

**Untersuchung der
Magnetotransporteigenschaften von
hochbeweglichen zweidimensionalen
Elektronengasen**

Der Fakultät für Mathematik und Physik
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung der Grades
Doktor der Naturwissenschaften
-Dr. rer. nat.-
genehmigte Dissertation
von

Diplom-Physikerin Lina Bockhorn
geboren am 22. Oktober 1982 in Sulingen

2013

Referent: Prof. Dr. R. J. Haug
Korreferent: Prof. Dr. W. Wegscheider
Prof. Dr. A. Mirlin

Tag der Promotion: 10.07.2013

Für meine Großmutter Adele Lenz,
geb. Schumacher
*24.02.1919 †16.10.2010

Kurzzusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit werden zweidimensionale Elektronengase untersucht, die in GaAs-Quantentöpfen realisiert sind. Die verwendeten Probenmaterialien haben eine hohe Qualität mit einer Elektronenbeweglichkeiten von $\mu_e \sim 1 \cdot 10^7$ cm/Vs.

Die hier am häufigsten genutzte Probengeometrie ist der sogenannte Hallbar, der mit Hilfe von optischer Lithographie und nasschemischem Ätzen hergestellt wird. An dieser Probengeometrie werden bei Temperaturen im mK-Bereich und bei hohen Magnetfeldern Messungen im Regime des fraktionalen Quanten-Hall-Effektes durchgeführt.

Dabei wird im spezifischen Längswiderstand um $B = 0$ T ein deutlicher negativer Magnetowiderstand beobachtet, der in dieser Form nicht erwartet wurde. Im Bereich des negativen Magnetowiderstandes werden weitere Magnetotransportmessung für verschiedene Parameter - wie Elektronenkonzentration und Temperatur - systematisch durchgeführt. Es zeigt sich, dass der negative Magnetowiderstand eindeutig aus zwei Bereichen besteht. Zum einem aus einem Riesenmagnetowiderstand, der eine starke Abhängigkeit von den gewählten Parametern zeigt, und zum anderen aus einem Peak um $B = 0$ T, der von diesen Parametern nahezu unabhängig ist.

Der Peak wird durch die Wechselwirkung von zwei Arten von Streumechanismen verursacht. Die theoretische Beschreibung für den Riesenmagnetowiderstand ist allerdings bisher in der Literatur nicht vollständig erschlossen. Das hierfür in Frage kommende Modell der Elektron-Elektron Wechselwirkung beinhaltet zwar die beobachtete Temperaturabhängigkeit, es werden aber auch Diskrepanzen zu den experimentellen Ergebnissen beobachtet. Diese Arbeit trägt dazu bei, Ursachen für diese Diskrepanz zu finden.

Zusätzlich werden unterschiedliche Probengeometrien im Regime des fraktionalen Quanten-Hall-Effektes vermessen. Dabei wird unter anderem bei einer extra hierfür entworfenen Geometrie die Abhängigkeit der Lage der Hallplateaus von dem Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnis beobachtet. Die Lage der Hallplateaus sollte theoretischen Vorhersagen zufolge aber geometrieunabhängig sein. In diesem Zusammenhang wird daher der Einfluss von einem weiteren Streumechanismus diskutiert.

Schlagwörter

Quanten-Hall-Effekt, negative differentielle Magnetowiderstand, Elektron-Elektron Wechselwirkung

Abstract

In this work we analyze high mobility two-dimensional electron gases, which are realized in GaAs quantum wells. The investigated materials are of good quality with a high electron mobility of $\mu_e \sim 1 \cdot 10^7$ cm/Vs. Each of the samples is processed into a Hall bar by photolithography and wet etching. Magnetotransport measurements are performed at low temperatures (mK-range) and high magnetic fields in the range of the fractional quantum Hall effect.

A negative magnetoresistance is observed around $B = 0$ T in the longitudinal resistivity, which is not expected in this form. In the range of the negative magnetoresistance, systematic magnetotransport measurements are conducted for different parameters such as electron density and temperature. It is shown that the negative magnetoresistance consist of two areas. On the one hand a peak around $B = 0$ T is observed, which is nearly independent of the parameters. On the other hand there is a huge magnetoresistance, which depends strongly on the parameters.

The peak is caused by the interplay of two types of disorder. However, the theoretical description of the huge magnetoresistance in the literature is so far not developed completely. The most suitable model is the electron-electron interaction correction to the conductivity, which shows the measured temperature dependence of the huge magnetoresistance. Yet, a discrepancy compared to the experimental data remains.

Additionally different types of sample geometry are analyzed in the regime of the fractional quantum Hall effect. Among the observation is a dependence of the Hall plateaus for different length-to-width ratios. Theory predicts that the value of the Hall plateaus should be independent of sample geometry. In this special case the influence of an extra type of disorder is discussed.

Key Words

quantum Hall effect, negative magnetoresistance, electron-electron interaction

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungen und Symbole	15
1 Einleitung	19
2 Theoretische Grundlagen	23
2.1 Das zweidimensionale Elektronengas	23
2.1.1 Erzeugung von zweidimensionalen Elektronengasen	23
2.1.2 Das zweidimensionale Elektronengas im Magnetfeld B	25
2.1.3 Magnetotransport	27
2.2 Integraler Quanten-Hall-Effekt	29
2.2.1 Bild der lokalisierten und delokalisierten Zustände	31
2.2.2 Das Randkanalbild	32
2.3 Fraktionaler Quanten-Hall-Effekt	33
2.3.1 Die Laughlin-Wellenfunktion	35
2.3.2 Das Composite Fermionen-Bild	35
2.3.3 Der Füllfaktor $\nu = 5/2$	37
2.4 Bestimmung der relevanten Probenparameter	38
2.4.1 Charakterisierungsmöglichkeiten	38
2.4.2 Streumechanismen	40
2.4.3 Bestimmung der Aktivierungsenergie Δ_g	42
2.5 Zusammenfassung	46
3 Experimentelle Grundlagen	47
3.1 Probenmaterial	47
3.1.1 Molekularstrahlepitaxie	47
3.1.2 GaAs/AlGaAs Quantentopf	49
3.2 Strukturierung der Proben	51
3.2.1 Probenherstellung	52
3.2.2 Geometrien	54
3.3 Besonderheiten bei hochbeweglichen 2DEG mit einem metallischen Topgate	56
3.4 Kryostat und Magnet	62
3.5 Magnetotransportmessung	64
3.6 Probenhalterung	65
3.6.1 Einbauen in den ^3He - ^4He Entmischungskryostaten	66
3.6.2 Heizen im ^3He -Einsatz	68

3.7	Zusammenfassung	69
4	Magnetotransportmessungen bei niedrigen Magnetfeldern	71
4.1	Unterteilung des negativen differentiellen Magnetowiderstandes	72
4.2	Der negative Magnetowiderstand um $B = 0$ T	74
4.2.1	Veränderungen mit der Elektronenkonzentration n_e	75
4.2.2	Temperaturabhängigkeit	78
4.2.3	Einfluss des senkrechten Magnetfeldes B_{\perp}	82
4.2.4	Abhängigkeit von dem angelegten Strom I_H	83
4.2.5	Theoretisches Modell für den Peak um $B = 0$ T	84
4.3	Riesenpeak um $B = 0$ T	92
4.4	Der Riesenmagnetowiderstand	96
4.4.1	Veränderungen mit der Elektronenkonzentration n_e	97
4.4.2	Temperaturabhängigkeit	100
4.4.3	Einfluss des senkrechten Magnetfeldes B_{\perp}	102
4.4.4	Abhängigkeit von dem angelegten Strom I_H	105
4.4.5	Theoretisches Modell für den Riesenmagnetowiderstand	108
4.5	Zusammenfassung	118
5	Magnetotransportmessungen bei hohen Magnetfeldern	121
5.1	Schwebung in den SdH-Oszillationen	122
5.2	Die Beobachtung des Re-entrant Integer Quantum-Hall-Effect	127
5.3	Der fraktionale Füllfaktor $\nu=5/2$	132
5.4	Die fraktionalen Füllfaktoren für $\nu < 2$	138
5.5	Zusammenfassung	143
6	Einfluss der Geometrie auf die Magnetotransportmessungen	145
6.1	Kreuz-Struktur	145
6.1.1	Magnetotransportmessungen bei hohen Magnetfeldern	146
6.1.2	Magnetotransportmessungen bei niedrigen Magnetfeldern	149
6.2	Breit-Schmal-Struktur	151
6.2.1	Magnetotransportmessungen bei hohen Magnetfeldern	152
6.2.2	Magnetotransportmessungen bei niedrigen Magnetfeldern	157
6.3	Zusammenfassung	160
7	Zusammenfassung	163
	Literaturverzeichnis	167
	Anhang	174
A	1-D Poisson/Schrödinger Bandstruktur Programm	175
	Publikation	179

Lebenslauf

185

Abkürzungen und Symbole

1-D	eindimensional
2-D	zweidimensional
2DEG	zweidimensionales Elektronengas
3-D	dreidimensional
Al	Aluminium
As	Arsen
CF	C omposite F ermion
FQHE	F raktionaler Q uanten- H all- E ffekt
Ga	Gallium
IQHE	I ntegraler Q uanten- H all- E ffekt
MBE	Molekularstrahlepitaxie (<i>engl.</i> M olecular B eam E pitaxy)
MOSFET	M etall- O xid- S ilizium- F eldtransistor
PMMA	P oly m ethyl m eth a crylat; $C_5H_8O_2$
RIQHE	R e-entrant I ntegraler Q uanten- H all- E ffekt
RM	R iesen m agnetowiderstand
SdH	S hubnikov- d e H aas
SL	Übergitter (<i>engl.</i> S uperlattice)
UV	U ltraviolette s Licht
α	Abweichung
ΔB^{-1}	Periode der SdH-Oszillation
Δ_g	Bandlücke
$\Delta \rho_A$	Amplitude der SdH-Oszillation
$\Delta \rho_{RM}$	Höhe des Riesenmagnetowiderstandes
$\Delta \rho_{xx}$	Höhe des Peaks bei $B = 0$ T
Φ_0	magnetischer Flussquant
λ	Wellenlänge
μ	chemische Potenzial
μ_B	Bohrsche Magneton
μ_e	Elektronenbeweglichkeit
μ_i	Potenzialdifferenz
ν	Füllfaktor
Θ	Winkel zwischen dem 2DEG und dem senkrechten Magnetfeld B_{\perp}

Θ_{BG}	Bloch-Grüneisen Temperatur
Θ_D	Debye-Temperatur
ρ	spezifischer Widerstand
ρ_0	spezifischer Widerstand $B = 0$ T
ρ_{im}	Streuung an den Verunreinigungen
ρ_{min}	Minimum bevor die SdH-Oszillationen starten
ρ_{RM}	Maximum der Fitparabel für den Riesenmagnetowiderstandes
ρ_{ph}	Streuung mit akustischen Phononen
ρ_{xx}, ρ_{xy}	Komponenten des Widerstandstensor
$\rho_{xx}(B_p)$	Wert des Plateaus bei B_p
$\hat{\rho}$	Widerstandstensor
σ	Leitfähigkeit
$\hat{\sigma}$	Leitfähigkeitstensor
σ_{xx}, σ_{xy}	Komponenten des Leitfähigkeitstensor
τ	Transportstreuzeit
τ_L	Transportstreuzeit für langreichweitige Streupotenziale aus dem Peak
τ_S	Transportstreuzeit für starke Streuer
τ_{sm}	Transportstreuzeit für langreichweitige Streupotenziale aus dem Riesenmagnetowiderstand
τ_q	Quantenstreuzeit
ω_c	Zyklotronfrequenz
ω_c^*	Zyklotronfrequenz der Composite Fermionen
ω_0	$\omega_0 = \sqrt{2\pi n_S} v_F (2\tau_s / \tau_L)^{1/4}$
Ψ	Wellenfunktion
Ψ_z	Wellenfunktion in z Richtung
Ψ_ν	Laughlin-Wellenfunktion
A	Amplitude der SdH-Oszillationen
a	Bohrscheradius
a, a^\dagger	Erzeuger- und Vernichtoperator
B	Magnetfeld
b	Breite einer Geometrie
B_c	kritisches Magnetfeld
B_{eff}	effektives Magnetfeld
B_{ext}	externes Magnetfeld
B_G	Gesamtes magnetfeld
B_p	Magnetfeld bei der Sättigung im spezifischen Längswiderstand
B_\perp	senkrecht magnetfeld
c_0	$c_0 = 0,276$

d	Korrelationslänge des Streupotenziale
$D(E)$	Zustandsdichte
$D^i(E)$	Zustandsdichte des i -ten Subbandes
$D(X)$	$D(X) = X/\sinh(X)$ mit $X = 2\pi^2 k_B T/\hbar\omega_c$
E	Energie
\mathbf{E}	elektrisches Feld
e	Elementarladung
E_F	Fermi-Energie
E^i	Energieeigenwerte des i -ten Subbandes
E_z^i	Energieeigenwerte in z Richtung
$E_{n,s}^i$	Energieeigenwerte des i -ten Subbandes mit der Spinaufspaltung
E_{LB}	Leitungsbandkante
$f(\varepsilon)$	Fermi-Dirac-Verteilung
g_s	Spinartung
g^*	effektiver Landé g -Faktor
H	Hamiltonoperator
h	Planck'sches Wirkungsquantum
\hbar	reduziertes Planck'sches Wirkungsquantum
H_{xy}, H_z	Hamiltonoperator für die xy Ebene und für die z Richtung
H_{\perp}	Hamiltonoperator für den senkrechten Anteil
I	Strom
i	ganze Zahl
I_H	angelegter Strom über die Probengeometrie
\mathbf{j}	Stromdichte
k_B	Boltzmann-Konstante
k_F	Radius der Fermi-Kugel
k_x, k_y	x, y Komponenten des Wellenvektors
l	Abstand zwischen den Längskontakten einer Geometrie
l_B	magnetische Länge
ℓ	Mittlere freie Weglänge
ℓ_L	Mittlere freie Weglänge für langreichweitige Streupotenziale
ℓ_S	Mittlere freie Weglänge für starke Streuer
m_e	freie Elektronenmasse
m^*	effektive Masse $m^* = 0,067 \cdot m_e$
m_{CF}^*	effektive Masse der Composite Fermionen
N	Anzahl der Randkanäle
n	Anzahl der Zustände
n_e	Elektronenkonzentration
N_L	Zustände je Flächeninhalt mit Spinaufspaltung
n_L	Zustände je Flächeninhalt
n_S	Konzentration der starken Streuer

n_S^{3-D}	Hintergrunddotierung in cm^{-3}
p	Composite Fermionen Füllfaktor
p_z	Impuls in z Richtung
r_c	Zyklotronradius
r_{ij}	Reflexionskoeffizient
R_k	von Klitzing-Konstante $R_k = h/e^2 = 25\,812,807\ \Omega$
r_S	Radius der starken Streuer
R_{xx}	Längswiderstand
R_{xy}	Hallwiderstand
s	Spinquantenzahl
T	Temperatur
t	Zeit
t_{ij}	Transmissionskoeffizient
U	Amplitude des Streupotenzials
U_{TG}	Topgate Spannung
U_{xy}	Quer- oder Hallspannung
U_{xx}	Längsspannung
$V(z)$	Potenzialtopf
v_{Drift}	Driftgeschwindigkeit
v_f	Geschwindigkeit bei der Fermi-Energie
x	Aluminium Anteil
z	Wachstumsrichtung von der Probenoberfläche

1 Einleitung

In einem elektrischen Leiter wird senkrecht zum angelegten Strom und senkrecht zum Magnetfeld eine Spannung beobachtet, die nach ihrem Entdecker Edwin H. Hall benannt ist [1]. Klassisch steigt diese Hallspannung linear mit dem Magnetfeld an.

Im Jahre 1980 untersuchte Klaus von Klitzing den Hall-Effekt bei tiefen Temperaturen und hohen Magnetfeldern an einem Metall-Oxid-Silizium-Feldeffekttransistor (kurz MOSFET), der ein zweidimensionales Elektronengas (kurz 2DEG) beinhaltet. Dabei wurden Plateaus in der Hallspannung beobachtet, die nicht dem klassischen Verlauf entsprachen [2]. Diese Plateaus lagen bei bestimmten diskreten Werten und wurden von Minima im Längswiderstand begleitet. K. von Klitzing zeigte, dass die Hallplateaus mit $h/e^2\nu$ nur von den Naturkonstanten h und e sowie von einer ganzen Zahl ν abhängen, auch Füllfaktor genannt. Demnach sind die Hallplateaus unabhängig von dem Probenmaterial und der Probengeometrie. Für die Entdeckung dieses Quanten-Hall-Effektes erhielt K. von Klitzing im Jahr 1985 den Nobelpreis für Physik [3].

Unter der Verwendung von Halbleiterheterostrukturen für die Realisierung von 2DEG lassen sich höhere Elektronenbeweglichkeiten μ_e als bei einem MOSFET erreichen. Bereits zwei Jahre nach der Entdeckung des Quanten-Hall-Effektes konnten so anhand der höher beweglichen 2DEG auch Hallplateaus bei fraktionalem Füllfaktoren ν beobachtet werden [4]. Für die Entdeckung dieses fraktionalem Quanten-Hall-Effektes (kurz FQHE) und seine theoretische Erklärung erhielten 1998 D. C. Tsui, H. L. Störmer und R. B. Laughlin ebenfalls den Nobelpreis für Physik [5, 6].

Seit der Entdeckung des FQHE wurde die Elektronenbeweglichkeit μ_e des 2DEG um zwei Größenordnungen gesteigert. Dies führte nicht nur zur Verbesserung der Probenqualität sondern auch zu neuen Effekten im Regime des FQHE. Die kontinuierlich steigenden Probenqualitäten machen den Quanten-Hall-Effekt selbst nach mehr als 30 Jahren zum Gegenstand aktueller Forschung. Insbesondere der FQHE ist in seiner theoretischen Beschreibung so anspruchsvoll, dass noch nicht alle experimentellen Ergebnisse verstanden sind.

Somit spielt die Verbesserung der Probenqualität eine wichtige Rolle bei der Entdeckung neuer Quanteneffekte in diesem niedrigdimensionalen System. Die Beobachtung des theoretisch noch nicht vollständig verstandenen Füllfaktors $\nu = 5/2$ kann ebenfalls auf eine verbesserte Probenqualität zurückgeführt werden [7]. Bisher wird die Qualität eines Probenmaterials an seiner Elektronenbeweglichkeit μ_e bei $B = 0$ T festgemacht. Allerdings wird seit einiger Zeit nicht für jedes 2DEG mit

einer vergleichsweise hohen Elektronenbeweglichkeit μ_e der Füllfaktor $\nu = 5/2$ beobachtet. Deswegen wird in dieser Arbeit davon ausgegangen, dass dieser spezielle fraktionale Füllfaktor einem Streumechanismus unterliegt, der die Beweglichkeit der Elektronen nur geringfügig beeinflusst. Diese Tatsache führt zu der Vermutung, dass sich die Elektronenbeweglichkeit μ_e nicht ausschließlich zur Charakterisierung der Probenqualität eignet.

Auf der Suche nach einer neuen Möglichkeit die Qualität eines 2DEG zu klassifizieren, wird im Rahmen dieser Arbeit ein negativer differentieller Magnetowiderstand um $B = 0$ T betrachtet. Über diesen negativen differentiellen Magnetowiderstand wurde erstmals von Paalanen *et al.* [8] berichtet, der ihn auf die Elektron-Elektron Wechselwirkung zurückführte. Dieses theoretische Modell wurde über die Jahre der steigenden Probenqualität angepasst und unter anderem von Gornyi *et al.* [9, 10] erweitert. Jedoch wird in der vorliegenden Arbeit eine Diskrepanz zwischen der Elektron-Elektron Wechselwirkungskorrektur und den experimentellen Daten beobachtet [11]. Diese Beobachtung legt die Annahme nahe, dass ein bisher unberücksichtigter Streumechanismus an dieser Stelle an Einfluss gewinnt, ähnlich wie bei dem Füllfaktor $\nu = 5/2$. Während der negative differentielle Magnetowiderstand seit mehr als 30 Jahre bekannt ist, wird er im Rahmen dieser Arbeit laut Hatke *et al.* [12] erstmalig systematisch untersucht.

Seit kurzem wird auf dem negativen differentiellen Magnetowiderstand ein Peak um $B = 0$ T beobachtet [11–13]. Der Peak und der restliche Bereich des negativen differentiellen Magnetowiderstand, im weiteren Verlauf Riesenmagnetowiderstand genannt, verhalten sich für verschiedene Parameter - wie Temperatur und Elektronenkonzentration - unterschiedlich. Aus diesem Grund werden diese beiden Bereiche in dieser Arbeit getrennt voneinander betrachtet und systematisch untersucht.

Der Riesenmagnetowiderstand und der Füllfaktor $\nu = 5/2$ zeigen dabei vergleichbar starke Abhängigkeit von den unterschiedlichen Parametern. Da der Riesenmagnetowiderstand ebenfalls von einem bisher unberücksichtigten Streumechanismus beeinflusst wird, wird hier die Hypothese aufgestellt, dass es eine Verbindung zwischen dem Riesenmagnetowiderstand und dem Füllfaktor $\nu = 5/2$ gibt.

Im Rahmen dieser Arbeit wird insbesondere das Verhalten der unterschiedlichen Bereiche des negativen differentiellen Magnetowiderstand untersucht. Im Kapitel 2 werden zunächst die für die durchgeführten Messungen notwendigen theoretischen Grundlagen betrachtet. Dazu gehört neben der Realisierung eines 2DEG auch dessen quantenmechanische Beschreibung bei tiefen Temperaturen und hohen Magnetfeldern. Anschließend werden die Phänomene des integralen Quanten-Hall-Effektes und des fraktionalen Quanten-Hall-Effektes im Rahmen bestimmter Modelle beschrieben. Abschließend wird in dem Kapitel noch die Bestimmung der relevanten Parameter eines 2DEG behandelt.

In dem Kapitel 3 wird zunächst auf die verwendeten Halbleitermaterialien und ihre Wachstumsstruktur eingegangen. Anschließend werden die Strukturierung

des Probenmaterials sowie die für diese Arbeit entworfenen Geometrien und ihre Unterschiede erklärt. Ebenfalls werden die Schwierigkeiten bei der Herstellung und der späteren Nutzung eines metallischen Topgates dargestellt. Für Magnetotransportmessungen im Regime des FQHE sind Temperaturen T im mK-Bereich und hohe Magnetfelder nötig. Aus diesem Grund werden die verwendeten Kryostaten und die dazugehörigen supraleitenden Magnetspulen vorgestellt. Die im Rahmen dieser Arbeit vorgenommenen Veränderungen an den Probenhalterungen werden vorgestellt.

Im darauf folgenden Kapitel 4 wird der negative differentielle Magnetowiderstand untersucht. Aufgrund seiner unterschiedlichen Abhängigkeiten wird der negative Magnetowiderstand wie bereits erwähnt in zwei Bereiche unterteilt, die getrennt voneinander betrachtet werden. Der Peak um $B = 0$ T ist dabei nur von wenigen Parametern abhängig. Es wird gezeigt, dass der Peak durch die Wechselwirkung von zwei Arten von Streumechanismen theoretisch beschrieben wird [14]. Aus der parabolischen Krümmung des Peaks kann zudem die Konzentration der starken Streuern in den Probenmaterialien bestimmt werden. Der Riesenmagnetowiderstand hängt im Gegensatz zum Peak von allen hier untersuchten Parametern ab. Zur Beschreibung des Riesenmagnetowiderstandes wird die Elektron-Elektron Wechselwirkung betrachtet [8–10, 15]. Dabei wird ein Unterschied zwischen dem Experiment und der Theorie festgestellt, welcher in dieser Arbeit auf einen bisher unberücksichtigten Streumechanismus zurückgeführt wird. Die theoretischen Modelle zur Beschreibung des Peaks und des Riesenmagnetowiderstandes bauen aufeinander auf.

Um die hochbeweglichen 2DEG zu klassifizieren, werden in dem Kapitel 5 der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} und der Hallwiderstand R_{xy} über einen großen Magnetfeldbereich B für tiefe Temperaturen $T \sim 50$ mK untersucht. Die Beobachtung des Füllfaktors $\nu = 5/2$ [7] und die des *Re-entrant integer Quantum-Hall effects* [16, 17] verdeutlichen die hohe Qualität der verwendeten Probenmaterialien zu.

In dem Kapitel 6 wird geprüft, wie stark die Probengeometrie die Magnetotransportmessungen beeinflussen. Dazu werden die Magnetotransportmessungen nicht nur im Bereich des Füllfaktors $\nu = 5/2$ betrachtet, sondern auch die Geometrieabhängigkeit des negativen differentielle Magnetowiderstandes um $B = 0$ T analysiert.

Das letzte Kapitel 7 beinhaltet eine abschließende Zusammenfassung dieser Arbeit.

2 Theoretische Grundlagen

Um zu verstehen welche Effekte Einfluss auf ein zweidimensionales Elektronengas haben, werden in diesem Kapitel die für diese Arbeit nötigen theoretischen Grundlagen behandelt. Zunächst wird in dem Abschnitt 2.1 auf die Erzeugung von zweidimensionalen Elektronengasen und ihr Verhalten bei Magnetotransportmessungen eingegangen.

In dem Abschnitt 2.2 werden zwei Modelle zur theoretischen Beschreibung des integralen Quanten-Hall-Effektes vorgestellt. Dabei handelt es sich zum einen um das Bild der lokalisierten und delokalisierten Zustände und zum anderen um das Randkanalbild.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Magnetotransportmessungen vorwiegend im Regime des fraktionalen Quanten-Hall-Effektes durchgeführt, daher wird in dem Abschnitt 2.3 auf zwei theoretische Modelle zur Beschreibung des fraktionalen Quanten-Hall-Effektes eingegangen. Die Laughlin-Wellenfunktion beschreibt die Situation der fraktionierten Füllfaktoren ν im ersten Landau-Niveau exakt. Einen weiteren Zugang zu den Vorgängen des fraktionalen Quanten-Hall-Effektes liefert das Bild der Composite Fermionen.

Abschließend wird in dem Abschnitt 2.4 die Bestimmung der relevanten Parameter eines zweidimensionalen Elektronengases behandelt.

2.1 Das zweidimensionale Elektronengas

Im Folgenden wird die theoretische Beschreibung des Verhaltens eines zweidimensionalen Elektronengases (kurz 2DEG) bei Magnetotransportmessungen vorgestellt.

Dabei wird zunächst in dem Abschnitt 2.1.1 auf die Erzeugung eines 2DEG eingegangen. Anschließend wird dessen magnetfeldabhängiges Verhalten und die Ausbildung von Landau-Niveaus in dem Abschnitt 2.1.2 untersucht.

Abschließend wird im Abschnitt 2.1.3 gezeigt wie anhand von Magnetotransportmessungen Informationen über das Verhalten des 2DEG gewonnen werden.

2.1.1 Erzeugung von zweidimensionalen Elektronengasen

In einem zweidimensionalen Elektronengas (kurz 2DEG) ist die Bewegungsfreiheit der Elektronen auf zwei Raumrichtungen beschränkt und verläuft somit in einer Ebene. Die dabei am häufigsten vorkommende Methode zur Erzeugung eines 2DEG ist die Kombination verschiedener Halbleiter aus der III. und V. bzw. aus

der II. und VI. Hauptgruppe des Periodensystems. Die höchsten Elektronenbeweglichkeiten μ_e werden aus einer ternären Verbindung von Elementen der III. und V. Hauptgruppe in GaAs/Al_xGa_{1-x}As erreicht. Die Größe der Energielücke zwischen dem Leitungsband und Valenzband lässt sich bei diesem Halbleiter durch den Aluminium (Al) Anteil x einstellen, die Bandlücken können so zwischen 1,42 eV und 2,16 eV variiert werden. Der Al Anteil x bleibt dabei allerdings vorwiegend unterhalb von $x < 0,45$, da ansonsten ein indirekter Halbleiter vorliegt. Die Gitterkonstanten a von GaAs und AlAs sind fast gleich, so dass mittels Molekularstrahlepitaxie die Materialien ohne Gitterfehler aufeinander aufgewachsen werden können. Aufgrund der unterschiedlichen Bandlücken und unterschiedlichen Fermi-Niveaus der einzelnen Halbleitermaterialien kann es an ihrer Grenzschicht im Leitungsband zu einem Bandkantensprung kommen und es entsteht hier ein Energie-Minimum. Freie Elektronen können in dieses Minimum relaxieren, aber es nicht ohne zusätzliche Energiezufuhr wieder verlassen. Wegen der geringen Ausdehnung des Minimums bzw. des Potenzialtopfes ist die Energie der Elektronen in Wachstumsrichtung z quantisiert. Die Bewegung der Elektronen verläuft dann in der xy -Ebene.

Zur theoretischen Beschreibung des 2DEG wird die zeitunabhängige, dreidimensionale Schrödingergleichung benutzt

$$H\Psi(x,y,z) = E\Psi(x,y,z), \quad (2.1)$$

wobei H der Hamiltonoperator ist, der das System vollständig beschreibt. E ist die Energie und $\Psi(x,y,z)$ die Wellenfunktion der Elektronen (siehe dazu z. B. [18]). Die Bewegungsfreiheit der Elektronen soll auf die xy -Ebene beschränkt sein und in Wachstumsrichtung z quantisiert sein. Dazu wird die zeitunabhängige Schrödingergleichung in einen xy -Anteil und in einen z -Anteil separiert [18]

$$(H_{xy} + H_z)\Psi_{xy}(x,y)\Psi_z(z) = (E_{xy} + E_z)\Psi_{xy}(x,y)\Psi_z(z). \quad (2.2)$$

Der z -Anteil kann durch die eindimensionale Schrödingergleichung gelöst werden und führt für einen Potenzialtopf $V(z)$ zu diskreten Energieeigenwerten E_z^i

$$H_z\Psi_z(z) = E_z^i\Psi_z(z). \quad (2.3)$$

Alle Lösungen der eindimensionalen Schrödingergleichung in Wachstumsrichtung z zu einem Energieeigenwert E_z^i werden als Basis für die folgende Behandlung zu einem Subband zusammengefasst. Allerdings kann nur dann von einem 2DEG gesprochen werden, wenn ausschließlich das unterste Subband besetzt ist, es also in die Wachstumsrichtung z nur eine Wellenfunktion Ψ_z und nur einen Energieeigenwert E_z^i gibt. Unter Berücksichtigung einer ungehinderten Bewegung der Elektronen in der xy -Ebene für jeden Energieeigenwert E_z^i folgt für die Gesamtenergie des i -ten Subbandes

$$E^i = E_z^i + \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m^*}, \quad (2.4)$$

wobei m^* die effektive Elektronenmasse ist und k_x, k_y die x, y -Komponenten des Wellenvektors beschreiben. Die effektive Elektronenmasse m^* entspricht für die vorliegenden Probenmaterialien der von GaAs. Da GaAs isotrop ist, folgt das auch die effektive Elektronenmasse $m^* = 0,067 \cdot m_e$ richtungsunabhängig ist. Alle besetzten Subbänder können bei einer endlichen Temperatur T zum Transport beitragen, so entstehen mehrere zu einander parallele 2DEG. Für die Elektronenkonzentration n_e muss die folgende Bedingung erfüllt sein

$$n_e < D(E) (E_z^1 - E_z^0), \quad (2.5)$$

damit nur das unterste Subband besetzt ist und ein zweidimensionales Verhalten beobachtet wird. $D(E)$ ist die zweidimensionale Zustandsdichte, die der Anzahl der möglichen Zustände innerhalb eines Subbandes entspricht. Die Zustandsdichte ist für alle Subbänder konstant

$$D(E) = \sum_i D^i(E) = \sum_i \frac{g_s m^*}{2\pi \hbar^2} (E - E^i), \quad (2.6)$$

wobei g_s die Spinartung berücksichtigt.

2.1.2 Das zweidimensionale Elektronengas im Magnetfeld B

In diesem Abschnitt wird der Einfluss eines zum 2DEG senkrechten Magnetfeldes B_\perp auf die Bewegung der freien Elektronen im 2DEG betrachtet. Im klassischen Fall werden die Elektronen aufgrund der Lorentzkraft im Magnetfeld B auf Kreisbahnen abgelenkt. Dabei bewegen sich die Elektronen mit der Zyklotronfrequenz ω_c nur auf bestimmten, energieabhängigen Kreisbahnen. Demnach ist die Bewegungsfreiheit der Elektronen in der xy -Ebene durch ein in Wachstumsrichtung z angelegtes Magnetfeld B eingeschränkt.

