ebenfalls ein transformiertes Magnetfeld im Ruhesystem der Elektronen verursacht. Insgesamt ist dabei

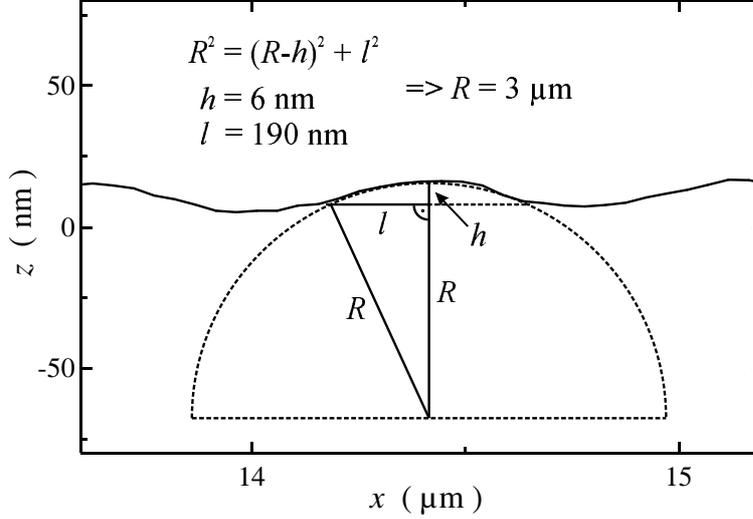


Abbildung 2.17: Abschätzung des Krümmungsradius  $R$  der 2DEG Welligkeit anhand des Kreuzschraffurmusters. Zur realistischen Darstellung des Kreuzschraffurmusters ist der auf der  $z$ -Achse dargestellte Bereich ein zehntel des  $x$ -Bereichs.

die durch die Krümmung hervorgerufene Spin-Bahn Wechselwirkung durch den Radius  $R$  der Krümmung und die transversale kinetische Energie  $T_0$  der Elektronen im Quantentopf bestimmt. In Ref. [Ent01] wurde das Verhältnis der Rashba Spin-Bahn Wechselwirkung und der krümmungsinduzierten zu  $E_g d / T_0 R$  abgeschätzt, wobei  $E_g$  die Bandlücke des Halbleiters und  $d$  die vertikale Ausdehnung des 2DEGs sind. Die Energielücke kann für den verspannten Quantentopf mit  $E_g \simeq 0.5 \text{ eV}$  abgeschätzt werden. Für die Ausdehnung des 2DEGs ergibt sich ein Wert von  $d \simeq 14 \text{ nm}$  (vgl. Abb. 1.1). Hieraus ergibt sich für einen Quantentopf mit harten Wänden  $T_0 = \hbar^2 \pi^2 / 2m^* d^2 \simeq 50 \text{ meV}$ . Man erhält somit nach der Bedingung  $E_g d / T_0 R = 1$  einen Radius  $R \simeq 200 \text{ nm}$ , für den die krümmungsinduzierte Spin-Bahn Wechselwirkung in der gleichen Größenordnung liegt wie die Rashba Spin-Bahn Wechselwirkung. [Gru00, Hu03] Eine Abschätzung des 2DEG Krümmungsradius anhand des Kreuzschraffurmusters ist in Abb. 2.17 gezeigt. Zur realistischen Darstellung der Dimensionen des Kreuzschraffurmusters wurden die dargestellten Achsen-Bereiche entsprechend gewählt (vgl. Abb. 1.3). Nimmt man an, daß das 2DEG der Welligkeit der Heterostrukuroberfläche folgt, ergibt sich für eine kreisförmige Verbindung zwischen den Minima und Maxima des Kreuz-

schriffurmusters ein typischer Krümmungsradius des 2DEGs von  $R = 3 \mu\text{m}$ . Dieser Radius sollte nach der obigen Abschätzung in einer krümmungsinduzierten Spin-Bahn Wechselwirkung resultieren, die etwa 100 mal kleiner ist als die Rashba Spin-Bahn Kopplung. Es soll an dieser Stelle jedoch daraufhin gewiesen werden, daß die Abschätzung des Krümmungsradius eine obere Grenze darstellt, da jede nicht-kreisförmige Verbindung lokal zu kleineren Radien führen würde. Weiterhin ist denkbar, daß die Unregelmäßigkeit der 2DEG Welligkeit zu einer Fluktuation der krümmungsinduzierten Spin-Bahn Wechselwirkung führen kann. Dies würde zu einer fluktuierenden Spin-Bahn Kopplung und damit zu einer zufälligen Präzession des Spins führen, was weiterhin die Ursache einer zusätzlichen Spin-Relaxation wäre.[She03]

## 2.3 Transport und Dephasierung in offenen InAs/InGaAs-Quantenpunkten

Bei den bisher durchgeführten Transportexperimenten hat der quantenmechanische Charakter der Elektronen nur eine untergeordnete Rolle gespielt. Natürlich ist die elektronische Bandstruktur und insbesondere die Zweidimensionalität der Elektronen nur als Konsequenz der Quantenmechanik zu verstehen. Der Elektronentransport kann jedoch in einem semiklassischen Bild beschrieben werden, in dem die Elektronen als ein Elektronengas behandelt werden.

Dieses Bild reicht jedoch nicht mehr aus, wenn die Phasenkohärenz und die Quantisierung sowohl der elektrischen Ladung als auch des Transportes in den Vordergrund rücken. Dieses Regime, in dem eine Vielzahl neuartiger Phänomene beobachtet werden kann, wird als mesoskopische Physik bezeichnet.[Bee91] Von großer Bedeutung in diesem Zusammenhang ist die Phasenkohärenzlänge  $l_\phi$  der Elektronen-Wellenfunktion, die bei tiefen Temperaturen von einigen 100 mK etliche  $10 \mu\text{m}$  betragen kann und damit die größte Längenskala in mesoskopischen Systemen sein kann. Neben der Kohärenzlänge der Elektronen-Wellenfunktion im Ortsraum kann für den mesoskopischen Transport auch die Kohärenz der Spin-Zustände relevant werden, da es durch eine starke Spin-Bahn Wechselwirkung auch zu einer Dephasierung bzw. Relaxation des Spins kommt (siehe z. B. [Žutić04, Fab99]). Ein Verständnis der Zerstörung der Phasenkohärenz, die sog. Dephasierung, spielt neben dem grundsätzlichen Verständnis der Quanten-Wechselwirkung der Elektronen insbesondere im Zusammenhang mit den aktuellen Bestrebungen zur Realisierung eines „Quantencomputers“ eine entscheidende Rolle.

Ein ideales mesoskopisches System zur Untersuchung der Phasenkohärenz stellen sog. offene Quantenpunkte dar.[Mar92, Kou98] Hierbei handelt es sich um eine Fläche eingeschlossener Elektronen mit einem Eingang und einem Ausgang (Anschlüsse), die den Quantenpunkt an ein 2DEG koppeln. Die Abb. 2.18 zeigt schematisch einen solchen Quantenpunkt, der als Interferometer für Elektronen betrachtet werden kann. Wenn die Anschlüsse eine oder mehr transversale Moden erlauben, so kann man den Transport durch den Quantenpunkt in einem Trajektorien-Bild beschreiben. Die Transmittanz, d. h. der Leitwert des Systems ist dann ein Resultat der Interferenz der Elektronen-Trajektorien am Ausgang der Quantenpunkts. Kommt es nun zu

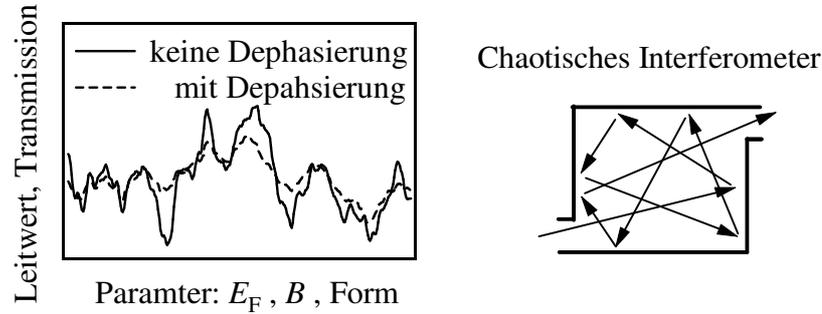


Abbildung 2.18: Schematische Darstellung eines zweidimensionalen Interferometers mit Elektronen-Trajektorie. Als Funktion eines Parameters wie z. B. der Fermi-Energie, eines externen Magnetfelds oder der Form des Interferometers ergeben sich Leitwertfluktuationen, deren Amplitude bei vorhandener Dephasierung aufgrund partieller Interferenz geringer ist.

einer Manipulation der Phase der Elektronen-Wellenfunktion, so wird sich das Interferenzmuster ändern. Der Leitwert wird somit als Funktion eines äußeren Parameters fluktuieren. Man spricht daher von Leitwertfluktuationen, die sich durch die folgenden Punkte auszeichnen:

- Die *mikroskopische* Konfiguration (Streuzentren, Form, etc.) bestimmt den *Leitwert*.
- Nach der Hypothese der *Ergodizität* entspricht die Änderung eines externen *Parameters* wie eines Magnetfelds, der Fermi-Energie oder der Form einer Änderung der *mikroskopischen* Konfiguration.
- Die Fluktuationen sind *parametrisch*, d. h. *reproduzierbar* und nicht zufällig.
- Die Fluktuationen sind durch einen *universellen* Wert der Größenordnung ( $e^2/h$ ) gegeben und unabhängig von der mikroskopischen Gestalt des Quantenpunkts.
- *Dephasierung* führt zu einer Reduktion der Fluktuationen  $< e^2/h$ .

Wenn einige Elektronen ihre Phaseninformation verlieren, kommt es nur zu einer partiellen Interferenz, und die Fluktuationen werden eine geringere Amplitude aufweisen (siehe Abb. 2.18).

Eine Vielzahl der statistischen Eigenschaften der Leitwertfluktuationen können theoretisch beschrieben werden, z. B. die Amplitude der Fluktuationen, der mittlere Leitwert des Interferometers als Funktion der Moden in den Anschlüssen, die Verteilung des Leitwertes.[Bee97] So ist insbesondere die Varianz der Fluktuationen nur abhängig von sog. universellen Parametern und unabhängig von der mikroskopischen Gestalt des Interferometers oder den genauen Eigenschaften des 2DEGs. Sie ergibt sich anhand der Symmetrieklasse, d. h. ob z. B. ein externes Magnetfeld anliegt und somit die Zeit-Umkehr-Invarianz bricht oder nicht. Erst kürzlich wurde eine neue Universalitätsklasse in Zusammenhang mit der Spin-Bahn Wechselwirkung gefunden.[Fol01, Hal01, Ale01]

Bei tiefen Temperaturen ist die Rate für Elektron-Phonon Streuung sehr gering, so daß die Dephasierung in offenen Quantenpunkten durch Elektron-Elektron Streuung bestimmt ist.[Hui98b] Die Modellierung der Dephasierung geschieht durch einen zusätzlichen virtuellen Anschluß, der den Quantenpunkt an das 2DEG koppelt und auf diese Weise die Phaseninformation der Elektronen zerstört.[Bro97] Es ist unter Verwendung dieses Modells möglich, anhand der Leitwertfluktuationen die Phasenkohärenzlänge in Abhängigkeit der Temperatur zu bestimmen.

In diesem Kapitel sollen Leitwertfluktuationen an offenen Quantenpunkten diskutiert werden, die ausgehend von einem 2DEG in der bereits in Kapitel 2.2 behandelten InAs/InGaAs Heterostruktur hergestellt wurden. Hierzu wurden Messungen bei Temperaturen im Millikelvin-Bereich in einem He<sup>3</sup>/He<sup>4</sup>-Entmischungskryostaten der Firma Oxford durchgeführt. Die Fluktuationen wurden als Parameter eines externen senkrecht zum 2DEG anliegenden Magnetfeld durchgeführt. Es ist auf diese Weise gelungen, die Phasenkohärenzlänge in diesen Strukturen zu bestimmen. Es wurden weiterhin Anzeichen für das Auftreten einer schwachen Antilokalisierungs-Korrektur des Leitwertes gefunden, was auf den Einfluß einer Spin-Bahn Wechselwirkung hinweist.

Üblicherweise geschieht die laterale Einschränkung des 2DEGs in die Form des Quantenpunkts mit Hilfe von metallischen Gate-Elektroden, die auf die Heterostrukturoberfläche aufgebracht werden. Dies ist jedoch bei den hier untersuchten InAs/InGaAs Heterostrukturen nicht möglich, da eine elektrostatische Barriere zwischen Gate und 2DEG fehlt. Die Definition der Quantenpunkte geschah daher durch einen tief-mesa Ätzprozeß. Dies hat zur Folge, daß die Anzahl der Moden in den Anschlüssen zum 2DEG durch

Tabelle 2.2: Charakteristische Größen eines offenen Quantenpunktes.

Fläche	$A$	$2.25 \mu\text{m}^2$
Elektronen-Dichte	$N_s$	$11 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$
Anzahl der Elektronen		20 000
Fermi-Energie	$E_F$	67 meV
thermische Energie	$kT$ bei 100 mK	$8.6 \mu\text{eV}$
Niveau-Abstand	$\Delta = 2\pi\hbar^2/m^*A$	$5.5 \mu\text{eV}$
Verweildauer	$\tau_{\text{esc}} = h/(N_1 + N_2)\Delta$	0.2 ns
Durchflugdauer	$\tau_{\text{cross}} = \sqrt{A}/v_F$	2 ps
Anzahl der Wandkollisionen	$\tau_{\text{esc}}/\tau_{\text{cross}}$	100

die Breite der geätzten Quantenpunkt-Kontakte gegeben ist und nicht eingestellt werden konnte. Der offene InAs/InGaAs Quantenpunkt wurde, wie in Abb. 2.18 dargestellt, in der Form eines chaotischen Interferometers gewählt. Die Kantenlänge beträgt  $1.5 \mu\text{m}$ , so daß der Transport bei einer mittleren freien Weglänge von  $l \simeq 2 \mu\text{m}$  innerhalb des Quantenpunktes ballistisch ist. Die Quantenpunkt-Kontakte wurden in ihrer Dimension derart gewählt, daß sie jeweils ca.  $N = 2$  Moden tragen. Die Elektronendichte dieser Struktur wurde anhand von SdH-Oszillationen des 2DEGs zu  $N_s = 11 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$  bestimmt.<sup>5</sup> Die Tabelle 2.2 zeigt die charakteristischen Größen des offenen Quantenpunktes. Dabei ist der Niveau-Abstand der mittlere energetische Abstand für einen isolierten Quantenpunkt, d. h. für Anschlüsse mit  $N_1 = N_2 = 0$  Moden. Vergleicht man die Verweildauer mit typischen Phasenkohärenzzeiten, die bis zu  $\tau_\phi \sim 1 \text{ns}$  betragen können, ergibt sich eine vollständig kohärente Bewegung der Elektronen im Quantenpunkt, mit einer großen Anzahl von  $\sim 100$  Wandreflexionen.