In der quantenmechanischen Beschreibung wird in diesem Fall die zeitunabhängige Schrödingergleichung gelöst. Der Hamiltonoperator wird dabei in einen z -Anteil und einen dazu senkrechten Anteil separiert

$$H = H_\perp + \frac{p_z^2}{2m_e}, \quad (2.7)$$

p_z ist der Impuls in die Wachstumsrichtung z und m_e ist die freie Elektronenmasse (siehe z. B. [18]). Der senkrechte Anteil des Hamiltonoperators H_\perp wird dann in die Form eines harmonischen Oszillators umgeschrieben

$$H_\perp = \hbar \omega_c \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right), \quad (2.8)$$

wobei $\omega_c = eB_\perp/m^*$ die Zyklotronfrequenz ist und a^\dagger , a dem Erzeuger- bzw. Vernichtoperator entsprechen. Die Energieeigenwerte des harmonischen Oszillators sind

$$E_n = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (2.9)$$

mit $n \in \mathbb{N}$. Die diskreten Energie-Niveaus E_n werden auch als Landau-Niveaus bezeichnet. Unter Berücksichtigung der Spinaufspaltung folgt für die Energieeigenwerte $E_{n,s}^i$ eines 2DEG in einem Magnetfeld B

$$E_{n,s}^i = E_z^i + \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) + s g^* \mu_B B, \quad (2.10)$$

mit $n, i \in \mathbb{N}$ und $s = \pm 1/2$ für den Spin. μ_B ist das Bohrsche Magneton und g^* ist der effektive Landé-g-Faktor. Der dritte Term in der Gleichung (2.10) berücksichtigt die Energieaufspaltung aufgrund der Wechselwirkung zwischen dem Spin und dem Magnetfeld B , es handelt sich hierbei um den sogenannten Zeeman-Term. Das Verhältnis vom ersten Teil in der Gleichung (2.10) zum Zeeman-Term kann durch das Verkippen des 2DEG zum senkrechten Magnetfeld B_\perp beliebig verändert werden.

Für die Zustandsdichte $D(E)$ aus Gleichung (2.6) folgt im Magnetfeld B

$$D(E) = \frac{eB}{h} \sum_{i,n,s} \delta(E - E_{n,s}^i). \quad (2.11)$$

Die konstante Zustandsdichte $D(E)$ spaltet im Magnetfeld B bei einem idealen 2DEG in eine Reihe von Deltafunktionen auf. Im realen 2DEG sind die Landau-Niveaus wegen der Streuung der Elektronen an Störstellen, Kristalldefekten etc. energetisch verbreitert und können durch Gaußfunktionen beschrieben werden (siehe Abb. 2.1).

Beim Anlegen eines Magnetfeldes B bleibt die Anzahl der Zustände N_L erhalten. Die Landau-Niveaus haben bei einem endlichen Magnetfeld B einen Abstand von $\hbar\omega_c$ zueinander, dabei werden die Zustände aus einem Energieintervall von $\hbar\omega_c$ bei $B = 0$ T in ein Landau-Niveau umverteilt. Die Anzahl der Zustände je Landau-Niveau und Flächeneinheit ist dann unter Berücksichtigung der Spinartung

$$N_L = N_{B=0\text{ T}} \hbar\omega_c = g_s n_L, \quad (2.12)$$

mit dem Spinfreiheitsgrad $g_s = 2$ und mit

$$n_L = \frac{eB}{h} = \frac{B}{\Phi_0}, \quad (2.13)$$

wobei Φ_0 der magnetische Fluss ist. Ein Landau-Niveau ist mit genau so vielen Elektronen besetzt, wie es n_L Flussquanten Φ_0 gibt. Die Gesamtzahl der besetzten

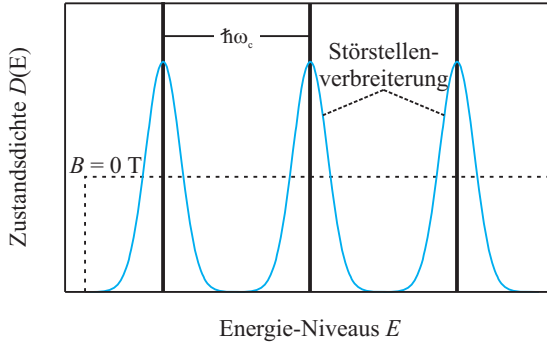


Abbildung 2.1: Die Zustandsdichte $D(E)$ eines 2DEG ist über die Energie E im Falle eines angelegten Magnetfeldes B und ohne Magnetfeld $B = 0$ T (gestrichelte Linie) dargestellt. Bei einem angelegten Magnetfeld B zerfällt die Zustandsdichte $D(E)$ in diskrete Energie-Niveaus, die aufgrund von Streumechanismen und einer endlichen Temperatur verbreitert sind.

Landau-Niveaus innerhalb eines Subbandes wird durch den Füllfaktor ν gegeben

$$\nu = \frac{n_e}{n_L} = \frac{n_e \hbar}{B e}, \quad (2.14)$$

wobei n_e die Elektronenkonzentration ist. Der Füllfaktor ν gibt die Anzahl der besetzten Landau-Niveaus im untersten Subband an.

2.1.3 Magnetotransport

Im Folgenden werden die Transporteigenschaften des 2DEG in einem Magnetfeld B betrachtet. In einem leitfähigen Medium wird eine lokale Stromdichte \mathbf{j} erzeugt, wenn ein elektrisches Feld \mathbf{E} angelegt wird. Für ein 2DEG ergibt sich dann der folgende Zusammenhang (siehe z. B. [19])

$$\mathbf{j} = \hat{\sigma} \mathbf{E} \quad \text{bzw.} \quad \mathbf{E} = \hat{\rho} \mathbf{j}, \quad (2.15)$$

wobei $\hat{\sigma}$ der Leitfähigkeitstensor und $\hat{\rho}$ der Widerstandstensor ist. Da die Bewegung der Elektronen im Magnetfeld B auf zwei Dimensionen beschränkt ist, sind der spezifische Widerstand $\hat{\rho}$ und die Leitfähigkeit $\hat{\sigma}$ Tensoren 2. Stufe und haben die Form

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} \quad \text{bzw.} \quad \hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix}. \quad (2.16)$$

Der Leitfähigkeitstensor $\hat{\sigma}$ und der Widerstandstensor $\hat{\rho}$ sind gemäß der Gleichung (2.15) invers zueinander $\hat{\sigma} = \hat{\rho}^{-1}$. Aus der Annahme, dass das 2DEG isotrop

sei, folgt für den Leitfähigkeitstensor

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ -\sigma_{xy} & \sigma_{xx} \end{pmatrix}, \quad (2.17)$$

und für den dazu inversen Widerstandstensor gilt dann entsprechend

$$\hat{\rho} = \frac{1}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & -\sigma_{xy} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{xx} \end{pmatrix}. \quad (2.18)$$

Die Tensoren in den Gleichungen (2.17) und (2.18) werden für $B = 0$ T diagonal, so können $\hat{\sigma}$ und $\hat{\rho}$ als Skalare geschrieben werden.

Für hinreichend kleine Magnetfelder B kann die klassische Drude-Theorie [20] mit der Transportstreuzeit τ angewendet werden. Es folgt

$$\rho_{xx} = \frac{1}{\sigma_{xx}} = \frac{1}{e n_e \mu_e} \quad \text{und} \quad \rho_{xy} = \frac{B}{e n_e}, \quad (2.19)$$

wobei μ_e die Elektronenbeweglichkeit ist. Die Elektronenbeweglichkeit μ_e ergibt sich aus der Transportstreuzeit τ , der Zeit die zwischen zwei Stößen eines Elektrons vergeht, zu

$$\mu_e = \frac{e\tau}{m^*} \quad (2.20)$$

und bestimmt die Driftgeschwindigkeit $v_{\text{Drift}} = -\mu_e \mathbf{E}$ im elektrischen Feld. Für ein endliches Magnetfeld $|B| \neq 0$ T können nun der Leitfähigkeitstensor $\hat{\sigma}$ und der Widerstandstensor $\hat{\rho}$ experimentell über die Werte ρ_{xx} und ρ_{xy} bestimmt werden.

Die Komponenten ρ_{xx} und ρ_{xy} werden aus Magnetotransportmessungen an einem 2DEG häufig anhand eines sogenannten Hallbars bestimmt (siehe dazu Abb. 2.2). Über dem Hallbar wird in Längsrichtung ein konstanter Strom I_H angelegt. Wird dann senkrecht zum 2DEG (senkrecht zum Strom I_H) ein Magnetfeld B angelegt, so werden die Elektronen im 2DEG aufgrund der Lorentzkraft zur Seite abgelenkt. Parallel zum Strom wird dann die Längsspannung U_{xx} gemessen und senkrecht zum Strom die Hallspannung U_{xy} . Aus den gemessenen Spannungen U_{xx} und U_{xy} lassen sich die spezifischen Widerstände ρ_{xx} und ρ_{xy} mit

$$R_{xx} = \frac{U_{xx}}{I_H} = \frac{l}{b} \rho_{xx} \quad \text{Längswiderstand und} \quad (2.21)$$

$$R_{xy} = \frac{U_{xy}}{I_H} = \frac{B}{n_e e} \quad \text{Hallwiderstand} \quad (2.22)$$

bestimmen, l ist der Abstand zwischen zwei Kontakten in Längsrichtung und b die Breite des Hallbars. Der klassische Hallwiderstand R_{xy} ist proportional zum Magnetfeld B und die Gleichung (2.22) gilt für hinreichend kleine Magnetfelder B . Bei größeren Magnetfeldern und tiefen Temperaturen treten allerdings Plateaus im Hallwiderstand R_{xy} auf [2].

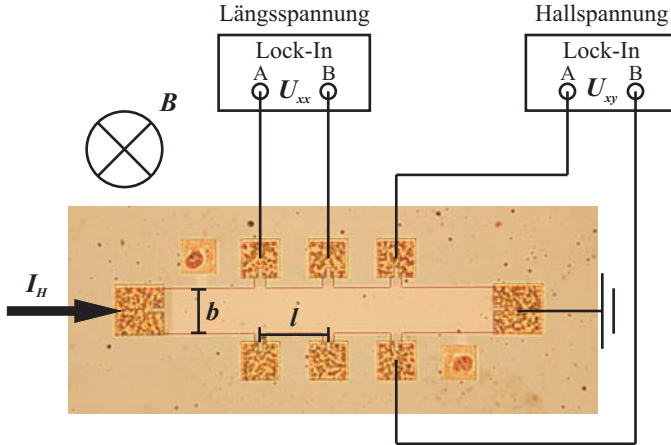


Abbildung 2.2: Der Messaufbau an einem Hallbar ist in dieser Abbildung skizziert. Über dem Hallbar wird längs ein Strom I_H angelegt und senkrecht dazu ein Magnetfeld B . Parallel zum Strom I_H wird die Längsspannung U_{xx} gemessen und senkrecht dazu die Hallspannung U_{xy} .

2.2 Integraler Quanten-Hall-Effekt

Die Spannung U_{xy} , die senkrecht zum angelegten Strom I_H und senkrecht zum Magnetfeld B an einem Hallbar beobachtet wird, ist nach ihrem Entdecker Edwin Hall [1] benannt. Klassisch steigt der Hallwiderstand R_{xy} linear mit dem zunehmenden Magnetfeld B gemäß Gleichung (2.22) an. Bei hinreichend tiefen Temperaturen T wird bei Magnetotransportmessungen an einem 2DEG allerdings eine Abweichung vom klassischen Verlauf des Hallwiderstandes R_{xy} festgestellt. 1980 beobachtete von Klitzing *et al.* [2] die Ausbildung von Plateaus im Hallwiderstand R_{xy} bei Magnetotransportmessungen an Metall-Oxid-Silizium-Feldeffekttransistoren (kurz MOSFET) bei tiefen Temperaturen T und hohen Magnetfeldern B . Diese Plateaus, auch als Hallplateaus bezeichnet, treten wie in der Abbildung 2.3 zu sehen nur für bestimmte diskrete Werte

$$R_{xy} = \frac{h}{\nu e^2} = \frac{R_K}{\nu} \quad (2.23)$$

auf, die ausschließlich von Naturkonstanten und von einer ganzen Zahl ν abhängen. Demnach sind die Werte der Hallplateaus unabhängig von Materialeigenschaften und verwendeten Probengeometrien. Dabei ist R_K die von Klitzing-Konstante und ν entspricht dem Füllfaktor aus der Gleichung (2.14). Die Ausbildung von Hallplateaus wurde bereits in früheren Experimenten beobachtet, aber von Klitzing brachte sie erstmalig mit Naturkonstanten in Verbindung.

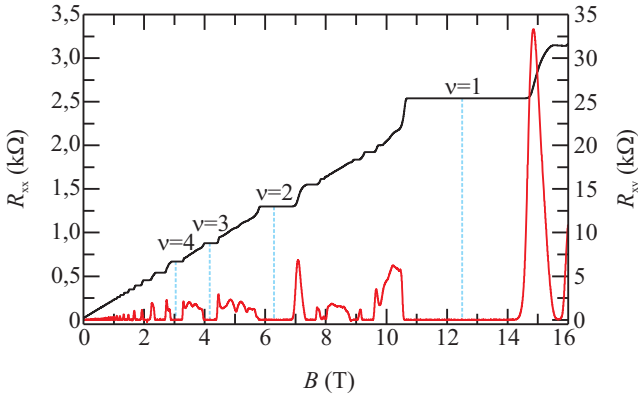


Abbildung 2.3: Typische Magnetotransportmessung an dem Probenmaterial D081022 A im Regime des IQHE, gezeigt sind der Längswiderstand R_{xx} (linke y-Achse) und der Hallwiderstand R_{xy} (rechte y-Achse) über einen großen Magnetfeldbereich. Klassisch wird ein linearer Anstieg des Hallwiderstandes R_{xy} mit dem Magnetfeld B erwartet, stattdessen werden Plateaus im Hallwiderstand R_{xy} beobachtet, die von Minima im Längswiderstand R_{xx} begleitet werden (durch die blauen Linien gekennzeichnet).

Neben den Hallplateaus werden in der Abbildung 2.3 zeitgleich im Längswiderstand R_{xx} Oszillationen beobachtet, die sogenannten Shubnikov-de Haas-Oszillationen (kurz SdH-Oszillationen). Die Oszillationen im Längswiderstand R_{xx} sind nach ihren Entdeckern Lew W. Shubnikov und Wander J. de Haas benannt und wurden erstmals im Jahr 1930 an dünnen Metallen beobachtet [24]. Die Minima in den SdH-Oszillationen begleiten die Plateaus im Hallwiderstand R_{xy} .

Der Quanten-Hall-Effekt dient aufgrund der guten Reproduzierbarkeit der von Klitzing-Konstante R_K zur Kalibrierung von Widerständen und wurde dafür im Jahr 1990 auf den Wert $R_K = 25812,807 \Omega$ festgelegt. Für die Entdeckung des Quanten-Hall-Effektes wurde Klaus von Klitzing 1985 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet [3].

Es wird vom integralen Quanten-Hall-Effekt gesprochen, wenn die Hallplateaus bei ganzzahligen Werten von ν liegen. Entsprechend wird dann bei Werten von ν die als Brüche vorliegen von dem fraktionalen Quanten-Hall-Effekt (kurz FQHE) gesprochen. Im Folgenden wird zunächst der integrale Quanten-Hall-Effekt (kurz IQHE) anhand zweier theoretische Modelle beschrieben. Der Magnetotransport in diesem Regime wird in dem Abschnitt 2.2.1 mit Hilfe von lokalisierten und delokalisierten Zuständen erklärt. Mit diesem Modell lässt sich die Existenz und die Breite der Hallplateaus sowie das entsprechende Verhalten der SdH-Oszillationen nachvollziehen. Die quantisierten Werte des Hallplateaus werden anhand des Randkanalbildes beschrieben, welches in dem Abschnitt 2.2.2 vorgestellt wird. Bei

diesem Modell wird angenommen, dass der Strom in 1-D Kanälen am Rand der Probe fließt.

Das Bild der lokalisierten und delokalisierten Zustände und das Randkanalbild schließen sich nicht gegenseitig aus, sondern können gleichberechtigt und einander ergänzend zur Beschreibung des IQHE genutzt werden.

2.2.1 Bild der lokalisierten und delokalisierten Zustände

Die Ausbildung der Hallplateaus sowie die korrespondierenden Minima im Längswiderstand R_{xx} bei ganzzahligen Füllfaktoren ν werden im Allgemeinen durch das Modell der lokalisierten und delokalisierten Zuständen beschrieben. Dabei wird angenommen, dass nur die Elektronen in einem delokalisierten Zustand am Ladungstransport teilnehmen.

Um die Entstehung von delokalisierten und lokalisierten Zuständen zu verstehen, wird die magnetfeldabhängige Zustandsdichte $D(E)$ des 2DEG aus Gleichung (2.11) betrachtet. Die Peaks der Deltafunktionen sind aufgrund verschiedener Streumechanismen verbreitert. Wechselwirkt ein Elektron mit einem Streupotenzial, so ist es lokalisiert und nimmt nicht mehr am Ladungstransport teil. In diesem Fall liegt ein lokalisierter Zustand vor. Andernfalls ist das Elektron delokalisiert und seine Wellenfunktion Ψ entsprechend über die ganze Probe ausgedehnt. In der Abbildung 2.4 ist eine schematische Darstellung der Zustandsdichte $D(E)$ über der Energie E zu sehen. Die Landau-Niveaus sind aufgrund von Störpotenzialen verbreitert, in denen die Elektronen lokalisiert sind.

Bei $B = 0$ T ist die Zustandsdichte $D(E)$ konstant, erst mit einem angelegten Magnetfeld B werden Landau-Niveaus erzeugt. Die Landau-Niveaus verschieben

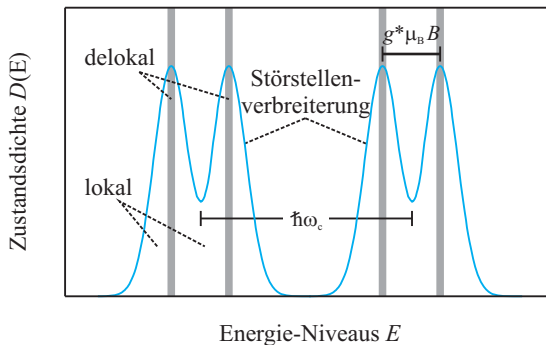


Abbildung 2.4: Die Zustandsdichte $D(E)$ ist schematisch über die Energie E dargestellt. Die lokalisierten und delokalisierten Zustände sind in das Schema eingezeichnet. Die Spinartung der einzelnen Landau-Niveaus wird mit $g^* \mu_B B$ berücksichtigt.

sich dann mit steigendem Magnetfeld B zu höheren Energien und ihr Abstand zueinander wird mit $\hbar\omega_c$ entsprechend größer. Dabei findet nur im Bereich der Fermienergie E_F Magnetotransport statt, welche die Landau-Niveaus nacheinander mit steigendem Magnetfeld B durchlaufen. Dabei passieren abwechselnd lokalisierte und delokalisierte Zustände die Fermienergie E_F . Durchläuft ein delokalisierte Zustand die Fermienergie E_F wächst der Hallwiderstand R_{xy} mit zunehmender Besetzung des freien Zustandes linear an und der Längswiderstand R_{xx} nimmt aufgrund von Streuung einen endlichen Wert an. Liegt die Fermienergie E_F dagegen im Bereich eines lokalisierten Zustandes findet kein Magnetotransport statt und es wird keine Leitfähigkeit σ beobachtet. Der Längswiderstand fällt deswegen auf $R_{xx} = 0\Omega$ und der Hallwiderstand R_{xy} nimmt einen konstanten Wert an und ein Plateau wird beobachtet. Der quantisierte Wert des Hallplateaus kann allerdings besser im folgenden Randkanalbild nachvollzogen werden.

2.2.2 Das Randkanalbild

Ein weiteres theoretisches Modell zur Beschreibung des IQHE ist das Randkanalbild (siehe z. B. [25]). Hierbei wird angenommen, dass der Strom über 1-D Kanäle am Rand der Probengeometrie fließt.

Das Modell der Randkanäle berücksichtigt die endliche Ausdehnung des eingeschlossenen 2DEG. Am Rand der Probengeometrie sind die Landau-Niveaus nach oben verbogen und kreuzen dabei die Fermienergie E_F . An den Schnittstellen der Fermienergie E_F mit den Landau-Niveaus entstehen entlang der Probengeometrie 1-D Zustände, die auch als Randkanäle bezeichnet werden. Es kommt am Probenrand zur Ausbildung mehrerer 1-D Randkanälen. Zwischen den 1-D Randkanälen liegen isolierende Regionen, in denen kein Magnetotransport stattfindet, diese Regionen werden auch inkompressibel genannt. Am Rand der Probengeometrie bilden sich demnach abwechselnd Streifen aus leitenden Regionen (kompressibel) und isolierenden Regionen (inkompressibel) aus.

Um die quantisierten Werte der Hallplateaus anhand des Randkanalbildes zu beschreiben, wird der Landauer-Büttiker-Formalismus [26, 27] benutzt. Der Landauer-Büttiker-Formalismus beruht auf der Annahme, dass der Stromtransport nur über 1-D Kanäle stattfindet.

Die 1-D Randkanäle verlaufen zwischen den einzelnen Längskontakten, wobei zu jedem Längskontakt mehrere Randkanäle führen können. Das Verhalten der einzelnen Kontakte beim Magnetotransport wird durch Transmissions- und Reflexionskoeffizienten bestimmt. Für N Randkanäle zwischen den Kontakten i und j , folgt so für den Strom I durch den Kontakt i

$$I_i = \frac{e}{h} \left\{ (N - r_{ij}) \mu_i - \sum_{j \neq i}^N t_{ij} \mu_j \right\}, \quad (2.24)$$

wobei r_{ij} der Reflexionskoeffizient und t_{ij} der Transmissionskoeffizient zwischen

den Kontakten i und j ist. μ_i ist das elektrochemische Potentials des i -ten Kontaktes. Bei einem ganzzahligen Füllfaktor ν liegt eine vollständige Transmission $t_{ij} = 1$ vor, der Füllfaktor entspricht der Anzahl N der Randkanäle und es gilt $I_i = e\nu(\mu_i - \mu_j)/h$. Zwischen zwei gegenüberliegenden Kontakten fällt bei ganzzahligen Füllfaktoren ν genau die Hallspannung $U_{xy} = (\mu_i - \mu_j)/e$ ab, so folgt

$$R_{xy} = \frac{U_{xy}}{I} = \frac{h}{e^2 \nu} \quad (2.25)$$

und das Hallplateau entspricht einem quantisierten Wert.

2.3 Fraktionaler Quanten-Hall-Effekt

Durch die Realisierung von 2DEG in GaAs/AlGaAs Heterostrukturen nahm die Elektronenbeweglichkeit μ_e gegenüber der in einem MOSFET zu und es konnten neue Effekte beobachtet werden. Eine der ersten Beobachtungen an Materialien mit höheren Elektronenbeweglichkeiten μ_e war ein Hallplateau für einen fraktionierten Füllfaktor ν . Bereits im Jahr 1982 entdeckten Tsui *et al.* [4] ein Hallplateau und das korrespondierende Minimum im Längswiderstand R_{xx} für den fraktionierten Füllfaktor $\nu = 1/3$. Der Füllfaktor $\nu = 1/3$, ist wie sich später zeigte, der am stärksten ausgebildete Füllfaktor ν im Regime des fraktionierten Quanten-Hall-Effekt (kurz FQHE). Mit zunehmender Elektronenbeweglichkeit μ_e wurden dann weitere fraktionale Füllfaktoren ν entdeckt. Die möglichen fraktionierten Füllfaktoren ν werden nach J. Jain [29] dazu in einer Hierarchie entsprechend der Formel

$$\nu = \frac{p}{pm + 1} \quad (2.26)$$

angeordnet, wobei $p, m \in \mathbb{N}$ gilt. Die Stabilität der Füllfaktoren ν in diesem Modell nimmt mit steigendem p ab. Die Werte der Hallplateaus im Regime des FQHE lassen sich ähnlich den Werten im Bereich des IQHE unabhängig von den Materialeigenschaften und der Probengeometrie reproduzieren. Dabei werden nicht nur im ersten Landau-Niveau fraktionale Füllfaktoren ν beobachtet, sondern auch in höheren Landau-Niveaus. In der Abbildung 2.5 ist eine typische Magneto-transportmessung im Regime des FQHE dargestellt. Im Hallwiderstand R_{xy} sind zwischen den Füllfaktoren $\nu = 2$ und $\nu = 1$ eine Serie von fraktionierten Füllfaktoren ν mit entsprechenden Minima im Längswiderstand R_{xx} zu beobachten. Auch Füllfaktoren ν mit geradem Nenner sind in dieser Abbildung zu sehen, wobei besonders der Füllfaktor $\nu = 5/2$ hervorzuheben ist [7].

Obwohl sich die Ergebnisse vom IQHE und vom FQHE gleichen, ist die theoretische Beschreibung des FQHE wesentlich komplexer. Während sich der IQHE anhand eines Ein-Teilchen-Bildes beschreiben lässt, muss bei der theoretischen Betrachtung des FQHE aufgrund der höheren Elektronenbeweglichkeit μ_e die Wechselwirkung der Elektronen untereinander berücksichtigt werden. Die Wech-

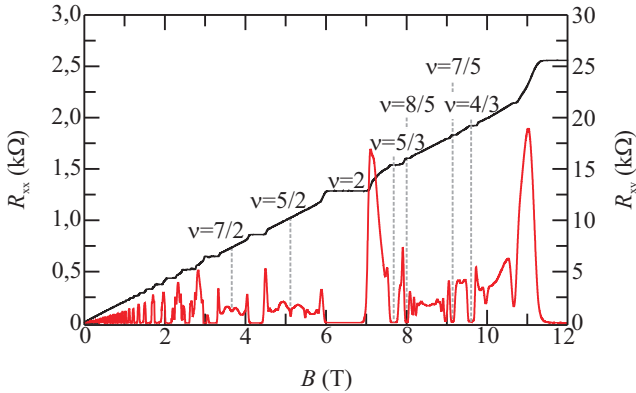


Abbildung 2.5: Typische Magnetotransportmessung an dem Probenmaterial D081022 A im Bereich des FQHE: Zu sehen sind der Hallwiderstand R_{xy} (rechte y-Achse) und der Längswiderstand R_{xx} (linke y-Achse) über einen großen Magnetfeldbereich. Hier sind auch für fraktionale Füllfaktoren ν Hallplateaus und die korrespondierenden Minima im Längswiderstand R_{xx} zu sehen.

selwirkung der Elektronen im Bereich des FQHE wird deswegen in einem Viel-Teilchen-Bild zusammengefasst. R. B. Laughlin [30] stellte für den fraktionalen Füllfaktor $\nu = 1/3$ mit Hilfe des Variationsprinzips [18] eine Wellenfunktion Ψ_ν auf, die alle fraktionalen Füllfaktoren für $\nu < 1$ theoretisch erfasst.

Für die Entdeckung des FQHE erhielten D. C. Tsui und H. L. Störmer zusammen mit R. B. Laughlin, der die Theorie zum FQHE beigesteuert hatte, im Jahr 1998 den Nobelpreis für Physik [5, 6].

Im Folgenden werden zwei theoretische Modelle zur Beschreibung des FQHE eingeführt. Zunächst wird im Abschnitt 2.3.1 auf die von R. B. Laughlin vorgestellte Wellenfunktion Ψ_ν eingegangen. Da diese Beschreibung kein intuitives Verständnis für die physikalischen Vorgänge im Regime des FQHE liefert, wird in dem Abschnitt 2.3.2 das Bild der Composite Fermionen (kurz CF) benutzt. Im Bild der Composite Fermionen werden die Viel-Teilchen-Eigenschaften im Bereich des FQHE auf ein Ein-Teilchen-Bild übertragen.

Das Composite Fermionen-Bild und die Laughlin Wellenfunktion Ψ_ν beschreiben fraktionale Füllfaktoren ν mit ungeraden Nenner gut, allerdings werden von beiden theoretischen Modellen Füllfaktoren ν mit geraden Nenner nicht berücksichtigt. Im letzten Abschnitt 2.3.3 wird daher die Situation für den Füllfaktor $\nu = 5/2$ extra betrachtet.

2.3.1 Die Laughlin-Wellenfunktion

R. B. Laughlin berücksichtigt die Viel-Teilchen-Eigenschaften der fraktionalen Füllfaktoren ν mit der Wellenfunktion

$$\Psi_\nu(z_1, \dots, z_N) = \Psi_{1/q} = \prod_{j < k}^N (z_j - z_k)^q \exp\left(-\frac{1}{4r_c^2} \sum_j^N |z_j|^2\right), \quad (2.27)$$

wobei $z_j = x_j + iy_j$ die in komplexen Zahlen ausgedrückte zweidimensionale Raumkoordinate ist, q dem ungeraden Nenner entspricht und r_c der Zyklotronradius ist [30].

Da die Wellenfunktion Ψ_ν in der Gleichung (2.27) aufgrund der hohen Elektronenkonzentration n_e nicht analytisch lösbar ist, hat R. B. Laughlin sie mit Hilfe des Variationsprinzips bestimmt (siehe z. B. [18]). Nach dem Ritzschen Variationsprinzip wird der Energieeigenwert $E(\beta)$ von verschiedenen Testfunktion $\Psi(\beta)$ für mehrere Parameter β bestimmt. Dabei beschreibt die Testfunktion $\Psi(\beta)$ mit dem niedrigsten Energieeigenwert $E(\beta)$ das physikalische Problem am besten

$$E(\beta) = \frac{\Psi^*(\beta) H \Psi(\beta)}{\Psi^*(\beta) \Psi(\beta)}, \quad (2.28)$$

wobei H der Hamiltonoperator ist. An der Position eines jeden Elektrons hat die Laughlin-Wellenfunktion Ψ_ν $(2m+1)$ -Nullstellen mit $m \in \mathbb{N}$ und beschreibt somit den Füllfaktor $\nu = 1/(2m+1)$. Mit $(2m+1)$ -Nullstellen an der Position eines Elektrons ist die Wahrscheinlichkeit zwei Elektronen an dieser Position zu finden nahe zu Null. Dadurch wird die Coulombabstoßung zwischen den Elektronen verringert. Die Laughlin-Wellenfunktion Ψ_ν zeigt zudem fermionischen Charakter, d. h. beim Vertauschen zweier Elektronen miteinander wechselt das Vorzeichen von Ψ_ν . Auch die Existenz und die Größe von Energielücken beschreibt die Laughlin-Wellenfunktion Ψ_ν richtig.

2.3.2 Das Composite Fermionen-Bild

Eine anschaulichere Betrachtung des FQHE liefert das Modell der Composite Fermionen [29]. Hierbei werden die Viel-Teilchen-Eigenschaften des FQHE auf ein Ein-Teilchen-Bild ähnlich dem IQHE übertragen. Allerdings liefert nur die Laughlin-Wellenfunktion Ψ_ν die exakte quantenmechanische Beschreibung der fraktionalen Füllfaktoren $\nu < 1$.

Composite Fermionen sind Quasiteilchen, die sich aus einem Elektron und einer geraden Anzahl von Flussquanten Φ_0 zusammensetzen und nur schwach miteinander wechselwirken. Die Flussquanten Φ_0 erzeugen einen magnetischen Wirbel um die Elektronen, welcher diese gegenüber anderen abschirmt und die Coulombabstoßung so senkt. Die Anzahl von Elektronen und von Flussquanten Φ_0 ist genau dann gleich, wenn das erste Landau-Niveau vollständig besetzt ist, was

dem Füllfaktor $\nu = 1$ entspricht. Wird das Magnetfeld B nun weiter erhöht, steigt die Anzahl der Flussquanten Φ_0 an, während die Anzahl der Elektronen unverändert bleibt. Einem Elektron werden nun mehrere Flussquanten Φ_0 zu geordnet, der magnetische Wirbel um das Elektron wird entsprechend größer und die Coulombabstoßung wird weiter verringert. Bei höheren Magnetfeldern B wechselwirken die CF nur noch schwach miteinander und ihre physikalischen Eigenschaften können auf ein Ein-Teilchen-Bild reduziert werden.