In Abb. 2.19 sind die Leitwertfluktuationen des offenen InAs/InGaAs

<sup>5</sup>Damit ist die Dichte etwa doppelt so hoch wie sie an einem anderen Stück derselben Probe an einem Hallbar gemessen wurde (vgl. Kapitel 2.2). Dieses erstaunliche Ergebnis wurde auch für weitere Probenstücke gefunden, die mit Hilfe von Elektronenstrahl-Lithographie und eines RIE-Ätzprozesses präpariert wurden. Es scheint eine zusätzliche effektive Dotierung aus einem oder beiden dieser Prozesse zu resultieren. Es ist denkbar, daß der Elektronen- bzw. Ionen-Beschuß der organischen Lackschichten zur Ausbildung von Kohlenstoffverbindungen an der Oberfläche der Heterostruktur führt, die Elektronen für das 2DEG bereitstellen.[Ram97]

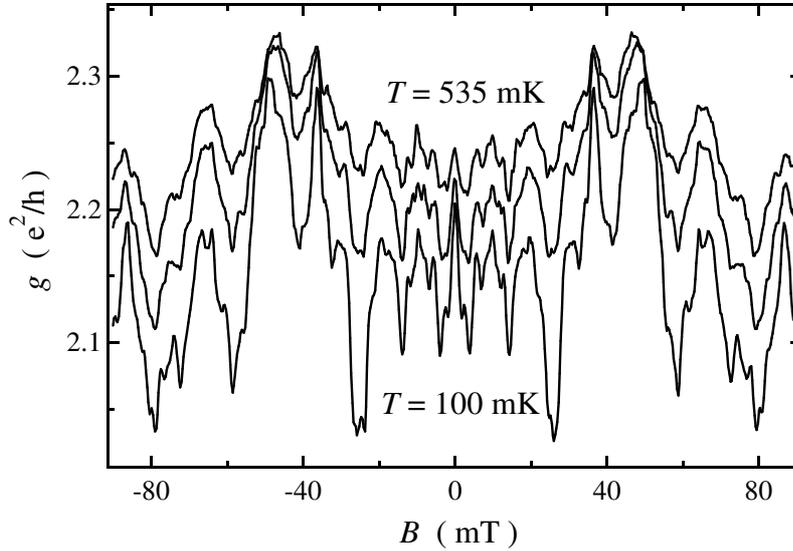


Abbildung 2.19: Leitwertfluktuationen des offenen InAs Quantenpunkts als Funktion eines externen Magnetfelds. Während die Amplitude für höhere Temperaturen abnimmt, bleibt die charakteristische Form der Fluktuationen reproduzierbar.

Quantenpunktes für drei verschiedene Temperaturen dargestellt. Betrachtet man zunächst die unterste Kurve für  $T = 100 \text{ mK}$ , erkennt man, daß die Fluktuationen als Funktion eines externen Magnetfeldes einen reproduzierbaren charakteristischen Verlauf zeigen, der wie theoretisch erwartet wird symmetrisch um  $B = 0 \text{ T}$  ist. Der Leitwert fluktuiert dabei um einen Mittelwert von  $\langle g \rangle \simeq 2 e^2/h$  mit einer Amplitude von  $\delta g \simeq 0.2 e^2/h$ . Die typische Magnetfeldskala, auf der sich der Leitwert deutlich ändert, ergibt sich zu  $\Delta B \simeq 2 \text{ mT}$ . Nimmt man an, daß dieser Änderung ein Magnetfeldquantum  $h/e$  entspricht, so ergibt sich nach der Bedingung  $h/e = A\Delta B$  eine Fläche des Quantenpunkts von  $A = 2.1 \mu\text{m}^2$ . Berücksichtigt man die Einfachheit dieser Abschätzung, so stimmt dieser Wert gut mit der lithographischen Fläche des Quantenpunkts von  $A = 2.25 \mu\text{m}^2$  überein. Für höhere Temperaturen erkennt man eine deutliche Abnahme der Fluktuations-Amplitude, während die charakteristische Form erhalten bleibt. Die Temperatur resultiert also im wesentlichen in einer erhöhten Dephasierung aufgrund stärkerer Elektron-Elektron Streuung. Zusätzlich ist eine leichte Zunahme des mittleren Leitwerts  $\langle g \rangle$  zu erkennen. Die Abb. 2.20 zeigt sowohl  $\langle g \rangle$  als auch die Varianz des

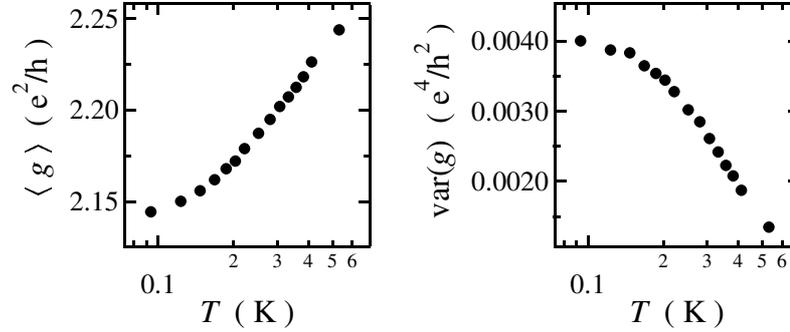


Abbildung 2.20: Mittlerer Leitwert  $\langle g \rangle$  und Varianz  $\text{var}(g)$  der Fluktuationen als Funktion der Temperatur.

Leitwertes als Funktion der Temperatur. Die Zunahme von  $\langle g \rangle$  ist aufgrund einer erhöhten Transmissivität der Quantenpunktkontakte denkbar, die genaue Ursache hierfür wurde aber nicht näher untersucht. Insgesamt ist die Unkontrollierbarkeit als auch die fehlende Kenntnis der Anzahl der Moden der Quantenpunktkontakte für die weitere quantitative Analyse der Fluktuationen unbefriedigend. So läßt sich prinzipiell aus der Varianz die Phasenkohärenzzeit bestimmen.[Bar95] Da jedoch  $\text{var}(g) \propto (N_1^2 N_2^2)/(N_1 + N_2)^2$  gilt, ergibt sich aus einer Asymmetrie der Anschlüsse eine zusätzliche Reduktion der Varianz, die in der Bestimmung einen Fehler von  $\tau_\phi$  ergibt. Die Anzahl der Moden  $N$  in den Punktkontakten läßt sich nur indirekt bestimmen. Es gilt  $\langle g \rangle \simeq (e^2/h)(N_1 N_2)/(N_1 + N_2)$  [Bar95], so daß sich die Anzahl der Moden in den Anschlüssen zu  $N \simeq 2$  abschätzen läßt. Es läßt sich nun mit Hilfe der Beziehung

$$\text{var}(g) \simeq \frac{N^2}{((4N^2 - 1)^{1/2} + N_\phi)^2} \left( \frac{e^2}{h} \right)^2 \quad (2.5)$$

anhand der Varianz die Phasenkohärenz bestimmen.[Bar95] Dabei ist  $N_\phi$  die Anzahl der phasenerstörenden Moden im virtuellen Anschluß zur Modellierung der Dephasierung. Sie ist mit der Phasenkohärenzzeit verknüpft

$$N_\phi = \frac{2\pi\hbar}{\tau_\phi\Delta}. \quad (2.6)$$

Neben der Dephasierung führt eine endliche Temperatur aufgrund einer Energieverbreiterung ebenfalls zu einer Reduktion der Varianz. Dies führt für Tem-

peraturen  $kT > 0.6\tilde{\Delta}$  auf den Ausdruck

$$\text{var}(g) \simeq \frac{\tilde{\Delta}}{6kT} \frac{N^2}{((4N^2 - 1)^{1/2} + N_\phi)^2} \left(\frac{e^2}{h}\right)^2, \quad (2.7)$$

wobei

$$\tilde{\Delta} = \Delta(2N + N_\phi)/2 \quad (2.8)$$

der Niveau-Abstand des Quantenpunkts bei Berücksichtigung von Dephasierung ist.[Hui98a] Eine konsequentere Berücksichtigung der thermischen Energie-Verbreiterung verlangt eine numerische Behandlung des Problems.[Alv02, Cre03]

Anhand der Gl. (2.5)-(2.8) ergibt sich für  $T = 535$  mK (vgl. Abb. 2.20) eine Phasenkohärenzzeit  $\tau_\phi = 30$  ps. Dies entspricht einem Verhältnis  $kT/\tilde{\Delta} = 0.6$ , für das Gl. (2.7) einen verlässlichen Wert ergibt. Wertet man auf dieselbe Weise die in Abb. 2.20 gezeigten Daten aus, so ergibt sich, nach einer Zunahme von  $\tau_\phi$  mit abnehmender Temperatur, für  $T < 300$  mK eine unphysikalische Abnahme. Dies wird darauf zurückgeführt, daß die Gl. (2.7) in diesem Temperaturbereich keine Gültigkeit mehr besitzt. Unter der Annahme einer ballistischen Bewegung im Quantenpunkt ergibt sich die Phasenkohärenzlänge zu  $l_\phi = v_F\tau_\phi \simeq 20 \mu\text{m}$ , so daß die Beziehung  $l_\phi > L$  erfüllt ist ( $L \simeq \sqrt{A}$ ). Ein Vergleich von  $\tau_\phi = 30$  ps mit der Verweildauer  $\tau_{\text{esc}} = 200$  ps (vgl. Tabelle 2.2) bedeutet aber eine nicht vollständig phasenkohärente Bewegung der Elektronen im Quantenpunkt.

Ein Vergleich von  $\tau_\phi = 30$  ps mit der typischen Phasenkohärenzzeit in offenen GaAs/AlGaAs Quantenpunkten von  $\tau_\phi \simeq 100$  ps [Hui98b] ergibt einen deutlich geringeren Wert der hier untersuchten Proben. Anhand der Leitwertfluktuationen von offene InGaAs Quantenpunkten, die keine Anzeichen einer Spin-Bahn Wechselwirkung zeigten, wurden hingegen erheblich größere Phasenkohärenzzeiten als für GaAs Systeme gefunden.[Hac02] Es muß jedoch berücksichtigt werden, daß der hier bestimmte Wert als eine Abschätzung betrachtet werden sollte. Insbesondere ist bei der Bestimmung von  $\tau_\phi$  nach Gl. (2.5) nicht der Effekt der Spin-Bahn Wechselwirkung berücksichtigt worden. Es wurde erst kürzlich gezeigt, daß das Vorhandensein einer Spin-Bahn Kopplung zu einer zusätzlichen Reduktion der Varianz um einen Faktor zwei führt.[Fol01, Hal01, Ale01, Zum02] Eine Berücksichtigung dieses Faktors würde zu einer doppelt so großen Dephasierungszeit für das hier untersuchte System führen und damit in die gleiche Größenordnung wie für GaAs Quantenpunkte rücken.

Für die hier untersuchten InAs/InGaAs Heterostrukturen wurden bei Messungen an 2DEGs Anzeichen für das Vorhandensein einer starken Spin-Bahn Wechselwirkung gefunden.[Gru00, Hu03] Auch in den hier gemessenen Leitwertfluktuationen gibt es ein Anzeichen für eine Spin-Bahn Wechselwirkung. Für Magnetfelder im Bereich weniger Millitesla um  $B = 0$  T ist ein negativer Magneto-Leitwert zu beobachten (vgl. 2.19), der als schwache Antilokalisierung interpretiert werden kann. Da diese Leitwertkorrektur jedoch in der gleichen Größenordnung liegt wie die Fluktuationen, ist eine klare Trennung von schwacher Lokalisierung bzw. Antilokalisierung von den Fluktuationen nicht möglich. Hierzu wäre es nötig, ein statistisches Ensemble der Fluktuationen zu messen, um anhand einer Mittelung nur die Lokalisierungs-Korrektur zu erhalten.[Zum02] Eine solche Mittelung kann hier jedoch aufgrund fehlender Manipulationsmöglichkeit des Quantenpunkts (z. B. über die Änderung der Form mit Gate-Elektroden) nicht durchgeführt werden.

Abschließend kann gesagt werden, daß erfolgreich Leitwertfluktuationen an offenen InAs/InGaAs Quantenpunkten gemessen wurden. Die Abschätzung der Phasenkohärenzzeit  $\tau_\phi = 30 - 60$  ps für  $T = 535$  mK ergibt einen Wert, der in der gleichen Größenordnung liegt wie für vergleichbare GaAs/AlGaAs Systeme. Eine starke Überhöhung von  $\tau_\phi$ , wie es in ähnlichen InGaAs Quantenpunkten beobachtet wurde, konnte für die hier untersuchten Proben nicht bestätigt werden. Es wurden außerdem Anzeichen einer Spin-Bahn Wechselwirkung anhand einer schwachen Antilokalisierung gefunden.

Insgesamt wäre es für weitere Messungen jedoch wünschenswert, offene Quantenpunkte mit Hilfe von Gate-Elektroden zu definieren. Dies würde eine genauere Analyse von  $\tau_\phi$  erlauben. Außerdem sollte es möglich sein, den Einfluß einer starken Spin-Bahn Wechselwirkung (im Vergleich zu einer ca. 100 mal geringeren im GaAs/AlGaAs System) auf den Transport in ballistischen Quantenpunkten zu untersuchen.[Cre03] Dies würde zusätzlich eine alternative Bestimmung der Spin-Bahn Wechselwirkungsstärke erlauben.

## 2.4 Spin-Bahn Wechselwirkung in Elektronenkanälen verschiedener Breite

Im Kapitel 2.3 wurde bereits auf den Einfluß der Spin-Bahn Wechselwirkung auf den Transport in mesoskopischen Systemen hingewiesen. So spielt die Spin-Relaxation für die Quanteninterferenz-Effekte eine entscheidende Rolle. In diesem Kapitel soll der Einfluß der Spin-Bahn Wechselwirkung auf die diffusive Leitwertkorrektur der schwachen Lokalisierung in Elektronenkanälen verschiedener Breite untersucht werden. Bei der schwachen Lokalisierung handelt es sich um ein kohärentes Rückstreuphänomen, welches zu einem negativen Magnetowiderstand führt.[Cha86] Entscheidend für die Beobachtung ist, daß die Phasenkohärenz entlang eines geschlossenen diffusiven Pfads erhalten bleibt, d. h.  $l_\phi > l$ . Ändert sich zusätzlich der Spin-Zustand entlang des Pfads, d. h.  $l_\phi > l_{so}$ , so kommt es zu einem positiven Magnetowiderstand, der schwachen Antilokalisierung.[Ber84]

Die Spin-Bahn Kopplung in Halbleiter-Heterostrukturen hat in jüngster Zeit, durch die Idee den Spin neben der Ladung des Elektrons als Informationsträger zu nutzen, gesteigertes Interesse gefunden. Ein grundlegendes Konzept der Manipulation des Spins geht vom Rashba-Effekt aus.[Byc84] Hierbei ist es im Prinzip möglich, die Spin-Dynamik mit Hilfe eines elektrischen Felds, welches durch eine Gate-Elektrode eingestellt werden kann, zu kontrollieren.[Dat90, Nit97] Eine starke Ausprägung des Rashba-Effekts zeigen insbesondere Halbleiter mit einer relativ geringen Bandlücke wie z. B. InAs, InGaAs oder InSb. Eine Vielzahl von Untersuchungen der Spin-Bahn Wechselwirkung in 2DEGs werden daher an InAs/InGaAs Heterostrukturen durchgeführt.[Zaw04] Der in diesen Strukturen dominierende Rashba-Effekt resultiert aus der Asymmetrie des Quantentopfes in  $z$ -Richtung. Es existiert jedoch in inversionsasymmetrischen Zinkblende-Strukturen ein weiterer Beitrag zur Spin-Bahn Wechselwirkung, der sog. Dresselhaus-Term.[Dre55] Erst kürzlich hat sich gezeigt, daß das Zusammenspiel beider Terme einen entscheidenden Einfluß auf die Spin-Dynamik haben kann.[Sil04]

Die Stärke der Spin-Bahn Kopplung wird oft anhand von Magnetotransport-Messungen bestimmt. Zum einen ergibt sich die Stärke aus dem charakteristischen Schwebungsmuster der SdH-Messungen.[Luo88, Das89] Eine alternative Bestimmung gelingt anhand der Antilokalisierung.[Hik80] Es wurde jedoch für Heterostrukturen bisher kein Vergleich der aus beiden Methoden gleichzeitig bestimmten Spin-Bahn Kopplungs-Stärken berichtet.