Die Flussquanten Φ_0 wirken dem äußeren Magnetfeld B entgegen, so dass die CF nur ein stark reduziertes Magnetfeld erfahren. Auf die CF wirkt daher das effektive Magnetfeld B_{eff} wie folgt

$$B_{\text{eff}} = B - 2m\Phi_0 n_e, \quad (2.29)$$

wobei die Elektronenkonzentration n_e der Dichte der Flussquanten entspricht und $m \in \mathbb{N}$ gilt. Bei dem Füllfaktor $\nu = 1/2$ wird z. B. für $m = 1$ das äußere Magnetfeld B vollständig abgeschirmt und das effektive Magnetfeld ist somit gleich $B_{\text{eff}} = B - B_{1/2} = 0$ T. Die mathematische Beschreibung des Wechsels vom äußeren Magnetfeld B zum effektiven Magnetfeld B_{eff} ist durch die Chern-Simons-Transformation gegeben [31]. Die Bewegung der CF im effektiven Magnetfeld B_{eff} kann dann analog zu dem Magnetotransportverhalten der Elektronen in dem Abschnitt 2.1.2 ausgedrückt werden. Die CF bilden ebenfalls Landau-Niveaus aus, die sogenannten CF Landau-Niveaus. Ähnlich den Elektronen im Regime des IQHE besetzen die CF die CF Landau-Niveaus, so dass ein CF Füllfaktor p wie folgt definiert wird

$$p = \frac{n_e \Phi_0}{|B_{\text{eff}}|}. \quad (2.30)$$

Anhand der Gleichung (2.29) kann ein Zusammenhang zwischen dem CF Füllfaktor p und dem Füllfaktor ν wie folgt hergestellt werden

$$\nu = \frac{p}{2mp \pm 1}, \quad (2.31)$$

wobei $2m$ die Anzahl der Flussquanten Φ_0 pro Elektron angibt und das Vorzeichen \pm die Richtung des effektiven Magnetfeldes B_{eff} ausgehend von $B_{1/2}$ berücksichtigt. Beim Anlegen eines Magnetfeldes $B \neq B_{1/2}$ wird der Abstand zwischen den CF Landau-Niveaus mit

$$\hbar\omega_c^* = \frac{\hbar e B_{\text{eff}}}{m_{CF}^*} \quad (2.32)$$

größer, wobei m_{CF}^* die effektive CF Masse ist, die die zusätzlich Coulombwechselwirkung im Regime des FQHE berücksichtigt.

Um das Magnetfeld $B_{1/2}$ ist der Längswiderstand R_{xx} symmetrisch und es werden korrespondierende Plateaus im Hallwiderstand R_{xy} beobachtet. Mit Hilfe des CF-Bildes können also die Viel-Teilchen-Eigenschaften des FQHE auf das Ein-Teilchen-Bild des IQHE abgebildet werden [29].

2.3.3 Der Füllfaktor $\nu = 5/2$

Die Laughlin-Wellenfunktion Ψ_ν und das Composite Fermionen-Bild beschreiben die physikalische Situation für fraktionale Füllfaktoren $\nu < 1$ mit ungeraden Nenner gut, doch unter anderen Bedingungen stoßen beide Modelle an ihre Grenzen. Die Beobachtung eines fraktionalen Füllfaktors ν mit einem geraden Nenner von Willet *et al.* [7] wird weder von der Laughlin-Wellenfunktion Ψ_ν noch von dem Composite Fermionen-Bild richtig beschrieben.

Es wird angenommen, dass sich der Füllfaktor $\nu = 5/2$ in einem nicht-abelschen Zustand befindet und durch eine Pfaffian-Wellenfunktion Ψ_a beschrieben wird. Der Pfaffian-Zustand wird als ein Zustand von p -Wellen gepaarter Fermionen betrachtet. Dies ist vergleichbar mit der Bildung von Cooper-Paaren in Supraleitern. Statt Elektronen, die der Fermi-Statistik folgen, enthält der Füllfaktor $\nu = 5/2$ Quasiteilchen, die einer nicht-abelschen Teilchenstatistik gehorchen. Die Quasiteilchen in diesem Zustand werden Anyonen genannt. Bei dem Füllfaktor $\nu = 1$ ist die Anzahl der Elektronen und die der Flussquanten Φ_0 gleich, werden aber kleinere Magnetfelder B betrachtet, so gibt es mehr Elektronen als Flussquanten Φ_0 . In der Situation des Füllfaktors $\nu = 5/2$ kommen dann z. B. fünf Elektronen auf zwei Flussquanten Φ_0 und es wird ein Anyon gebildet. Aktuelle Ergebnisse zeigen, dass die Anyonen ein Viertel der Elementarladung e tragen [32, 33].

Beim Vertauschen abelscher Anyonen, erhält die beschreibende Wellenfunktion Ψ_a einen komplexen Phasenfaktor. Dabei ist die Reihenfolge und die Anzahl paarweise vertauschter Quasiteilchen uninteressant. Werden allerdings nicht-abelscher Anyonen vertauscht, ist die Vertauschungsreihenfolge für die Wellenfunktion Ψ_a wichtig. Das Vertauschen zweier Quasiteilchen bewirkt mehr als eine Phasenänderung der Wellenfunktion Ψ_a . Die Wellenfunktion Ψ_a wird beim Vertauschen zweier Quasiteilchen in eine andere Wellenfunktion Ψ_b entsprechend

$$\Psi_a \rightarrow M_{ab}^{12} \Psi_b \quad (2.33)$$

transformiert. Anhand der Wellenfunktion Ψ_a der nicht-abelschen Anyonen können die Wege der Elektronen durch das 2DEG rekonstruiert werden. Diese Eigenschaft der nicht-abelschen Anyonen führt dazu, dass ihr Viel-Teilchen-Zustand unempfindlich gegenüber einer Messung von außen ist. Aufgrund der Annahme, dass der Füllfaktor $\nu = 5/2$ nicht-abelsch ist, ist dieser Zustand Gegenstand der aktuellen Forschung. Bestätigen sich durch weitere Experimente seine nicht-abelschen Eigenschaften, so eignet er sich für die Realisierung eines topologischen Quantencomputers [34, 35].

Der Füllfaktor $\nu = 5/2$ wird inzwischen regelmäßig bei Temperaturen unterhalb von $T = 50$ mK und bei sehr hoher Elektronenbeweglichkeiten μ_e beobachtet. Das Verschwinden des Füllfaktors $\nu = 5/2$ bei Messungen mit verkipptem Magnetfeld B zeigt, dass der Grundzustand des Füllfaktors $\nu = 5/2$ unpolarisiert ist [36]. Zu dem hängt die Ausbildung des Füllfaktors $\nu = 5/2$ von der Wachstumsrichtung des verwendeten Probenmaterials ab [16, 17]. Allerdings zeigt nicht

jedes hochbewegliche 2DEG bei gleichen Voraussetzungen auch einen ähnlich stark ausgebildeten Füllfaktor $\nu = 5/2$. Daraus folgt, dass die Beobachtung des Füllfaktors $\nu = 5/2$ nicht nur von der Höhe der Elektronenbeweglichkeit μ_e abhängt. Der Bedarf an einer Charakterisierungsmöglichkeit von hochbeweglichen 2DEG mit einem ausgebildeten Füllfaktor $\nu = 5/2$ wächst mit den fortschreitenden Arbeiten in diesem Bereich. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein physikalischer Effekt untersucht, dessen Ausbildung mit dem Füllfaktor $\nu = 5/2$ korreliert ist.

2.4 Bestimmung der relevanten Probenparameter

In diesem Abschnitt werden Parameter eingeführt, aufgrund derer im Allgemeinen die Qualität eines 2DEG bestimmt wird. Zusätzlich wird auf mögliche Streumechanismen eingegangen, die die Qualität eines Probenmaterials ebenfalls beeinflussen.

Anhand der Magnetotransportmessungen lassen sich aus dem Längswiderstand R_{xx} und aus dem Hallwiderstand R_{xy} die Elektronenkonzentration n_e und die Elektronenbeweglichkeit μ_e bestimmen. Diese beiden Werte werden zurzeit am häufigsten zur Charakterisierung eines 2DEG genutzt. In dem Abschnitt 2.4.1 werden verschiedene Methoden zur Bestimmung der Elektronenkonzentration n_e und der Elektronenbeweglichkeit μ_e vorgestellt.

Die Qualität eines 2DEG hängt vor allem von den möglichen Streuprozessen im Probenmaterial ab. Deswegen werden in dem Abschnitt 2.4.2 die für die verwendeten Probenmaterialien in Frage kommende Streuquellen betrachtet. Die Streumechanismen spiegeln sich in der Transportstreuzeit τ und in der Quantenstreuzeit τ_q wider, deren Berechnung ebenfalls vorgestellt wird.

Abschließend wird in dem Abschnitt 2.4.3 auf die Existenz von Energielücken eingegangen. Anhand einer Arrhenius-Darstellung kann aus temperaturabhängigen Magnetotransportmessungen die Aktivierungsenergie Δ_g eines Füllfaktors ν bestimmt werden. Die Höhe der Aktivierungsenergie Δ_g eines Füllfaktors ν gibt auch Auskunft über seine Stabilität.

2.4.1 Charakterisierungsmöglichkeiten

Die Qualität eines Probenmaterials ist zurzeit mit der Elektronenkonzentration n_e und der Elektronenbeweglichkeit μ_e des 2DEG charakterisiert. Diese Größen werden durch Magnetotransportmessungen an einem Hallbar aus dem Längswiderstand R_{xx} und des Hallwiderstandes R_{xy} bestimmt. Dabei kann die Elektronenkonzentration n_e entweder aus der Steigung des Hallwiderstandes R_{xy} bei hinreichend kleinen Magnetfeldern B bestimmt werden oder aus der Periode der SdH-Oszillationen über dem inversen Magnetfeld $1/B$ hergeleitet werden. Die Elektronenbeweglichkeit μ_e wird bei $B = 0$ T aus dem spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} berechnet.

Eine Möglichkeit die Elektronenkonzentration n_e zu bestimmen, folgt direkt

aus der Definition des Füllfaktors ν in der Gleichung (2.14),

$$n_e = \frac{\nu B(\nu) e}{h}, \quad (2.34)$$

wobei $B(\nu)$ das Magnetfeld B zu bei einem bestimmten Füllfaktor ν ist. Der Wert von $B(\nu)$ entspricht der Mitte des Hallplateaus bzw. der Position des korrespondierenden Minimums in den SdH-Oszillationen. Diese Methode zur Bestimmung der Elektronenkonzentration n_e wird zwar häufig für eine Abschätzung genutzt, ist aber nicht exakt, da unter anderem das Hallplateau und das Minimum in den SdH-Oszillationen besonders bei stabileren Füllfaktoren ν stark verbreitert ist und somit die Position von $B(\nu)$ nicht eindeutig ist.

Im klassischen Bereich des Hallwiderstandes R_{xy} also bei kleinen Magnetfeldern B oder hinreichend hohen Temperaturen T gibt es eine weitere Möglichkeit die Elektronenkonzentration n_e zu bestimmen. In diesem Bereich entspricht die Steigung des Hallwiderstandes R_{xy} der inversen Elektronenkonzentration $1/n_e$ wie folgt

$$n_e = \frac{1}{e} \left(\frac{\partial R_{xy}}{\partial B} \right)^{-1}. \quad (2.35)$$

Diese Methode liefert für kleine Magnetfelder B einen genauen Wert für die Elektronenkonzentration n_e im 2DEG.

Die Elektronenkonzentration n_e lässt sich auch aus der Periodizität der SdH-Oszillationen über dem inversen Magnetfeld $1/B$ bestimmen. Dazu werden die SdH-Oszillationen des Längswiderstandes R_{xx} über das inverse Magnetfeld $1/B$ wie

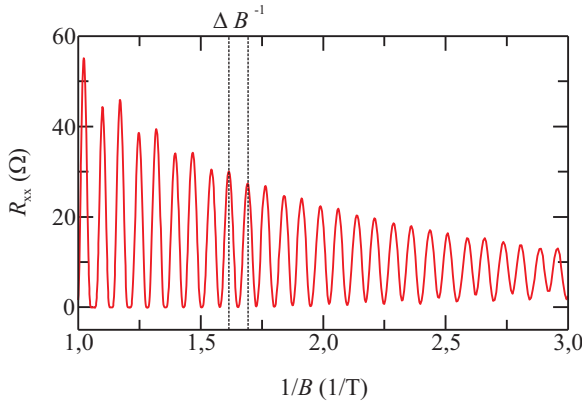


Abbildung 2.6: Der Längswiderstand R_{xx} ist über das inverse Magnetfeld $1/B$ aufgetragen. Aus dieser Darstellung wird die Periodizität ΔB^{-1} der SdH-Oszillationen bestimmt.

in der Abbildung 2.6 aufgetragen. Aus der Periode ΔB^{-1} der SdH-Oszillationen wird mit der Gleichung

$$n_e = \frac{2e}{h} (\Delta B^{-1})^{-1} \quad (2.36)$$

die Elektronenkonzentration n_e berechnet. Der Faktor 2 in der Gleichung (2.36) berücksichtigt die Spinaufspaltung. Liegt eine parallele Leitfähigkeit vor oder ist ein weiteres Subband besetzt, so spiegelt sich das in den SdH-Oszillationen wider. Die Elektronenkonzentration n_e aus der Periodizität der SdH-Oszillationen weicht dann von dem Wert aus der Steigung des Hallwiderstandes R_{xy} ab.

Sobald die Elektronenkonzentration n_e bekannt ist, wird die Elektronenbeweglichkeit μ_e aus dem Wert des Längswiderstandes R_{xx} bei $B = 0$ T bestimmt

$$\mu_e = \frac{l}{b R_{xx}(B = 0 \text{ T}) e n_e} = \frac{1}{\rho_0 e n_e}, \quad (2.37)$$

wobei ρ_0 der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} bei $B = 0$ T ist, l der Abstand zwischen den Längskontakten ist und b die Breite des Hallbars ist.

Allerdings charakterisieren die Elektronenkonzentration n_e und die Elektronenbeweglichkeit μ_e eines 2DEG das Probenmaterial nicht vollständig. Mit zunehmender Elektronenbeweglichkeit μ_e wird das Fehlen eines zusätzlichen Parameters zur Charakterisierung der Probenqualität immer deutlicher, da nicht jedes Probenmaterial bei ähnlichen Bedingung eine vergleichbare Qualität hat.

2.4.2 Streumechanismen

Die Wechselwirkung der Elektronen mit möglichen Streuquellen beeinflusst die Qualität eines 2DEG. Hinter der Transportstreuzeit τ in der Gleichung (2.20) verbergen sich verschiedene Streuprozesse, die nach der Matthiesen-Regel wie folgt zur Transportstreuzeit addiert werden

$$\frac{1}{\tau} = \sum_i \frac{1}{\tau_i}. \quad (2.38)$$

Die einzelnen Streumechanismen werden durch ihre verschiedenen Temperaturabhängigkeiten unterschieden. Dabei haben nicht alle möglichen Streumechanismen bei den vorliegenden hochbeweglichen 2DEG einen Einfluss auf den Magnetotransport. Bei tiefen Temperaturen T begrenzt die Coulombstreuung an entfernt liegenden ionisierten Störstellen (*engl.* remote ionized donors) die Elektronenbeweglichkeit μ_e von hochbeweglichen 2DEG. Die ionisierten Störstellen treten vorwiegend in den Bereichen der eingebrachten δ Si-Dotierung auf. Die Grenzflächenrauigkeit zwischen den verschiedenen Halbleiterschichten in der Wachstumsstruktur des Probenmaterials beeinflusst ebenfalls die Transportstreuzeit τ bei tiefen Temperaturen T . Auch das Streupotenzial von Hintergrundverunreinigungen (*engl.* background impurities) ist bei dem verwendeten Probenmaterialien nicht

vernachlässigbar. Zusätzlich kommt für höhere Temperaturen ab etwa $T = 2,5$ K die Deformationspotenziale und die piezoelektrische Streuung an den akustischen Phononen zu den Streumechanismen dazu.

Übersteigt die Korrelationslänge d der einzelnen Streupotenziale den Wert der magnetischen Länge $l_B = \sqrt{\hbar/eB}$, die dem Zyklotronradius r_c des untersten Landau-Niveaus entspricht, so liegt ein langreichweitiges Unordnungspotenzial vor ($d \gg l_B$). Ansonsten wird für $d \ll l_B$ von einem kurzreichweitigen Unordnungspotenzial gesprochen. In den verwendeten Probenmaterialien D081022 A und D090218 B dominieren langreichweitige Streumechanismen, welche allerdings anisotrop sind.

Die Transportstreuzeit τ wird aus dem spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} bei $B = 0$ T und der Gleichung 2.20 mit

$$\tau = \frac{m^*}{e^2 \rho_0 n_e} \quad (2.39)$$

bestimmt.

Allerdings berücksichtigt die Transportstreuzeit τ nicht alle möglichen Streueignisse, sondern nur Kleinwinkelstreuungen in Vorwärtsrichtung. Alle beliebigen Streuprozesse werden dagegen von der Quantenstreuzeit τ_q erfasst. Die Quantenstreuzeit τ_q ist winkelunabhängig und wird aus dem Anstieg der SdH-Oszillationen bei kleinen Magnetfeldern B bestimmt. Unter Berücksichtigung einer endlichen Temperatur T wird aus dem Anstieg der Amplitude A der SdH-Oszillationen nach Coleridge *et al.* [38] die Quantenstreuzeit τ_q wie folgt bestimmt

$$A \approx 2D(X) \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_q}\right), \quad (2.40)$$

wobei für $D(X) = X/\sinh(X)$ mit $X = 2\pi^2 k_B T/\hbar\omega_c$ gilt und für die Amplitude A

$$A = \frac{\Delta \rho_A(B)}{\rho_{xx}(B=0 \text{ T})} \quad (2.41)$$

gilt. Die Gleichung (2.40) wird zur Bestimmung der Quantenstreuzeit τ_q mit $\omega_c = eB/m^*$ zu

$$\ln\left(\frac{A}{2D(X)}\right) = -\frac{\pi m^*}{eB\tau_q} \quad (2.42)$$

umgestellt. Wird anschließend $\ln(A/2D(X))$ über das inverse Magnetfeld $1/B$ aufgetragen, spiegelt die resultierende Steigung dann die Quantenstreuzeit τ_q wider.

2.4.3 Bestimmung der Aktivierungsenergie Δ_g

Die Energielücke zwischen einzelnen Landau-Niveaus, auch Aktivierungsenergie Δ_g genannt, kann unter anderem aus temperaturabhängigen Magnetotransportmessungen bestimmt werden. Dazu wird das Temperaturverhalten eines Minimums im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} für einen bestimmten Füllfaktor ν beobachtet. Der Wert des Minimums verschiebt sich dabei mit zunehmender Temperatur T zu höheren Widerständen.

Zur Bestimmung der Aktivierungsenergie Δ_g wird der Wert des Minimums logarithmisch über die entsprechende inverse Temperatur $1/T$ in einer sogenannten Arrhenius-Darstellung aufgetragen. In der Arrhenius-Darstellung werden im Allgemeinen drei Bereiche mit unterschiedlichen Temperaturverhalten beobachtet, dabei wird zwischen dem Hopping-Bereich, dem Aktivierungsbereich und dem Sättigungsbereich unterschieden. In der Abbildung 2.7 ist der Temperaturverlauf eines Minimums im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} in einer Arrhenius-Darstellung mit den drei Bereichen skizziert.

In dem Bereich I bei hohen Temperaturen T zeigt der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ein gesättigtes Verhalten. Die Landau-Niveaus sind für diesen Temperaturbereich so stark verbreitert, dass keine getrennten Energieniveaus mehr erhalten werden. Die Bedingung für die Beobachtung des QHE für den entsprechenden Füllfaktor ν ist somit nicht mehr gegeben.

Der für die Aktivierungsenergie Δ_g relevante Temperaturbereich ist der Bereich II in der Abbildung 2.7. Hier werden die einzelnen Landau-Niveaus noch

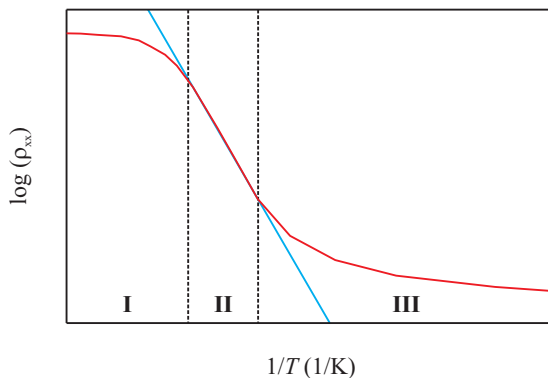


Abbildung 2.7: Das Temperaturverhalten eines Minimums im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} ist über die inverse Temperatur $1/T$ in einer Arrhenius-Darstellung skizziert. Dabei wird in drei Temperaturbereiche unterschieden: Bereich I ist der Sättigungsbereich, Bereich II ist der Aktivierungsbereich und Bereich III ist der Hopping-Bereich.

getrennt voneinander beobachtet und die Elektronen können durch die thermische Anregung das nächst höhere Landau-Niveau erreichen. Im thermischen Gleichgewicht ist die mittlere Besetzungswahrscheinlichkeit eines Landau-Niveaus mit der Energie E durch die Fermi-Dirac-Verteilung gegeben (siehe z. B. [19])

$$f(\varepsilon) = \left(\exp \left(\frac{E - \mu}{T k_B} \right) + 1 \right)^{-1}, \quad (2.43)$$

wobei μ das chemische Potenzial ist, welches am absoluten Nullpunkt der Fermienergie E_F entspricht. Am absoluten Nullpunkt ist demnach die Fermi-Dirac-Verteilung eine Stufenfunktion. Nur im Bereich der Fermikante findet elektrischer Transport statt. Die Fermikante weicht mit zunehmender Temperatur T auf, so dass Elektronen in das nächst höhere Landau-Niveau streuen können. Die Streuung von Elektronen in das nächste Landau-Niveau aufgrund der steigenden Temperatur T , führt zu der Verschiebung des Minimums im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} zu höheren Widerständen. Die Fermi-Dirac-Verteilung (Gl. (2.43)) kann oberhalb der Fermikante mit der Boltzmann-Verteilung unter der Bedingung $E - \mu \gg T k_B$ angenähert werden und für den spezifischen Widerstand ρ_{xx} folgt somit

$$\rho_{xx} \propto \exp \left(\frac{-\Delta_g}{2 T k_B} \right) \quad (2.44)$$

mit Δ_g als die Aktivierungsenergie. Die Steigung des Aktivierungsbereich in der Abbildung 2.7 entspricht also der Aktivierungsenergie Δ_g .

Bei den tiefen Temperaturen T im Bereich III reicht die thermische Energie der Elektronen nicht mehr aus, um in das nächste Landau-Niveau angeregt zu werden. Hier findet kein Transport über die delokalisierten Zustände statt sondern stattdessen über lokalisierte Zustände. Hierbei handelt es sich um eine Kombination aus thermisch angeregten Sprüngen und quantenmechanischem Tunneln zwischen den einzelnen lokalisierten Zuständen [40, 41]. Dieses Transportmodell wird auch als Hopping-Transport bezeichnet.

Im Bild der CF entspricht die Aktivierungsenergie Δ_g der Energie-Differenz zwischen zwei CF Landau-Niveaus (siehe Abschnitt 2.3.2). Die Energie der CF Landau-Niveaus wird unter Berücksichtigung des Spins s ähnlich den Elektronen im Magnetfeld B (Gl. (2.10)) wie folgt ausgedrückt

$$E_{p,n,s}^i = E_z^i + \frac{\hbar e B_{\perp}}{m_c^* (2p \pm 1)} \left(n + \frac{1}{2} \right) + s g^* \mu_B B, \quad (2.45)$$

wobei B_{\perp} der Anteil des senkrechten Magnetfeldes ist und m_c^* der Masse der CF entspricht. Die Aktivierungsenergie Δ_g eines fraktionalen Füllfaktors kann zusätzlich in Abhängigkeit des Magnetfeldes B untersucht werden, dazu wird das 2DEG zum senkrechten Magnetfeld B_{\perp} mit einem dafür konstruierten Probenstab um den Winkel Θ gekippt. Aufgrund der Spin-Aufspaltung werden dabei abhängig

vom Füllfaktor unterschiedlich Spin-Zustände beobachtet [42, 43], die im Folgenden beschrieben werden.

Vollständig polarisiert Spin-Zustand

Einer dieser möglichen Spin-Zustände wird anhand des stabilsten fraktionalen Füllfaktors $\nu = 1/3$ demonstriert. In der Abbildung 2.8 ist der Energieverlauf der drei untersten CF Landau-Niveaus des Füllfaktors $\nu = 1/3$ über dem Magnetfeld B skizziert [44]. Dabei wird der Füllfaktor $\nu = 1/3$ beobachtet, wenn die Fermi-Energie E_F mittig zwischen dem untersten CF Landau-Niveau $(0, \uparrow)$ und dem darüber liegenden Landau-Niveau $((1, \uparrow)$ oder $(0, \downarrow)$) wie in der Abbildung 2.8 liegt. Die Landau-Niveaus $(0, \downarrow)$ und $(1, \uparrow)$ kreuzen sich bei einem kritischen Magnetfeld B_c . An dieser Position wechselt die Anregung der Elektronen in dem Aktivierungsbereich. Oberhalb des kritischen Magnetfeldes B_c streuen die Elektronen wie vorher beschrieben in das nächst höhere CF Landau-Niveau und die Aktivierungsenergie Δ_g ist durch diesen Wechsel gegeben. Allerdings muss unterhalb des kritischen Magnetfeldes B_c für den Wechsel in ein höheres CF Landau-Niveau ein Umklappen des Spins angenommen werden. In der Situation des Füllfaktors $\nu = 1/3$ haben die Spins im Aktivierungsbereich die gleiche Orientierung. Dieser Zustand wird als vollständig spin-polarisiert bezeichnet.

Die Aktivierungsenergie Δ_g in einem vollständig polarisierten Spin-Zustand nimmt mit steigendem Magnetfeld B zu, entsprechend nimmt die Tiefe des Minimums im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} an der Stelle des Füllfaktors $\nu = 1/3$ ebenfalls zu.

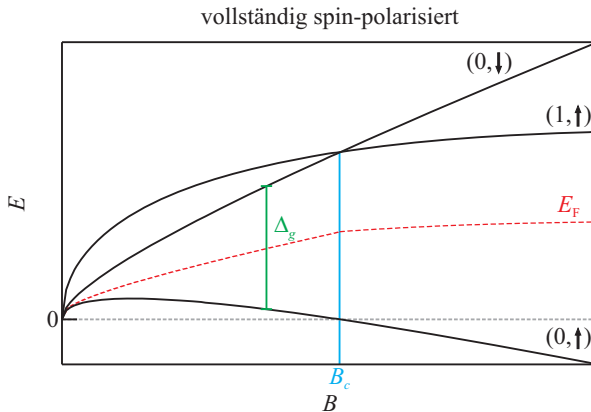


Abbildung 2.8: Der Verlauf der CF Landau-Niveaus und der Fermi-Energie E_F sind in Abhängigkeit des Magnetfeldes B für den Füllfaktor $\nu = 1/3$ skizziert. An der Position des kritischen Magnetfeldes B_c wechselt die Anregung für die Aktivierung.

Unpolarisierter Spin-Zustand

Ein anderer Spin-Zustand wird am Beispiel des Füllfaktors $\nu = 2/3$ gezeigt. In der Abbildung 2.9 ist der Energieverlauf des Füllfaktors $\nu = 2/3$ für die drei untersten CF Landau-Niveaus gezeigt [45]. Die Fermi-Energie E_F liegt hier zwischen den CF Landau-Niveaus $(0, \downarrow)$ und $(1, \uparrow)$. Die Aktivierungsenergie Δ_g setzt sich in diesem Fall aus einer Spin-Anregung und eine Coulomb- bzw. Zyklotron-Anregung zusammen. Auch für diesen Spin-Zustand kreuzen sich die CF Landau-Niveaus $(0, \downarrow)$ und $(1, \uparrow)$ bei einem kritischen Magnetfeld B_c . Unterhalb des kritischen Magnetfeldes B_c gibt es genauso viele Spin- \uparrow Zustände wie Spin- \downarrow Zustände. Da es an dieser Stelle nicht zu einem Umklappen des Spins kommt, ist der Zustand unpolarisiert. Oberhalb des kritischen Magnetfeldes B_c ist der Spin-Zustand des Füllfaktors $\nu = 2/3$ vollständig polarisierter.

Die Aktivierungsenergie Δ_g in diesem Spin-Zustand nimmt zunächst mit steigendem Magnetfeld B ab. Im Bereich des Übergangs zu dem vollständig polarisierten Spin-Zustand wird in dem spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} des entsprechenden Füllfaktors nur ein angedeutetes Minimum, bzw. kein Minimum beobachtet. In diesem Bereich lässt sich die Aktivierungsenergie Δ_g nicht bestimmen. Oberhalb des kritischen Magnetfeldes B_c nimmt die Aktivierungsenergie Δ_g mit dem steigendem Magnetfeld B zu und die Minima im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} werden tiefer.

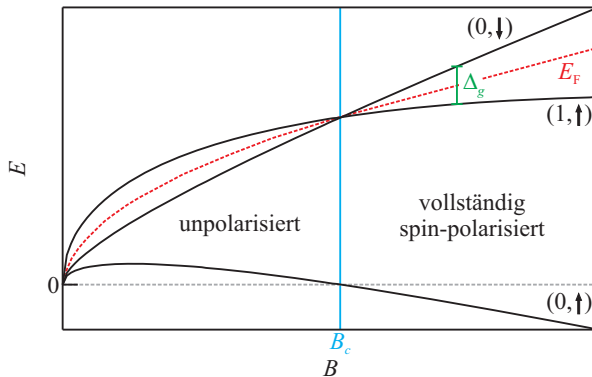


Abbildung 2.9: Der Verlauf der unteren CF Landau-Niveaus und der Fermi-Energie E_F sind in Abhängigkeit des Magnetfeldes B für den Füllfaktor $\nu = 2/3$ skizziert. Unterhalb des kritischen Magnetfeldes B_c sind die Spins der einzelnen CF Landau-Niveaus unterschiedlich orientiert und der Zustand ist unpolarisiert. Oberhalb des kritischen Magnetfeldes B_c haben die Spins die gleiche Orientierung und der Zustand ist vollständig spin-polarisiert.

2.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die für die Untersuchung von hochbeweglichen 2DEG wesentlichen theoretische Grundlagen behandelt.

Die Erzeugung von 2DEG und das magnetfeldabhängige Verhalten der Elektronen in einer Ebene wurden in dem Abschnitt 2.1 behandelt.

Ebenfalls wurden für die späteren Magnetotransportmessungen wichtige universelle Phänomene des IQHE und des FQHE eingeführt. Dabei wurden für den IQHE mit dem Bild der lokalisierten und delokalisierten Zustände sowie dem Randkanalbild zwei theoretische Modelle vorgestellt, die sich bei ihren Beschreibungen gegenseitig ergänzen (siehe dazu Abschnitt 2.2). Obwohl sich der IQHE und der FQHE in ihren Beobachtungen ähneln, ist die theoretische Beschreibung des FQHE eine wesentliche komplexere. Zur Beschreibung des FQHE wird sich deshalb der Laughlin-Wellenfunktion Ψ_ν oder des CF-Bildes bedient, wobei nur die Laughlin-Wellenfunktion Ψ_ν eine exakte quantenmechanische Beschreibung liefert (siehe dazu Abschnitt 2.3).

In dem letzten Abschnitt 2.4 wurde auf die Bestimmung der relevanten Parameter eines 2DEG eingegangen. Aus dem Längswiderstand R_{xx} und aus dem Hallwiderstand R_{xy} wird die Elektronenkonzentration n_e und die Elektronenbeweglichkeit μ_e bestimmt. Zudem lässt sich aus dem Längswiderstand R_{xx} bei $B = 0$ T die Transportstreuzeit τ bestimmen und der Anstieg der SdH-Oszillationen bei niedrigen Magnetfeldern B liefert die Quantenstreuzeit τ_q . Das temperaturabhängigen Verhalten der Minima in den SdH-Oszillationen liefert anhand der Aktivierungsenergie Δ_g Information über die Stabilität des jeweiligen Füllfaktor ν .