Fast alle Untersuchungen der Spin-Bahn Wechselwirkung in Halbleiter-Heterostrukturen geschahen bisher nur an 2DEGs, bei denen die lateralen Dimensionen des Elektronensystems stets sehr viel größer waren als jede andere Längenskala des Systems. Hinsichtlich der möglichen Realisierung einer Reihe von Spin-Bauelementen ist jedoch ein eindimensionaler Elektronenkanal anstatt eines 2DEGs notwendig.[Žutić04] Erste experimentelle Arbeiten zum Einfluß eines zusätzlichen lateralen Potentials auf den Rashba-Effekt wurden an eindimensionalen Kanälen und Quantenpunktkontakten durchgeführt.[Sch04, Kit04]

Neben dem direkten Einfluß lateraler Potentiale auf die Spin-Bahn Kopplung ist bei der Bestimmung der Stärke der Spin-Bahn Wechselwirkung anhand von Messungen der Antilokalisierung an schmalen Elektronenkanälen grundsätzlich das Wechselspiel der Kanalbreite  $W$  und der Spin-Bahn Länge  $l_{so}$  zu berücksichtigen. Es hat sich bereits bei den Messungen der Leitwertfluktuationen an offenen GaAs Quantenpunkten gezeigt, daß sich der Einfluß der Spin-Bahn Wechselwirkung auf den Transport verändert, sobald  $W$  und  $l_{so}$  vergleichbar werden.[Zum02] Ein äquivalenter Effekt wird auch für schmale Kanäle mit  $W \simeq l_{so}$  erwartet.[Fal04] Will man nun die Stärke der Spin-Bahn Wechselwirkung in schmalen Elektronenkanälen anhand von Antilokalisierungs-Messungen bestimmen, ist eine genaue Kenntnis der Wechselwirkung zwischen  $W$  und  $l_{so}$  entscheidend.

Es stellt sich nun die Frage nach der Stärke der Spin-Bahn Wechselwirkung in den hier untersuchten InAs/InGaAs Heterostrukturen. Es wurde für diese Struktur anhand von Messungen des Schwebungsmusters der SdH-Oszillationen die Spin-Bahn Kopplung bestimmt.[Gru00] Zur Beobachtung des Schwebungsmusters war jedoch das Anlegen einer Gate-Spannung notwendig. Ähnliche Messungen wurden auch in dieser Arbeit durchgeführt. Es konnten jedoch keine Anzeichen für eine Spin-Bahn Wechselwirkung gefunden werden. Eine alternative Bestimmung der Spin-Bahn Kopplung einer in Ref. [Gru00] nominell gleichen Struktur ist durch Messungen der Zyklotronresonanz gelungen.[Hu03] Hierbei wurden sehr ähnliche Spin-Bahn Wechselwirkungsstärken gefunden wie in Referenz [Gru00], ohne daß eine Gate-Spannung angelegt wurde. Es wurde in der hier vorliegenden Arbeit darüber hinaus versucht, die schwache Antilokalisierung zur Bestimmung der Spin-Bahn Wechselwirkung zu messen. An Hallbars einer Breite von  $W = 20 \mu\text{m}$  konnten jedoch auch bei  $T = 100 \text{mK}$  keine Anzeichen einer Antilokalisierung beobachtet werden. Vielversprechender scheinen hingegen Messungen

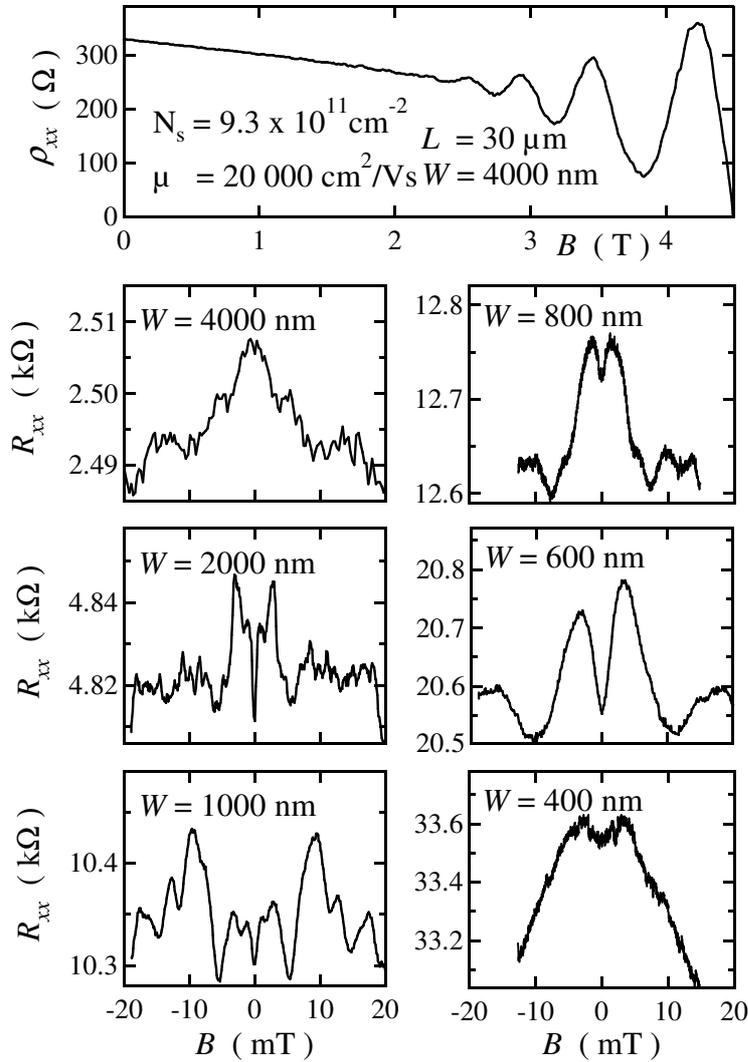


Abbildung 2.21: Messungen der Magnetowiderstände an schmalen InAs/InGaAs Elektronenkanälen bei  $T \leq 100 \text{ mK}$ . Unabhängig von der Kanalbreite wird kein Schwebungsmuster beobachtet (oben). Die untere sechs Graphen zeigen die Messungen der Lokalisierungs-Effekte. In den breiteren Kanälen mit  $W \geq 1000 \text{ nm}$  ist die schwache Lokalisierung bzw. Antilokalisierung von starken Leitwertfluktuationen überlagert. Für  $W < 1000 \text{ nm}$  sind Anzeichen einer Antilokalisierung sichtbar (siehe Text).

an sehr schmalen Kanälen zu sein. So wurden bei  $T = 100$  mK erste Anzeichen einer Antilokalisierung an sehr schmalen Kanälen gefunden. Diese Messungen sind in Abb. 2.21 gezeigt. An dem Kanal mit  $W = 4000$  nm ist keine Antilokalisierung zu beobachten. Es zeigt sich ein negativer Magnetowiderstand um  $B = 0$  T. Für die Kanäle mit  $W = 400 - 2000$  nm ist hingegen ein Minimum bei  $B = 0$  T zu beobachten. Dieser positive Magnetowiderstand könnte als Antilokalisierung interpretiert werden. Insbesondere die Kurven für  $W = 800$  nm und  $W = 400$  nm zeigen den typischen Verlauf eines positiven Magnetowiderstands, der sich für größere Magnetfelder in einen negativen umkehrt. Insgesamt ist jedoch eine eindeutige Interpretation der Magnetowiderstände als schwache Lokalisierung bzw. Antilokalisierung aufgrund der zusätzlich auftretenden starken Leitwertfluktuationen nicht möglich (vgl. Kapitel 2.3). Eine zuverlässige Analyse der Daten kann daher nicht durchgeführt werden. Für eine weitergehende Untersuchung des Einflusses der lateralen Quantisierung auf die Spin-Bahn Wechselwirkung bzw. des Wechselspiels von  $W$  und  $l_{so}$  ist eine klare Trennung der Leitwertfluktuationen von den Lokalisierungsphänomenen erforderlich. Ein Schwebungsmuster konnte unabhängig von der Kanalbreite an diesen Proben nicht beobachtet werden (vgl. Abb. 2.21 oben). Insgesamt sind die Gründe für das Fehlen der erwarteten Signaturen, sowohl die Antilokalisierung in den breiten Kanälen als auch ein Schwebungsmuster, der Spin-Bahn Kopplung in den Magnetotransport-Experimenten nicht geklärt.

Für potentielle Anwendungen werden zwar InAs/InGaAs Heterostrukturen aufgrund ihres stark ausgeprägten Rashba-Effekts viel diskutiert, aber auch GaAs/AlGaAs Strukturen zeigen eine ausgeprägte Spin-Bahn Wechselwirkung. In diesen Strukturen hat gleichzeitig der Dresselhaus-Term eine dem Rashba-Term äquivalente Größe, was für Untersuchungen zum grundsätzlichen Verständnis der Spin-Dynamik vorteilhaft sein kann. Ein weiterer Vorteil von GaAs/AlGaAs für die Untersuchung des Wechselspiels von  $W$  und  $l_{so}$  ist die geringere Stärke der Spin-Bahn Kopplung in diesem System im Vergleich zu InAs/InGaAs. Dies resultiert in einem ca. 100 mal größeren  $l_{so} \simeq 1 \mu\text{m}$  in GaAs Heterostrukturen. In Kanälen einer Breite  $W \simeq l_{so}$  spielen Quantisierungseffekte des Leitwertes noch keine Rolle. Für entsprechende Kanalbreiten in InAs/InGaAs ist dies jedoch der Fall, so daß hier die Modifikation des Energiespektrums zusätzlich berücksichtigt werden muß.

Zur Untersuchung der Spin-Bahn Wechselwirkung in GaAs/AlGaAs wurden Messungen bei einer Temperatur von  $T \leq 100$  mK an einer Heterostruktur

tur durchgeführt, bei der das 2DEG 35 nm unterhalb der Kristalloberfläche an einer GaAs/AlGaAs Grenzfläche lokalisiert ist (siehe Anhang). Für die Magnetotransport-Messungen wurden Hallbars mit einer Länge von  $L = 600 \mu\text{m}$  und insbesondere verschiedenen Breiten von  $W = 2.7 - 100 \mu\text{m}$  benutzt. Um die Elektronendichte einzustellen, besitzen die Hallbars Gate-Elektroden. Die Abb. 2.22 zeigt die Magnetotransport-Daten der breitesten Probe mit  $W = 100 \mu\text{m}$ . In Abb. 2.22 (a) sind die SdH-Oszillationen für verschiedene Gate-Spannungen dargestellt. Aus diesen Daten wurden die in Abb. 2.22 (b) gezeigten Elektronendichte und die Beweglichkeiten bestimmt. Die Ermittlung der Dichte geschah anhand der SdH-Oszillationen für  $B < 0.4 \text{ T}$  und stellt die gesamte Dichte, d. h. beider Spin-Subbänder, dar. Sowohl die Dichte als auch die Beweglichkeit weisen als Funktion der Gate-Spannung einen linearen Verlauf auf. Es ist insbesondere für alle Gate-Spannungen nur das unterste Subband des 2DEGs besetzt. Darüber hinaus zeigen die Kurven für eine hohe Elektronendichte ein typisches Schwebungsmuster, welches mit der Dichte abnimmt, bis es für Gate-Spannungen  $V_g < -80 \text{ mV}$  nicht mehr sichtbar ist. Neben dem Schwebungsmuster zeigt sich ein Fixpunkt bei  $B \simeq 0.6 \text{ T}$ , bei dem alle Kurven ein Minimum des Widerstands zeigen. Für  $B < 0.6 \text{ T}$  weisen die Positionen der SdH-Minima den erwarteten Verlauf mit der Elektronendichte auf, d. h. die Minima eines Füllfaktors verschieben mit abnehmender Dichte zu kleineren Magnetfeldern. Für  $B > 0.6 \text{ T}$  ergibt sich hingegen ein entgegengesetzter Verlauf. Sowohl die Existenz des Fixpunktes als auch das Schwebungsmuster sind Signaturen einer Spin-Bahn Wechselwirkung, deren Stärke mit der Elektronendichte abnimmt.

Aufgrund der Spin-Bahn Wechselwirkung kommt es zu einer Spinaufspaltung der Landau-Niveaus, die im Gegensatz zur Zeeman-Aufspaltung in grober Näherung für eine feste Elektronendichte als konstant, d. h. unabhängig vom Magnetfeld angenommen werden kann. Hieraus resultiert ein Unterschied der Dichten der beiden Spin-Niveaus  $\Delta N_s$ , so daß es zu einem Schwebungsmuster der SdH-Oszillationen kommt. Aus dem Dichteunterschied läßt sich die Spin-Aufspaltung  $\Delta_{\text{so}}$  abschätzen:

$$\Delta_{\text{so}} = \frac{\pi \hbar^2 \Delta N_s}{m^*}. \quad (2.9)$$

Das Schwebungsmuster läßt sich durch die Funktion  $\cos(\pi\delta/\hbar\omega_c)$  beschreiben, wobei  $\delta$  die gesamte Spin-Aufspaltung der Landau-Niveaus ist. Es erge-

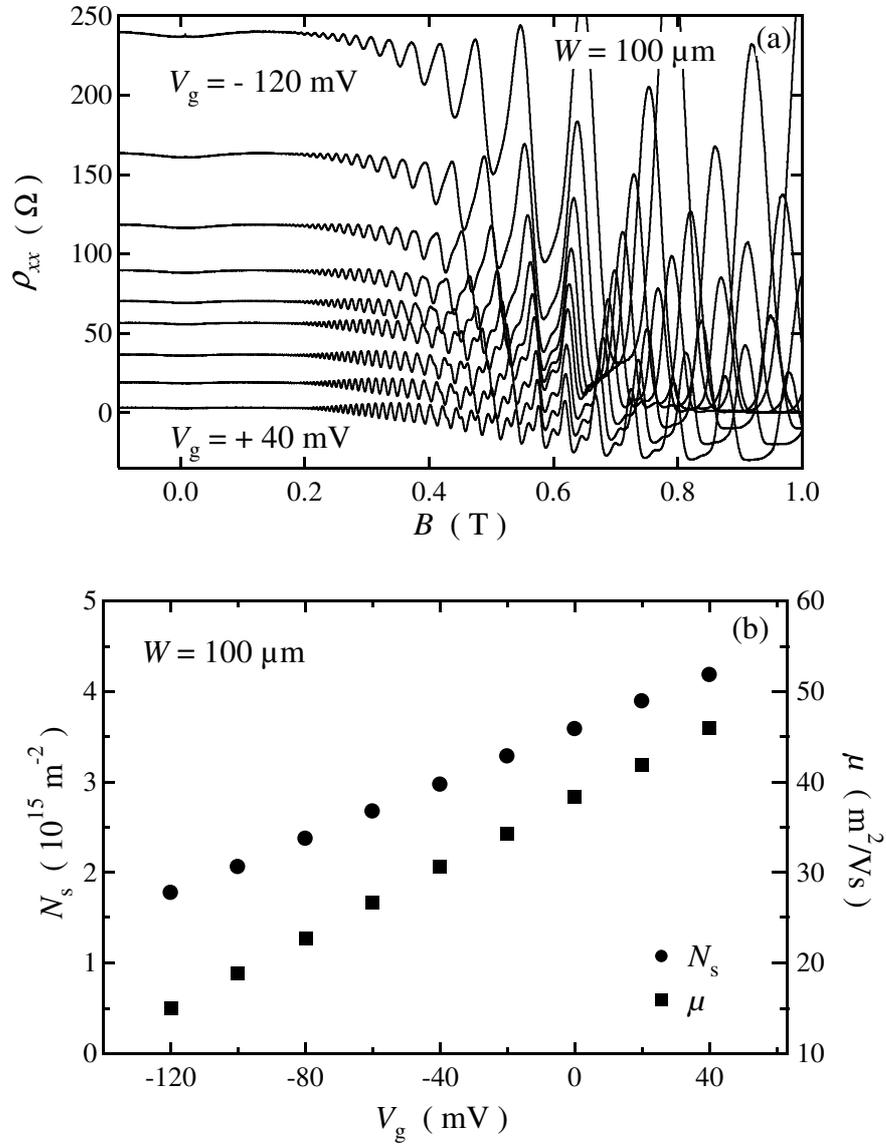


Abbildung 2.22: Es sind in (a) die Magnetotransport-Kurven der breitesten GaAs/AlGaAs Heterostruktur für verschiedene Gate-Spannungen gezeigt. Die untersten drei Kurven sind der Übersichtlichkeit halber um 10, 20 und  $30 \Omega$  nach unten verschoben. In (b) sind die bestimmten Dichten und Beweglichkeiten dargestellt.

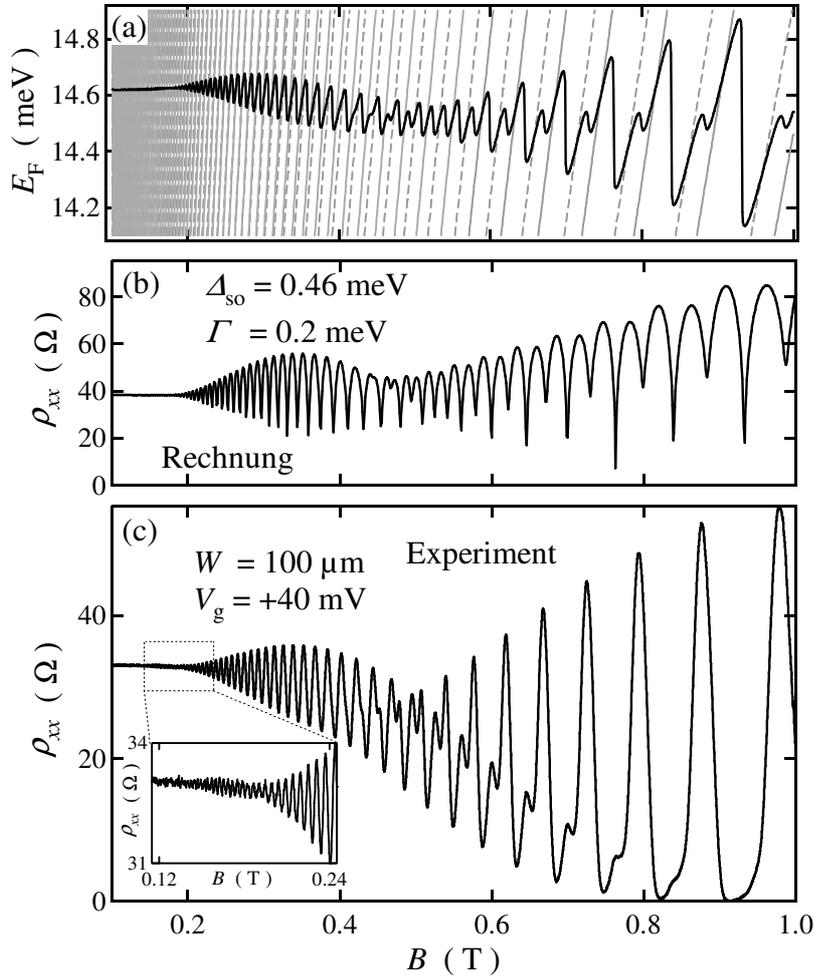


Abbildung 2.23: Vergleich des gemessenen Magnetowiderstands (c) mit dem Modell einer konstanten Spin-Aufspaltung. Ausgehend vom Verlauf der Fermi-Energie (a) ergibt sich der in (b) gezeigte berechnete Magnetowiderstand. Es ergibt sich eine qualitative Übereinstimmung zwischen Experiment und Modell. Im Einschub in (c) ist der vorletzte Schwebungsknoten zu erkennen. Die in (a) gezeigten grauen Linien stellen die spinaufgespaltenen Landau-Niveaus dar. Die unterbrochenen bzw. durchgezogenen Linien entsprechen dabei den höher- bzw. niederenergetischeren Niveaus eines Füllfaktors.

ben sich dann Knoten der Schwebung für [Das89]

$$\delta/\hbar\omega_c = 0.5, 1.5, \dots, \quad (2.10)$$

wobei

$$\delta = \Delta_{\text{so}} + \delta_1(\hbar\omega_c) + \delta_2(\hbar\omega_c)^2 + \dots \quad (2.11)$$

Die Abb. 2.23 (c) zeigt das Schwebungsmuster der SdH-Oszillationen für die höchste Elektronendichte und somit für die stärkste Spin-Bahn Wechselwirkung. Man erkennt für diese Messung die zwei letzten Schwebungsknoten bei  $B_{0.5} = 0.50 \text{ T}$  und  $B_{1.5} = 0.19 \text{ T}$ . Es ergibt sich hieraus nach Gl. (2.10) und (2.11) ein Wert  $\Delta_{\text{so}} = 0.52 \text{ meV}$ . Bestimmt man die Spin-Aufspaltung nach Gl. (2.9), so erhält man einen etwas kleineren Wert von  $\Delta_{\text{so}} = 0.46 \pm 0.03 \text{ meV}$ . Im Rahmen der Fehler und unter Berücksichtigung der einfachen Abschätzung nach Gl. (2.9) stimmen diese Werte gut überein. In Abb. 2.23 (a) ist der berechnete Verlauf der Fermi-Energie als Funktion des Magnetfelds gezeigt. Diese wurde durch die numerische Lösung der Integral-Gleichung bestimmt:

$$N_s = \int_0^\infty \rho(E)_{B \neq 0} f(E, E_F, T) dE, \quad (2.12)$$

wobei  $f(E, E_F, T) = [1 + \exp\{(E - E_F)/k_B T\}]^{-1}$  die Fermi-Verteilung ist. Die Zustandsdichte wurde dabei als Gauss-förmig mit einer Landau-Niveau Verbreiterung  $\Gamma$  angenommen:

$$\rho(E) = \frac{eB}{h} \sum_{n\pm} \frac{1}{\Gamma} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \exp\left(-2\frac{(E - E_{n\pm})^2}{\Gamma^2}\right). \quad (2.13)$$

Für die Spin-Aufspaltung der Landau-Niveaus wurde unter Vernachlässigung der Zeeman-Energie ein konstanter Wert angenommen:

$$E_{n\pm} = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c \pm \frac{1}{2}\Delta_{\text{so}}. \quad (2.14)$$

Der in Abb. 2.23 (b) gezeigte Widerstand wurde aus der Leitfähigkeit eines 2DEGs berechnet [Luo88]

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2}{\pi^2\hbar} \sum_{n\pm} \left(n \pm \frac{1}{2}\right) \exp\left(-\frac{(E_F - E_{n\pm})^2}{\Gamma^2}\right), \quad (2.15)$$

wobei für die Fermi-Energie als Funktion des Magnetfelds der in Abb. 2.23 (a) dargestellte Verlauf benutzt wurde. Für die Umrechnung von  $\sigma_{xx}$  in  $\rho_{xx}$

wurde der für quantisierende Magnetfelder ( $\sigma_{xy}^2 > \sigma_{xx}^2$ ) gültige Ausdruck benutzt:

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \simeq \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xy}^2} \simeq \sigma_{xx} \left( \frac{B}{eN_s} \right)^2. \quad (2.16)$$

Für alle durchgeführten Berechnungen wurde der Einfluß der Temperatur vernachlässigt ( $T = 0$  K), da die thermische Energie bei  $T = 100$  mK mindestens eine Größenordnung kleiner als alle relevante Energieskalen des Systems ist. Darüber hinaus wurde eine konstante Landau-Niveau Verbreiterung von  $\Gamma = 0.2$  meV<sup>6</sup> angenommen. Man erkennt, daß insbesondere die berechnete Fermi-Energie für eine konstante Spin-Aufspaltung  $\Delta_{so} = 0.46$  meV qualitativ den experimentellen Verlauf des Längswiderstandes erklären kann. Im Bereich  $\Delta_{so} > \hbar\omega_c$  weisen sowohl die Fermi-Energie als auch der experimentelle Widerstand das typische Schwebungsmuster auf. Auch die Verdopplung der SdH-Frequenz jenseits des letzten Knotens ist im Bild der Spin-aufgespaltenen Landau-Niveaus zu verstehen. Die Lage der Knoten wird jedoch nicht exakt durch das Modell einer konstanten Spin-Aufspaltung reproduziert.[Luo88] Der berechnete Widerstand zeigt ebenfalls eine gute qualitative Übereinstimmung mit der experimentellen Kurve. Die leichte Abweichung des Nullfeld-Widerstands ist in der Einfachheit des Modells (Gl. (2.15)) zu suchen, da hier nur eine mittlere Streuzeit in Form der Landau-Niveau Verbreiterung berücksichtigt wird.[Col91] Auch die nicht gut reproduzierte Linienform der SdH-Oszillationen für  $B > 0.5$  T wird auf das benutzte Modell zurückgeführt. Zum einen wurden sowohl die Spin-Aufspaltung als auch die Landau-Niveau Verbreiterung als magnetfeldunabhängig angenommen. Es wurde zusätzlich die Zeeman-Energie in den Berechnungen vernachlässigt. Ein weiterer entscheidender Punkt ist die Vernachlässigung der Lokalisierung in genügend hohen Magnetfeldern, die nicht im benutzten Modell enthalten ist. Dies führt insbesondere zu den sehr scharfen SdH-Minima in Abb. 2.23 (b). Insgesamt demonstrieren die berechneten Kurven jedoch, daß der gemessene Magnetowiderstand deutliche Signaturen einer Spin-Bahn Wechselwirkung aufweist. Darüber hinaus zeigt der Vergleich der Kurven in Abb. 2.23, daß die nach Gl. (2.9) bestimmte Spin-Bahn Wechselwirkungsstärke eine gute Abschätzung darstellt. Der bestimmte Wert von  $\Delta_{so} \simeq 0.5$  meV bei einer Elektronendichte von  $N_s = 4.1 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$  ist in guter Übereinstimmung sowohl mit Werten anderer Experimente als auch mit für GaAs-Strukturen theoretisch berechneten.[Zaw04, Ram97]

---

<sup>6</sup>Es wurde hierfür  $\Gamma = \hbar/2\tau_s$ , mit  $\tau_s \simeq 0.1\tau_t$  benutzt. (vgl. Seite 32)

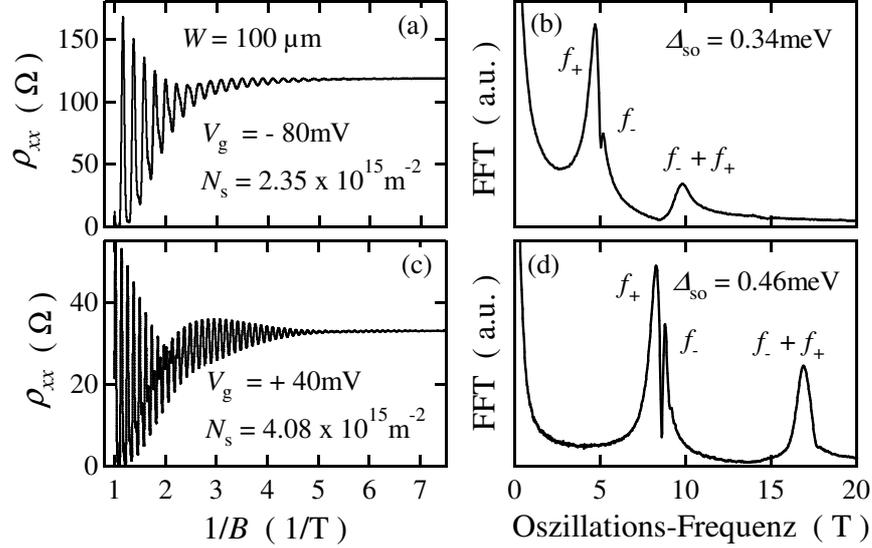


Abbildung 2.24: Bestimmung der Spin-Bahn Aufspaltung anhand des Schwebungsmusters der SdH-Oszillationen. In den Fourier-Transformierten (b) und (d) der Magnetowiderstände in (a) und (c) ist deutlich die Spin-Aufspaltung der Landau-Niveaus anhand der Oszillations-Frequenzen  $f_+$  und  $f_-$  der Spin-Subbänder zu erkennen.

Während die bisher diskutierte Meßkurve für  $N_s = 4.1 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$  aufgrund der Stärke der Spin-Bahn Wechselwirkung die Beobachtung der beiden letzten Schwebungs-Knoten erlaubt, ist dies für die Messungen bei geringerer Dichte nicht mehr der Fall. Eine Bestimmung von  $\Delta_{\text{so}}$  nach Gl. (2.10) und (2.11) ist daher nicht möglich. Es wurde infolgedessen für alle anderen Messungen  $\Delta_{\text{so}}$  nach Gl. (2.9) bestimmt. Hierzu wurden wie in Abb. 2.24 die Dichten der Spin-Subbänder  $N_{\pm} = f_{\pm} e/h$  aus den Oszillations-Frequenzen  $f_{\pm}$  der in  $1/B$  periodischen SdH-Oszillationen bestimmt. In Abb. 2.24 (a) und (b) ist dies für eine Elektronendichte von  $N_s = 2.35 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$  dargestellt. Obwohl die SdH-Oszillationen kein direkt sichtbares Schwebungsmuster zeigen, weist die Fourier-Transformierte (FFT) zwei getrennte Frequenzen bei  $f_+$  und  $f_-$  auf. Zusätzlich zeigt sich ein Signal für die gesamte Dichte bei  $f_- + f_+$ . Für eine stärkere Spin-Aufspaltung mit einem deutlich erkennbaren Schwebungsmuster (vgl. Abb. 2.24 (a) und (c)) ergibt sich eine schärfere Trennung der Frequenzen  $f_{\pm}$  (vgl. Abb. 2.24 (b) und (d)). Für die Probe mit der größten Breite  $W = 100 \mu\text{m}$  können auf diese Weise für alle gemessenen

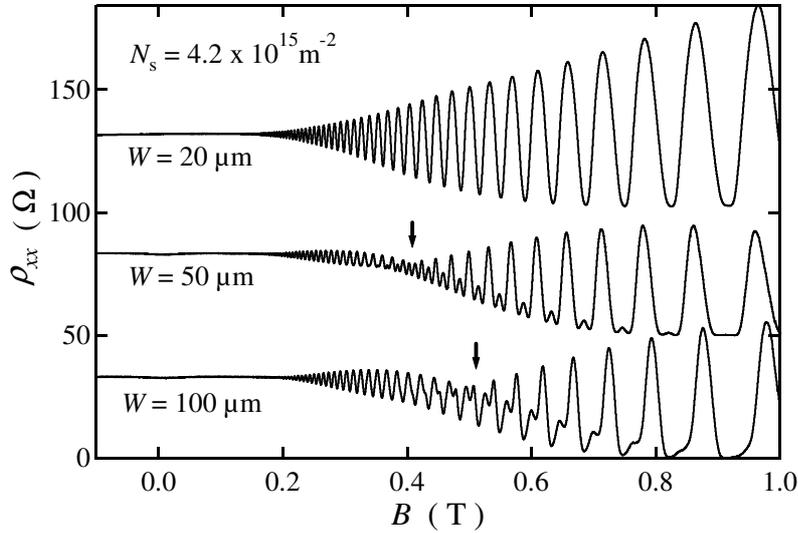


Abbildung 2.25: Abhängigkeit des Schwebungsmusters von der Kanalbreite. Für schmalere Kanäle ist keine Schwebung mehr zu beobachten. Die Kurven für  $W = 50 \mu\text{m}$  und  $W = 20 \mu\text{m}$  sind um  $50 \Omega$  bzw.  $100 \Omega$  nach oben verschoben.