Die über die allgemeinen Grundlagen hinausgehenden theoretischen Beschreibungen eines hochbeweglichen 2DEG werden in den einzelnen Kapiteln gesondert eingeführt.

3 Experimentelle Grundlagen

In diesem Kapitel werden die experimentellen Grundlagen für das Arbeiten mit hochbeweglichen 2DEG vorgestellt.

Zunächst werden die verwendeten Halbleitermaterialien und ihre Herstellung beschrieben. Dazu wird auf die allgemeine Funktionsweise der Molekularstrahlepitaxie, wie auf die Wachstumsstruktur der Probenmaterialien eingegangen. Anschließend werden die Strukturierung des Probenmaterials sowie die verwendeten Geometrien und ihre Unterschiede betrachtet. Bei der Nutzung eines metallischen Topgates muss für die verwendeten hochbeweglichen 2DEG die Ionisation eines X-Minimums berücksichtigt werden.

Für Magnetotransportmessungen im Regime des FQHE sind Temperaturen T im mK-Bereich und hohe Magnetfelder nötig. Daher werden die verwendeten Kryostaten und die dazugehörigen supraleitenden Magnetspulen vorgestellt.

Ebenfalls wird der benutzte Messaufbau beschrieben. Damit die unterschiedlichen Proben bei tiefen Temperaturen T in vergleichbaren Zuständen sind, wurden Veränderungen an den Probenhalterungen durchgeführt.

3.1 Probenmaterial

In diesem Abschnitt wird das verwendete Probenmaterial genauer betrachtet. Die untersuchten hochbeweglichen 2DEG wurden in einem GaAs/AlGaAs Quantentopf realisiert, der mittels Molekularstrahlepitaxie gewachsen wurde. Zunächst wird die allgemeine Funktionsweise einer Molekularstrahlepitaxie in dem Abschnitt 3.1.1 behandelt. Anschließend werden in dem Abschnitt 3.1.2 die einzelnen Schichten des verwendeten Probenmaterials aufgezählt und in Bezug auf ihre Bedeutung vorgestellt.

3.1.1 Molekularstrahlepitaxie

Die zur Realisierung des 2DEG verwendeten Heterostrukturen wurden mittels Molekularstrahlepitaxie (*engl.* Molecular Beam Epitaxy (MBE)) am Institut für Angewandte und Experimentelle Physik der Universität Regensburg in der damaligen Gruppe von W. Wegscheider¹ gewachsen.

In der Abbildung 3.1 ist der schematische Aufbau einer MBE zu sehen. Bei der Molekularstrahlepitaxie werden wenige atomlagendicke Schichten auf ein

¹ **jetzt:** Laboratorium für Festkörperphysik an der ETH Zürich

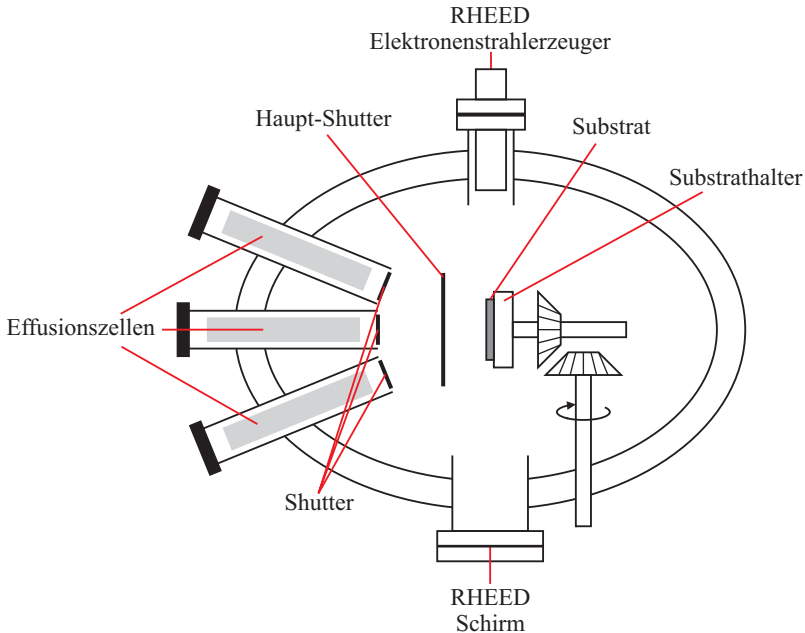


Abbildung 3.1: Skizzierter innerer Aufbau einer MBE. Die Effusionszellen befinden sich gegenüber vom Substrat. Das Schichtwachstum wird in-situ mit dem RHEED Verfahren kontrolliert.

Trägermaterial - in diesem Fall ein GaAs-Substrat - aufgewachsen. Dazu wird das Ausgangsmaterial soweit erhitzt, dass es in die Gasphase übergeht. Anschließend wird das Gas zum Substrat gelenkt, wo es kondensiert. Die so aufgewachsene Schicht passt sich der Kristallstruktur des Trägermaterials (auch Substrat) an, sofern die Gitterkonstanten a ähnlich sind.

Um Verunreinigung durch Fremdatome in den gewachsenen Schichten zu minimieren, herrscht in einer MBE vor Wachstumsbeginn ein Ultrahochvakuum. Die Materialien aus denen die späteren Schichten bestehen, befinden sich in sogenannten Effusionszellen gegenüber vom Substrat. Werden die Effusionszellen erhitzt tritt das Material als Molekularstrahl aus und gelangt gerichtet zum Substrat. Für ein geordnetes Anwachsen der Ausgangsmaterialien wird das Substrat ebenfalls geheizt. Das Wachsen der einzelnen Schichten wird in-situ kontrolliert. Dazu wird vor allem das RHEED Verfahren (*engl.* reflection high energy electron diffraction) genutzt, welches den Wachstumsprozess nicht beeinflusst. Durch gezielte Temperaturregelung der einzelnen Effusionszellen und mit Hilfe von mehreren *Shuttern* lassen sich komplizierte Schichtstrukturen mit wechselnden Zusammensetzungen

wachsen.

3.1.2 GaAs/AlGaAs Quantentopf

2DEG können auf unterschiedlichste Arten erzeugt werden. Jedoch werden die höchstbeweglichen 2DEG in GaAs/AlGaAs Heterostrukturen mittels Molekularstrahlepitaxie an bestimmten Grenzflächen zwischen den einzelnen Halbleiterschichten erzeugt.

Durch geeignete Kombination der verschiedenen Elemente kann bei dieser Methode die Gitterkonstante a und die Bandlücke des Halbleiters variiert werden. Die hochbeweglichen Heterostrukturen bestehen aus einer ternären Verbindung von Elementen der III. und V. Hauptgruppe des Periodensystems und zwar in der Kombination $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, x steht hierbei für den Aluminiumanteil.

Bei den verwendeten hochbeweglichen Probenmaterialien ist das 2DEG in GaAs/ $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ Quantentöpfen realisiert. Der Aufbau der Quantentopfstruktur lässt sich in vier Bereichen unterteilen: Den Puffer, die Barrieren, den Boden des Quantentopfes und die Deckschicht. Der Aluminiumanteil für die Barrieren und den Quantentopf beträgt $x=0,25$, während er in den anderen Bereichen etwa $x=0,35$ beträgt.

Der allgemeine Strukturaufbau und sein Einfluss auf die Qualität der verwendeten Halbleitermaterialien ist im Folgenden beschrieben. Die einzelnen Schichten beider in dieser Arbeit verwendeten Materialien sind der Tabelle 3.1 zu entnehmen. In der Abbildung 3.2 ist für das Probenmaterial D090218 B ein Ausschnitt aus der Wachstumsstruktur neben der möglichen Bandstruktur in diesem Bereich dargestellt.

Auf einem GaAs-Substrat wird zunächst eine Pufferschicht mittels Molekularstrahlepitaxie gewachsen. Die Pufferschicht soll Gitterfehlanspannungen kompensieren und für die folgenden aktiven Schichten ein spannungsfreies Gitter gewährleisten. Sie besteht bei beiden Materialien aus einer 500 nm dicken GaAs-Schicht und einem in 100 Perioden gewachsenen GaAs/AlGaAs Übergitter. Eine mit Silizium dotierte AlGaAs-Schicht folgt auf die Pufferschicht. Diese Silizium-Dotierung verhindert, dass Verunreinigungen aus dem Substrat in die oberen Schichten diffundieren können. Darauf folgt eine 100 nm dicke AlGaAs-Schicht und ein in zehn Perioden gewachsenes GaAs/AlGaAs Übergitter, das am Ende des Wachstums eine fast perfekte Kristallstruktur und eine nahezu atomar glatte Oberfläche zur Verfügung stellen. Die nun folgende Silizium δ -Dotierung ist von GaAs-Schichten und von etwas breiteren AlAs-Schichten umschlossen. Die Dicken der umschließenden Schichten unterscheiden sich bei den beiden Probenmaterialien D081022 A und D090218 B. Auf die so eingebettete δ Si-Dotierung folgt eine Barriere. Die erste Barriere besteht aus einem in sieben Perioden gewachsenen GaAs/AlGaAs Übergitter und einer 5 nm dicken AlGaAs-Schicht. Der darauffolgende Boden des Quantentopfes besteht aus einer 30 nm dicken GaAs-Schicht, in der sich die Ladungsträger befinden. Auf die aktive GaAs-Schicht folgt eine 70 nm

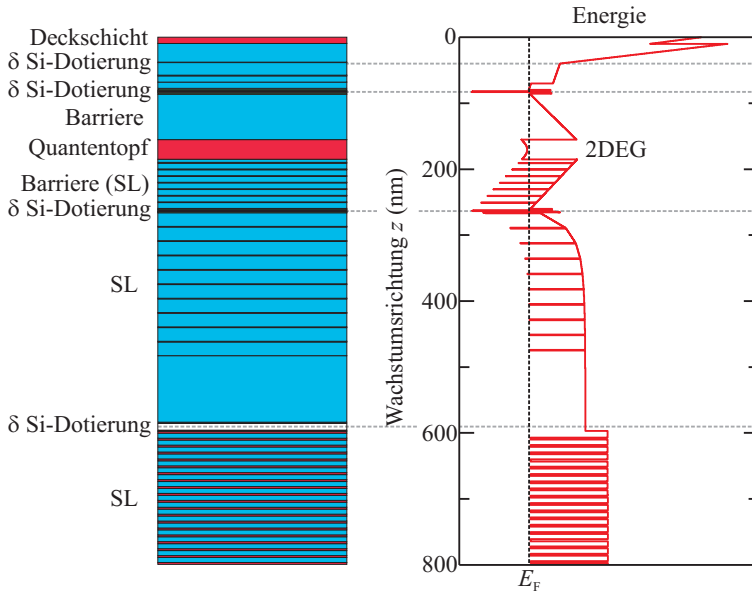


Abbildung 3.2: Zu sehen sind ein Ausschnitt aus der Wachstumsstruktur (links) und die daraus resultierende Bandstruktur nach [46, 47]. In der Darstellung sind die Übergitter (*engl.* Superlattice (SL)) eingezeichnet sowie die δ Si-Dotierungen. Der Quantentopf ist umschlossen von zwei Barrieren, wobei die tiefer liegende Barriere ein Übergitter ist, und die Oberfläche besteht aus einer GaAs Deckschicht.

dicke AlGaAs-Schicht als zweite Barriere. Die zweite δ Si-Dotierung ist ebenfalls von GaAs-Schichten und AlAs-Schichten von gleichen Breiten wie bei der ersten δ -Dotierung umschlossen. Eine abschließende Silizium δ -Dotierung, dicht unter der Oberfläche eingeschlossen zwischen 40 nm, bzw. 30 nm dicken AlGaAs-Schichten, soll Oberflächenladungen ausgleichen. Abschließend wird eine 10 nm dicke GaAs-Schicht gewachsen, die verhindern soll, dass die darunter liegende AlGaAs-Schicht durch den Sauerstoff in der Luft oxidiert.

Das 2DEG befindet sich bei beiden Probenmaterialien ungefähr 150 nm unter der Oberfläche.

Tabelle 3.1: Wachstumsstruktur der beiden Materialien D081022 A und D090218 B mit jeweils einem hochbeweglichen 2DEG.

Wachstumsstruktur	D081022 A	D090218 B
Träger	GaAs-Substrat	GaAs-Substrat
GaAs	500 nm	500 nm
GaAs/Al _{0,35} Ga _{0,65} As (SL: 100)	1100 nm	1100 nm
Al _{0,35} Ga _{0,65} As:Si	10 nm	10 nm
Al _{0,25} Ga _{0,75} As	100 nm	100 nm
GaAs/Al _{0,25} Ga _{0,75} As (SL: 10)	230 nm	230 nm
AlAs	1,981 nm	1,981 nm
GaAs	0,566 nm	0,566 nm
δ Si-Dotierung		
GaAs	1,415 nm	0,849 nm
AlAs	1,981 nm	1,981 nm
GaAs/Al _{0,25} Ga _{0,75} As (SL: 7)	70 nm	70 nm
Al _{0,25} Ga _{0,75} As	5 nm	5 nm
GaAs	30 nm	30 nm
Al _{0,25} Ga _{0,75} As	70 nm	70 nm
AlAs	1,981 nm	1,981 nm
GaAs	0,566 nm	0,566 nm
δ Si-Dotierung		
GaAs	1,415 nm	0,849 nm
AlAs	1,981 nm	1,981 nm
Al _{0,25} Ga _{0,75} As	10 nm	10 nm
Al _{0,35} Ga _{0,65} As	10 nm	10 nm
Al _{0,35} Ga _{0,65} As	20 nm	20 nm
δ Si-Dotierung		
Al _{0,35} Ga _{0,65} As	30 nm	30 nm
GaAs	10 nm	10 nm

3.2 Strukturierung der Proben

In diesem Abschnitt werden die Prozessschritte zur Strukturierung einer Probe und die verwendeten Geometrien vorgestellt.

Die Strukturierung der Probenmaterialien findet in einem Reinraum statt. Dazu wird unter anderem die optischen UV-Lithographie im Kontaktmodus genutzt (siehe dazu Abschnitt 3.2.1). Auf die strukturierte Probe werden anschließend metallischen Kontakte aufgebracht und mit einem Chip-Halter kontaktiert.

Abhängig davon, auf welche Eigenschaften hin das 2DEG untersucht werden

soll, sind unterschiedliche Geometrien geeignet. In dem Abschnitt 3.2.2 werden die verschiedenen Geometrien im Einzelnen vorgestellt. Die verwendeten Geometrien sind ein Hallbar, eine Kreuz-Struktur und eine Struktur mit unterschiedlichen Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnissen b/l .

3.2.1 Probenherstellung

Die Strukturierung der Probe erfolgt durch optische Lithographie mit UV-Licht in einem Reinraum der Klasse ISO 6, wobei unter den Laminarflowboxen eine bessere Reinraumklasse vorliegt (ISO 4). Bei der optischen Lithographie wird über eine Maske ein Abbild der gewünschten Probengeometrie auf einen Fotolack, der als dünne Schicht ($\sim 2\ \mu\text{m}$) auf dem Probenmaterial aufgetragen wird, übertragen. Die chemischen Eigenschaften des Fotolacks verändern sich bei Belichtung mit UV-Licht, so dass die belichteten Bereiche beim Entwickeln entfernt werden (positives Abbildungsverfahren) oder alleine stehen bleiben (negatives Abbildungsverfahren). Um eine unbeabsichtigte Belichtung des Fotolacks zu vermeiden, ist der Reinraum nur mit einer gelben Lichtquelle ausgestattet. Bei dem optischen Lithographie-Verfahren handelt es sich um eine Kontaktbelichtung, hierbei wird die Probe in Kontakt mit der Maske gebracht. Die Kontaktbelichtung hat die beste Auflösung, ist aber wegen des Kontakts mit der Probe anfällig für Defekte.

Im Folgenden wird auf die einzelnen Prozessschritte der Probenherstellung genauer eingegangen. Die verwendeten Probenmaterialien liegen beide in Form eines Wafers vor. Um die gewünschte Probegröße aus den Wafer zu erhalten, werden mit Hilfe eines Handritzers (Karl Suss HR 100) Proben aus dem Wafer gebrochen. Beliebige Probenbreiten im mm-Bereich lassen sich mit einer Mikrometerschraube am Handritzer einstellen. Anschließend wird bei der gewünschten Breite langsam mit gleichmässiger Geschwindigkeit eine Kerbe mit einer Diamantspitze in die Probenoberfläche geritzt. An einer überstehenden Kante wird das Probenmaterial an der entstandenen Kerbe vorsichtig in die gewünschte Form gebrochen. Die Probegröße sollte $4,5\ \text{mm} \times 4,5\ \text{mm}$ nicht überschreiten, da die Proben sonst zu groß für den verwendeten Chip-Halter sind.

Nach dem Ritzten sind die Proben stark verunreinigt und müssen zunächst mit Azeton in einem Ultraschallbad gereinigt werden. Auf die gereinigten Proben wird ein flüssiger Fotolack durch Rotationsbeschichtung aufgetragen. Bei dem Fotolack handelt es sich um AR-U 4040, der sich sowohl für positive als auch für negative Abbildungsverfahren eignet. Nach dem Aufschleudern wird der Fotolack bei 92°C ausgehärtet; anschließend wird mit einem positiven Abbildungsverfahren die Geometrie von der Maske auf den Fotolack übertragen. Nach dem Entwickeln entsteht eine Lackmaske. An den lackfreien Stellen wird mittels nass-chemischen Ätzens Probenmaterial entfernt. Zurück bleibt, wie z. B. in der Abbildung 3.3 (a) zu sehen, eine sogenannte Mesa. Die für das nass-chemische Ätzen verwendete Säure setzt sich wie folgt zusammen $\text{H}_2\text{O}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_3\text{PO}_4=40:5:3$. Nach dem Ätzen wird erneut der Fotolack AR-U 4040 aufgetragen und bei 92°C ausgehärtet. Nun

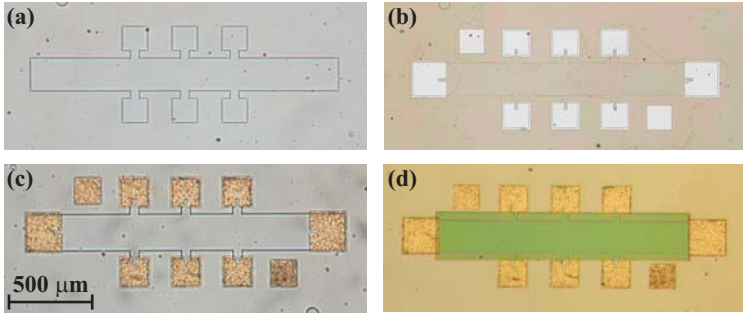


Abbildung 3.3: (a) Nach dem nass-chemischen Ätzen bleibt die sogenannte Mesa zurück. (b) Nach dem negativen Abbildungsverfahren bleibt eine Lackmaske für die elektrischen Kontakte zurück. (c) Zu sehen sind die ohmschen Kontakte nach dem Lift-off Prozess und nach dem Einlegieren. (d) Die Isolationsschicht besteht aus PMMA.

wird eine Lackmaske für die elektrischen Kontakte mit einem negativen Abbildungsverfahren erzeugt. Eine Lackmaske für die elektrischen Kontakte ist in der Abbildung 3.3 (b) zu sehen. Der Fotolack AR-U 4040 muss nach dem Belichten auf 115°C erhitzt und erneut belichtet werden, um ein negatives Abbildungsverfahren zu erhalten.

Die lackfreien Stellen für die elektrischen Kontakte werden weiter in der Aufdampfanlage Classic 500 der Firma Pfeiffer Vacuum bearbeitet. Unter Hochvakuumbedingungen wird in der Aufdampfanlage die gewünschten Materialien mittels eines Elektronenstrahls erhitzt. Das Material tritt als gerichteter Dampf aus und bewegt sich zur Probe. Dort kondensiert es zu einer Schicht, deren Dicke in-situ kontrolliert wird. Die aufgedampften Materialien sind in richtiger Reihenfolge und aufgedampfter Dicke: Germanium (40 nm), Gold (60 nm), Nickel (27 nm) und Gold (150 nm). Nach dem Aufdampfen werden der Fotolack und die darüber liegende Metallisierung durch einen Lift-off Prozess entfernt. Zurück bleibt die Metallisierung nur an den lackfreien Stellen (siehe dazu Abb. 3.3 (c)). Um einen Kontakt zu dem unter der Oberfläche liegendem 2DEG herzustellen, muss die aufgedampfte Metallisierung einlegiert werden. Dazu wird die Probe in einem Einlegierofen gelegt. Unter einer Formiergasatmosphäre werden die Kontakte bei einer Temperatur von 470°C hier einlegiert. Das Germanium und das Gold bilden beim Heizen eine eutektische Mischung, die in das Halbleitermaterial diffundiert und so einen Kontakt zum 2DEG herstellt. Im Idealfall ist der so entstandene elektrische Kontakt zum 2DEG ohmsch. Ein ohmscher Kontakt ist ein Metall-Halbleiterkontakt mit einer linearen Strom-Spannungskennlinie und mit einem niedrigen Kontaktwiderstand, so dass der Spannungsabfall über einen solchen

Kontakt gering ist.

Um ein metallisches Topgate auf einzelnen Geometrien zu erzeugen, folgt nun ein weiterer Strukturierungsschritt. Das Topgate wird benötigt um die Elektronenkonzentration n_e und die Elektronenbeweglichkeit μ_e zu manipulieren. Um Leckströme zwischen dem metallischen Topgate und dem 2DEG vorzubeugen, wird im Bereich des späteren Topgates eine Isolationsschicht aus PMMA (Polymethylmethacrylat) erzeugt, wie sie in der Abbildung 3.3 (d) zu sehen ist. Der PMMA-Lack (950 K mit 4%) wird dazu durch Bestrahlung mit Elektronen in einem Rasterelektronenmikroskop chemisch verändert. Dadurch, dass das 60-fache der für Lithographieprozesse üblichen Dosis verwendet wird, härtet der PMMA-Lack an den belichteten Stellen aus und kann nicht mehr entfernt werden. Das Auftragen des PMMA-Lacks und das anschließende Aushärten im Rasterelektronenmikroskop werden mehrfach wiederholt, bis die Isolationsschicht etwa 600 nm dick ist. Auf die Geometrie mit der Isolationsschicht wird dann mittels eines weiteren negativen Abbildungsverfahrens eine Lackmaske aus dem Fotolack AR-U 4040 für das Topgate erzeugt. Auf die lackfreie Oberfläche wird anschließend Titan (15 nm) als Haftvermittler sowie Gold (50 nm) aufgedampft. Die Topgate-Kontakte sind Schottky-Kontakte.

Die strukturierte Probe wird mit Leitsilber-Lack in einen Chip-Halter (*engl.* Chip-Carrier) geklebt. Die einzelnen elektrischen Kontakte auf der Probe werden mit Hilfe eines *Bonders* mit den Kontakten auf dem Chip-Halter verbunden. Dazu wird die Probe im Chip-Halter auf einer Heizplatte befestigt, die auf eine Temperatur von etwa $T = 120^\circ\text{C}$ geregelt ist. Anschließend werden feine Golddrähte von den Kontakten auf dem Chip-Halter zu den einzelnen Probenkontakten gezogen und dort mit Hilfe von Ultraschall befestigt.

3.2.2 Geometrien

Für die Magnetotransportmessungen werden abhängig davon, welche Eigenschaften des hochbeweglichen 2DEG untersucht werden sollen, unterschiedliche Geometrien benötigt. In diesem Abschnitt werden die im Rahmen dieser Arbeit genutzten Geometrien im Einzelnen vorgestellt und es wird auf Vor- und Nachteile eingegangen. Die Abbildung 3.4 zeigt eine Übersicht über die verwendeten Geometrien. Es handelt sich um einen Hallbar, eine Kreuz-Struktur und eine Struktur mit unterschiedlichen Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnissen b/l (auch Breit-Schmal-Struktur). Die Strukturierung aus dem Abschnitt 3.2.1 ist für alle Geometrien gleich. Allerdings wurden nur für die Hallbars metallische Topgates angefertigt. Aufgrund ihrer gleichmässigen Struktur ist es nur hier möglich, eine Isolationsschicht aus PMMA zu erzeugen.

Eine der Standardgeometrien, um im Regime des QHE Magnetotransportmessungen durchzuführen, ist der in der Abbildung 3.4 oben links zu sehenden Hallbar. Der Hallbar hat eine Gesamtlänge von 1,1 mm und eine Breite von $b=200\ \mu\text{m}$. Neben den Source-Drain-Kontakten (jeweils am Ende der Längsachse des Hall-

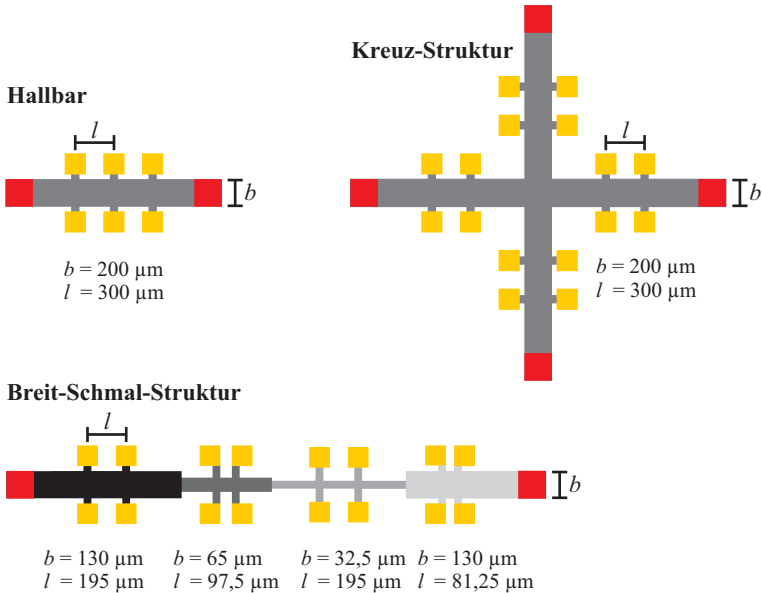


Abbildung 3.4: Zu sehen sind die verwendeten Geometrien zur Untersuchung des FQHE. Der Hallbar ist dabei eine Standardstruktur für Magnetotransportmessungen im Regime des FQHE und hat eine Breite von $b = 200 \mu\text{m}$ und der Abstand zwischen benachbarten ohmschen Kontakten ist $b = 300 \mu\text{m}$. Die Kreuz-Struktur wird genutzt um Abhängigkeiten von der Kristallrichtung zu messen. Die einzelnen Arme der Kreuz-Struktur haben eine Breite von $b = 200 \mu\text{m}$ und der Abstand zwischen den benachbarten ohmschen Kontakten beträgt $l = 300 \mu\text{m}$. Anhand der Breit-Schmal-Struktur kann der Einfluss von verschiedenen Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnisse b/l auf die Magnetotransportmessungen untersucht werden.

bars (rot)) gibt es noch senkrecht dazu auf jeder Seite drei Kontakte (gelb). An letzteren kann die Längsspannung U_{xx} und die Hallspannung U_{xy} gemessen werden, während über die Source-Drain-Kontakte ein Strom I_H fließt. Der Abstand zwischen zwei benachbarten Längskontakten beträgt $l = 300 \mu\text{m}$. Der Vorteil eines Hallbars ist, dass er beim Strukturieren störunanfällig ist. Aufgrund seiner relativ großen Breite führen Defekte oder Beugungsfehler beim Belichten selten zu Ausfällen einzelner Bereiche. Kommt es zu einem Ausfall einzelner Kontakte stehen weitere zur Verfügung. Die gleichmässige Struktur des Hallbars erlaubt es, zwischen den Kontakten eine PMMA-Isolationsschicht zu strukturieren, auf die schließlich ein metallisches Topgate aufgebracht wird. Die Nachteile dieser Geometrie sind unter anderem, dass nur eine Kristallrichtung und zwei verschiedene Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnisse b/l pro Probe untersucht

werden können.

Die Kreuz-Struktur in der Abbildung 3.4 oben rechts hat eine Größe von 3 mm x 3 mm. Die Breite der einzelnen Arme liegt bei $b = 200 \mu\text{m}$ und am Ende jedes Arms befindet sich ein Source-Drain-Kontakt (rot). Der Vorteil der Kreuz-Struktur ist, dass in einer Probe zwei Kristallrichtungen gleichzeitig untersucht werden können. Aufgrund ihrer großen Ausdehnung ist die Kreuz-Struktur anfällig für Oberflächendefekte, unter anderem Kristalldefekte und Kratzer auf der Oberfläche. Bei den meisten im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Kreuz-Strukturen fiel deswegen mindestens ein Arm aus.

Um den Einfluss der Geometrie auf die Magnetotransportmessungen in einem Messzyklus zu untersuchen, wird die Breit-Schmal-Struktur verwendet (siehe dazu Abb. 3.4 unten). Diese Struktur setzt sich aus vier Hallbars mit unterschiedlichen Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnissen b/l zusammen und hat eine Gesamtlänge von 2,8 mm. Für jeden der vier Bereiche stehen vier Längskontakte (gelb) zur Verfügung. Die Breite des ersten Hallbars ist $b = 130 \mu\text{m}$ und der Abstand zwischen den Längskontakten beträgt $l = 195 \mu\text{m}$. Der zweite Hallbar ist etwas schmaler, seine Breite beträgt $b = 65 \mu\text{m}$ und der Abstand zwischen den Längskontakten liegt bei $l = 97,5 \mu\text{m}$. Damit haben der erste und der zweite Hallbar der Breit-Schmal-Struktur das gleiche Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnisse $b/l = 0,67$. Der dritte Hallbar ist mit einer Breite von $b = 32,5 \mu\text{m}$ der Schmalste der vier Hallbars. Der Abstand zwischen den einzelnen Längskontakten beträgt $l = 195 \mu\text{m}$. Der letzte Hallbar der Breit-Schmal-Struktur ist mit $l = 130 \mu\text{m}$ die breiteste Geometrie und hat mit einem Abstand von $l = 81,25 \mu\text{m}$ zwischen den Längskontakten gleichzeitig den geringsten Abstand l . Der Vorteil der Breit-Schmal-Struktur ist, dass in einem Messzyklus mehrere Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnisse b/l zur Verfügung stehen und somit der Einfluss der Geometrie auf die Magnetotransportmessungen untersucht werden kann. Die Strukturierung einer Isolationsschicht gestaltet sich bei den unterschiedlichen Breiten b der einzelnen Bereiche als schwierig. Ein weiterer Nachteil dieser Geometrie liegt bei dem dritten Hallbar. Aufgrund seiner geringen Breite b , fällt dieser Bereich wegen Oberflächendefekten oder Störstellen bei einigen Proben aus.

3.3 Besonderheiten bei hochbeweglichen 2DEG mit einem metallischen Topgate

Seit der Entdeckung des FQHE von Tsui *et al.* [4, 30] wurde nicht nur die Elektronenbeweglichkeit μ_e kontinuierlich erhöht, sondern auch die Probenqualität hat sich seitdem deutlich verbessert. Diese Verbesserung führt nicht nur zu immer neuen Effekten, sondern auch zu neuen Problemen. Bisher unberücksichtigte Streumechanismen dominieren zunehmend den Ladungstransport und werden von den aktuellen theoretischen Modellen nicht erfasst [11, 12]. Um zu verstehen wovon diese zusätzlichen Streumechanismen abhängen, rückt die Wachstumsstruktur der

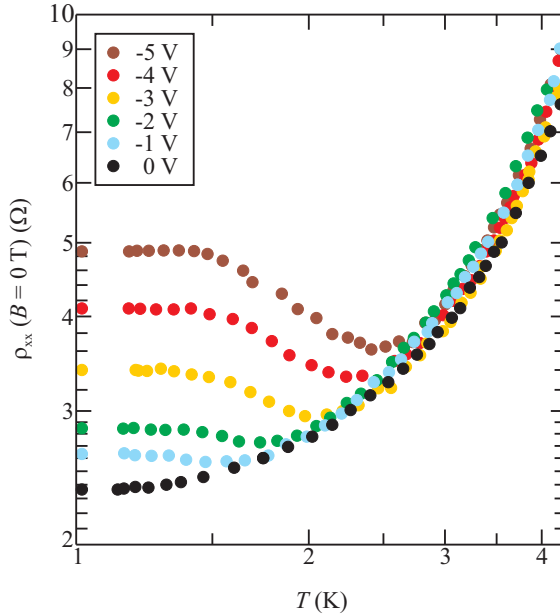


Abbildung 3.5: Der Wert des spezifischen Längswiderstandes ρ_{xx} bei $B = 0$ T, kurz ρ_0 , ist gegen die Temperatur T für verschiedene Topgate Spannungen U_{TG} aufgetragen. ρ_0 verschiebt sich mit abnehmender Topgate Spannung U_{TG} zu höheren Widerständen und ist bis zu einer Temperatur von $T = 1,2$ K temperaturunabhängig. Für höhere Temperaturen T nähert sich ρ_0 für alle Topgate Spannungen U_{TG} allerdings dem Verlauf für keine angelegte Topgate Spannung $U_{TG} = 0$ V an.