Dichten die Werte von  $\Delta_{\text{so}}$  bestimmt werden.

Die Abb. 2.25 zeigt die SdH-Oszillationen bei einer Dichte  $N_s = 4.2 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ , die an drei Hallbars mit verschiedenen Breiten von  $W = 100, 50$  und  $20 \mu\text{m}$  gemessen wurden. Vergleicht man die Kurven für  $W = 100$  und  $50 \mu\text{m}$ , so erkennt man, daß der letzte Knoten (Position ist durch den Pfeil gekennzeichnet) für den schmaleren Kanal bei einem kleineren Magnetfeld auftritt. Dies deutet auf eine geringere Spin-Bahn Aufspaltung für diese Probe hin. Für den Kanal einer Breite  $W = 20 \mu\text{m}$  ist das Schwebungsmuster nicht mehr sichtbar. Alle weiteren Proben mit Kanalbreiten von  $W = 11.3, 7.3, 4.6, 3.0$  und  $2.7 \mu\text{m}$  weisen ebenfalls keine Anzeichen einer Spin-Aufspaltung auf. Es ist auch für alle Proben mit  $W \leq 20 \mu\text{m}$  keine Signatur einer Spin-Bahn Wechselwirkung in den Fourier-Transformierten der SdH-Oszillationen zu beobachten. Die Abb. 2.26 (a) zeigt exemplarisch für die schmalere Kanäle die SdH-Oszillationen für verschiedene Elektronendichten der Probe mit  $W = 3 \mu\text{m}$ . Es werden keine Schwebungen beobachtet, jedoch zeigt sich ähnlich wie in Abb. 2.22 (a) ein Fixpunkt der SdH-Minima bei  $B \simeq 0.55 \text{ T}$ , was auf das Vorhandensein einer Spin-Bahn Aufspaltung der Landau-Niveaus hindeutet. Anhand der Abb. 2.26 (b) ist zu erkennen, daß sich in den schma-

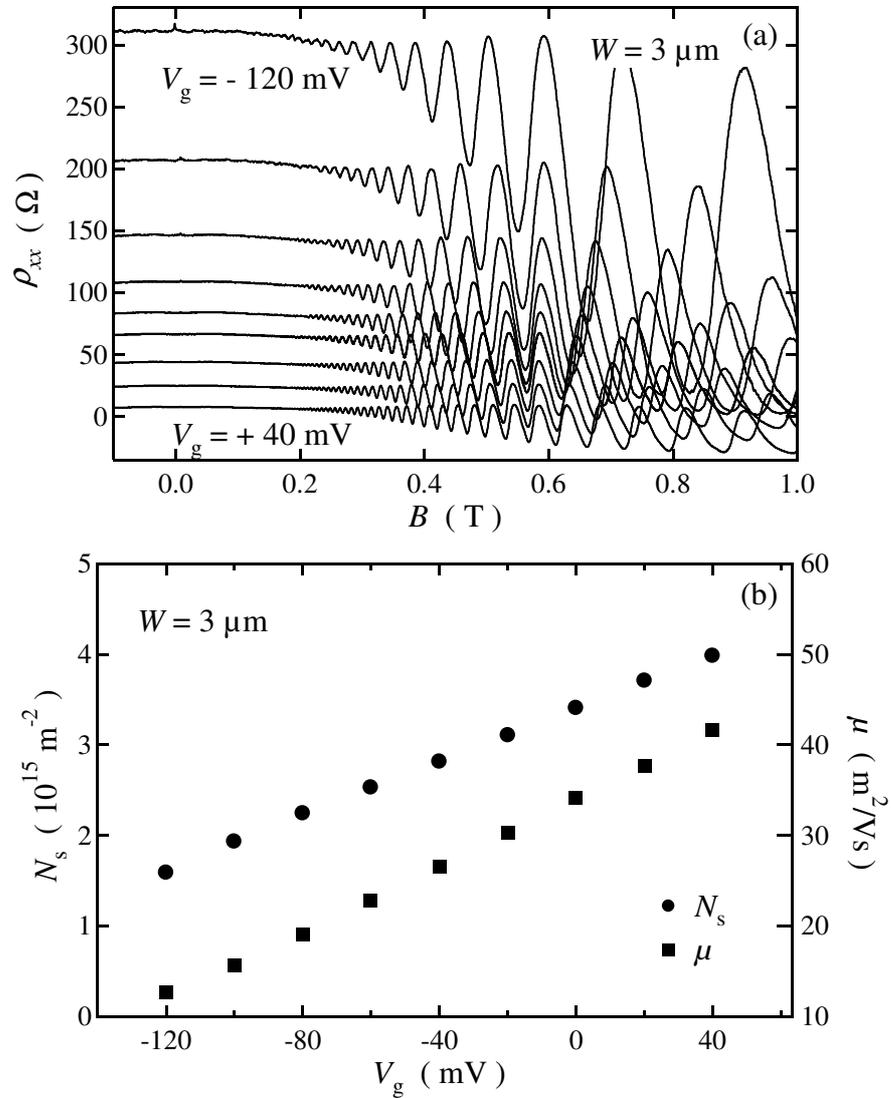


Abbildung 2.26: In (a) sind die Magnetotransport-Kurven der GaAs/AlGaAs Heterostruktur einer Kanalbreite  $W = 3 \mu\text{m}$  für verschiedene Gate-Spannungen gezeigt. Es zeigt sich im Unterschied zu den Kanälen mit  $W \geq 50 \mu\text{m}$  kein Schwebungsmuster. Die untersten drei Kurven sind der Übersichtlichkeit halber um 10, 20 und  $30 \Omega$  nach unten verschoben. In (b) sind die bestimmten Dichten und Beweglichkeiten dargestellt.

leren Kanälen sowohl die Elektronendichte als auch die Beweglichkeit nur um wenige Prozent von den Werten der breiteren unterscheiden. Ein Verschwinden des Schwebungsmusters aufgrund einer stärkeren Landau-Niveau Verbreiterung und somit einer stärkeren Dämpfung der SdH-Oszillationen in den schmalen Kanälen scheidet daher als Erklärung aus.

In Abb. 2.27 sind zusammenfassend die, soweit möglich, bestimmten Spin-Aufspaltungen  $\Delta_{\text{so}}$  als Funktion der Elektronendichte gezeigt. Man erkennt, wie theoretisch erwartet, eine in guter Näherung lineare Abnahme von  $\Delta_{\text{so}}$  mit  $N_s$ . Die schmalere Probe zeigt, wie bereits diskutiert, absolut die geringeren Werte, die Steigung ist jedoch für beide Proben gleich. Nimmt man an, daß die Größe der Spin-Aufspaltung für die schmalen Kanäle weiter abnimmt, so ergeben sich absolute Größen von  $\Delta_{\text{so}}$  in der gleichen Größe wie die Landau-Niveau Verbreiterung  $\Gamma$ . Dies könnte erklären, warum die Schwebungsmuster in den schmalen Kanälen nicht mehr aufgelöst werden können, obwohl die Existenz eines Fixpunktes auf das Vorhandensein einer Spin-Bahn Wechselwirkung hindeutet.

Das hier beobachtete systematische Verschwinden des Schwebungsmusters mit abnehmender Kanalbreite kann nicht im Rahmen der üblichen Modelle zur Beschreibung der Spin-Bahn Wechselwirkung verstanden werden. Für 2DEGs in InAs/AlSb Quantentöpfen wurde trotz eines erwarteten starken Rashba-Effekts das Fehlen von Schwebungen der SdH-Oszillationen berichtet, ohne daß eine Erklärung für dieses Verhalten gefunden wurde.[Bro99] Es konnte jedoch nach gezieltem Beleuchten der Probe ein Schwebungsmuster an einem 1 mm langen Hallbar gemessen werden. Für einen kürzeren Hallbar von 200  $\mu\text{m}$  zeigten sich wiederum keine Schwebungen. Die beobachteten Schwebungen wurden daher auf Inhomogenitäten der Elektronendichte zurückgeführt. Dieses Verhalten steht jedoch in Kontrast zu dem hier beobachteten. Die Variation der Kanalbreite bei gleichbleibender Länge sollte auf eine vorhandene Inhomogenität der Probe keinen deutlichen Einfluß haben.

Eine Unterdrückung des Schwebungsmusters aufgrund eines Zusammenspiels der Längenskalen  $W$  und  $l_{\text{so}}$  wie er eingangs für die Lokalisierung diskutiert wurde, ist bei den SdH-Oszillationen nicht zu erwarten. Es kann zwar auch die Landau-Quantisierung als ein Interferenzphänomen verstanden werden, welches durch die Längenskala des Zyklotronradius  $r_c$  bzw. der magnetischen Länge  $l_B$  beschrieben wird. Es ergeben sich jedoch für die hier relevanten Magnetfelder  $B \simeq 0.2\text{T}$  sowohl ein  $r_c \simeq 520\text{ nm}$  als auch ein  $l_B \simeq 57\text{ nm}$ , welche beide deutlich kleiner als die Längenskalen  $W$  und

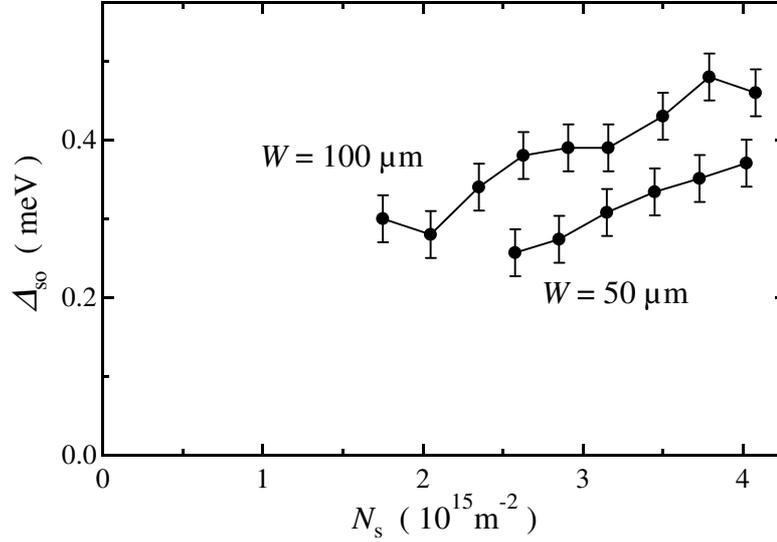


Abbildung 2.27: Abhängigkeit der aus den Schwebungen bestimmten Spin-Bahn Aufspaltung von der Elektronendichte. Für den Kanal mit  $W = 50 \mu\text{m}$  kann für  $N_s < 2.5 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$  kein  $\Delta_{\text{so}}$  mehr bestimmt werden, da die Fourier-Transformierte der SdH-Oszillationen nur eine Oszillationsfrequenz aufweist. Für die Kanäle  $W \leq 20 \mu\text{m}$  ist die Bestimmung von  $\Delta_{\text{so}}$  ebenfalls nicht mehr möglich.

$l_{\text{so}}$  sind. Für quasi-eindimensionale Elektronenkanäle mit starker Spin-Bahn Wechselwirkung ist gezeigt worden, daß insbesondere im Magnetfeld eine deutliche Modifikation der Spin-Aufspaltung durch laterale Potentiale zu erwarten ist.[Kur92, Mor00, Deb04] Die Breite der hier untersuchten Kanäle ist jedoch relativ groß, so daß laterale Quantisierungs-Effekte eine minimale Rolle spielen sollten. Selbst für die schmalste Probe mit  $W = 2.7 \mu\text{m}$  ergibt sich eine Anzahl von noch ca. 100 Moden. Dies wirft die Frage auf, ob die Abnahme der beobachteten Signatur der Spin-Bahn Aufspaltung in den SdH-Oszillationen eine wirkliche Abnahme der Spin-Bahn Wechselwirkungsstärke mit der Kanalbreite bedeutet. Es ist in diesem Zusammenhang denkbar, daß sich mit der Kanalbreite nicht das Spektrum des 2DEGs ändert, sondern vielmehr sein Einfluß auf die Transporteigenschaften des Elektronensystems. Die Abhängigkeit von der Kanalbreite legt den Einfluß von spinabhängigen Streuprozessen am Rand der Probe zur Erklärung des beobachteten Effekts nahe. Je schmaler die Kanäle sind, desto stärker sollte der Einfluß von Randstreu-

prozessen auf den Transport sein. Ein spinabhängiger Randstreuprozess, wie er kürzlich für das ballistische Regime vorgeschlagen wurde,[Che03] könnte dazu führen, daß eine Spinorientierung hinsichtlich des Transportes entlang des Hallbars bevorzugt würde. Zur Abschätzung der ballistischen Länge der Elektronen in den untersuchten 2DEGs kann die mittlere freie Weglänge von  $l \simeq 4 \mu\text{m}$  dienen. Für die schmalen Kanäle ist der Transport hinsichtlich der Breite der Hallbars also nahezu vollständig ballistisch. Ballistische Effekte können jedoch auch auf Längenskalen oberhalb der mittleren freien Weglänge beobachtet werden.[Tar92] Ein solcher Effekt könnte also in der Lage sein, abhängig von der Kanalbreite das Ungleichgewicht der für den Transport relevanten Spin-up und Spin-down Elektronen zum Teil aufzuheben und somit zu einer Unterdrückung des Schwebungsmusters führen. Insgesamt kann hier jedoch keine abschließende Erklärung für die beobachtete Abhängigkeit des Schwebungsmusters von der Kanalbreite gefunden werden.

Neben dem bisher diskutierten Schwebungsmuster der SdH-Oszillationen wurde die Spin-Bahn Wechselwirkung in den GaAs/AlGaAs Heterostrukturen auch anhand der Antilokalisierung untersucht. Es wurde hierzu der Magnetowiderstand der Elektronenkanäle in einem Magnetfeldbereich von  $-1 \text{ mT} < B < +1 \text{ mT}$  für verschiedene Gate-Spannungen gemessen. Es zeigt sich für alle Kanalbreiten ein Übergang zwischen einer schwachen Lokalisierung zu einer Antilokalisierung als Funktion der Gate-Spannung. Dies ist anhand des Kanals einer Breite  $W = 50 \mu\text{m}$  in Abb. 2.28 exemplarisch dargestellt. In Abb. 2.28 (a) zeigt die oberste Kurve für  $V_g = -120 \text{ mV}$  eine ausgeprägte negative Widerstandskorrektur  $\Delta\rho_{xx}$ . Dies ist in Übereinstimmung mit einer geringen Spin-Bahn Wechselwirkung für diese geringe Elektronendichte (vgl. Abb. 2.27). Es wird daher überwiegend eine schwache Lokalisierung beobachtet. Für eine Zunahme der Spin-Bahn Wechselwirkung mit der Elektronendichte kehrt sich der negative Magnetowiderstand der schwachen Lokalisierung immer stärker in einen positiven der Antilokalisierung um. Für die höchste Dichte (unterste Kurve) ergibt sich eine fast ausschließlich durch die Antilokalisierung dominierte positive Widerstandskorrektur. Die untersten fünf Kurven in Abb. 2.28 (a) sind zur besseren Darstellung zusätzlich in (b) gezeigt. Insgesamt ist das hier beobachtete Verhalten in Übereinstimmung mit dem kürzlich in ähnlichen GaAs/AlGaAs Elektronenkanälen einer Breite von  $W = 200 \mu\text{m}$  gefundenen.[Mil03] In [Mil03] wurde gezeigt, daß zur korrekten Beschreibung der Antilokalisierung eines hochbeweglichen 2DEGs, für das  $l \simeq l_{\text{so}}$  gilt, ballistische Beiträge zur Spin-Dynamik nicht vernachlässigt

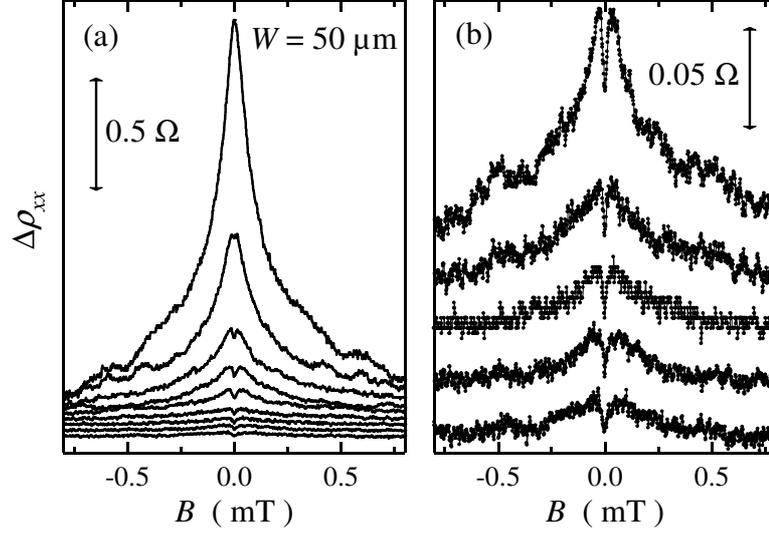


Abbildung 2.28: Übergang der schwachen Lokalisierung in Antilokalisierung als Funktion der Elektronendichte für den Kanal mit  $W = 50 \mu\text{m}$ . Die oberste Kurve in (a) entspricht der geringsten Dichte für  $V_g = -120 \text{ mV}$ , die unterste der höchsten Dichte für  $V_g = +40 \text{ mV}$  (vgl. Abb. 2.27). In (b) ist eine vergrößerte Darstellung der durch die Antilokalisierung dominierten Widerstandskorrektur gezeigt. Die Kurven entsprechen den fünf untersten aus (a) für  $V_g = +40, +20, 0, -20, -40 \text{ mV}$  (von unten nach oben).

werden dürfen. Auf das Wechselspiel der Kanalbreite  $W$  mit  $l, l_{\text{so}}$  wurde dort jedoch nicht eingegangen.

Die Abb. 2.29 zeigt das Verhalten der schwachen Lokalisierung (b) bzw. der Antilokalisierung (a) in Abhängigkeit von der Kanalbreite  $W$ . Das Verhalten der schwachen Lokalisierung in (b) kann qualitativ als ein Übergang von einer zweidimensionalen (2D:  $l_\phi \ll W$ ) zu einer eindimensionalen (1D:  $l_\phi \gg W$ ) Lokalisierung verstanden werden. Eine Abschätzung der Phasenkohärenzlänge  $l_\phi$  ist mit Hilfe der Beziehung  $B_c \simeq \hbar/el_\phi^2$  möglich, wobei  $B_c$  das charakteristische Magnetfeld ist, für welches die Lokalisierung vollständig zerstört wird. Nimmt man einen Wert von  $B_c \simeq 0.1 \text{ mT}$  an, so ergibt sich eine Kohärenzlänge von  $l_\phi \simeq 3 \mu\text{m}$ . Für die breiten Kanäle ist die Lokalisierung also rein zweidimensional, während die schmaleren Kanäle mit  $W \simeq l_\phi$  im Übergangsbereich zur Eindimensionalität liegen. Zum Vergleich sei hier angemerkt, daß die magnetische Länge für  $B = 0.5 \text{ mT}$   $l_B = 1.15 \mu\text{m}$  beträgt. In

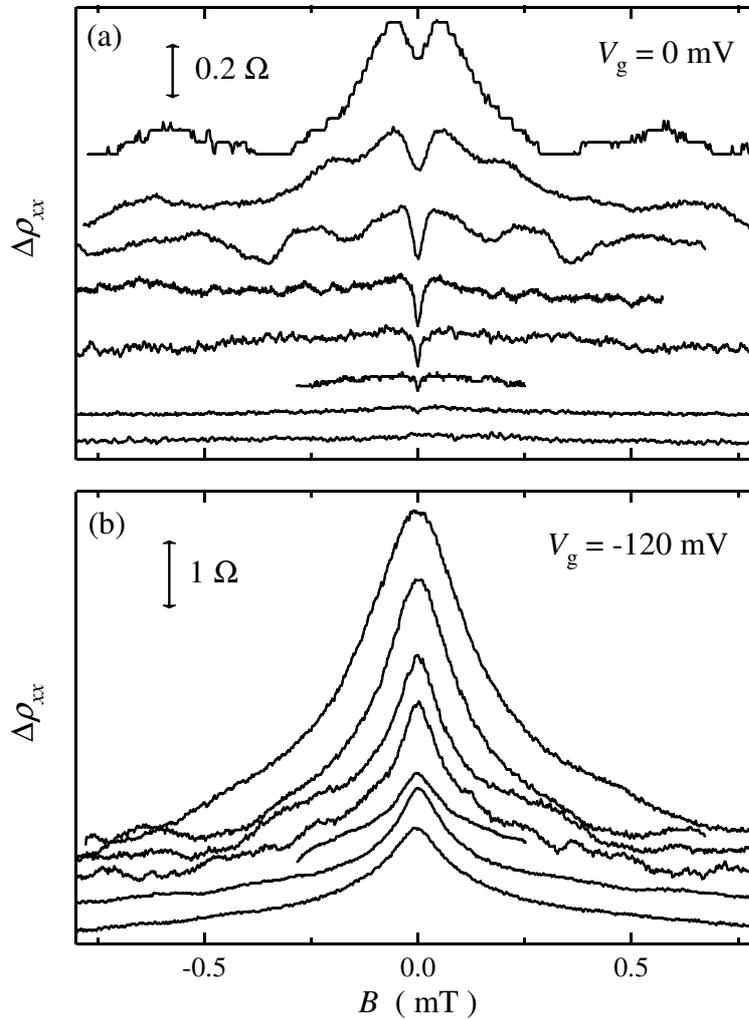


Abbildung 2.29: Verhalten der Antilokalisierung (a) bzw. der Lokalisierung (b) in Abhängigkeit von der Kanalbreite  $W = 100, 50, 20, 11.3, 7.3, 4.6, 3.0, 2.7 \mu\text{m}$  (von unten nach oben). Die Kurven sind für eine Gate-Spannung von  $V_g = 0 \text{ mV}$  (a) bzw.  $V_g = -120 \text{ mV}$  (b) aufgenommen. Die Lokalisierungskurve in (b) für  $W = 2.7 \mu\text{m}$  ist nicht dargestellt.

Übereinstimmung mit der theoretischen Erwartung zeigt sich daher eine Zunahme der Widerstandskorrektur für eine Abnahme der Kanalbreite.[Bee91] Gleichzeitig ergeben sich größere Werte des charakteristischen Magnetfeldes  $B_c$  für die schmalere Drähte. Ein direkter Vergleich der gemessenen

Kurven mit einem theoretischen Ausdruck ist jedoch nur in den Grenzfällen  $l_\phi \gg W$  oder  $l_\phi \ll W$  möglich. Eine genauere quantitative Analyse dieser Daten muß den Übergangscharakter der Lokalisierung von 2D nach 1D berücksichtigen.[Ket04]

Die Kurven der Antilokalisierung in Abb. 2.29 (a) zeigen ebenfalls eine Zunahme der Widerstandskorrektur mit abnehmender Kanalbreite. Für den breitesten Kanal mit  $W = 100 \mu\text{m}$  ist keine Antilokalisierung zu beobachten (unterste Kurve). Erst ab  $W \geq 50 \mu\text{m}$  zeigt sich eine positive Widerstandskorrektur, deren absolute Höhe bis zu  $W = 4.6 \mu\text{m}$  zunimmt. Zusätzlich ist neben leichten Leitwertfluktuationen für  $W = 4.6 \mu\text{m}$  ein leichter negativer Magnetowiderstand für  $B > 0.1 \text{ mT}$  zu beobachten. Für  $W \leq 3 \mu\text{m}$  (oberen zwei Kurven) nimmt diese negative Widerstandskorrektur zu, während der absolute Hub der positiven Antilokalisierung abnimmt. Zusätzlich scheint, wie bereits in Abb. 2.29 (b) diskutiert, das charakteristische Magnetfeld  $B_c$  und damit die Breite sowohl der Antilokalisierung als auch der schwachen Lokalisierung mit abnehmender Kanalbreite zu zunehmen. Insgesamt ist die Interpretation des Verhaltens der Antilokalisierung in Abhängigkeit von der Kanalbreite nicht ohne weiteres möglich. So existieren keine theoretischen Vorhersagen für den Einfluß der Kanalbreite auf die Antilokalisierung in dem hier untersuchten Regime. Es ist daher nicht möglich quantitative Aussagen über die Stärke der Spin-Bahn Wechselwirkung zu treffen. Auch eine Abschätzung der Spin-Bahn Kopplungs-Stärke anhand des absoluten Hubs der positiven Widerstandskorrektur ist nicht zulässig. Qualitativ könnte das Verhalten jedoch als eine Unterdrückung der Antilokalisierung mit abnehmender Kanalbreite verstanden werden, wie es eingangs aufgrund des Wechselspiels von  $W$  und  $l_{\text{so}}$  diskutiert wurde. Legt man die aus den Schwebungsmustern bestimmte Stärke der Spin-Bahn Aufspaltung zugrunde (vgl. Abb. 2.27) so kann man die Spin-Präzessionslänge zu  $l_{\text{so}} \simeq 2\hbar v_{\text{F}}/\Delta_{\text{so}} \simeq 1 \mu\text{m}$  abschätzen. Insbesondere für die schmalen Kanäle gilt damit  $W \simeq l_{\text{so}}$ . Die Zunahme der negativen Widerstandskorrektur bei gleichzeitig abnehmender absoluter Höhe der positiven Antilokalisierungskorrektur für  $W \leq 4.6 \mu\text{m}$  könnte daher als ein Anzeichen des erwarteten Übergangs von der Antilokalisierung zu schwacher Lokalisierung für  $W \simeq l_{\text{so}}$  interpretiert werden.

# Kapitel 3

## Zusammenfassung

Eine Reihe von Vorteilen InAs-basierter Heterostrukturen machen diese sowohl in anwendungsorientierter Hinsicht als auch für grundlegende Untersuchungen insbesondere von Spin-Effekten interessant. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Untersuchung der Transporteigenschaften zweidimensionaler Elektronengase (2DEG) in InAs/InGaAs Heterostrukturen bei tiefen Temperaturen und im Magnetfeld. Diese Strukturen weisen aufgrund ihres gitterfehlangepaßten epitaktischen Wachstums auf GaAs-Substraten ein sog. Kreuzschraffurmuster auf, welches durch eine Welligkeit der Heterostrukturoberfläche gekennzeichnet ist.

Es wird erstmalig der Einfluß dieser speziellen Kristalleigenschaften auf das Magnetotransportverhalten im Detail untersucht. Es zeigt sich, verbunden mit der Anisotropie des Kreuzschraffurmusters in den beiden  $\langle 110 \rangle$  Richtungen, eine Beweglichkeitsanisotropie des 2DEGs. Zusätzlich werden deutlich unterschiedliche Magnetowiderstände in diesen beiden Richtungen beobachtet. Der in  $[110]$  auftretende parabolische Magnetowiderstand kann als Folge einer modulierten Elektronendichte verstanden werden. Die Ursache dieser elektrostatischen Modulation wird anisotropen Verspannungspotentialen zugeordnet, die mit der gitterfehlangepaßten Kristallstruktur verknüpft sind. Eine Abschätzung der Restverspannung zur Erzeugung der notwendigen Verspannungspotentiale liegt im Bereich der in anderen Arbeiten experimentell direkt bestimmten.

Anhand von Experimenten in gekippten Magnetfeldern werden deutliche Signaturen eines räumlich modulierten 2DEGs gefunden. Es kann somit gezeigt werden, daß die Elektronengase eine Welligkeit aufweisen, die mit der undulierenden Kristallstruktur verbunden ist. Durch den Kippwinkel des Ma-

netischen Feldes relativ zur Probe kann die Stärke der Magnetfeldmodulation eingestellt werden. Abhängig vom Kippwinkel relativ zur Stromrichtung der Elektronen entlang des Hallbars zeigen sich ein deutlich ausgeprägter magnetischer Barrieren-Effekt bzw. eine starke magnetische Dämpfung der Shubnikov-de Haas Oszillationen. Beide Effekte zeigen ferner die bereits im Zusammenhang mit der elektrostatischen Modulation beobachtete Anisotropie in den beiden  $\langle 110 \rangle$  Richtungen. Es wird darüber hinaus die Krümmung des Elektronensystems als Ursache einer möglichen Spin-Bahn Kopplung diskutiert, die einen zusätzlichen Beitrag zur Spin-Relaxation in diesen Strukturen liefern könnte.

Neben den Messungen an zweidimensionalen Elektronengasen in den InAs/InGaAs Heterostrukturen werden die mesoskopischen Transporteigenschaften anhand der Leitwertfluktuationen an offenen Quantenpunkten bei sehr tiefen Temperaturen studiert. Erstmals wird auf diese Weise die elektronische Phasenkohärenzlänge dieser Strukturen bestimmt. Es zeigt sich, daß diese in vergleichbarer Größe liegt, wie sie in vorher untersuchten GaAs/AlGaAs Heterostrukturen gemessen wurde.

Die Experimente zur Untersuchung des Einflusses der Spin-Bahn Wechselwirkung auf den Magnetotransport erlauben keine klaren Aussagen über die Stärke der Spin-Bahn Kopplung in den InAs/InGaAs Strukturen. An 2DEGs konnten insbesondere weder ein Schwebungsmuster noch Anzeichen einer Antilokalisierung gemessen werden. Hingegen wurden erste Anzeichen einer Antilokalisierung in sehr schmalen Kanälen beobachtet. Dieses sehr vielversprechende Ergebnis stellt den Ausgangspunkt weiterer Experimente zur Untersuchung des Einflusses lateraler Potentiale auf die Spin-Bahn Kopplung dar. Die bisher nicht verstandene Abhängigkeit der an GaAs/AlGaAs Heterostrukturen beobachteten Signaturen der Spin-Bahn Kopplung im Magnetotransport von der Breite der Elektronenkanäle eröffnet weiterhin neue Experimente zur Untersuchung der Spin-Dynamik in lateral eingeschränkten Elektronengasen.