Probenmaterialien immer mehr in den Vordergrund.

Im Folgenden wird die von Rössler *et al.* [48] beschriebene Hysterese in der Elektronenkonzentration n_e beim Variieren der Topgate Spannung U_{TG} beobachtet. Die Hysterese wird dabei durch die Ionisation eines X-Minimums zwischen dem metallischen Topgate und dem 2DEG verursacht. Durch eine Temperaturerhöhung wird bei einer gegebenen Topgate Spannung U_{TG} das metallische Topgate fasst vollständig von dem 2DEG abgeschirmt. Um die Ursache für die Abschirmung zu klären, wird die Bandstruktur der verwendeten Probenmaterialien D081022 A und D090218 B genauer betrachtet.

In der Abbildung 3.5 ist der Wert des spezifischen Längswiderstandes ρ_{xx} bei $B = 0$ T für die verschiedenen Topgate Spannungen U_{TG} über die Temperatur T dargestellt. Der Wert von $\rho_{xx}(B = 0$ T) oder auch kurz ρ_0 nimmt erwartungsgemäß mit abnehmender Topgate Spannung U_{TG} zu. Liegt keine Topgate Spannung U_{TG} an (schwarze Punkte), ist der Wert von ρ_0 bis zu einer Temperatur von $T = 1,2$ K

konstant und verschiebt sich dann erst mit zunehmender Temperatur T zu höheren Widerständen. Mit angelegter Topgate Spannung U_{TG} ist ein anderes Temperaturverhalten zu erwarten: Die Temperaturunabhängigkeit gilt zunächst bis etwa $T = 1,2\text{K}$ auch für alle anliegende Topgate Spannung U_{TG} . Wird die Temperatur T darüber hinaus erhöht, unterscheiden sich die Beobachtungen für eine angelegte Topgate Spannung U_{TG} von denen für Topgate Spannung $U_{TG} = 0\text{V}$. Für höhere Temperaturen T nimmt der Wert von ρ_0 nicht wie erwartet mit steigender Temperatur T zu, sondern er verschiebt sich zu niedrigeren Widerständen. Nähert sich der temperaturabhängige Verlauf den Werten von ρ_0 für keine anliegende Topgate Spannung $U_{TG} = 0\text{V}$ an, so steigt er wieder mit zunehmender Temperatur T . Das Zusammentreffen mit den Werten von ρ_0 für keine anliegende Topgate Spannung verlagert sich mit abnehmender Topgate Spannung U_{TG} zu höheren Temperaturen T .

Ein ähnliches Verhalten wird auch für die Elektronenkonzentration n_e bei verschiedenen Temperaturen T beobachtet. In der Abbildung 3.6 ist die Elektronenkonzentration n_e gegen die Temperatur T für verschiedene Topgate Spannungen U_{TG} dargestellt. Die Elektronenkonzentration n_e bei keiner anliegenden Topgate Spannung $U_{TG} = 0\text{V}$ (schwarze Kreise) nimmt von etwa $n_e = 3,36 \cdot 10^{11}\text{cm}^{-2}$ mit steigender Temperatur T geringfügig auf $n_e = 3,31 \cdot 10^{11}\text{cm}^{-2}$ ab. Wie erwartet nimmt die Elektronenkonzentration n_e mit dem Verringern der Topgate Spannung U_{TG} ab. Unerwartet ist dagegen die Zunahme der Elektronenkonzentration n_e mit steigender Temperatur T ab etwa $T = 1,2\text{K}$. Die Elektronenkonzentration

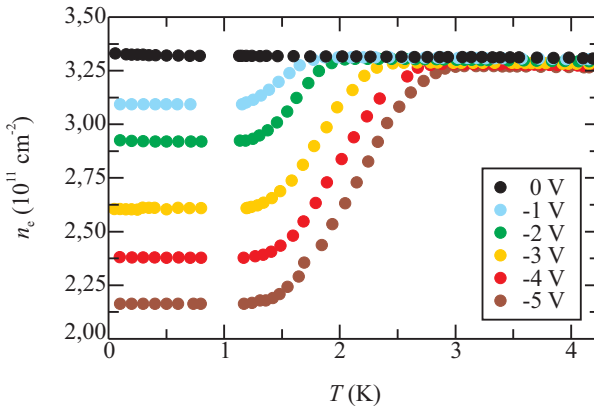


Abbildung 3.6: Die Elektronenkonzentration n_e ist für verschiedene Topgate Spannungen U_{TG} über die Temperatur T aufgetragen. Während die Elektronenkonzentration n_e für keine anliegende Topgate Spannung $U_{TG} = 0\text{V}$ (schwarze Punkte) nahezu konstant ist, nimmt sie für eine anliegende Topgate Spannung U_{TG} mit steigender Temperatur T zu.

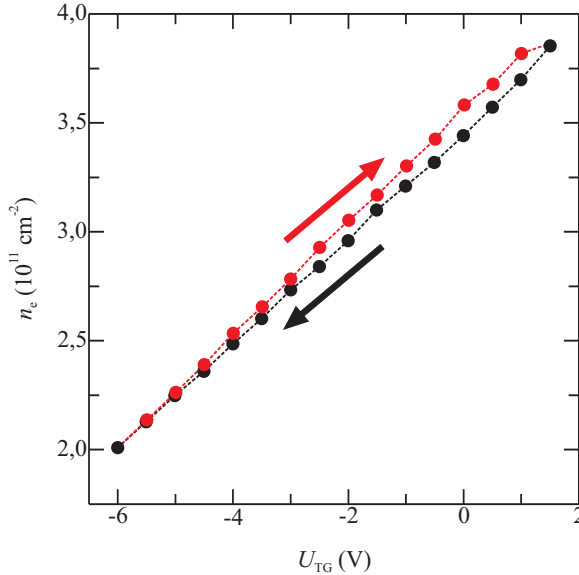


Abbildung 3.7: Die Elektronenkonzentration n_e ist über die angelegte Topgate Spannung U_{TG} aufgetragen. Das Variieren der Topgate Spannung U_{TG} führt zu einer Hysterese in der Elektronenkonzentration n_e .

nen n_e der einzelnen Topgate Spannungen U_{TG} nähern sich mit zunehmender Temperatur T den Werten für keine anliegende Topgate Spannung $U_{\text{TG}} = 0 \text{ V}$ an.

Ein weiterer interessanter Punkt wird beim Durchfahren der Topgate Spannungen von $U_{\text{TG}} = 0 \text{ V}$ von $U_{\text{TG}} = -6 \text{ V}$ und wieder zurück auf $U_{\text{TG}} = 2 \text{ V}$ in $\Delta U_{\text{TG}} = 0,5 \text{ V}$ Schritten beobachtet. Bei einer Temperatur von $T = 800 \text{ mK}$ ist in der Elektronenkonzentration n_e eine Hysterese zu identifizieren. In der Abbildung 3.7 ist die Elektronenkonzentration n_e über der angelegten Topgate Spannung U_{TG} dargestellt. Beginnend bei $U_{\text{TG}} = 0 \text{ V}$ wird das 2DEG mit dem Reduzieren der Topgate Spannung U_{TG} entvölkert und die Elektronenkonzentration n_e nimmt entsprechend ab. Bei einer Spannung von $U_{\text{TG}} = -6 \text{ V}$ wird die Topgate Spannung U_{TG} wieder schrittweise erhöht und die Elektronenkonzentration n_e nimmt erwartungsgemäß zu. Allerdings liegen die Elektronenkonzentrationen n_e bei zunehmender Topgate Spannung U_{TG} bei höheren Werten als für die gleiche Spannung bei abnehmender Topgate Spannung U_{TG} . Neben der Beobachtung einer Hysterese in der Elektronenkonzentration n_e beim Variieren der Topgate Spannung U_{TG} wird zudem festgestellt, dass das 2DEG nicht vollständig entvölkert werden kann. Bereits für Spannungen von $U_{\text{TG}} < -6 \text{ V}$ wird der Leckstrom zwischen dem Topgate und dem 2DEG so groß, dass die Magnetotransportmessungen

zunehmend inhomogen werden.

Aus dem temperaturabhängigen Verhalten der Elektronenkonzentration n_e wird deutlich, dass für höhere Temperaturen T die anliegende Topgate Spannung U_{TG} keinen Einfluss mehr auf das 2DEG hat. Diese Annahme spiegelt sich auch in der Beobachtung wider, dass sich das 2DEG nicht vollständig entleeren lässt. Demnach befindet sich in den verwendeten Probenmaterialien eine Schicht, die das 2DEG von einer angelegten Topgate Spannung U_{TG} abschirmt. Um die Ursache für die Abschirmung des Topgates zu klären, wird im Folgendem die Wachstumsstruktur des Probenmaterials D081022 A betrachtet und die daraus resultierende Bandstruktur genauer untersucht.

Anhand der Wachstumsstruktur aus dem Abschnitt 3.1.2 lässt sich mit Hilfe des Programms 1D Poisson.exe von Snider *et al.* [46, 47] die Bandstruktur für die Probenmaterialien D081022 A und D091022 B berechnen. In der Abbildung 3.8 ist das so berechnete Leitungsband für das Probenmaterial D081022 A über die Wachstumsrichtung z dargestellt. Dabei entspricht $z = 0$ nm der Probenoberfläche. Die Si-Dotierung in $z = 40$ nm Tiefe soll Verunreinigungen von der Oberfläche ausgleichen und führt gleichzeitig an dieser Stelle zu der Ausbildung von DX-Zentren. Die δ Si-Dotierungen von GaAs Schichten in den Tiefen $z = 80$ nm und $z = 260$ nm sind von AlAs Schichten umschlossen. Die in diesen Schichten frei werdenden Elektronen können in das 2DEG relaxieren und tragen dort zum Ladungstransport bei. Da nicht alle eingebrachten Si-Atome elektrisch aktiv sind, wird in der

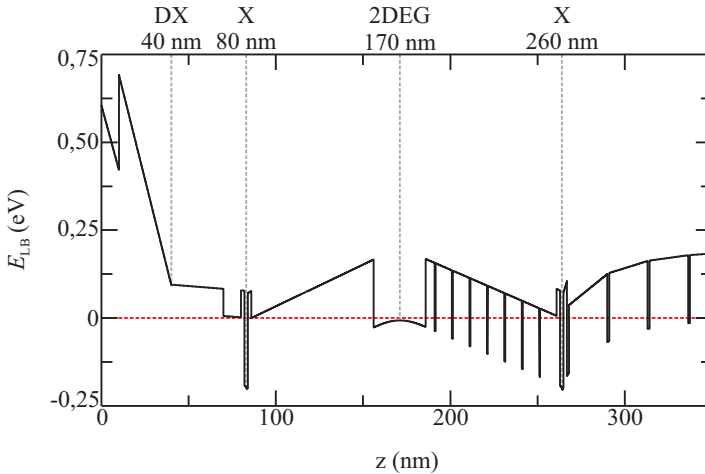


Abbildung 3.8: Das Leitungsband des Probenmaterials D081022 A ist gegen die Wachstumsrichtung z aufgetragen. Die Positionen der DX-Zentren und der X-Minima der AlAs Schichten sowie des 2DEG sind gekennzeichnet.

Berechnung der Bandstruktur die Konzentration der einzelnen Si-Dotierungen den gemessenen Elektronenkonzentrationen n_e und dem beobachteten Verhalten angepasst. Die umschließenden AlAs Schichten bilden zudem sogenannte X-Minima bei etwa $z=80$ nm und $z=260$ nm aus, die ebenfalls von freien Elektronen bevölkert werden [49, 50] und bei der Anpassung der Si-Konzentration berücksichtigt werden müssen.

Bereits von Rössler *et al.* [48] wurde eine Hysterese in der Elektronenkonzentration n_e beim Variieren der Topgate Spannung U_{TG} beobachtet. Die Hysterese wird durch die Ionisation der δ Si-Dotierung zwischen dem Topgate und dem 2DEG mit abnehmender Topgate Spannung U_{TG} erklärt. Rössler *et al.* [48] weisen zudem darauf hin, dass die Hysterese nicht durch die Besetzung eines zusätzlichen zweiten Subbandes verursacht wird. Demnach bauen sich beim Entleeren des 2DEG im Bereich des X-Minimums bei $z=80$ nm zunehmend positive Ladungen auf. Dieser positive Ladungsbereich schwächt den Einfluss einer angelegten Topgate Spannung U_{TG} auf das 2DEG zunächst ab. Gleichzeitig führt die Ionisierung des X-Minimums zu einem Anstieg der Streuwahrscheinlichkeit an ionisierten Hintergrundverunreinigungen. Die Abschirmung des Topgates von dem 2DEG wird beim Erhöhen der Temperatur T verstärkt. Beim Erhöhen der Temperatur T für eine gegebene Topgate Spannung U_{TG} werden bisher elektrisch inaktive Donatoren ionisiert. Die so frei gewordenen Elektronen relaxieren aufgrund der thermischen Anregung in das energetisch günstigere 2DEG. Gleichzeitig führen die zusätzlich ionisierten Donatoren zu einer stärkeren Abschirmung der negativen Topgate-Spannung U_{TG} . Deswegen steigt die Elektronenkonzentration n_e mit zunehmender Temperatur T bei einer gegebenen Topgate Spannung U_{TG} wieder an.

Es bleibt festzuhalten, dass der Einfluss einer anliegenden Topgate Spannung U_{TG} auf das 2DEG bei Temperaturen über $T = 1,2$ K abnimmt. Das X-Minimum zwischen dem Topgate und dem 2DEG ionisiert bei abnehmender Topgate Spannung U_{TG} und schirmt das metallische Topgate immer stärker ab. Bei einer gegebenen Topgate Spannung U_{TG} verstärkt eine Temperaturerhöhung die Abschirmung zusätzlich. Die realisierbaren Topgate Spannungen U_{TG} können in diesem Fall fast vollständig von dem ionisierten X-Minimum bei $z=80$ nm Tiefe abgeschirmt werden. Aus diesen Beobachtungen muss für spätere temperaturabhängige Magnetotransportmessungen bei verschiedenen Elektronenkonzentrationen n_e die Konsequenz gezogen werden, dass das metallische Topgate bei Temperaturen über $T = 1,2$ K seine Wirksamkeit verliert. Bei den im folgenden Kapitel 4 betrachteten Magnetotransportmessungen wird für tiefe Temperatur $T = 1$ K das Temperaturverhalten für verschiedene Elektronenkonzentrationen n_e untersucht, während für höhere Temperaturen T nur die Situation für keine angelegte Topgate Spannung U_{TG} betrachtet wird. Aus den vorgestellten Beobachtungen wird deutlich, dass mit steigender Elektronenbeweglichkeit μ_e die Wachstumsstruktur der Probenmaterialien nicht vernachlässigt werden kann.

3.4 Kryostat und Magnet

Voraussetzungen für Magnetotransportmessungen im Regime des FQHE sind Temperaturen T im mK-Bereich sowie hohe Magnetfelder. In diesem Abschnitt werden die Funktionsweisen der verwendeten Kryostaten vorgestellt und auf die dazugehörigen supraleitenden Magnetspulen eingegangen. Eine genauere Beschreibung der Funktionsweise eines Kryostaten findet sich in der Referenz [51].

Die Magnetotransportmessungen im Regime des FQHE werden in einem ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ Entmischungskryostaten durchgeführt. Das Erreichen von Temperaturen T im mK-Bereich wird durch eine kontinuierlichen Entmischung der ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ Phase erreicht. Bei Temperaturen um $T = 1\text{ K}$ entstehen aus der ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ Mischung zwei flüssige Phasen, eine ${}^3\text{He}$ reiche Phase und eine ${}^3\text{He}$ arme Phase. Aufgrund ihrer geringeren Dichte schwimmt die ${}^3\text{He}$ reiche Phase auf der ${}^3\text{He}$ armen Phase. Verdampft nun ${}^3\text{He}$ aus der reichen Phase in die ${}^3\text{He}$ arme Phase, muss beim Übertritt der Phasengrenze Energie aufgewendet werden. Diese Energie wird dem System im Form von Wärme entzogen und führt zu einer Abkühlung. Die ${}^3\text{He}$ Konzentrationsunterschiede in den beiden flüssigen Phasen, werden durch kontinuierliches Abpumpen des gasförmigen ${}^3\text{He}$ erreicht. Das abgepumpte ${}^3\text{He}$ Gas wird nach dem Durchlauf von mehreren Wärmeaustauscher der ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ Mischung wieder zugeführt. In der Abbildung 3.9 ist die ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ Entmischung schematisch dargestellt.

Die Probe wird auf einen Probenstab montiert und in den ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ Entmischungskryostaten von oben in den Kryostaten heruntergelassen. Dieses Verfahren wird als *top loading* bezeichnet. Die Proben temperatur T kann während des Einbaus mit einem auf dem Probenhalter montierten kalibrierten Widerstand (Pt 1000) kontrolliert werden.

Im eingebauten Zustand befindet sich die Probe in der Entmischungskammer in der Mitte der Magnetspule, so dass ein angelegtes Magnetfeld B senkrecht zur Probenoberfläche ist. Die Basistemperatur T des ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ Entmischungskryostaten liegt bei $11\text{ mK} \pm 2\text{ mK}$. Um Temperaturen im mK-Bereich zu messen, befindet sich unterhalb der Probe ein RuO₂-Dickfilmwiderstand, der als Temperatursensor dient. Die Temperatur T des 2DEG in der Probe liegt allerdings, wegen der geringen thermischen Kopplung zwischen dem 2DEG und dem Kristallgitter, bei ungefähr 30 mK. Die Proben temperatur T kann mit einem an der Entmischungskammer angebrachten Heizelement zwischen der Basistemperatur $T = 30\text{ mK}$ und 1 K variiert werden.

Zur Erzeugung hoher Magnetfelder B im ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ Entmischungskryostaten befindet sich in dem ${}^4\text{He}$ -Bad eine supraleitende Magnetspule. Diese erzeugt bei einer Temperatur von $T = 4,2\text{ K}$ maximal ein Magnetfeld von $B = 18\text{ T}$. Durch zusätzliches Pumpen an diesem ${}^4\text{He}$ -Bad (λ -Stufen-Betrieb) kann die Magnetspulentemperatur durch die Siedepunktniedrigung des ${}^4\text{He}$ weiter reduziert werden und es ist möglich, das Magnetfeld auf $B = 20\text{ T}$ zu erhöhen.

Weitere Magnetotransportmessungen wurden in einem ${}^4\text{He}$ Verdampferkryo-

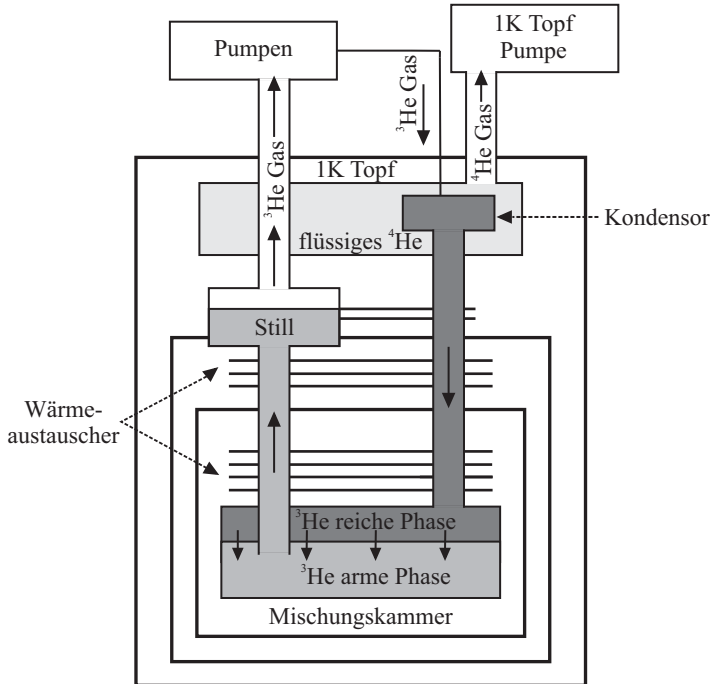


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung von der inneren Vakuummutter des ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ Entmischungskryostaten nach Referenz [52]. Die innere Vakuummutter befindet sich in flüssigem ${}^4\text{He}$. In der Mischungskammer befindet sich die ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ Mischung, wobei die ${}^3\text{He}$ reiche Phase auf der ${}^3\text{He}$ armen Phase schwimmt. Durch kontinuierliches Abpumpen des gasförmigen ${}^3\text{He}$ über die Still-Line werden die ${}^3\text{He}$ Konzentrationsunterschiede erreicht. Das ${}^3\text{He}$ Gas wird dann in den Kondensor geleitet, wo es kondensiert und anschließend der ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ Mischung wieder zugeführt wird. Der Kondensor selbst befindet sich in einem ${}^4\text{He}$ -Bad, dessen Temperatur durch die 1 K-Topf Pumpe auf etwa $T = 1,9\text{ K}$ reduziert wird.

staten mit einem ${}^3\text{He}$ -Einsatz durchgeführt. Der ${}^3\text{He}$ -Einsatz war nötig um Temperaturen von $T = 400\text{ mK}$ erreichen zu können. Bei diesem Kryostatentyp wird die Probe in den ${}^3\text{He}$ -Einsatz eingebaut und der Einsatz wird dann von oben in den ${}^4\text{He}$ Verdampferkryostaten eingeführt. Im vollständig eingebauten Zustand befindet sich der ${}^3\text{He}$ -Einsatz in der Probenkammer, die mit warmen Helium-Gas gefüllt ist. Der Heliumzufluss in die Probenkammer wird durch ein Nadelventil kontrolliert. Bei geöffnetem Nadelventil strömt gasförmiges ${}^4\text{He}$ aus dem Hauptbad in die Probenkammer und kühlt sie dabei ab. Schließlich füllt sich die Probenkammer mit flüssige ${}^4\text{He}$. Durch zusätzliches kontinuierliches Abpumpen des gasförmigen

^4He wird der Druck auf die Oberfläche des flüssigen ^4He gesenkt und somit die Temperatur des ^4He -Bades auf $T = 1,5\text{ K}$ reduziert. Das ^3He -Gas im ^3He -Einsatz fängt ab einer Temperatur von etwa $T = 3,2\text{ K}$ an den Probenstabwänden an zu kondensieren und sammelt sich im unteren Teil des Probenstabes, so dass die Probe in flüssiges ^3He getaucht ist. Durch kontinuierliches Abpumpen des gasförmigen ^3He lässt sich eine Proben temperatur von etwa $T = 400\text{ mK}$ erreichen.

Im ^4He Verdampferkryostaten mit ^3He -Einsatz wird das hohe Magnetfeld B ebenfalls durch eine supraleitende Spule erzeugt. Die Magnetspule befindet sich in dem ^4He -Bad und kann Magnetfelder bis maximal $B = 13\text{ T}$ erzeugen.

3.5 Magnetotransportmessung

Bei den durchgeführten Magnetotransportmessungen handelt es sich um Lock-In-Messungen bei niedrigen Frequenzen. Im Folgenden wird auf die Besonderheiten einer Lock-In Messung eingegangen und der allgemeine Messaufbau beschrieben.

Ein Lock-In-Verstärker moduliert das Messsignal mit einem Referenzsignal, dessen Frequenz und dessen Phase eingestellt werden können. Ein interner Oszillator wird dabei zur Modulation des Messsignals genutzt. Das modulierte Messsignal und das bekannte Referenzsignal werden miteinander multipliziert und anschließend in einem Tiefpass integriert. Somit liefert der Lock-In-Verstärker nur dann ein Ausgangssignal, wenn die Frequenzen vom Messsignal und vom Referenzsignal identisch sind. Spannungen anderer Frequenzen und Rauschen werden bei der Verwendung von Lock-In-Verstärkern herausgefiltert und das Signal-Rausch-Verhältnis ist gegenüber einer Gleichstrommessung deutlich verbessert.

Der prinzipielle Messaufbau beim ^3He - ^4He Entmischungskryostaten und bei dem ^4He Verdampferkryostaten ist gleich. In der Regel werden zwei Lock-In-Verstärker vom Modell EG&G 7260 in dem Messaufbau verwendet. Die beiden Lock-In-Verstärker werden nach dem *Master-Slave* Prinzip angesteuert. Der *Master* Lock-In-Verstärker gibt die Referenzfrequenz vor und dient gleichzeitig als Stromquelle für die Magnetotransportmessungen. Beide Lock-In-Verstärker sind über einen Referenzkanal verbunden und durch das Oszillatorsignal des *Master* Lock-In-Verstärkers synchronisiert.

Am Oszillatorausgang des *Master* Lock-In-Verstärkers wird ein Widerstand in Reihe mit der Probe geschaltet, so dass in Längsrichtung der verwendeten Probengeometrie ein Wechselstrom I_H mit konstanter Amplitude angelegt wird. Die Amplitude des am Oszillatorausgang erzeugten AC-Signals kann von $U = 0,001\text{ V}$ bis zu $U = 5\text{ V}$ variiert werden. Durch die Variation der Amplitude und unterschiedlicher in Reihe geschalteter Widerstände können Wechselströme von wenigen nA bis einigen μA erzeugt werden. Die Frequenz des Referenzsignals beträgt für alle Magnetotransportmessungen $f = 13\text{ Hz}$.

Zu dem handelt es sich bei den Magnetotransportmessung um Vier-Punkt-Messungen, somit sind Kontaktwiderstände und Leitungswiderstände vernachläss-

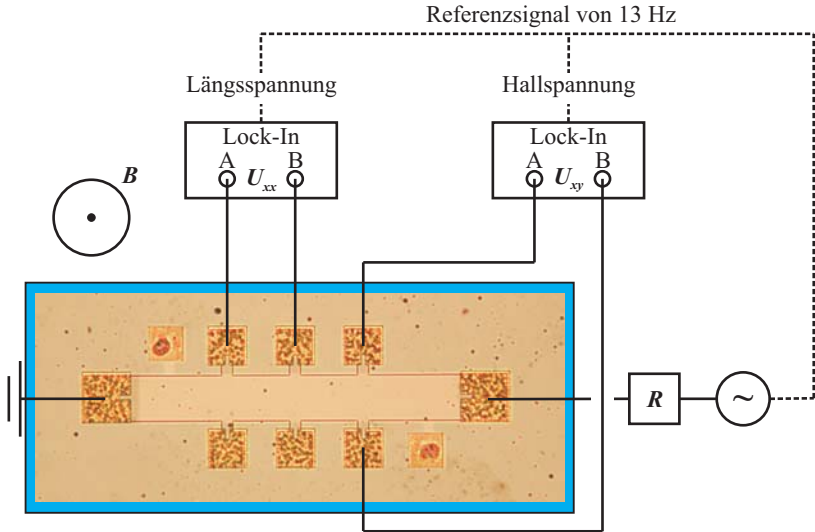


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung des Messaufbaus mit zwei Lock-In-Verstärkern am Beispiel eines Hallbar. Über den in Reihe geschalteten Widerstand R fällt ein Wechselstrom I_H ab, der senkrecht zum Magnetfeld B über der Hallbar fließt. An den Lock-In-Verstärkern wird längs zum Strom I_H die Längsspannung U_{xx} gemessen und senkrecht zum Strom I_H fällt die Hallspannung U_{xy} ab.

sigbar, da nur der tatsächliche Spannungsabfall zwischen den Kontakten gemessen wird. In der Abbildung 3.10 ist schematisch der Messaufbau mit zwei Lock-In-Verstärkern dargestellt. Hierbei wird der Spannungsabfall U_{xx} längs zum Strom I_H zwischen zwei Kontakten gemessen und quer dazu wird die Hallspannung U_{xy} gemessen.

Um eine optimale Auflösung der Messpunkte zu erhalten, wird die Empfindlichkeit der Lock-In-Verstärker dem jeweiligen Messbereich angepasst. Die Ansteuerung der Messgeräte und das Auslesen der Messwerte ist rechnergesteuert. Die Aufnahme erfolgt durch die Steuerungssoftware *LabView* und für die Weiterverarbeitung der Messdaten wird die Software *IgorPro* benutzt.

3.6 Probenhalterung

Die hochbeweglichen 2DEG erfordern beim Abkühlen auf Temperaturen T im mK-Bereich besondere Aufmerksamkeit. Nur wenn diese 2DEG langsam mit maximal 2 K/min abgekühlt werden, ist die Elektronenkonzentration n_e über die gesamte Probengeometrie homogen. Um ein langsames Abkühlen der Proben zu

ermöglichen, wurden die Probenhalter für den ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ Entmischungskryostaten und für den ${}^4\text{He}$ Verdampfungskryostaten mit ${}^3\text{He}$ -Einsatz optimiert. In den folgenden zwei Abschnitten werden die dafür erforderlichen Veränderungen der Probenhalter beschrieben.

Damit die unterschiedlichen Proben im ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ Entmischungskryostaten in vergleichbaren Zuständen sind, müssen sie mit der gleichen Geschwindigkeit von Raumtemperatur $T = 300\text{ K}$ auf Basistemperatur $T = 30\text{ mK}$ abgekühlt werden. Um diese Voraussetzung zu erfüllen, musste der Probenhalter für den ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ Entmischungskryostaten verändert werden (siehe dazu Abschnitt 3.6.1). Der neue Probenhalter ermöglicht nun ein kontrolliertes Abkühlen des 2DEG mit wiederholbarer Geschwindigkeit für jeden Messzyklus.

Beim ${}^4\text{He}$ Verdampfungskryostaten mit ${}^3\text{He}$ -Einsatz wurde die Temperatur T bisher über das Verstellen des ${}^3\text{He}$ -Level eingestellt. Um die Temperatur T ohne Veränderung des ${}^3\text{He}$ -Level ansteuern zu können, wird der Probenhalter um einen Heizwiderstand und zwei Temperatursensoren (siehe Abschnitt 3.6.2) erweitert. Durch das Ansteuern des Heizelementes ist es möglich die gewünschte Temperatur T zu erreichen.

3.6.1 Einbauen in den ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ Entmischungskryostaten

Die hochbeweglichen 2DEG zeigen Unterschiede in den Magnetotransportmessungen, die von der Abkühlgeschwindigkeit von Raumtemperatur $T = 300\text{ K}$ abhängen. In früheren Arbeiten [54, 55] hat sich gezeigt, dass das langsame Abkühlen der Probe zu einer homogeneren Verteilung der Elektronen im 2DEG führt. Die besten Ergebnisse werden bei einer Rate von $0,25\text{ K/min}$ erzielt.