Die hier gewonnenen Ergebnisse zeigen, daß die Transporteigenschaften der untersuchten InAs/InGaAs Heterostrukturen deutlich durch die Eigenart der gitterfehlangepaßten Kristallstruktur beeinflusst sind. Man darf in diesem Zusammenhang fragen, welchen Einfluß dies auf den spinabhängigen Transport dieser Strukturen haben kann. Für zukünftige Untersuchungen der Spin-Dynamik zweidimensionaler wie mesoskopischer Elektronensysteme scheint die alternative Verwendung von InP-Substraten erwägenswert. So-

wohl ein gitterangepaßtes Wachstum als auch die bessere Realisierbarkeit von Gate-Strukturen könnten in diesem Zusammenhang sehr vorteilhaft sein. Insbesondere die Übertragung der Technik der AFM<sup>1</sup>-Lithographie von GaAs-Strukturen auf das InGaAs/InP Materialsystem würde eine sehr elegante Methode zur Herstellung mesoskopischer Strukturen darstellen.

---

<sup>1</sup>Atomic Force Microscopy

# Anhang

Alle in dieser Arbeit untersuchten Heterostrukturen wurden in der Molekularstrahlepitaxie-Anlage des Instituts für Angewandte Physik in Hamburg hergestellt.

In Kapitel 2.1 benutzte Wafer:

#874/#877/#878	
$\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$	36/16/6 nm
$\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$	13.5 nm
$\text{InAs}$	4 nm
$\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$	2.5 nm
$\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$	5 nm
$\text{Si} - \text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$	7 nm
$\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$	430 nm
Pufferschicht	
GaAs-Substrat	

In Kapitel 2.2 und 2.3 benutzter Wafer:

#1170	
$\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$	36 nm
$\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$	13.5 nm
InAs	4 nm
$\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$	2.5 nm
$\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$	10 nm
Si – $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$	7 nm
$\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$	430 nm
Pufferschicht	
GaAs-Substrat	

In Kapitel 2.4 benutzte Wafer:

#1262 wie #1170
-----------------

#1338	
GaAs	5 nm
$\text{Al}_{0.34}\text{Ga}_{0.66}\text{As}$	10 nm
Si – $\text{Al}_{0.34}\text{Ga}_{0.66}\text{As}$	$\delta$ -Dotierung
$\text{Al}_{0.34}\text{Ga}_{0.66}\text{As}$	20 nm
GaAs	50 nm
GaAs-Substrat	

# Literaturverzeichnis

- [Al'85] B. L. Al'tshuler. *Fluctuations in the extrinsic conductivity of disordered conductors*. JETP Lett. **41**, 648 (1985).
- [Ale01] I. L. Aleiner and Vladimir I. Fal'ko. *Spin-Orbit Coupling Effects on Quantum Transport in Lateral Semiconductor Dots*. Phys. Rev. Lett. **87**, 256801 (2001).
- [Alv02] E. R. P. Alves and C. H. Lewenkopf. *Conductance Fluctuations and Weak Localization in Chaotic Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett. **88**, 256805 (2002).
- [And74] T. Ando. *Theory of Quantum Transport in a Two-Dimensional Electron System under Magnetic Fields. IV. Oscillatory Conductivity*. J. Phys. Soc. Jpn. **37**, 1233 (1974).
- [And82] T. Ando, A. B. Fowler and F. Stern. *Electronic properties of two-dimensional systems*. Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
- [And02] A. M. Andrews, J. S. Speck, A. E. Romanov, M. Bobeth and W. Pompe. *Modeling cross-hatch surface morphology in growing mismatched layers*. J. Appl. Phys. **91**, 1933 (2002).
- [Ash76] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin. *Solid State Physics*. Holt, Rinehart and Saunders (1976).
- [Bar95] H. U. Baranger and P. A. Mello. *Effect of phase breaking on quantum transport through chaotic cavities*. Phys. Rev. B **51**, 4703(R) (1995).
- [Bee89] C. W. J. Beenakker. *Guiding-center-drift resonance in a periodically modulated two-dimensional electron gas*. Phys. Rev. Lett. **62**, 2020 (1989).

- [Bee91] C. W. J. Beenakker and H. van Houten. *Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures*. In H. Ehrenreich and D. Turnbull, editors, *Solid State Physics, Advances in Research and Applications*, volume 44. Academic Press (1991).
- [Bee97] C. W. J. Beenakker. *Random-matrix theory of quantum transport*. Rev. Mod. Phys. **69**, 731 (1997).
- [Ber84] G. Bergmann. *Weak localization in thin films*. Physics Reports **107**, 1 (1984).
- [Boc90a] U. Bockelmann, G. Abstreiter, G. Weimann and W. Schlapp. *Single-particle and transport scattering times in narrow GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum wells*. Phys. Rev. B **41**, 7864 (1990).
- [Boc90b] U. Bockelmann, P. Hiergeist, G. Abstreiter, G. Weimann and W. Schlapp. *Relevant scattering procedures, band gap renormalization and Moss-Burnstein shift in modulation doped narrow GaAs/AlGaAs multiple quantum wells*. Surf. Sci. **229**, 398 (1990).
- [Bro97] P. W. Brouwer and C. W. J. Beenakker. *Voltage-probe and imaginary-potential models for dephasing in a chaotic quantum dot*. Phys. Rev. B **55**, 4695 (1997).
- [Bro99] S. Brosig, K. Ensslin, R. J. Warburton, C. Nguyen, B. Brar, M. Thomas and H. Kroemer. *Zero-field spin splitting in InAs-AlSb quantum wells revisited*. Phys. Rev. B **60**, 13989(R) (1999).
- [Bul98] M. T. Bulsara, V. Yang, A. Thilderkvist, E. A. Fitzgerald, K. Häusler and K. Eberl. *Graded In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs 1.3μm wavelength light emitting diode structures grown with molecular beam epitaxy*. J. Appl. Phys. **83**, 592 (1998).
- [Byc84] Y. A. Bychov and E. I. Rashba. *Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers*. J. Phys. C: Solid State Phys. **17**, 6039 (1984).
- [Bys94] S. D. Bystrov, A. M. Kreshchuk, Le Tuan, S. V. Novikov, T. A. Polyanskaya and I. G. Savel'ev. *Shubnikov-de Haas oscillations in a nonuniform 2D electron gas*. Semiconductors **28**, 55 (1994).

- [Cap04] F. Capotondi, G. Biasiol, I. Vobornik, L. Sorba, F. Giazotto, A. Cavallini and B. Fraboni. *Two-dimensional electron gas formation in undoped  $In_{0.75}Ga_{0.25}As/In_{0.75}Al_{0.25}As$  quantum wells*. J. Vac. Sci. Technol. B **22**, 702 (2004).
- [Cha86] S. Chakravarty and A. Schmid. *Weak localization: the quasiclassical theory of electrons in a random potential*. Physics Reports **140**, 193 (1986).
- [Cha92] J. C. P. Chang, J. Chen, J. M. Fernandez, H. H. Wieder and K. L. Kavanagh. *Strain relaxation of compositionally graded  $In_xGa_{1-x}As$  buffer layers for modulation-doped  $In_{0.3}Ga_{0.7}As/In_{0.29}Al_{0.71}As$  heterostructures*. Appl. Phys. Lett. **60**, 1129 (1992).
- [Che03] Hong Chen, J. J. Heremans, J. A. Peters, J. P. Dulka, A. O. Govorov, N. Goel, S. J. Chung and M. B. Santos. *Spin-polarized reflection of electrons in a two-dimensional electron system*. cond-mat/0308569 (2003).
- [Col89] P. T. Coleridge, R. Stoner and R. Fletcher. *Low-field transport coefficients in  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  heterostructures*. Phys. Rev. B **39**, 1120 (1989).
- [Col91] P. T. Coleridge. *Small-angle scattering in two-dimensional electron gases*. Phys. Rev. B **44**, 3793 (1991).
- [Cre03] Jan-Hein Cremers, Piet W. Brouwer and Vladimir I. Fal'ko. *Weak localization and conductance fluctuations in a quantum dot with parallel magnetic field and spin-orbit scattering*. Phys. Rev. B **68**, 125329 (2003).
- [Das85] S. Das Sarma and F. Stern. *Single-particle relaxation time versus scattering time in an impure electron gas*. Phys. Rev. B **32**, 8442 (1985).
- [Das89] B. Das, D. C. Miller, S. Datta, R. Reifenberger, W. P. Hong, P. K. Bhattacharya, J. Singh and M. Jaffe. *Evidence for spin splitting in  $In_xGa_{1-x}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$  heterostructures as  $B \rightarrow 0$* . Phys. Rev. B **39**, 1411(R) (1989).

- [Dat90] S. Datta and B. Das. *Electronic analog of the electro-optic modulator*. Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).
- [Deb04] S. Debal. *Persönliche Mitteilung* (2004).
- [Din52] R. B. Dingle. *The influence of collision on magnetic behaviour of large systems*. Proc. R. Soc. London A **211**, 517 (1952).
- [Din78] R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard and W. Wiegmann. *Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices*. Appl. Phys. Lett. **33**, 665 (1978).
- [Dre55] G. Dresselhaus. *Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures*. Phys. Rev. **100**, 580 (1955).
- [Ent01] M. V. Entin and L. I. Magarill. *Spin-orbit interaction of electrons on a curved surface*. Phys. Rev. B **64**, 85330 (2001).
- [Fab99] J. Fabian and S. Das Sarma. *Spin relaxation of conduction electrons*. J. Vac. Sci. Technol. B **17**, 1708 (1999).
- [Fal04] Vladimir I. Fal'ko. *Persönliche Mitteilung* (2004).
- [Fan68] F. F. Fang and P. J. Stiles. *Effects of a Tilted Magnetic Field on a Two-Dimensional Electron Gas*. Phys. Rev. **174**, 823 (1968).
- [Fol01] J. A. Folk, S. R. Patel, K. M. Birnbaum, C. M. Marcus, C. I. Duruöz and Jr. J. S. Harris. *Spin Degeneracy and Conductance Fluctuations in Open Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett. **86**, 2102 (2001).
- [Gei92] A. K. Geim, R. Taboryski, A. Kristensen, S. V. Dubonos and P. E. Lindelof. *High-field magnetoresistance in a periodically modulated two-dimensional electron gas*. Phys. Rev. B **46**, 4324 (1992).
- [Gol87] A. Gold. *On the mobility of GaAs-AlGaAs heterostructures with an impurity layer in the GaAs*. Journal de Physique **48**, C5 255 (1987).
- [Gol88] A. Gold. *Scattering time and single-particle relaxation time in a disordered two-dimensional electron gas*. Phys. Rev. B **38**, 10798 (1988).

- [Gol94] R. S. Goldman, H. H. Wieder, K. L. Kavanagh, K. Rammohan and D. H. Rich. *Anisotropic structural, electronic, and optical properties of InGaAs grown by molecular beam epitaxy on misoriented substrates*. Appl. Phys. Lett. **65**, 1424 (1994).
- [Gol96] R. S. Goldman, K. L. Kavanagh, H. H. Wieder and S. N. Ehrlich. *Modulation-doped  $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$  heterostructures grown on GaAs substrates using step-graded  $In_xGa_{1-x}As$  buffers*. J. Vac. Sci. Technol. B **14**, 3035 (1996).
- [Gov02] M. Governale, D. Boese, U. Zülicke and C. Schroll. *Filtering spin with tunnel-coupled electron wave guides*. Phys. Rev. B **65**, 140403(R) (2002).
- [Goz01] S. Gozu, T. Kita, Y. Sato, S. Yamada and M. Tomizawa. *Characterization of high indium content metamorphic InGaAs/InAlAs modulation-doped heterostructures*. J. Cryst. Growth **227-228**, 155 (2001).
- [Gra01] M. H. Gray, J. W. P. Hsu, L. Giovane and M. T. Bulsara. *Effect of Anisotropic Strain on the Crosshatch Electrical Activity in Relaxed GeSi Films*. Phys. Rev. Lett. **86**, 3598 (2001).
- [Gru00] D. Grundler. *Large Rashba Splitting in InAs Quantum Wells due to Electron Wave Function Penetration into the Barrier Layers*. Phys. Rev. Lett. **84**, 6074 (2000).
- [Gus99] G. M. Gusev, J. R. Leite, A. A. Bykov, N. T. Moshegov, V. M. Kudryashev, A. I. Toropov and Yu. V. Nastaushev. *Single-particle relaxation time in a spatially fluctuating magnetic field*. Phys. Rev. B **59**, 5711 (1999).
- [Hac02] B. Hackens, F. Delfosse, S. Faniel, C. Gustin, H. Boutry, X. Wallart, S. Bollaert, A. Cappy and V. Bayot. *Long dephasing time and high-temperature conductance fluctuations in an open InGaAs quantum dot*. Phys. Rev. B **66**, 241305(R) (2002).
- [Hal01] B. I. Halperin, Ady Stern, Yuval Oreg, J. N. H. J. Cremers, J. A. Folk and C. M. Marcus. *Spin-Orbit Effects in a GaAs Quantum Dot in a Parallel Magnetic Field*. Phys. Rev. Lett. **86**, 2106 (2001).

- [Han99] D. R. Hang, Y. F. Chen, F. F. Fang and W. I. Wang. *Positive and negative persistent photoconductivity in a two-side-doped  $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$  quantum well*. Phys. Rev. B **60**, 13318 (1999).
- [Har85] J. P. Harrang, R. J. Higgins, R. K. Goodall, P. R. Jay, M. Laviro and P. Delescluse. *Quantum and classical mobility determination of the dominant scattering mechanism in the two-dimensional electron gas of an  $AlGaAs/GaAs$  heterojunction*. Phys. Rev. B **32**, 8126 (1985).
- [Har89] J. J. Harris, J. A. Pals and R. Woltjer. *Electronic transport in low-dimensional structures*. Rep. Prog. Phys. **52**, 1217 (1989).
- [Hau96] M. Haupt, K. Köhler, P. Ganser, S. Emminger, S. Müller and W. Rothmund. *Growth of high quality  $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$  heterostructures using strain relaxed  $Al_xGa_yIn_{1-x-y}As$  buffer layers on  $GaAs$* . Appl. Phys. Lett. **69**, 412 (1996).
- [Hei03] T. Heinzl. *Mesoscopic Electronics in Solid State Nanostructures*. Wiley-VCH (2003).
- [Hik80] S. Hikami, A. I. Larkin and Y. Nagaoka. *Spin-Orbit Interaction and Magnetoresistance in the Two Dimensional Random System*. Prog. Theor. Phys. **63**, 707 (1980).
- [Hir86] K. Hirakawa and 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**, 8291 (1986).
- [Hu03] C.-M. Hu, C. Zehnder, Ch. Heyn and D. Heitmann. *THz collective spin-flip excitation of a two-dimensional electron system*. Phys. Rev. B **67**, 201302(R) (2003).
- [Hui98a] A. G. Huibers, S. R. Patel, C. M. Marcus, P. W. Brouwer, C. I. Duruöz and Jr. J. S. Harris. *Distributions of the Conductance and its Parametric Derivatives in Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett. **81**, 1917 (1998).