Um eine Probe kontrolliert abkühlen zu können, muss sie zunächst im thermischen Gleichgewicht mit den Temperatursensoren sein. Zur Verbesserung der Wärmeleitfähigkeit wurde dafür eine Probenhalterung aus sauerstofffreiem Kupfer gefertigt und anschließend vergoldet. Ein überstehender Kragen, der auf dem Probenhalter strukturiert wurde, kann an die vergoldeten Innenkragen des Chip-Halters gedrückt werden ohne die Bonddrähte zu beschädigen (Abb. 3.11). Somit befindet sich nun die Probenhalterung im thermischen Gleichgewicht mit dem Chip-Halter. In der Mitte des Kragens, gegenüber der Probe, befindet sich eine IR-LED. Im eingebauten Zustand kann die Probe damit bei tiefen Temperaturen T beleuchtet werden. Ebenfalls im thermischen Gleichgewicht mit dem Chip-Halter sind zwei Temperatursensoren. Bei den beiden Temperatursensoren handelt es sich zum einen um einen Pt 1000 Widerstand, der von Raumtemperatur $T = 300\text{ K}$ bis etwa einer Temperatur von $T = 40\text{ K}$ kalibriert ist, und zum anderen um einen R204 Dünnschicht-Widerstand für Temperaturen unterhalb von $T = 40\text{ K}$. Die beiden Temperaturwiderstände werden über den Diagnoseanschluss des ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ Entmischungskryostaten mit der Anschlussbox in der Abbildung 3.12 ausgelesen. Die gewünschte Proben temperatur T wird mit einem Heizwiderstand (R2k2) erreicht, der ebenfalls in der Probenhalterung integriert ist. Auch das Heizelement

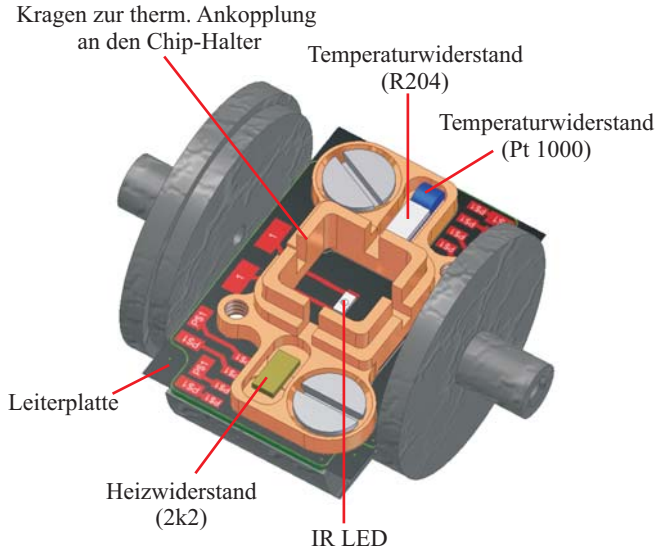


Abbildung 3.11: Skizze von der im Rahmen dieser Arbeit veränderten Probenhalterung des ^3He - ^4He Entmischungskryostaten. In dem Probenhalter sind Taschen für die Temperatursensoren (Pt 1000 Widerstand und R204 Dünnschicht-Widerstand) und dem Heizelement (R2k2-Widerstand) eingelassen. Der Kragen in der Mitte des Bauteils wird an den vergoldeten Innenkragen des Chip-Halters gedrückt.

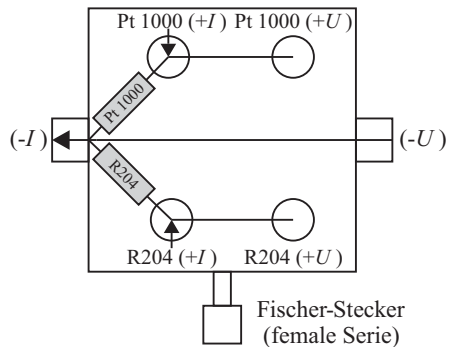
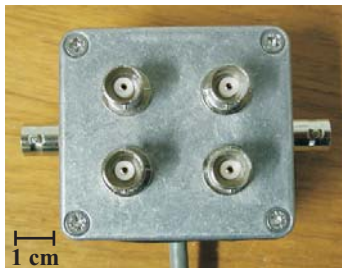


Abbildung 3.12: Zu sehen sind ein Foto (links) und eine Schaltskizze (rechts) von der Anschlussbox. Die Temperaturwiderstände auf der Probenhalterung werden mit der Anschlussbox über den Diagnoseanschluss des ^3He - ^4He Entmischungskryostaten ausgelesen.

befindet sich im thermischen Gleichgewicht mit dem Chip-Halter. Die IR-LED und der Heizwiderstand können über den 24 poligen Fischerstecker des Probenstabes angesteuert werden. Die elektrischen Bauteile auf dem Probenhalter sind auf der Rückseite mit einer Leiterplatte kontaktiert.

Mit Hilfe dieser Veränderung am Probenstab und einer PID-Regelung durch das Programm *LabView*, kann die Probe kontrolliert abgekühlt werden. Dazu wird die Probentemperatur T im eingebauten Zustand kontinuierlich mit dem Pt 1000 Widerstand über das *LabView* Program ausgelesen. Fällt nun die Temperatur unter $T = 165\text{ K}$ startet die PID-Regelung. Die PID-Regelung steuert den Heizwiderstand an, so dass die Probentemperatur T nicht schneller als mit $0,25\text{ K/min}$ auf $T = 50\text{ K}$ absinkt. Ist die Temperatur $T = 50\text{ K}$ erreicht, wird die PID-Regelung durch *LabView* automatisch beendet.

3.6.2 Heizen im ^3He -Einsatz

Die Probentemperatur T wurde beim ^4He Verdampferkryostaten mit ^3He -Einsatz bisher über das Verstellen des ^3He -Level angesteuert. Diese Methode ist nicht nur sehr zeitaufwendig sondern auch ungenau. Die Probenhalterung wird zu diesem Zweck um zwei Heizelemente und zwei Temperaturwiderstände erweitert.

Damit die Probe im thermischen Gleichgewicht mit den Temperatursensoren und den Heizwiderständen ist, wurde die neue Probenhalterung ebenfalls aus sauerstofffreiem Kupfer gefertigt und anschließend vergoldet. Auch auf diesen Probenhalter ist ein überstehender Kragen wie in der Abbildung 3.13 strukturiert.

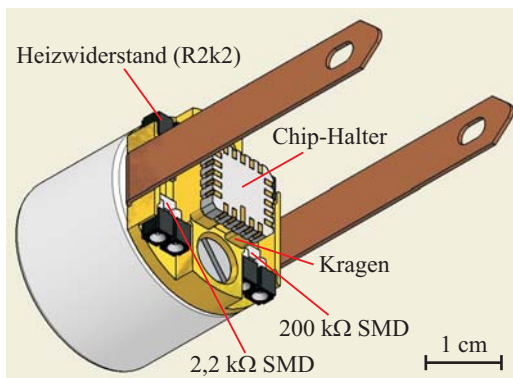


Abbildung 3.13: Die Probenhalterung für kontrolliertes Heizen der Probe in dem He^3 -Einsatz ist hier von der Seite zu sehen. Der Kragen in der Mitte des Bauteils ist an den Chip-Halter gedrückt. Auf der Probenhalterung befinden sich Anschlüsse für die Temperatursensoren ($2,2\text{ k}\Omega$ SMD-Widerstand und $200\text{ k}\Omega$ SMD-Widerstand) und für das Heizelement ($\text{R}2\text{k}2$ -Widerstand).

Die verwendeten Temperatursensoren sind zwei RuO-Dickschichtwiderstände. Dabei handelt es sich zum einen um einen 200 k Ω SMD-Widerstand, der von Raumtemperatur $T = 300$ K bis etwa $T = 10$ K kalibriert ist, und zum anderen um einen 2,2 k Ω SMD-Widerstand für Temperaturen unterhalb von $T = 10$ K. Um die Proben temperatur T variieren zu können ohne das ^3He -Level zu verändern, sind zwei Heizwiderstände (R2k2) in den Probenhalter integriert. Durch das Ansteuern eines der Heizwiderstände und einer zusätzlichen PID-Regelung durch das Programm *LabView*, ist es nun möglich die Temperatur T zusätzlich zu verändern.

3.7 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die für diese Arbeit nötigen experimentellen Hintergründe betrachtet.

Es wurde die genaue Wachstumsstruktur der Probenmaterialien D081022 A und D090218 B gezeigt und der Einfluss einzelner Schichten auf die Qualität des 2DEG diskutiert. Am Beispiel eines Hallbars wurde die Strukturierung auf dem Probenmaterial dargestellt. Die Strukturierung selbst fand in einem Reinraum statt und mittels optischer UV-Lithographie und nass-chemische Ätzens wurden die Geometrien auf der Probe erzeugt. Dabei mussten nicht nur bei der Herstellung des metallischen Topgates auf die Besonderheiten der Probenmaterialien eingegangen werden sondern auch bei seiner späteren Nutzung. Beim Anlegen einer Spannung an das Topgate ionisierte das durch die δ Si-Dotierung erzeugte X-Minimum in etwa 40 nm Tiefe. Dieses ionisierte X-Minimum schirmte die Topgate-Spannung zunächst nur schwach vom tiefer liegenden 2DEG ab. Eine zusätzliche Temperaturerhöhung auf $T > 1,2$ K führte zur vollständigen Abschirmung des Topgates. Diese Beobachtung muss für die nachfolgenden Magnetotransportmessungen berücksichtigt werden.

Um im Regime des FQHE messen zu können sind Temperaturen T im mK-Bereich und hohe Magnetfelder nötig. Die dafür nötigen Kryostaten und die dazugehörigen supraleitenden Magnetspulen wurden vorgestellt. Ebenfalls wurden in Rahmen dieser Arbeit nötigen Veränderungen einzelner Probenhalterungen angesprochen.

4 Magnetotransportmessungen bei niedrigen Magnetfeldern

Gott allein weiß, was alles für Gerüchte hierüber verbreitet wurden - aber so sind nun mal die Menschen: Sie glauben eher den unwahrscheinlichsten Unfug als authentische Tatsachen, die ich mir hier darzulegen erlaubt habe.

Ijon Tichy [56]

In diesem Kapitel werden die Magnetotransportmessungen bei niedrigen Magnetfeldern genauer untersucht, vorwiegend wird hierbei der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} in einem Magnetfeldbereich von $B = -100$ mT bis $B = 100$ mT betrachtet. Für die verwendeten hochbeweglichen Materialien wird im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} ein Maximum um $B = 0$ T für verschiedene Proben und Geometrien beobachtet. Bei diesem Effekt handelt es sich um einen negativen differentiellen Magnetowiderstand, der eine parabolische Magnetfeldabhängigkeit zeigt. Es wird von einem negativen Magnetowiderstand gesprochen, wenn der Wert von $(\rho(B) - \rho_0)/\rho_0$ negativ ist. Bereits im Jahre 1983 wurde über den negative Magnetowiderstand um $B = 0$ T von Paalanen *et al.* [8] berichtet. Paalanen *et al.* zeigten, dass der negative Magnetowiderstand stark temperaturabhängig ist und durch die Elektron-Elektron Wechselwirkung induzierte Korrektur der Leitfähigkeit theoretisch beschrieben werden kann. Inzwischen hat sich die Elektronenbeweglichkeit μ_e und die Qualität der Proben deutlich verbessert und es wird seit kurzem auf dem negative Magnetowiderstand ein Peak beobachtet [11–13]. Bisher wurde der negative Magnetowiderstand in den meisten Veröffentlichungen nur für eine gegebene Elektronenkonzentration n_e betrachtet, da die Strukturierung eines metallischen Topgates bei hochbeweglichen Proben deutlich schwieriger ist. Im Rahmen dieser Arbeit konnte die Topgate Problematik mit einer zusätzlichen Isolationsschicht aus PMMA gelöst werden (siehe dazu Abschnitt 3.2.1), so dass der negative Magnetowiderstand erstmalig in Abhängigkeit der Elektronenkonzentration n_e untersucht werden konnte.

In dem Abschnitt 4.1 wird zunächst gezeigt, dass der negative Magnetowiderstand in zwei Bereiche unterteilt werden muss: Diese beiden Bereiche sind ein Peak um $B = 0$ T sowie ein Riesenmagnetowiderstand für höhere Magnetfelder B . Die Unterteilung wird vorgenommen, da die beiden Bereiche unterschiedliche Abhängigkeiten von verschiedenen Parametern, wie zum Beispiel die Elektronenkonzentration n_e und die Temperatur T , zeigen.

Danach wird in dem Abschnitt 4.2 auf die Beobachtungen des Peaks um $B = 0$ T für verschiedene Parameter eingegangen. Insbesondere wird die Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration n_e untersucht sowie die Temperaturabhängigkeit diskutiert. Der Peak um $B = 0$ T kann durch die Wechselwirkung zwischen zwei verschiedenen Arten von Unordnung beschrieben werden.

In dem Probenmaterial D090218 B wird zwischen einzelnen Längskontakten des Hallbars ein Riesenpeak um $B = 0$ T beobachtet. Dessen Verhalten für verschiedene Parameter wird in dem Abschnitt 4.3 behandelt.

Im darauffolgenden Abschnitt 4.4 wird der Riesenmagnetowiderstand bei höheren Magnetfeldern für die gleichen Parameter untersucht und die Unterschiede zum Peak um $B = 0$ T analysiert. Dabei wird deutlich, dass der Riesenmagnetowiderstand wesentlich stärker auf Änderungen im Messaufbau reagiert. Das Verhalten des Riesenmagnetowiderstand wird durch die Elektron-Elektron Wechselwirkung beschrieben. Allerdings stimmen die Ergebnisse aus dem Experiment nicht mit der Theorie überein, so dass ein zusätzlicher Faktor eingeführt werden muss. Diese Diskrepanz wird erst seit kurzem beobachtet [11, 12] und ist Gegenstand aktueller Forschung.

4.1 Unterteilung des negativen differentiellen Magnetowiderstandes

Erst seit einigen Jahren wird auf dem negativen differentiellen Magnetowiderstand ein Peak um $B = 0$ T beobachtet [11–13]. Bisher wurde der Peak nicht genauer betrachtet, da vermutet wurde, dass es sich dabei um einen Geometrieeffekt handelt [11], ähnlich dem sogenannten *Quenching* des Hall-Effektes [58, 59], oder dass es sich um schwache Lokalisierung handeln könnte [60]. Im Folgenden wird sich zeigen, dass die bisherigen Annahmen über den Peak um $B = 0$ T wohl nicht berechtigt sind. Der negative differentielle Magnetowiderstand wird deswegen im weiteren Verlauf in den Peak und in einen Riesenmagnetowiderstand (auch *huge magnetoresistance* [11] oder *giant negative magnetoresistance* [12] genannt) unterteilt.

In der Abbildung 4.1 ist der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} im Bereich des negativen differentiellen Magnetowiderstandes über das Magnetfeld B aufgetragen. Der negative Magnetowiderstand besteht eindeutig aus zwei unterschiedlichen Effekten, die beide eine parabolische Magnetfeldabhängigkeit zeigen. In dem roten Bereich I ist der Peak um $B = 0$ T zu sehen. Bei höheren Magnetfeldern B wird in dem grünen Bereich II der sogenannte Riesenmagnetowiderstand mit einer geringeren Krümmung beobachtet. Diese beiden Bereiche werden durch ein Plateau im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} bei etwa $B_p = 12$ mT voneinander getrennt. Der Peak sowie der Riesenmagnetowiderstand verhalten sich für verschiedene Parameter, wie Temperatur T und Elektronenkonzentration n_e , unterschiedlich, deswegen werden sie zunächst getrennt voneinander betrachtet.

Die nachfolgenden Magnetotransportmessungen bei niedrigen Magnetfeldern B

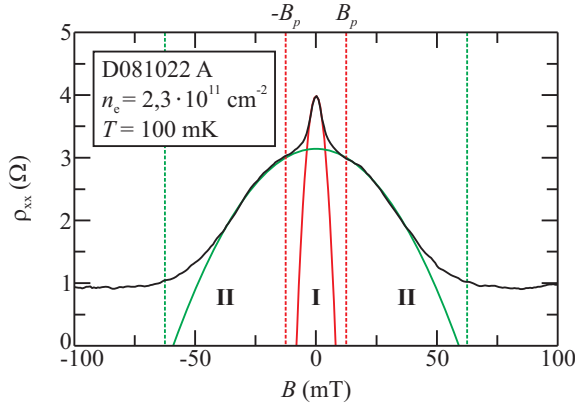


Abbildung 4.1: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist gegen das Magnetfeld B dargestellt. Der negative differentielle Magnetowiderstand ist in zwei Bereiche unterteilt, den Peak (**I**) um $B = 0$ T und den Riesenmagnetowiderstand (**II**) für höhere Magnetfelder B . Beide Bereiche können parabolisch angefitet werden. Bei dem Magnetfeld $B_p = \pm 12$ mT ist ein Plateau im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} zu sehen.

werden zur Verdeutlichung des negativen Magnetowiderstandes symmetrisch dargestellt. Bei der Symmetrisierung bleiben die ursprüngliche Höhe und Breite des negativen Magnetowiderstandes in der graphischen Illustration erhalten, während die Minima im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} um $B = \pm 75$ mT auf eine Höhe gebracht werden. In der Abbildung 4.2 (a) ist der ursprüngliche spezifische Längswiderstand ρ_{xx} für beide hochbeweglichen Materialien gezeigt. Der asymmetrische Verlauf des spezifischen Längswiderstandes ρ_{xx} um $B = 0$ T wird vermutlich von einer inhomogenen Verteilung der Elektronenkonzentration n_e verursacht. In diesem Fall gibt es Regionen mit unterschiedlichen Elektronenkonzentrationen n_e , die aneinander grenzen und über die gesamte Probe verteilt sind. Mit zunehmendem Magnetfeld B sinkt der Einfluss der inhomogenen Elektronenkonzentration n_e und wird vernachlässigbar.

Um eine symmetrische Darstellung des spezifischen Längswiderstandes ρ_{xx} für die hochbeweglichen Probenmaterialien D081022 A und D090218 B zu erhalten, wird vom spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} die Steigung zwischen den beiden Minima in der Abbildung 4.2 (a) wie folgt abgezogen $\rho_{xx} = \rho_{xx} - dy/dx \cdot B$. Der daraus resultierende spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist in der Abbildung 4.2 (b) über das Magnetfeld B für beide hochbeweglichen Materialien dargestellt.

Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird diese Art der Darstellung bei den Betrachtungen des spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} bei niedrigen Magnetfeldern B verwendet.

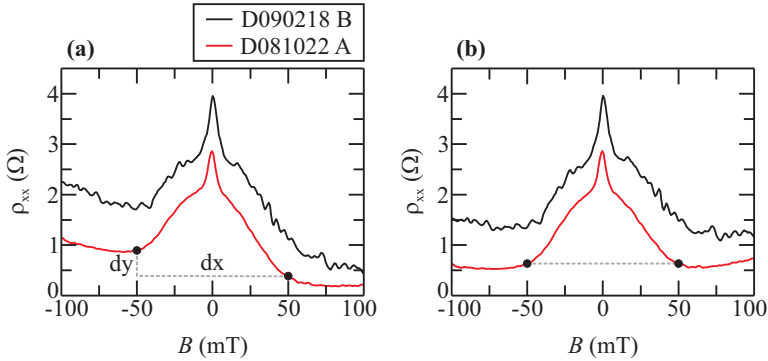


Abbildung 4.2: (a) Der ursprüngliche spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist über dem Magnetfeld B für die verwendeten hochbeweglichen Materialien dargestellt. (b) Der negative Magnetowiderstand ist hier symmetrisch um $B = 0$ T.

4.2 Der negative Magnetowiderstand um $B = 0$ T

Zunächst wird der negative Magnetowiderstand im Bereich des Peaks um $B = 0$ T untersucht. Die im Weiteren beschriebenen Magnetotransportmessungen wurden ausschließlich an Hallbars durchgeführt, wobei auf manchen ein metallisches Topgate strukturiert war.

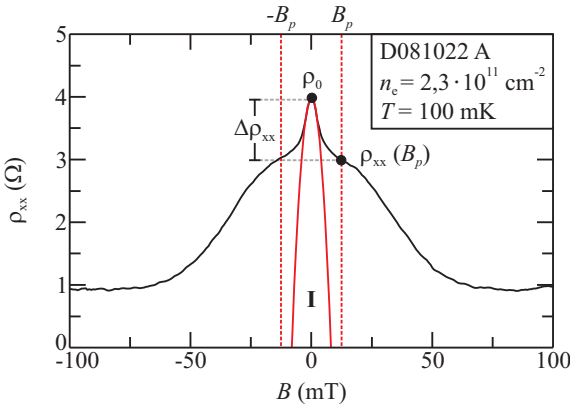


Abbildung 4.3: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist gegen das Magnetfeld B im Bereich des Peaks um $B = 0$ T aufgetragen. Eingezeichnet sind die charakteristischen Größen, wie der Wert von ρ_0 , der Wert des Plateaus im spezifischen Längswiderstand $\rho_{xx}(B_p)$, die Krümmung des Peaks sowie seine Höhe $\Delta\rho_{xx}$.

Der Peak um $B = 0$ T wird durch den Wert von $\rho_{xx}(B_p)$, der Krümmung der Fitparabel sowie der Peakhöhe $\Delta\rho_{xx} = \rho_0 - \rho_{xx}(B_p)$ vollständig charakterisiert. In der Abbildung 4.3 ist der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} im Bereich des negativen Magnetowiderstandes mit den charakteristischen Größen zu sehen. Der Wert von $\rho_{xx}(B_p)$ entspricht dabei einem Plateau im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} um $B_p = \pm 12$ mT, welches den Übergang zum Riesenmagnetowiderstand bei höheren Magnetfeldern B markiert. Das Verhalten der charakteristischen Werte des Peaks wird für verschiedene Bedingungen analysiert.

Im folgenden Abschnitt wird jeweils nur ein Parameter im Messaufbau verändert, um den Peak in Abhängigkeit dieses Parameters zu untersuchen. Die gewählten Parameter sind die Elektronenkonzentration n_e in dem Abschnitt 4.2.1, die Temperatur T des 2DEG in dem Abschnitt 4.2.2, der Winkel Θ zwischen dem senkrechten Magnetfeld B_\perp und dem 2DEG in dem Abschnitt 4.2.3 und der über den Hallbar angelegte Strom I_H in dem Abschnitt 4.2.4.

4.2.1 Veränderungen mit der Elektronenkonzentration n_e

In den bisher veröffentlichten Untersuchungen zum negativen Magnetowiderstand wird dieser oft nur für eine gegebene Elektronenkonzentration n_e betrachtet [8, 12]. Zuerst wird daher der Einfluss der Elektronenkonzentration n_e auf den Peak um $B = 0$ T analysiert. Dabei zeigt der Peak eine deutliche Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration n_e .

Die Elektronenkonzentration n_e wird durch das Anlegen einer Spannung an das metallische Topgate variiert. Beginnend bei $n_e = 3,2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ wird die Elektronenkonzentration etwa in $\Delta n_e = 0,1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ -Schritten auf $n_e = 1,9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ reduziert, während die Temperatur T und der über den Hallbar angelegte Strom I_H konstant sind. Die Beobachtungen des Peaks um $B = 0$ T für verschiedene Elektronenkonzentrationen n_e sind für beide Probenmaterialien vergleichbar.

In der Abbildung 4.4 ist der negative Magnetowiderstand im Bereich des Peaks gegen das Magnetfeld B für die verschiedenen Elektronenkonzentrationen n_e abgebildet. Die Werte von ρ_0 und $\rho_{xx}(B_p)$ verschieben sich mit abnehmender Elektronenkonzentration n_e zu höheren Widerständen. Für jede der dargestellten Elektronenkonzentration n_e bildet sich ein Plateau im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} aus, das bei niedrigeren Elektronenkonzentrationen n_e ausgeprägter ist. Zugleich verschiebt sich das Plateau mit sinkender Elektronenkonzentration n_e geringfügig zu höheren Magnetfeldern B . Änderungen der Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ und der Krümmung des Peaks in Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration n_e lassen sich der Abbildung 4.4 nicht entnehmen.

Um weitere Informationen über die charakteristischen Parameter des Peaks zu erhalten, sind in der Abbildung 4.5 die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ und der Wert von $\rho_{xx}(B_p)$ über die korrespondierenden Elektronenkonzentrationen n_e doppelt-logarithmisch dargestellt. Der Wert von $\rho_{xx}(B_p)$ verschiebt sich wie erwartet mit steigender Elektronenkonzentration n_e zu niedrigeren Widerständen. Dabei wird für beide

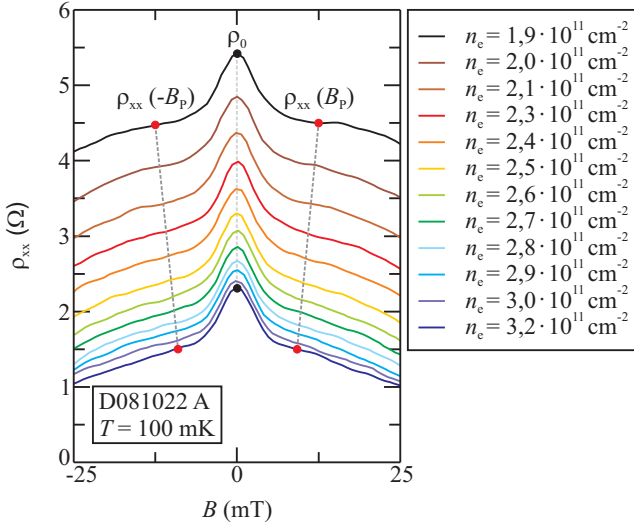


Abbildung 4.4: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist über das Magnetfeld B für verschiedene Elektronenkonzentrationen n_e aufgetragen. Die Temperatur des 2DEG ist $T = 100$ mK und der angelegte Strom über der Hallbar beträgt $I_H = 500$ nA. Die Werte von ρ_0 und $\rho_{xx}(B_p)$ verschieben sich mit abnehmender Elektronenkonzentration n_e zu höheren Widerständen.

Probenmaterialien die gleiche Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration beobachtet $\rho_{xx}(B_p) \propto n_e^{-5/2}$. Die Höhe des Peaks $\Delta\rho_{xx}$ nimmt ebenfalls für beide Probenmaterialien mit steigender Elektronenkonzentration n_e ab. Dabei ist die Abhängigkeit der Peakhöhe von der Elektronenkonzentration mit $\Delta\rho_{xx} \propto n_e^{-1/2}$ geringer. Die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ und die Werte von $\rho_{xx}(B_p)$ müssen aufgrund ihrer Unterschiede in den Abhängigkeiten von der Elektronenkonzentration n_e auf verschiedenen Streumechanismen beruhen.

Das Plateau im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} wird anhand der Abhängigkeit der Werte von $\rho_{xx}(B_p)$ auf langreichweitige Streumechanismen zurückgeführt. Im Fall eines langreichweitigen Streupotenzials gilt $k_F d \gg 1$, wobei k_F der Radius der Fermi-Kugel ist und d die Korrelationslänge des Streupotenzials angibt [10, 14]. Da die Korrelationslänge mindestens der Dicke des Spacers ($d = 70$ nm siehe Abschnitt 3.3) entspricht, ist $k_F d \gg 1$ für alle Elektronenkonzentrationen n_e in der Abbildung 4.4 erfüllt und es liegt ein langreichweitiger Streumechanismus vor. Für die entsprechende Transportstreuzeit τ_L folgt

$$\frac{1}{\tau_L} = \frac{d}{v_F} \left(\frac{U}{E_F} \right), \quad (4.1)$$

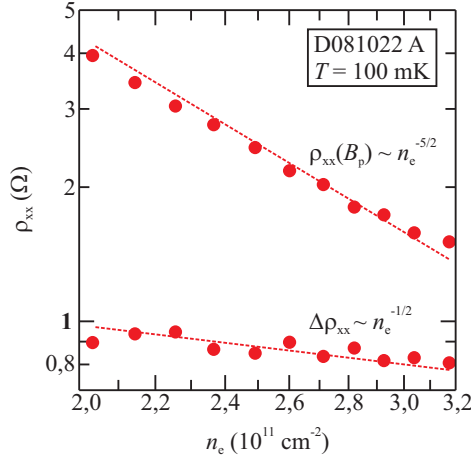


Abbildung 4.5: Die Werte von $\rho_{xx}(B_p)$ und die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ sind gegen die Elektronenkonzentration n_e doppelt-logarithmisch aufgetragen. Die Abhängigkeiten von der Elektronenkonzentration n_e für den Wert von $\rho_{xx}(B_p)$ und die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ sind unterschiedlich stark.

wobei U die Amplitude des Streupotenzials ist und v_F die Geschwindigkeit bei der Fermi-Energie. Nach der Gleichung (4.1) wird für die Transportstreuzeit im Fall eines langreichweitigen Streupotenzials eine Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration mit $\tau_L \propto n_e^{3/2}$ erwartet. Liegt beim Plateau im spezifischen Längswiderstand $\rho_{xx}(B_p)$ nun ein langreichweitiges Streupotenzial vor, so wird nach der Gleichung (2.39) die folgende Abhängigkeit erwartet

$$\rho_{xx}(B_p) = \frac{m^*}{e^2 n_e \tau_L} \propto n_e^{-1} \cdot n_e^{-3/2}. \quad (4.2)$$

Diese Abhängigkeit wird in der Abbildung 4.5 beobachtet, somit ist der Wert von $\rho_{xx}(B_p)$ durch ein langreichweitiges Streupotenzial gegeben. Die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ wird dagegen nicht von einem langreichweitigen Streupotenzial dominiert, ihr muss ein anderer Streumechanismus zugrunde liegen. Für die Beschreibung des Peaks um $B = 0$ T muss daher die Wechselwirkung zwischen langreichweitigen Streupotenzialen und einem weiteren Streumechanismus berücksichtigt werden.

Es bleibt zu klären, wie sich die Krümmung des Peaks mit zunehmender Elektronenkonzentration n_e verhält. In der Abbildung 4.6 ist die Krümmung der Fitparabel mit den entsprechenden Fehlerbalken über die Elektronenkonzentration n_e doppelt-logarithmisch dargestellt. Aufgrund der wenigen Messpunkte im Bereich des Peaks, ist die Krümmung mit einem nicht zu vernachlässigbaren Fehler behaftet. Trotzdem wird eine Abhängigkeit des Peaks von der Elektronenkonzentration

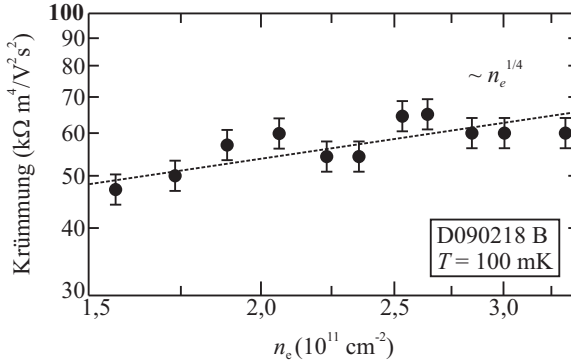


Abbildung 4.6: Die Krümmung des Peaks ist für das Probenmaterial D090218 B über die Elektronenkonzentration n_e doppelt-logarithmisch aufgetragen. Es wird eine Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration n_e beobachtet.

tration n_e bei beiden Probenmaterialien bestimmt, wobei diese Beobachtung beim Probenmaterial D090218 B mit $\propto n_e^{1/4}$ am deutlichsten ist. Die Krümmung des Peaks zeigt für verschiedene Probenmaterialien ebenfalls eine Abhängigkeit von den Elektronenkonzentrationen n_e .

4.2.2 Temperaturabhängigkeit

Im Folgenden wird das Verhalten des Peaks um $B = 0 \text{ T}$ bei einer gegebener Elektronenkonzentration n_e und bei einem konstanten Strom I_H für unterschiedliche Temperaturen T untersucht. In früheren Veröffentlichungen wurde bisher nur die Temperaturabhängigkeit des Riesenmagnetowiderstandes beschrieben [8, 11, 12], da der Peak erst für Temperaturen über $T = 1 \text{ K}$ eine Abhängigkeit aufweist.

Die temperaturabhängigen Magnetotransportmessungen im Bereich des Peaks wurden unterhalb von $T = 1 \text{ K}$ für mehrere Elektronenkonzentrationen n_e durchgeführt. Die Temperatur wurde dazu von $T = 100 \text{ mK}$ in $\Delta T = 100 \text{ mK}$ -Schritten auf $T = 4,3 \text{ K}$ vor jeder neuen Magnetotransportmessung erhöht. Das Temperaturverhalten des Peaks um $B = 0 \text{ T}$ ist für jede gewählte Elektronenkonzentration n_e bei beiden Probenmaterialien ähnlich.