- [Hui98b] A. G. Huibers, M. Switkes, C. M. Marcus, K. Campman and A. C. Gossard. *Dephasing in Open Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett. **81**, 200 (1998).
- [Hwa99] J. S. Hwang, W. C. Hwang, Z. P. Yang, G. S. Chang, J. I. Chyi and N. T. Yeh. *Energy spectrum of surface states of lattice-matched  $In_{0.52}Al_{0.48}As$  surface intrinsic- $n^+$  structure*. Appl. Phys. Lett. **75**, 2467 (1999).
- [Ibr97] I. S. Ibrahim, V. A. Schweigert and F. M. Peeters. *Classical transport of electrons through magnetic barriers*. Phys. Rev. B **56**, 7508 (1997).
- [Jak00] M. Jakob, H. Stahl, J. Knoch, J. Appenzeller, B. Lengeler, H. Hardt-degen and H. Lüth. *Direct determination of the Andreev reflection probability by means of point contact spectroscopy*. Appl. Phys. Lett. **76**, 1152 (2000).
- [Jon96] D. E. Jones, J. P. Pelz, Y. Hong, I. S. T. Tsong, Y.-H. Xie and P. J. Silverman. *Strain field imaging on  $Si/SiGe(001)-(231)$  surfaces by low-energy electron microscopy and scanning tunneling microscopy*. Appl. Phys. Lett. **69**, 3245 (1996).
- [Kel95] M. J. Kelly. *Low-dimensional semiconductors: materials, physics, technology, devices*. Clarendon Press, Oxford (1995).
- [Ket04] S. Kettemann. *Dimensional crossover of localization and delocalization in a quantum Hall bar*. Phys. Rev. B **69**, 035339 (2004).
- [Kis01] A. A. Kiselev and K. W. Kim. *T-shaped ballistic spin filter*. Appl. Phys. Lett. **78**, 775 (2001).
- [Kit04] T. Kita, T. Kakegawa, M. Akabori and S. Yamada. *Spin-polarized transport in Rashba quantum point contacts*. Physica E **22**, 464 (2004).
- [Kou98] L. Kouwenhoven and C. Marcus. *Quantum dots*. Physics World **June**, 35 (1998).
- [Kur92] Ç. Kurdak, A. M. Chang, A. Chin and T. Y. Chang. *Quantum interference effects and spin-orbit interaction in quasi-one-dimensional wires and rings*. Phys. Rev. B **46**, 6846 (1992).

- [Lai94] B. Laikhtman and E. L. Altshuler. *Quasiclassical Theory of Shubnikov-de Haas Effect in 2D Electron Gas*. *Annals of Physics* **232**, 332 (1994).
- [Lan65] L. D. Landau and E. M. Lifschitz. *Lehrbuch der Theoretischen Physik, Band III Quantenmechanik*. Akademie-Verlag Berlin (1965).
- [Lar97] I. A. Larkin, J. H. Davies, A. R. Long and R. Cuscó. *Theory of potential modulation in lateral surface superlattices. II. Piezoelectric effect*. *Phys. Rev. B* **56**, 15242 (1997).
- [Lav95] C. Lavoie, T. Pinnington, E. Nodwell, T. Tiedje, R. S. Goldman, K. L. Kavanagh and J. L. Hutter. *Relationship between surface morphology and strain relaxation during growth of InGaAs strained layers*. *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3744 (1995).
- [Lea95] M. L. Leadbeater, C. L. Foden, J. H. Burroughes, M. Pepper, T. M. Burke, L. L. Wang, M. P. Grimshaw and D. A. Ritchie. *Magneto-transport in a nonplanar two-dimensional electron gas*. *Phys. Rev. B* **52**, 8629(R) (1995).
- [Lee85a] P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan. *Disordered electronic systems*. *Rev. Mod. Phys.* **57**, 287 (1985).
- [Lee85b] P. A. Lee and A. D. Stone. *Universal Conductance Fluctuations in Metals*. *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1622 (1985).
- [Leo02] R. Leon, S. Chaparro, S. R. Johnson, C. Navarro, X. Jin, Y. H. Zhang, J. Siegert, S. Marcinkevičius, X. Z. Liao and J. Zou. *Dislocation-induced spatial ordering of InAs quantum dots: Effects on optical properties*. *J. Appl. Phys.* **91**, 5826 (2002).
- [Löh03a] S. Löhr, S. Mendach, Ch. Heyn, S. Schnüll and W. Hansen. *Shallow InAs High Electron Mobility Transistors*. In A. R. Long and J. H. Davies, editors, *Proceedings of 26th International Conference on the Physics of Semiconductors*, D239. Edinburgh (2003).
- [Löh03b] S. Löhr, S. Mendach, T. Vonau, Ch. Heyn and W. Hansen. *Highly anisotropic electron transport in shallow InGaAs heterostructures*. *Phys. Rev. B* **67**, 45309 (2003).

- [Löh04] S. Löhr, Ch. Heyn and W. Hansen. *Nonplanar two-dimensional electron gases in InAs heterostructures on GaAs*. Appl. Phys. Lett. **84**, 550 (2004).
- [Lif52] I. M. Lifshitz and A. M. Kosevitch. *Theory of Magnetic Susceptibility in Metals at Low Temperatures*. Sov. Phys. JETP **2**, 636 (1952).
- [Lin84] B. J. F. Lin, D. C. Tsui, M. A. Paalanen and A. C. Gossard. *Mobility of the two-dimensional electron gas in GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterostructures*. Appl. Phys. Lett. **45**, 695 (1984).
- [Lin86] C. L. Lin, P. Chu, A. L. Kellner, H. H. Wieder and Edward A. Rezek. *Composition dependence of Au/In<sub>x</sub>Al<sub>1-x</sub>As Schottky barrier heights*. Appl. Phys. Lett. **49**, 1593 (1986).
- [Luo88] J. Luo, H. Munekata, F. F. Fang and P. J. Stiles. *Observation of the zero-field spin splitting of the ground electron subband in GaSb-InAs-GaSb quantum wells*. Phys. Rev. B **38**, 10142(R) (1988).
- [Mar92] C. M. Marcus, A. J. Rimberg, R. M. Westervelt, P. F. Hopkins and A. C. Gossard. *Conductance fluctuations and chaotic scattering in ballistic microstructures*. Phys. Rev. Lett. **69**, 506 (1992).
- [Mat74] J. W. Matthews and A. E. Blakeslee. *Defects in epitaxial multilayers. I. Misfit dislocations*. J. Cryst. Growth **27**, 118 (1974).
- [Men01] S. Mendach. *Versetzungen und Verspannungen in Heterostrukturen*. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik und Zentrum für Mikrostrukturforschung der Universität Hamburg (2001).
- [Men02] S. Mendach, C. M. Hu, Ch. Heyn, S. Schnüll, H. P. Oepen, R. Anton and W. Hansen. *Strain relaxation in high-mobility InAs inserted-channel heterostructures with metamorphic buffer*. Physica E **13**, 1204 (2002).
- [Mil03] J. B. Miller, D. M. Zumbühl, C. M. Marcus, Y. B. Lyanda-Geller, D. Goldhaber-Gordon, K. Campman and A. C. Gossard. *Gate-Controlled Spin-Orbit Quantum Interference Effects in Lateral Transport*. Phys. Rev. Lett. **90**, 076807 (2003).

- [Möl03] C. H. Möller, Ch. Heyn and D. Grundler. *Spin splitting in narrow InAs quantum wells with  $In_{0.75}Ga_{0.25}As$  barrier layers*. Appl. Phys. Lett. **83**, 2181 (2003).
- [Mor00] A. V. Moroz and C. H. W. Barnes. *Spin-orbit interaction as a source of spectral and transport properties in quasi-one-dimensional systems*. Phys. Rev. B **61**, 2464(R) (2000).
- [Nic88] R. J. Nicholas, R. J. Haug, K. v. Klitzing and G. Weimann. *Exchange enhancement of the spin splitting in a GaAs- $Ga_xAl_{1-x}As$  heterojunction*. Phys. Rev. B **37**, 1294 (1988).
- [Nit97] J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi and T. Enoki. *Gate Control of Spin-Orbit Interaction in an Inverted  $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$  Heterostructure*. Phys. Rev. Lett. **78**, 1335 (1997).
- [Nit99] J. Nitta, F. E. Meijer and H. Takayanagi. *Spin-interference device*. Appl. Phys. Lett. **75**, 695 (1999).
- [Pri95] G. A. Prinz. *Spin-polarized transport*. Phys. Today **48** (4), 58 (1995).
- [Pri98] G. A. Prinz. *Magnetoelectronics*. Science **282**, 1660 (1998).
- [Ram95] K. Rammohan, D. H. Rich, R. S. Goldman, J. Chen, H. H. Wieder and K. L. Kavanagh. *Study of  $\mu m$ -scale spatial variations in strain of a compositionally step-graded  $In_xGa_{1-x}As/GaAs(001)$  heterostructure*. Appl. Phys. Lett. **66**, 869 (1995).
- [Ram96] P. Ramvall, N. Carlsson, P. Omling, L. Samuelson, W. Seifert, M. Stolze and Q. Wang.  *$Ga_{0.25}In_{0.75}As/InP$  quantum wells with extremely high and anisotropic two-dimensional electron gas mobilities*. Appl. Phys. Lett. **68**, 1111 (1996).
- [Ram97] P. Ramvall, B. Kowalski and P. Omling. *Zero-magnetic-field spin splittings in  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  heterojunctions*. Phys. Rev. B **55**, 7160 (1997).
- [Rau91] W. Rauch, E. Gornik, G. Weimann and W. Schlapp. *Scattering mechanisms in inverted AlGaAs-GaAs heterostructures studied by magnetotransport measurements*. J. Appl. Phys. **70**, 6860 (1991).

- [Ric00a] A. Richter. *Nb/InAs(2DEG)/Nb hybrid quantum structures*. In B. Kramer, editor, *Festkörperprobleme, Advances in Solid State Physics*, volume 40. Vieweg, Braunschweig (2000).
- [Ric00b] A. Richter, M. Koch, T. Matsuyama, Ch. Heyn and U. Merkt. *Transport properties of modulation-doped InAs-inserted-channel  $In_{0.75}Al_{0.25}As/In_{0.75}Ga_{0.25}As$  structures grown on GaAs substrates*. Appl. Phys. Lett. **77**, 3227 (2000).
- [Sam99] K. Samonji, H. Yonezu, Y. Takagi and N. Ohshima. *Evolution process of cross-hatch patterns and reduction of surface roughness in  $(InAs)_m(GaAs)_n$  strained short-period superlattices and InGaAs alloy layers grown on GaAs*. J. Appl. Phys. **86**, 1331 (1999).
- [Saw03] K. Sawano, S. Koh, Y. Shiraki, N. Usami and K. Nakagawa. *In-plane strain fluctuation in strained-Si/SiGe heterostructures*. Appl. Phys. Lett. **83**, 4339 (2003).
- [Sch91] T. Schweizer, K. Köhler, W. Rothemund and P. Ganser. *Highly anisotropic electron mobilities of GaAs/ $In_{0.2}Ga_{0.8}As/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  inverted high electron mobility transistor structures*. Appl. Phys. Lett. **59**, 2736 (1991).
- [Sch04] Th. Schäpers, J. Knobbe, V. A. Guzenko and A. van der Hart. *Rashba effect in gated InGaAs/InP quantum wire structures*. Physica E **21**, 933 (2004).
- [She03] E. Ya. Sherman. *Random spin-orbit coupling and spin relaxation in symmetric quantum wells*. Appl. Phys. Lett. **82**, 209 (2003).
- [Shu30] L. Shubnikov and W. J. de Haas. *Magnetische Widerstandsvergrößerung in Einkristallen von Wismut bei tiefen Temperaturen*. Leiden Commun. **207a**; **207c**; **207d**; **210a** (1930).
- [Sil04] Robert H. Silsbee. *Spin-orbit induced coupling of charge current and spin polarization*. J. Phys.: Condens. Matter **16**, R179 (2004).
- [Sku99] E. Skuras, C. R. Stanley, A. R. Long, E. A. Johnson, A. MacKinnon, H. Yaguchi, M. van der Burgt and J. Singleton. *Shubnikov-de Haas effect and persistent photoconductivity in  $In_{0.52}Al_{0.48}As$* . J. Appl. Phys. **86**, 6593 (1999).

- [Sni] G. Snider, Department of Electrical Engineering, University of Notre Dame, Notre Dame, IN 46556. *1D Poisson/Schrödinger-Solver*. <http://www.nd.edu/~gsnider>.
- [Stö79] H. L. Störmer, R. Dingle, A. C. Gossard, W. Wiegmann and M. D. Sturge. *Two-dimensional electron gas at a semiconductor-semiconductor interface*. Solid State Commun. **29**, 705 (1979).
- [Tar92] S. Tarucha, T. Saku, Y. Hirayama and Y. Horikoshi. *Bend-resistance characteristics of macroscopic four-terminal devices with a high electron mobility*. Phys. Rev. B **45**, 13465 (1992).
- [Tiw92] Sandip Tiwari and David J. Frank. *Empirical fit to band discontinuities and barrier heights in III-V alloy systems*. Appl. Phys. Lett. **60**, 630 (1992).
- [Van89] C. G. Van de Walle. *Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory*. Phys. Rev. B **39**, 1871 (1989).
- [vK80] K. v. Klitzing, G. Dorda and M. Pepper. *New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance*. Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
- [Vur01] I. Vurgaftman, J. R. Meyer and L. R. Ram-Mohan. *Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys*. J. Appl. Phys. **89**, 5815 (2001).
- [Wal94] W. Walukiewicz, H. E. Ruda, J. Lagowski and H. C. Gatos. *Electron mobility in modulation-doped heterostructures*. Phys. Rev. B **30**, 4571 (1994).
- [Wei84] H. P. Wei, D. C. Tsui and M. Razeghi. *Persistent photoconductivity and the quantized Hall effect  $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$  heterostructures*. Appl. Phys. Lett. **45**, 666 (1984).
- [Wei89] D. Weiss, K. v. Klitzing, K. Ploog and G. Weimann. *Magnetoresistance oscillations in a two-dimensional electron gas induced by submicrometer periodic potential*. Europhys. Lett. **8**, 179 (1989).
- [Wei91] C. Weisbuch and B. Vinter. *Quantum semiconductor structures: fundamentals and applications*. Academic Press (1991).

- [Win89] R. W. Winkler, J. P. Kotthaus and K. Ploog. *Landau band conductivity in a two-dimensional electron system modulated by an artificial one-dimensional superlattice potential*. Phys. Rev. Lett. **62**, 1177 (1989).
- [Zaw04] W. Zawadzki and P. Pfeffer. *Spin splitting of subband energies due to inversion asymmetry in semiconductor heterostructures*. Semicond. Sci. Technol. **19**, R1 (2004).
- [Zum02] D. M. Zumbühl, J. B. Miller, C. M. Marcus, K. Campman and A. C. Gossard. *Spin-Orbit Coupling, Antilocalization, and Parallel Magnetic Fields in Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett. **89**, 276803 (2002).
- [Žutić04] Igor Žutić, Jaroslav Fabian and S. Das Sarma. *Spintronics: Fundamentals and applications*. Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).

# Danksagung

Mein besonderer Dank gilt:

- Prof. Dr. Wolfgang Hansen für die Übertragung und Förderung dieser Arbeit auf dem interessanten Gebiet der sehr gut leitenden Halbleiter
- Prof. Dr. H. P. Oepen als Gutachter der Dissertation
- Prof. Dr. D. Heitmann als Gutachter der Disputation
- Dr. Christian Heyn für sein allgemeines Interesse und eine gute Zusammenarbeit
- Prof. Dr. V. I. Fal'ko, Prof. Dr. B. Kramer, Dr. S. Kettmann und S. Debald für die interessanten und fruchtbaren Diskussionen
- Dr. C.-M. Hu und C. Zehnder für die gute Zusammenarbeit bei der Untersuchung der Antilokalisierung in den InAs/InGaAs Heterostrukturen
- Ditmar Schuster für die Hilfe am Entmischungskryostaten
- Torsten Vonau für seine Hilfe bei einer Reihe von Messungen
- Theo Maltezopoulos für die AFM Bilder
- Sven Beyer, Stefan Mendach, Stephan Schulz, Wolfgang Thureau und Christian Weichsel für eine schöne Zeit am Institut
- Allen weiteren Mitarbeitern des Instituts für Angewandte Physik für die freundschaftliche und kollegiale Zusammenarbeit