In der Abbildung 4.7 ist der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} bei der Elektronenkonzentration $n_e = 2,1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ über das Magnetfeld B für verschiedene Temperaturen bis $T = 800 \text{ mK}$ aufgetragen. Die Krümmung des Peaks um $B = 0 \text{ T}$ bleibt für verschiedene Temperaturen T unverändert. Ebenfalls ändern sich die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ und der Wert von $\rho_{xx}(B_p)$ nicht mit zunehmender Temperatur T . Dagegen steigt der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} im Bereich des Riesenmagnetowiderstandes an. Das Plateau im spezifischen Längswiderstand $\rho_{xx}(B_p)$ wird

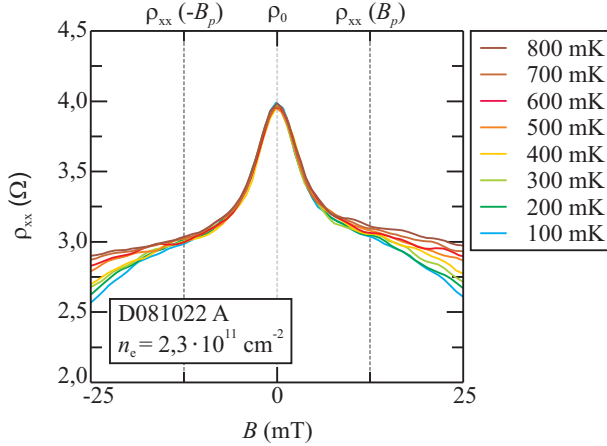


Abbildung 4.7: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist über das Magnetfeld B für verschiedene Temperaturen T dargestellt. Der angelegte Strom über den Hallbar beträgt $I_H = 500$ nA. Der Peak um $B = 0$ T zeigt bis $T = 800$ mK keine erkennbare Temperaturabhängigkeit.

hier nur für die tiefsten Temperaturen T beobachtet. Der Peak um $B = 0$ T zeigt in diesen Temperaturbereich für alle gewählten Elektronenkonzentrationen n_e und für beide hochbeweglichen Probenmaterialien keine Temperaturabhängigkeit.

Demnach kann die ursprünglich angenommene schwache Lokalisierung zur Beschreibung des Peaks um $B = 0$ T ausgeschlossen werden [60]. Im Fall einer schwachen Lokalisierung kommt es zu einer erhöhten Rückstreuwahrscheinlichkeit zum Ausgangspunkt, die aufgrund der korrelierten Phasen der einzelnen Wellenfunktionen zu einer konstruktiven Interferenz führt. Allerdings wird diese Phasenkohärenz mit steigender Temperatur T aufgehoben und die schwache Lokalisierung verschwindet. Dabei wird für den gezeigten Temperaturbereich eine logarithmische Temperaturabhängigkeit erwartet. Da sich der Peak in der Abbildung 4.7 im Gegensatz zu angrenzenden Bereichen nicht in Abhängigkeit von der Temperatur T ändert, kann hier die schwache Lokalisierung vernachlässigt werden.

Während der Peak unterhalb von $T = 1$ K temperaturunabhängig ist, verändert sich die Situation für höhere Temperaturen T . Aufgrund des isolierenden X-Minimums in beiden Probenmaterialien bei höheren Temperaturen T (siehe dazu Abschnitt 3.3), kann oberhalb von $T = 1$ K der Peak nur für eine Elektronenkonzentration n_e untersucht werden.

In der Abbildung 4.8 ist der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} über das Magnetfeld B für unterschiedliche Temperaturen bis $T = 4,3$ K aufgetragen. Oberhalb von

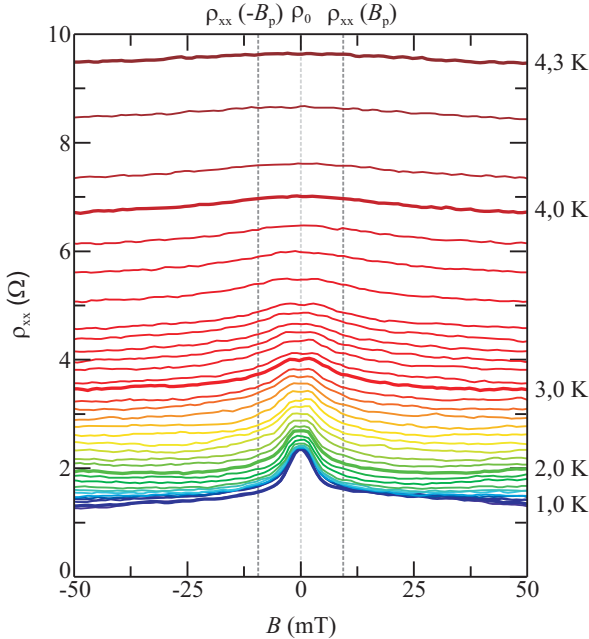


Abbildung 4.8: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist über das Magnetfeld B für verschiedene Temperaturen bis $T = 4,3\text{ K}$ dargestellt. Der angelegte Strom ist $I_H = 500\text{ nA}$ und die Elektronenkonzentration beträgt $n_e = 3,2 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-2}$. Oberhalb von $T = 1\text{ K}$ verlagert sich der Wert von ρ_0 zu höheren Widerständen. Die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ nimmt mit steigender Temperatur T ab, während die Peakbreite zunimmt.

$T = 1\text{ K}$ verschieben sich nicht nur die Werte von ρ_0 und $\rho_{xx}(B_p)$ mit zunehmender Temperatur T zu höheren Widerständen, sondern die Krümmung des Peaks verringert sich auch. Die Höhe des Peaks $\Delta\rho_{xx}$ nimmt ebenfalls mit steigender Temperatur T ab, demnach steigen die Werte von ρ_0 und $\rho_{xx}(B_p)$ unterschiedlich schnell.

Um die Abhängigkeit des Peaks um $B = 0\text{ T}$ von Temperaturen oberhalb von $T = 1\text{ K}$ zu analysieren, sind in der Abbildung 4.9 die Krümmung des Peaks und die Werte von ρ_0 und $\rho_{xx}(B_p)$ über die korrespondierenden Temperaturen T doppelt-logarithmisch dargestellt. Die Krümmung des Peaks nimmt bereits ab $T = 600\text{ mK}$ mit steigender Temperatur ab, während sich die Werte von ρ_0 und $\rho_{xx}(B_p)$ erst ab etwa $T = 1\text{ K}$ zu höheren Widerständen verschieben. Die drei charakteristischen Werte des Peaks sind bis etwa $T = 600\text{ mK}$ konstant und der Peak ist somit in diesem Bereich temperaturunabhängig. Im temperaturabhängigen Bereich

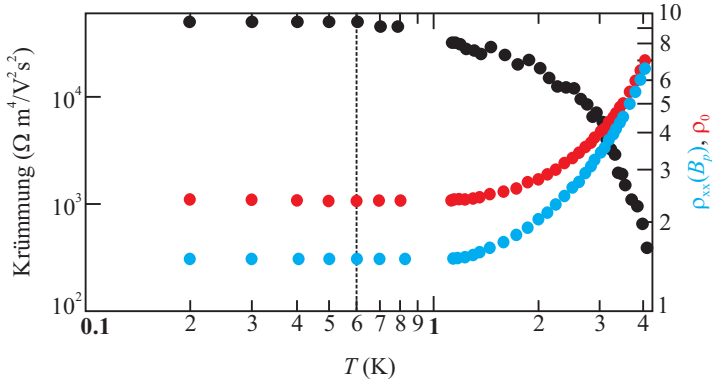


Abbildung 4.9: Die Krümmung des Peaks, die Werte von ρ_0 und $\rho_{xx}(B_p)$ sind über die Temperatur T doppelt-logarithmisch aufgetragen. Diese Darstellung wird in einen temperaturunabhängigen Bereich und einem temperaturabhängigen Bereich unterteilt.

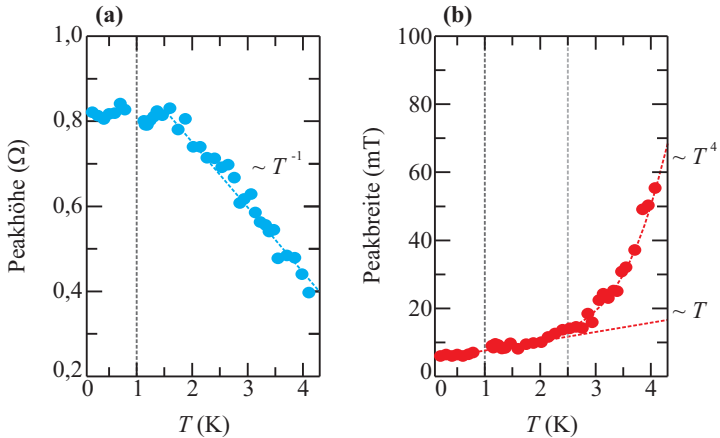


Abbildung 4.10: (a) Die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ ist über die Temperatur T aufgetragen. (b) Die Halbwertsbreite des Peaks ist über die Temperatur T aufgetragen. Die Höhe des Peaks $\Delta\rho_{xx}$ und seine Halbwertsbreite lassen sich in einen temperaturunabhängigen Bereich und einen temperaturabhängigen Bereich unterteilen. Dabei muss das Temperaturverhalten der Peakbreite weiter zerlegt werden.

hängen die Werte von $\rho_{xx}(B_p)$ und ρ_0 unterschiedlich stark von der Temperatur T ab, daher verringert sich die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ mit zunehmender Temperatur T . Im temperaturabhängigen Bereich wird erneut deutlich, dass die Werte von ρ_0 und $\rho_{xx}(B_p)$ aufgrund ihrer unterschiedlich starken Temperaturabhängigkeit von verschiedenen Streuprozessen abhängen.

Zur Verdeutlichung dieser Beobachtung ist in der Abbildung 4.10 (a) die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ über die Temperatur T aufgetragen. Die Peakhöhe ist bis etwa $T = 1,5$ K annähernd konstant bei $\Delta\rho_{xx} = 0,8\Omega$. Wird die Temperatur darüber hinaus erhöht, nimmt die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ linear mit steigender Temperatur T ab.

Die Halbwertsbreite des Peaks ist in der Abbildung 4.10 (b) über die Temperatur T dargestellt. Bis etwa $T = 600$ mK liegt die Halbwertsbreite des Peaks konstant bei 5 mT, danach nimmt sie mit steigender Temperatur T zu. Die Peakbreite steigt bis etwa einer Temperatur von $T = 2$ K linear mit der Temperatur T an, für höhere Temperaturen nimmt sie aber mit $\propto T^4$ zu. Anhand der Beobachtungen der Peakbreite im temperaturabhängigen Bereich muss dieser Temperaturbereich weiter unterteilt werden.

In der theoretischen Beschreibung des Peaks müssen unterschiedliche Temperaturbereiche betrachtet werden. Während der Peak bis $T = 600$ mK temperaturunabhängig ist, zeigt er für höhere Temperaturen T eine klare Abhängigkeit. Es wurde klar gemacht, dass die schwache Lokalisierung im temperaturunabhängigen Bereich des Peaks vernachlässigt werden kann. Darüber hinaus muss aufgrund des Temperaturverhaltens der Peakbreite im temperaturabhängigen Bereich ein Übergang zwischen verschiedenen Temperaturregimen berücksichtigt werden. Auch bei den temperaturabhängigen Magnetotransportmessungen wird deutlich, dass die Werte von ρ_0 und $\rho_{xx}(B_p)$ von verschiedenen Streumechanismen dominiert werden.

4.2.3 Einfluss des senkrechten Magnetfeldes B_\perp

In diesem Abschnitt wird der Einfluss vom senkrechten Anteil des Magnetfeldes B_\perp auf das 2DEG betrachtet. Insbesondere wird hier das Verhalten des Peaks um $B = 0$ T analysiert. Die Untersuchung des negativen Magnetowiderstandes für verschiedene Winkel Θ lässt Aussagen über seine Dimensionalität zu.

Die Probe kann mit einem dafür konstruierten Probenstab im eingebauten Zustand mechanisch im Magnetfeld B gedreht werden. Dabei ist es möglich, die Probe und somit das 2DEG um den Winkel Θ vom senkrecht einfallenden Magnetfeld B_\perp wegzudrehen. Es wird im Folgenden bei einem Winkel von $\Theta = 0^\circ$ begonnen, die Probe befindet sich senkrecht zu den Magnetfeldlinien, dann wird der Winkel in $\Delta\Theta = 5^\circ$ -Schritten vergrößert bis das 2DEG bei etwa $\Theta = 89^\circ$ fast parallel zu den Magnetfeldlinien ist.

In der Abbildung 4.11 (a) ist der negative Magnetowiderstand über das gesamte Magnetfeld B_G für verschiedene Winkel Θ aufgetragen. Der Peak bei $B = 0$ T wird mit zunehmendem Winkel Θ breiter, während die Werte von ρ_0 und $\rho_{xx}(B_p)$

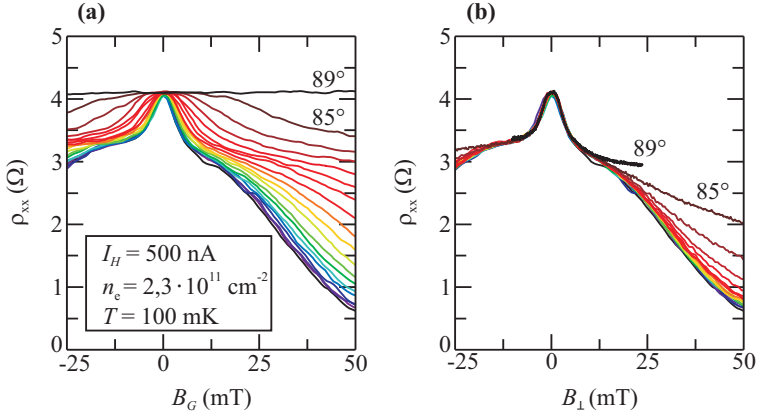


Abbildung 4.11: (a) Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist über das gesamte Magnetfeld B_G für verschiedene Winkel Θ dargestellt. (b) Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist unter den gleichen Bedingungen gegen das senkrechte Magnetfeld B_{\perp} aufgetragen. Der Peak zeigt ein winkelunabhängiges Verhalten.

unverändert bleiben. Dabei verschiebt sich der Wert von $\rho_{xx}(B_p)$ zu höheren Magnetfeldern B .

Um die Abhängigkeit des Peaks vom senkrechten Magnetfeld B_{\perp} zu betrachten, ist in der Abbildung 4.11 (b) der negative Magnetowiderstand gegen das senkrechte Magnetfeld B_{\perp} für die gleichen Winkel Θ aufgetragen. Das senkrechte Magnetfeld B_{\perp} wird aus dem gesamten Magnetfeld B_G und dem Winkel Θ mit $B_{\perp} = B_G \cdot \cos(\Theta)$ bestimmt. Die Krümmung des Peaks sowie der Wert von $\rho_{xx}(B_p)$ und die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ bleiben unverändert für verschiedene Winkel Θ . Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} im Bereich des Riesenmagnetowiderstandes zeigt dagegen eine Abhängigkeit von dem Winkel Θ .

Der Peak um $B = 0$ T ist unabhängig von dem Winkel Θ zum senkrechten Magnetfeld B_{\perp} und somit handelt es sich um einen 2-D Effekt.

4.2.4 Abhängigkeit von dem angelegten Strom I_H

Der letzte hier diskutierte Parameter zur Untersuchung des Verhaltens des Peaks um $B = 0$ T ist der angelegte Strom I_H . Der über den Hallbar angelegte Strom I_H wird variiert, während die anderen Parameter unverändert bleiben. Die stromabhängigen Magnetotransportmessungen wurden für verschiedene Elektronenkonzentrationen n_e durchgeführt, dabei verhält sich der Peaks bei allen Elektronenkonzentrationen n_e gleich.

In der Abbildung 4.12 ist der negative Magnetowiderstand gegen das Magnetfeld B für verschiedene Ströme I_H dargestellt. Der angelegte Strom wird

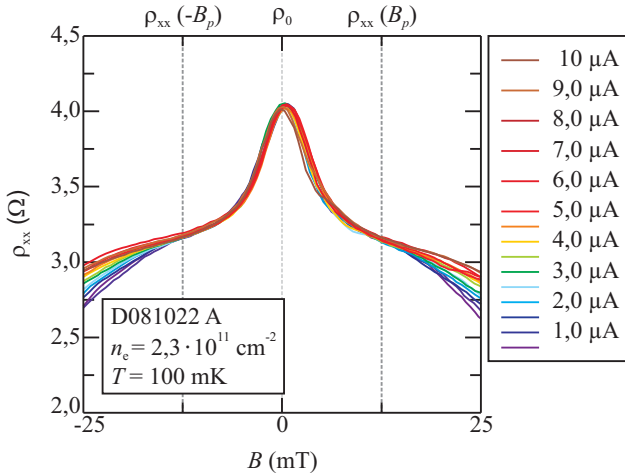


Abbildung 4.12: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist über das Magnetfeld B für verschiedene Ströme I_H aufgetragen. Der Peak um $B = 0$ T ist unabhängig vom angelegten Strom I_H .

von $I_H = 500$ nA in mehreren Schritten auf $I_H = 10 \mu\text{A}$ erhöht. Die Krümmung des Peaks bleibt bei allen Strömen I_H unverändert. Ebenfalls zeigen die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ und der Wert von $\rho_{xx}(B_p)$ keine Abhängigkeit von dem angelegten Strom I_H . Demnach ist der Peak unabhängig vom angelegten Strom I_H . Im Bereich des Riesenmagnetowiderstandes ist der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} allerdings eindeutig stromabhängig.

4.2.5 Theoretisches Modell für den Peak um $B = 0$ T

Aus den vorangegangenen Untersuchungen des Peaks um $B = 0$ T für verschiedene Parameter wird deutlich, dass der Peak unabhängig von dem angelegten Strom I_H ist. Zudem handelt es sich beim Peak um einen 2-D Effekt, was anhand der Unabhängigkeit von dem Winkel Θ zum senkrechten Magnetfeld B_\perp deutlich wird. Von den untersuchten Parametern zeigte der Peak nur von der Elektronenkonzentration n_e und der Temperatur T eine Abhängigkeit.

Beim Erhöhen der Elektronenkonzentration n_e nimmt die Krümmung des Peaks zu, während sich zeitgleich die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ verringert und sich der Wert von $\rho_{xx}(B_p)$ zu niedrigeren Widerständen verschiebt. Die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ und der Wert von $\rho_{xx}(B_p)$ werden von unterschiedlichen Streumechanismen verursacht, da sich ihre Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration n_e klar voneinander unterscheidet (siehe Abbildung 4.5). Das Plateau im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} wird dabei von langreichweitigen Streupotenzialen bestimmt, während

die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ von einem weiteren Streuprozess dominiert wird. In der theoretischen Beschreibung des Peaks muss daher die Wechselwirkung zwischen zwei Streumechanismen berücksichtigt werden.

Das Temperaturverhalten des Peaks wird für eine theoretische Betrachtung in mindestens zwei Bereiche aufgeteilt. Bis etwa $T = 600$ mK zeigt die Krümmung des Peaks sowie die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ keine Temperaturabhängigkeit (siehe Abbildung 4.9). Oberhalb von $T = 1$ K verschiebt sich der Wert von $\rho_{xx}(B_p)$ mit steigender Temperatur T zu höheren Widerständen, während die Krümmung des Peaks abnimmt. Der temperaturabhängige Bereich sollte aufgrund des Temperaturverhaltens der Halbwertsbreite des Peaks weiter unterteilt werden (siehe Abbildung 4.10 (b)).

Um das Verhalten des Peaks besser zu verstehen, wird seine theoretische Beschreibung in ein temperaturunabhängiges Modell und in ein temperaturabhängiges Modell aufgeteilt. Im temperaturunabhängigen Modell wird die Abhängigkeit des Peaks von der Elektronenkonzentration n_e betrachtet. Aufgrund der fast vollständigen Ionisierung des X-Minimums zwischen dem metallischen Topgate und dem 2DEG wird bei Temperaturen über $T = 1$ K die Topgate-Spannung abgeschirmt, deswegen kann im temperaturabhängigen Modell nur die Abhängigkeit von der Temperatur T untersucht werden.

Temperaturunabhängiges Modell

Im Folgenden werden die Magnetotransportmessungen für Temperaturen unterhalb von $T = 600$ mK analysiert. Im temperaturunabhängigen Bereich wird der Peak um $B = 0$ T durch die Wechselwirkung zwischen zwei verschiedenen Streupotenzialen beschrieben.

In dem Abschnitt 4.2.1 wurde für diesen Temperaturbereich bereits gezeigt, dass der Werte von $\rho_{xx}(B_p)$ und die Höhe des Peaks $\Delta\rho_{xx}$ unterschiedlich stark von der Elektronenkonzentration n_e abhängen. Die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ nimmt dabei mit $\propto n_e^{-1/2}$ deutlich geringer mit steigender Elektronenkonzentration n_e ab als der Wert von $\rho_{xx}(B_p)$. Der Wert von $\rho_{xx}(B_p)$ wird aufgrund seiner Abhängigkeit von $\propto n_e^{-5/2}$ durch langreichweitige Streupotenziale dominiert, während die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ einem anderem Streumechanismus zugrunde liegt.

Ein Modell, das diesen Peak anhand von der Wechselwirkung von zwei Arten von Streuern beschreiben könnte, wurde von Mirlin *et al.* [14] vorgestellt. Die Höhe des Peaks $\Delta\rho_{xx}$ hängt nach Mirlin *et al.* [14] von zufällig verteilter starker Streuer ab. Die Krümmung des Peaks wird demnach durch die Wechselwirkung zwischen den starker Streuern und gleichmäßig verteilter, langreichweitiger Streupotenzialen verursacht. Die Kombination dieser beiden Arten von Unordnung führt zu einem negativen Magnetowiderstand, in diesem Fall zu dem Peak um $B = 0$ T. Der durch die Wechselwirkung verursachte negative Magnetowiderstand wird außerdem von einer Sättigung im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} begleitet.

Die seltenen starken Streuer, die den Magnetotransport um $B = 0$ T so stark

beeinflussen, werden mit starren Scheiben verglichen, die einen Radius von r_S haben. Unter Berücksichtigung der starken Streuer, folgt für die mittlere freie Weglänge $\ell_S = v_F \cdot \tau_S$, wobei v_F die Fermi-Geschwindigkeit ist und τ_S die Transportstreuzeit für die starken Streuer ist. Zusätzlich ist die mittlere freie Weglänge abhängig von dem durchschnittliche Radius r_S der starken Streuer und ihrer Konzentration n_S , so dass $\ell_S \propto (n_S r_S)^{-1}$ folgt, wobei $n_S^{-1/2} \gg r_S \gg k_F^{-1}$ gilt.

Das langreichweitige Streupotenzial setzt sich aus weiteren möglichen Streuquellen zusammen, die sich nicht in unmittelbarer Nähe des 2DEG befinden. Die DX-Zentren, die durch die δ Si-Dotierung des Probenmaterials entstehen, dominieren normalerweise diesen Streuprozess. Da die verwendeten hochbeweglichen Probenmaterialien beide mit einer dicken Spacer-Schicht von $d = 70$ nm gewachsen wurden, kommen weitere Streumechanismen wie das Streupotenzial von Gitterfehlern und die Großwinkelstreuungen an Oberflächenrauigkeiten am Übergang zum Quantentopf zum Tragen [14]. Die mittlere freie Weglänge der langreichweitigen Streuquellen entspricht $\ell_L = v_F \cdot \tau_L$, wobei v_F die Fermi-Geschwindigkeit ist und τ_L die korrespondierende Transportstreuzeit ist.

Die Sättigung im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} wird nach Mirlin *et al.* [14] wie erwartet von dem langreichweitigen Streupotenzial dominiert, so folgt für die Transportstreuzeit

$$\tau_L = \frac{m^*}{e^2 n_e \rho_{xx}(B_p)}, \quad (4.3)$$

wobei m^* die effektive Masse für GaAs ist, e die Elektronenladung ist, n_e die Elektronenkonzentration ist und $\rho_{xx}(B_p)$ der Sättigung im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} entspricht.

Nach Mirlin *et al.* [14] muss für hochbewegliche 2DEG zusätzlich die Annahme $\tau_L \sim \tau_S$ gelten. Bei dieser Annahme wird davon ausgegangen, dass es einen Übergang von dem durch die Wechselwirkung der beiden Arten von Unordnung dominierten Bereich zu dem Bereich gibt, der nur noch von dem langreichweitige Streupotenzial beeinflusst wird. Der Übergang von $\rho_0 = (m/e^2 n_e)(\tau_L^{-1} + \tau_S^{-1})$ zu $\rho_{xx}(B_p)$ liegt im Bereich der Sättigung des Längswiderstandes ρ_{xx} vor.

Der Peak um 0 T wird in dem Fall einer hochbeweglichen Probe wie folgt ausgedrückt

$$\rho_{xx} = \rho_0 - \rho_0 \frac{\omega_c^2}{\omega_0^2} = \rho_0 - \rho_0 \frac{e^2 B^2}{n_e n_S \hbar^2} \left(\frac{\tau_L}{2\tau_S} \right)^{1/2}, \quad (4.4)$$

mit der Zyklotronfrequenz $\omega_c = eB/m^*$ und $\omega_0 = \sqrt{2\pi n_S v_F (2\tau_S/\tau_L)^{1/4}}$ unter der Bedingung $\omega_c < \omega_0$. Die Gleichung (4.4) berücksichtigt die zuvor beobachtete parabolische Magnetfeldabhängigkeit und ist temperaturunabhängig. Die Krümmung des Peaks wird durch den zweiten Teil der Gleichung (4.4) beschrieben. Werden nun die Transportstreuzeiten unter der Annahme $\tau_L \sim \tau_S$ in die Gleichung (4.4)

eingesetzt, folgt für die Krümmung des Peaks

$$\rho_0 \frac{e^2}{n_e n_S h^2} \left(\frac{\tau_L}{2\tau_S} \right)^{1/2} = \rho_0 \frac{e^2}{n_e n_S h^2} \left(\frac{\rho_0 - \rho_{xx}(B_p)}{2\rho_{xx}(B_p)} \right)^{1/2}. \quad (4.5)$$

Dabei ist $\rho_0 - \rho_{xx}(B_p) = \Delta\rho_{xx}$ die Peakhöhe und $\rho_{xx}(B_p)$ entspricht der Sättigung im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} . Anhand der Gleichung (4.5) kann aus den drei charakteristischen Parametern des Peaks die Konzentration der starken Streuer n_S bestimmt werden.

Im Unterschied zu Dai *et al.* [13] wird in dieser Auswertung davon ausgegangen, dass das angedeutete Plateau bei $B_p = \pm 12$ mT in der Abbildung 4.1 schon die besagte Sättigung des spezifischen Längswiderstandes ρ_{xx} ist und nicht die Sättigung bei $B = \pm 75$ mT (ρ_{min}) kurz bevor die SdH-Oszillationen beginnen. Die Begründung für diese Annahme liegt in dem unterschiedlichen Verhalten des Peaks und des Riesenmagnetowiderstand bei verschiedenen Elektronenkonzentrationen n_e unterhalb von $T = 600$ mK. Die Sättigung im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} bei B_p wird wie erwartet von dem langreichweitigen Streupotenzial verursacht und die entsprechende Transportstreuzeit τ_L hängt somit von dem Wert von $\rho_{xx}(B_p)$ ab. Der Wert von $\rho_{xx}(B_p)$ entspricht in etwa der Höhe des Riesenmagnetowiderstandes. Die Höhe des Peaks hängt dagegen von $\Delta\rho_{xx} = \rho_0 - \rho_{xx}(B_p)$ ab und somit von der Transportstreuzeit der starken Streuer τ_S . Die aus den einzelnen Magnetotransportmessungen bestimmten Transportstreuzeiten zeigen, dass die Annahme $\tau_L \sim \tau_S$ für die verwendeten hochbeweglichen 2DEG immer erfüllt ist. Die Abhängigkeiten der Transportstreuzeiten von der Elektronenkonzentration $\tau_L \propto n^{3/2}$ und $\tau_S \propto n^{-1/2}$ werden durch die Beobachtung bestätigt, dass der Riesenmagnetowiderstand mit fallender Elektronenkonzentration n_e immer deutlicher wird, während sich die Höhe des Peaks $\Delta\rho_{xx}$ nur geringfügig ändert [11]. Nach Dai *et al.* soll der Wert von ρ_{min} die Sättigung im Längswiderstand ρ_{xx} angeben. Dagegen spricht aber, dass der Wert von ρ_{min} temperaturabhängig ist und eine Temperaturabhängigkeit wird in der Gleichung 4.4 nicht berücksichtigt. Außerdem beinhalten die verwendeten Probenmaterialien eindeutig ein hochbewegliches 2DEG, doch mit ρ_{min} als Wert der Sättigung würde $\tau_L \gg \tau_S$ gelten und die Annahme $\tau_L \sim \tau_S$ wäre nicht erfüllt. Der Wert von ρ_{min} beschreibt demnach nicht den Peak um $B = 0$ T, sondern er gehört zu den charakteristischen Parametern des Riesenmagnetowiderstandes.

Die Konzentration der starken Streuer n_S wird aus den Krümmungen der experimentell bestimmten Parabeln und den Werten für ρ_0 und $\rho_{xx}(B_p)$ aus der Gleichung 4.5 bestimmt. In der Abbildung 4.13 ist die Konzentration der starken Streuer n_S über die Elektronenkonzentration n_e für beide hochbeweglichen Materialien doppelt-logarithmisch aufgetragen. Bei der Berechnung der Bandstruktur mit dem Programm '1D Poisson.exe' von Snider *et al.* [46, 47] wurde eine Hintergrunddotierung von $n_S^{3-D} \sim 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ angenommen. Anhand des Bohrschen Radius a für GaAs lässt sich aus der 3-D Hintergrunddotierung die Konzentration

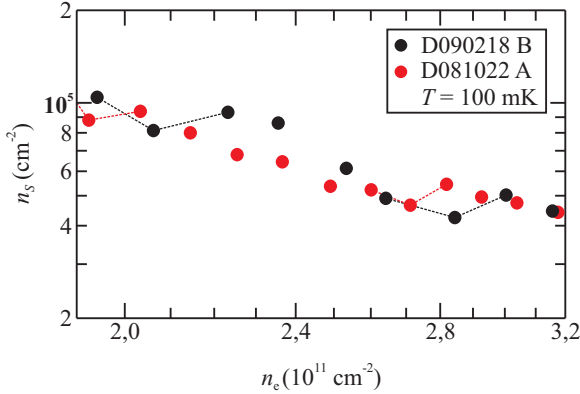


Abbildung 4.13: Die Konzentration der starken Streuer n_S ist gegen die Elektronenkonzentration n_e für beide hochbeweglichen Probenmaterialien doppellogarithmisch dargestellt. Es wird eine Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration n_e beobachtet.

der starken Streuer n_S bestimmen, somit folgt $n_S = n_S^{3-D} \cdot a = 2 \cdot 10^6$ cm $^{-2}$ [14]. Die aus dem Experiment bestimmten Werte für die Konzentrationen der starken Streuer n_S in der Abbildung 4.13 sind demnach deutlich geringer als von der Hintergrunddotierung erwartet. Zudem zeigt sich eine unerwartete Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration mit $\propto n_e^{-5/2}$. Die Konzentrationen der starken Streuer n_S sind für beide Probenmaterialien ähnlich und es wird die gleiche Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration n_e beobachtet. Dies spiegelt sich auch in der vergleichbaren Qualität der Probenmaterialien wider. In der Abbildung 4.13 sind außerdem Stufen in der Konzentration der starken Streuer n_S sowohl für das Material D090218 B als auch für das Material D081022 A zu sehen. Die Stufen in der Konzentration der starken Streuer n_S deuten darauf hin, dass sich in dem Probenmaterial abhängig von der Elektronenkonzentration n_e etwas ändert. Die Abhängigkeit der starken Streuer n_S von der Elektronenkonzentration n_e spricht dafür, dass es sich bei den seltenen starken Streuern nicht um starre Streuquellen handelt, sondern ihr Radius r_S oder ihre Konzentration n_S durch das Anlegen einer Topgate-Spannung U_{TG} variiert wird. Bei den starken Streuern kann es sich z. B. um Regionen unterschiedlicher Elektronenkonzentrationen n_e (engl. charge puddles) handeln.

Die Wechselwirkung von starken Streuern und einem langreichweitigen Streupotenzial nach Mirlin *et al.* [14] beschreibt den Peak unterhalb von $T = 600$ mK korrekt. Das verwendete theoretische Modell geht auf die parabolische Magnetfeldabhängigkeit sowie auf die Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration n_e ein. Es werden zusätzlich die Unterschiede zwischen dem Peak und dem Riesen-

magnetowiderstand berücksichtigt. Allerdings bleibt zu klären, von welcher Natur die starken Streuer genau sind und warum sie von der Elektronenkonzentration n_e abhängen.

Temperaturabhängiges Modell

Das Verhalten des Peaks im temperaturabhängigen Modell ist komplexer. Unter anderem wird in diesem Bereich der Übergang zu einem Bloch-Grüneisen Regime beobachtet [61–63].

Der Peak verschwindet ab $T = 600$ mK mit zunehmender Temperatur T . Die Krümmung des Peaks nimmt mit steigender Temperatur T ab und die Werte von ρ_0 und $\rho_{xx}(B_p)$ verlagern sich zu höheren Widerständen. Außerdem nimmt die Höhe des Peaks $\Delta\rho_{xx}$ ab, während die Halbwertsbreite des Peaks zunimmt (siehe Abbildung 4.8). Die Beschreibung des Peaks ist für den temperaturabhängigen Bereich anspruchsvoller, weil die Elektronen zusätzlich an akustischen Phononen streuen.

Die Elektronen streuen bei hohen Temperaturen T nicht nur an den Verunreinigungen des Probenmaterials wie z. B. den starken Streuern, sondern auch an thermischen angeregten akustischen Phononen. In der Abbildung 4.9 ist der Wert von ρ_0 bis $T = 1$ K konstant bei $2,4 \Omega$, hier wird der Magnetotransport durch Streuungen an Verunreinigungen dominiert. Erst für höhere Temperaturen T muss die Streuung an den akustischen Phononen berücksichtigt werden. Der temperaturabhängige Wert von $\rho_0(T)$ wird durch $\rho_0(T) = \rho_{im} + \rho_{ph}(T)$ beschrieben, wobei ρ_{im} der temperaturunabhängige Anteil von den Verunreinigungen ist und $\rho_{ph}(T)$ ist der temperaturabhängige Anteil von der Streuung mit akustischen Phononen.

Zur Bestimmung des Anteils der Streuung an akustischen Phononen $\rho_{ph}(T)$

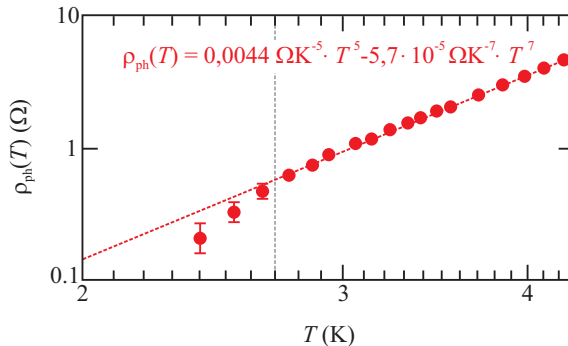


Abbildung 4.14: Der Anteil der akustischen Phononen $\rho_{ph}(T)$ ist über die Temperatur T doppelt-logarithmisch aufgetragen. Die Temperaturabhängigkeit der akustischen Phononen $\rho_{ph}(T)$ weist auf ein Bloch-Grüneisen Regime hin [61–63].

wird von dem experimentell beobachteten Wert von $\rho_0(T)$ die Streuung an den Verunreinigungen ρ_{im} abgezogen [63]. So folgt für die temperaturabhängig Streuung an den akustischen Phononen $\rho_{ph}(T) = \rho_0(T) - \rho_{im}$. In der Abbildung 4.14 liegt der Anteil der akustischen Phononen $\rho_{ph}(T)$ über die Temperatur T doppelt-logarithmisch dargestellt. Der Anteil $\rho_{ph}(T)$ nimmt mit steigender Temperatur T zu. Die Streuung an den akustischen Phononen $\rho_{ph}(T)$ sollte dabei eine Temperaturabhängigkeit von $\propto T^5$ zeigen [64], doch in der Abbildung 4.14 wird eine deutlich höhere Abhängigkeit von der Temperatur T beobachtet.

Um die höhere Abhängigkeit der Streuung an akustischen Phononen von der Temperatur T zu verstehen, wird zunächst das Temperaturverhalten des spezifischen Widerstandes ρ bei Metallen betrachtet. Die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes ρ bei Metallen ist für hohe Temperaturen proportional zu T , fällt die Temperatur allerdings unter die Debye-Temperatur Θ_D steigt die Abhängigkeit auf T^5 . Dieser Übergang spiegelt die Änderung in der Streuung der Elektronen wider. Bei der Debye-Temperatur Θ_D sind alle möglichen Phononen-Zustände gerade besetzt. In 2-D Systemen ist die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes ρ deutlich stärker als bei 3-D Systemen. Hier nehmen nicht alle möglichen Phononen aufgrund der geringeren Dimensionalität an der Streuung mit den Elektronen teil. Die entsprechende Übergangstemperatur hängt von der Schallgeschwindigkeit s ab und wird Bloch-Grüneisen Temperatur Θ_{BG} genannt. Die Bloch-Grüneisen Temperatur Θ_{BG} ist kleiner als die Debye-Temperatur Θ_D und wird durch

$$\Theta_{BG} = \frac{2k_F \hbar s}{k_B} \quad (4.6)$$

ausgedrückt, wobei s die Schallgeschwindigkeit in GaAs ist, k_B die Boltzmannkonstante ist und k_F der Radius der Fermi-Kugel ist. Im Folgenden wird nur der akustische Zweig der Phononen betrachtet. Der optische Phononen-Zweig kann vernachlässigt werden, da die temperaturabhängigen Magnetotransportmessungen unterhalb von $T = 10$ K durchgeführt wurden. Der Beitrag der akustischen Phononen in einem Bloch-Grüneisen Regime ist beschrieben durch Deformationspotenziale, die proportional zu T^7 sind, und durch piezoelektrische Streuungen, die proportional zu T^5 sind [61–63]. Beide Anteile gelten sowohl für den transversalen Phononen-Zweig, als auch für den longitudinalen Phononen-Zweig. Bei den verwendeten hochbeweglichen Materialien liegt die Bloch-Grüneisen Temperatur Θ_{BG} für transversale Phononen bei $\Theta_{BG_t} = 6,1$ K und für longitudinale Phononen bei $\Theta_{BG_l} = 11$ K. Der Temperaturbereich in der Abbildung 4.14 liegt also innerhalb des Bloch-Grüneisen Regimes. Der Wert von $\rho_{ph}(T)$ kann in der Abbildung 4.14 durch $\rho_{ph}(T) = -\rho_{im} + 0,0044 \Omega \text{ K}^{-5} \cdot T^5 - 5,7 \cdot 10^{-5} \Omega \text{ K}^{-7} \cdot T^7$ ausgedrückt werden. Die Streuung an den akustischen Phononen $\rho_{ph}(T)$ wird durch das Bloch-Grüneisen Regime beschrieben. Erst oberhalb von 11 K ändert sich die Temperaturabhängigkeit der akustischen Phononen.

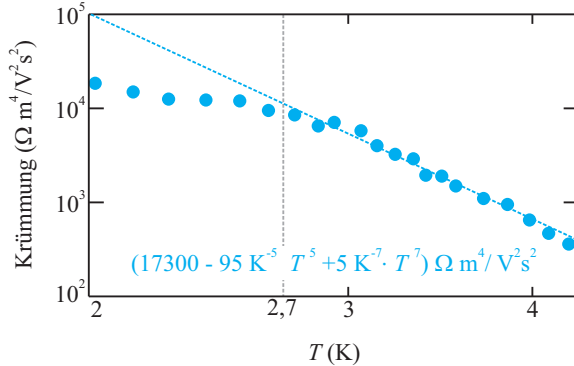


Abbildung 4.15: Die Krümmung des Peaks ist über die Temperatur T doppelt-logarithmisch dargestellt. Es wird die gleiche Temperaturabhängigkeit wie bei den akustischen Phononen $\rho_{ph}(T)$ beobachtet.

Aus dem temperaturunabhängigen Modell ist bekannt, dass die Krümmung des Peaks nach der Gleichung (4.5) von den Werten von ρ_0 und $\rho_{xx}(B_p)$ abhängt. Dieses Verhalten wird auch im temperaturabhängigen Bereich beobachtet. In der Abbildung 4.15 ist die Krümmung des Peaks über die Temperatur T doppelt-logarithmisch abgebildet. Die Krümmung des Peaks zeigt für Temperaturen zwischen $2,7 \text{ K} < T < 4,3 \text{ K}$ eine Temperaturabhängigkeit, die proportional zu $A+B \cdot T^5+C \cdot T^7$ ist, wobei für $A = 17300 \Omega \text{ m}^4 / (\text{V}^2 \text{ s}^2)$, $B = -95 \Omega \text{ m}^4 / (\text{V}^2 \text{ s}^2 \text{ K}^5)$ und $C = 5 \Omega \text{ m}^4 / (\text{V}^2 \text{ s}^2 \text{ K}^7)$ gilt. Die theoretische Beschreibung des Peaks im temperaturabhängigen Bereich muss also unter der Berücksichtigung des Bloch-Grüneisen Regimes betrachtet werden.

Der temperaturabhängige Peak um $B = 0$ T ist in seiner theoretischen Beschreibung deutlich komplexer als in dem temperaturunabhängigen Modell. Unterhalb der Bloch-Grüneisen Temperatur Θ_{BG} muss sowohl für den Wert von $\rho_0(T)$ als auch für die Krümmung des Peaks ein Bloch-Grüneisen Regime berücksichtigt werden. Allerdings gibt es im Bereich des Bloch-Grüneisen Regimes noch keine weitere theoretische Beschreibung für den Peak. Des Weiteren müssen im temperaturabhängigen Modell zusätzlich Übergangsbereiche beachtet werden, wie z.B. der Übergang vom temperaturunabhängigen Modell zum Bloch-Grüneisen Regime zwischen $1 \text{ K} < T < 2,5 \text{ K}$.

4.3 Riesenpeak um $B = 0$ T

Der negative differentielle Magnetowiderstand - unterteilt in den Peak und den Riesenmagnetowiderstand - wird für beide hochbeweglichen Probenmaterialien für verschiedene Geometrien sowohl mit Topgate als auch ohne Topgate beobachtet. Das Verhalten des Peaks ist dabei für beide Probenmaterialien gleich. Allerdings wird beim Probenmaterial D090218 B neben dem bisher beschriebenen Peak, zwischen einzelnen Längskontakten ein deutlich höherer und breiterer Peak um $B = 0$ T aufgezeichnet.

In der Abbildung 4.16 ist der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} über das Magnetfeld B für verschiedene Längskontakte aufgetragen. Zwischen den rot eingefärbten Kontakten wird ein negativer Magnetowiderstand mit einem Riesenpeak beobachtet, während für die schwarzen Kontakte der vorher beschriebene Peak zu sehen ist. Der Riesenpeak verhält sich für verschiedene Parameter ähnlich wie der typische Peak. Unterhalb von $T = 600$ mK ist der Riesenpeak temperaturunabhängig, weiterhin zeigt er keine Abhängigkeit von dem angelegten Strom I_H . Auch beim Kippen des 2DEG zum senkrechten Magnetfeld B_{\perp} ist keine Abhängigkeit erkennbar. Doch beim Variieren der Elektronenkonzentration n_e zeigt der Riesenpeak ein anderes Verhalten als der typische Peak.

Zur Verdeutlichung des Unterschieds wird zunächst der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} um ρ_0 reduziert und in der Abbildung 4.17 über das Magnetfeld B für verschiedene Elektronenkonzentrationen n_e dargestellt. Die Elektronenkonzentration wurde dabei von $n_e = 3,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ in etwa $\Delta n_e = 0,075 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ -Schritten auf $n_e = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ verringert. Es ist ein Anstieg der Höhe des Riesenpeaks wie

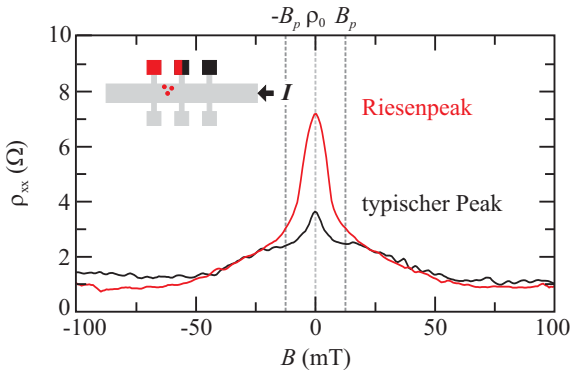


Abbildung 4.16: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist über das Magnetfeld B für verschiedene Längskontakte dargestellt. Der vorher beobachtete typische Peak (schwarz) und der Riesenpeak (rot) werden zeitgleich in derselben Probe beobachtet. Die Skizze zeigt einen Hallbar mit Verunreinigungen zwischen zwei Längskontakten.

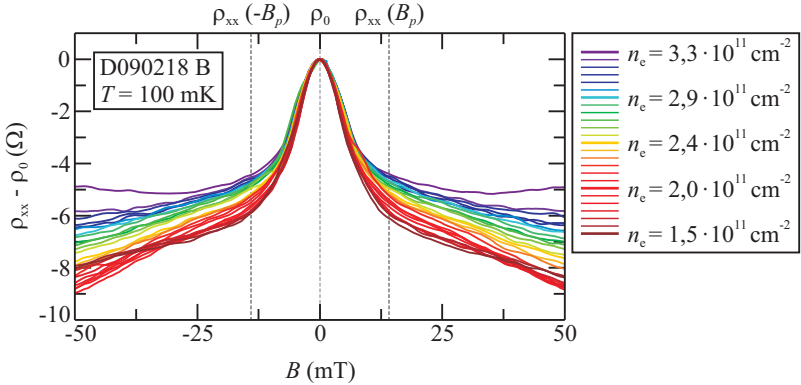


Abbildung 4.17: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} um ρ_0 reduziert ist über das Magnetfeld B für verschiedene Elektronenkonzentrationen n_e aufgetragen. Die Krümmung des Riesenpeaks verringert sich mit zunehmender Elektronenkonzentration n_e .

beim typischen Peak mit abnehmender Elektronenkonzentration n_e zu beobachten. Allerdings nimmt die Krümmung der experimentell bestimmten Fitparabel hier signifikanter im Vergleich zum typischen Peak zu.

Zur genaueren Untersuchung ist in der Abbildung 4.18 (a) der Wert von $\rho_{xx}(B_p)$ und die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ des Riesenpeaks gegen die Elektronenkonzentration n_e doppelt-logarithmisch aufgetragen. Der Wert von $\rho_{xx}(B_p)$ verschiebt sich wie erwartet mit steigender Elektronenkonzentration n_e zu niedrigeren Widerständen, dabei zeigt sich für den Riesenpeak die gleiche Abhängigkeit von $\rho_{xx}(B_p) \propto n_e^{-5/2}$, die bereits für den typischen Peak in dem Abschnitt 4.2.1 beobachtet wurde. Die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ nimmt mit steigender Elektronenkonzentration n_e ab. Trotz der deutlich größeren Höhe des Riesenpeaks im Vergleich zu dem typischen Peak, ist die Abhängigkeit der Höhe $\Delta\rho_{xx}$ von der Elektronenkonzentration mit $\Delta\rho_{xx} \propto n_e^{-1/2}$ die Gleiche. Demnach werden der Wert von $\rho_{xx}(B_p)$ und die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ genauso wie beim vorher beschriebenen typischen Peak von zwei unterschiedlichen Streumechanismen dominiert. Der Riesenpeak wird ebenfalls von der Wechselwirkung von starken Streuern und einem langreichweitigen Streupotenzial bestimmt.

Es bleibt zu prüfen, wie sich die Krümmung des Riesenpeaks mit der Elektronenkonzentration n_e ändert. In der Abbildung 4.18 (b) ist die Krümmung des Riesenpeaks über die jeweilige Elektronenkonzentration n_e doppelt-logarithmisch dargestellt. Die Krümmung nimmt proportional zu $n_e^{-1/2}$ mit steigender Elektronenkonzentration ab, während die Krümmung des typischen Peaks mit $\propto n_e^{1/4}$ zunimmt (siehe Abschnitt 4.2.1). Damit zeigt die Krümmung des Riesenpeaks die gleiche Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration n_e wie seine Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$.

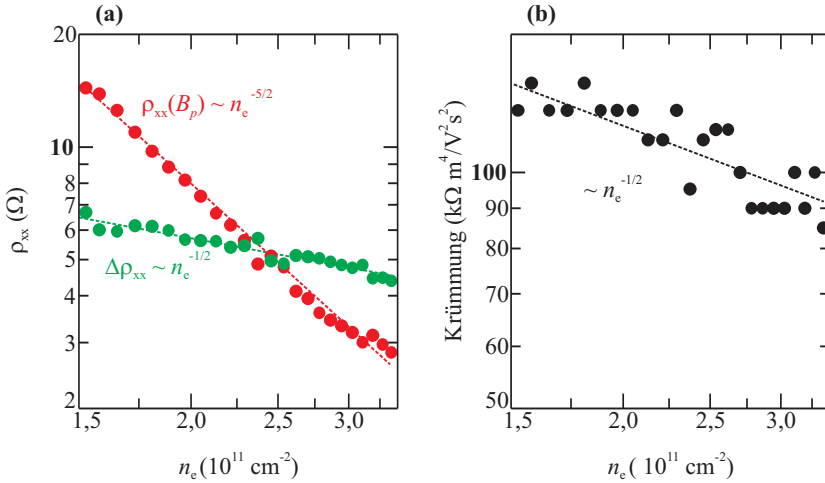


Abbildung 4.18: (a) Der Wert von $\rho_{xx}(B_p)$ und die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ des Riesenpeaks sind über die Elektronenkonzentration n_e doppelt-logarithmisch dargestellt. (b) Die Krümmung des Riesenpeaks ist gegen die Elektronenkonzentration n_e doppelt-logarithmisch aufgetragen. Die entsprechenden Abhängigkeiten sind ebenfalls eingetragen.

Die aus dem Riesenpeak bestimmte Konzentration der starken Streuer n_S ist merklich höher als für den typischen Peak. In der Abbildung 4.19 ist die Konzentration der starken Streuer n_S über die Elektronenkonzentration n_e für beide Peakarten zu sehen. Dabei ist nicht nur die Konzentration der starken Streuer n_S für den Riesenpeak (rot) höher, sie hängt auch mit $\propto n_e^{-1}$ geringer von der Elektronenkonzentration ab. Die Konzentration der starken Streuern n_S ist demnach bei dem Probenmaterial D090218 B inhomogen.

Die Ursachen des Riesenpeaks können lokale Verunreinigungen in einem Teil der Probengeometrie sein wie sie in der Abbildung 4.16 eingezeichnet sind. Die zusätzlichen Verunreinigungen führen zu höheren Streuraten zwischen einzelnen Längskontakten und somit zu einem höheren spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} . Entsprechend muss hier die Konzentration der starken Streuer n_S höher sein als zwischen anderen Längskontakten. Warum sich aber die Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration n_e von dem typischen Peak unterscheidet, muss durch weitere Überlegungen zur Natur der starken Streuer geklärt werden.

Der Riesenpeak tritt vereinzelt zwischen bestimmten Längskontakten auf, während zeitgleich für andere Kontakte der vorher beschriebene kleinere Peak beobachtet wird. Nur für die Variation der Elektronenkonzentration n_e zeigt der Riesenpeak ein Unterschied zu dem Verhalten des typischen Peaks. Die Krümmung

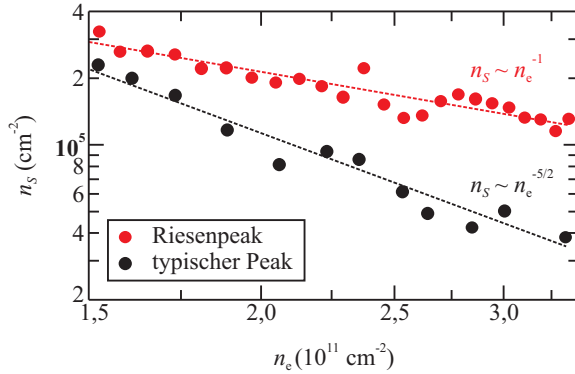


Abbildung 4.19: Die Konzentration der starken Streuer n_S ist über die Elektronenkonzentration n_e für den typischen Peak (schwarz) und den Riesenpeak (rot) doppelt-logarithmisch aufgetragen. Nicht nur die Konzentration der starken Streuer n_S unterscheidet sich bei beiden Peakarten voneinander sondern auch ihre Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration n_e .

des Riesenpeaks nimmt mit steigender Elektronenkonzentration proportional zu $n_e^{-1/2}$ ab. Auch die Abhängigkeit der Konzentration der starken Streuer n_S von der Elektronenkonzentration n_e im Bereich des Riesenpeaks ist eine andere als beim typischen Peak. Demnach muss für den Riesenpeak zusätzlich ein lokales Streupotenzial berücksichtigt werden.

4.4 Der Riesenmagnetowiderstand

Der negative differentielle Magnetowiderstand ohne Peak um $B = 0$ T wurde bereits von Paalanen *et al.* [8] für verschiedene Temperaturen T untersucht. Dabei wurde eine logarithmische Temperaturabhängigkeit bestimmt. Allerdings wird in letzter Zeit bei höheren Elektronenbeweglichkeiten μ_e eine abweichende Temperaturabhängigkeit des Riesenmagnetowiderstandes beobachtet [11, 12]. Zudem wurde erst vor kurzem eine Abhängigkeit des Riesenmagnetowiderstandes vom senkrechten Magnetfeld B_{\perp} bestimmt [12]. Im Rahmen dieser Arbeit war es erstmals möglich den Riesenmagnetowiderstand in Abhängigkeit der Elektronenkonzentration n_e zu betrachten. Hierbei wurde klar, dass der Riesenmagnetowiderstand mit abnehmender Elektronenkonzentration n_e immer deutlicher ausgeprägt wird.

Der Riesenmagnetowiderstand wird gleichfalls durch drei Werte charakterisiert, die anhand von der Abbildung 4.20 erläutert werden. In der Abbildung 4.20 sind die charakteristischen Werte in den spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} eingezeichnet. Dabei handelt es sich um die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes, der Wert des Maximums der angefitteten Parabel ρ_{RM} und die Höhe des Riesenmagnetowiderstandes $\Delta\rho_{RM} = \rho_{RM} - \rho_{min}$. Der Wert von ρ_{min} ist der niedrigste Wert, auf den der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} fällt, bevor die SdH-Oszillationen beginnen.

Im Folgenden werden die charakteristischen Werte des Riesenmagnetowiderstandes analysiert. Es wird unter anderem gezeigt, dass sich das Verhalten des Riesenmagnetowiderstandes für die gewählten Parameter deutlich von dem Verhal-

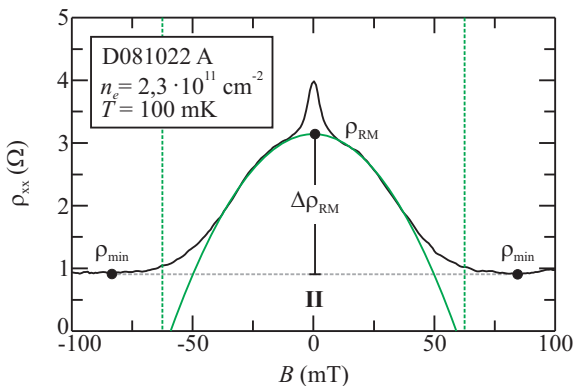


Abbildung 4.20: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist gegen das Magnetfeld B im Bereich des Riesenmagnetowiderstandes aufgetragen. Eingezeichnet sind das Maximum der Fitparabel ρ_{RM} , das Minimum im spezifischen Längswiderstand ρ_{min} bevor die SdH-Oszillationen starten, die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes sowie seine Höhe $\Delta\rho_{RM}$.

ten des Peak um $B = 0$ T (siehe dazu Abschnitt 4.2) unterscheidet. Die gewählten Parameter sind wie bei dem Peak die Elektronenkonzentration n_e in dem Abschnitt 4.4.1, die Temperatur T des 2DEG in dem Abschnitt 4.4.2, der Winkel Θ zwischen dem Magnetfeld und dem 2DEG in dem Abschnitt 4.4.3 und der über den Hallbar angelegte Strom I_H in dem Abschnitt 4.4.4.

4.4.1 Veränderungen mit der Elektronenkonzentration n_e

Der Riesenmagnetowiderstand wird vorwiegend ohne Variation der Elektronenkonzentration n_e untersucht, daher gibt es nur wenige Ergebnisse für verschiedene Elektronenkonzentrationen n_e [15]. Deswegen wird hier zunächst der Einfluss der Elektronenkonzentration n_e auf den Riesenmagnetowiderstand genauer analysiert.

Die Elektronenkonzentration wird von $n_e = 3,2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ in etwa $\Delta n_e = 0,1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ -Schritten auf $n_e = 1,9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ reduziert, während die Temperatur T und der angelegte Strom I_H bei jeder Magnetotransportmessung unverändert bleiben.

In der Abbildung 4.21 ist der negative Magnetowiderstand gegen das Magnetfeld B für verschiedene Elektronenkonzentrationen n_e dargestellt. Der negative Magnetowiderstand lässt sich hierbei in zwei Bereiche unterteilen, einmal in den bereits untersuchten Peak um $B = 0$ T und zum anderen in den Riesenmagnetowiderstand bei höheren Magnetfeldern B . Beim Verringern der Elektronenkonzentration n_e verlagert sich nicht nur der Wert von ρ_0 zu höheren Widerständen

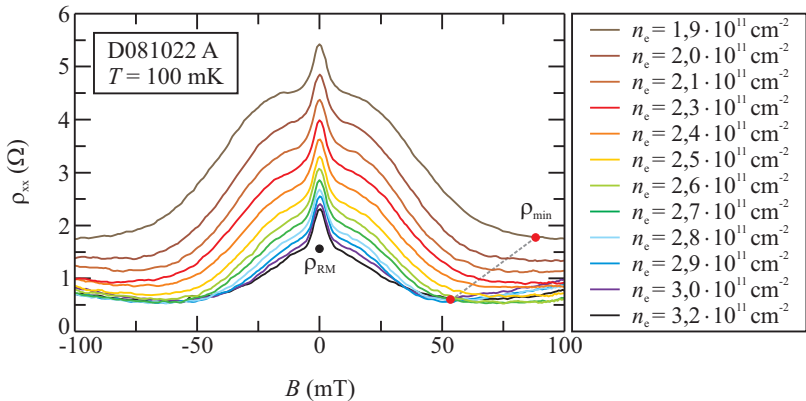


Abbildung 4.21: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist über das Magnetfeld B für verschiedene Elektronenkonzentration n_e aufgetragen. Die Temperatur ist $T = 100$ mK und der angelegte Strom beträgt $I_H = 500$ nA. Der Riesenmagnetowiderstand wird mit abnehmender Elektronenkonzentration n_e immer deutlicher und verschiebt sich zu höheren Widerständen.

sondern auch der Wert von ρ_{RM} . Der Wert von ρ_{min} verschiebt sich erst zu höheren Widerständen, wenn die Elektronenkonzentration kleiner als $n_e = 2,4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ist. Der Riesenmagnetowiderstand wird daher mit abnehmender Elektronenkonzentration n_e immer größer.

Um den Einfluss der Elektronenkonzentration n_e auf den Riesenmagnetowiderstand zu bestimmen, werden die charakteristischen Größen in Abhängigkeit von der Elektronenkonzentrationen n_e betrachtet. In der Auswertung des Riesenmagnetowiderstandes werden auch die Bereiche eines Hallbars berücksichtigt, in denen der Riesenpeak bei dem Probenmaterial D090218 B beobachtet wurde. Dabei zeigt der Riesenmagnetowiderstand für beide Probenmaterialien sowie bei Beobachtung des Riesenpeaks ähnliche Abhängigkeiten von der Elektronenkonzentration n_e .

In der Abbildung 4.22 ist die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes über die Elektronenkonzentration n_e für das hochbewegliche Probenmaterial D081022 A dargestellt. Die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes bleibt demnach bei der Variation der Elektronenkonzentration n_e unverändert.

Im Gegensatz zu der Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes sind die Werte von ρ_{RM} und ρ_{min} abhängig von der Elektronenkonzentration n_e . Entsprechend wird auch in der Höhe des Riesenmagnetowiderstandes $\Delta\rho_{RM}$ eine Abhängigkeit beobachtet. In der Abbildung 4.23 sind die Werte von ρ_{RM} und ρ_{min} sowie die Höhe des Riesenmagnetowiderstandes $\Delta\rho_{RM}$ über die Elektronenkonzentration n_e doppelt-logarithmisch aufgetragen. Die Werte von ρ_{RM} und ρ_{min} verlagern sich zu niedrigeren Widerständen und die Höhe $\Delta\rho_{RM}$ nimmt mit steigender Elektronenkonzentration n_e ab. Da der Wert von ρ_{min} für höhere Elektronenkonzentrationen $n_e > 2,6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ sättigt, werden in der Höhe des

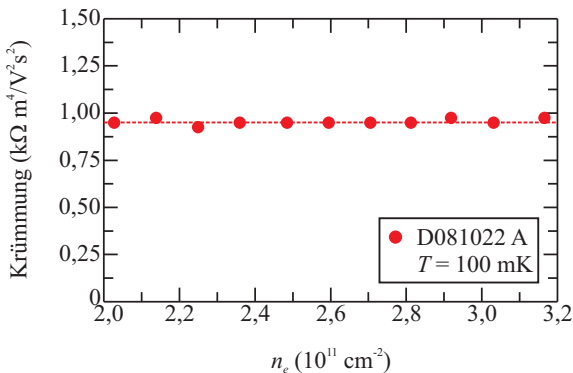


Abbildung 4.22: Die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes ist gegen die Elektronenkonzentration n_e für das Probenmaterial D081022 A aufgetragen. Die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes ist unabhängig von der Elektronenkonzentration n_e .

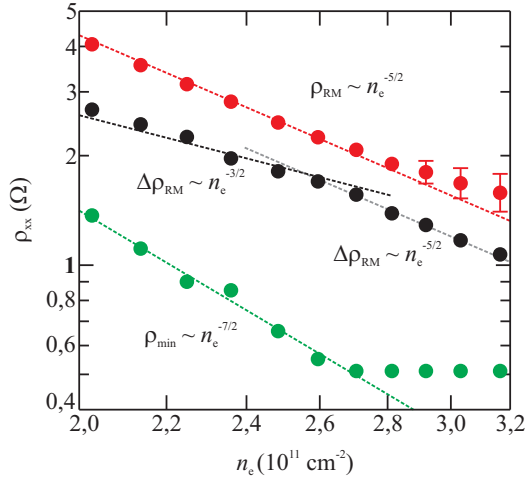


Abbildung 4.23: Die Werte von ρ_{RM} und ρ_{min} sowie die Höhe des Riesenmagnetowiderstandes $\Delta\rho_{\text{RM}}$ sind über die Elektronenkonzentration n_e für das Material D081022 A doppelt-logarithmisch dargestellt. Die Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration n_e für die Werte von ρ_{RM} und ρ_{min} sowie für die Höhe $\Delta\rho_{\text{RM}}$ stimmen für beide hochbeweglichen Probenmaterialien überein.

Riesenmagnetowiderstandes $\Delta\rho_{\text{RM}}$ zwei verschiedene Abhängigkeiten von der Elektronenkonzentration n_e bestimmt. Dabei werden für beide verwendeten hochbeweglichen Probenmaterialien die gleichen Abhängigkeiten beobachtet. Der Wert von ρ_{RM} nimmt wie zu erwarten proportional zu $n_e^{-5/2}$ ab. Die Höhe des Riesenmagnetowiderstandes $\Delta\rho_{\text{RM}}$ nimmt zunächst proportional zu $n_e^{-3/2}$ mit steigender Elektronenkonzentration bis etwa $n_e = 2,6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ab. An dieser Stelle ändert sich die Steigung und die Höhe des Riesenmagnetowiderstandes $\Delta\rho_{\text{RM}}$ verringert sich stärker proportional zu $n_e^{-5/2}$. Beim Reduzieren der Elektronenkonzentration n_e verschiebt sich der Wert von ρ_{min} ab $n_e = 2,6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ proportional zu $n_e^{-7/2}$ zu höheren Widerständen.

Die Höhe des Riesenmagnetowiderstandes $\Delta\rho_{\text{RM}}$ nimmt proportional zu $n_e^{-3/2}$ deutlich schneller ab als die Höhe des Peaks um $B = 0 \text{ T}$, $\Delta\rho_{xx} \propto n_e^{-1/2}$, während sich die Werte von $\rho_{xx}(B_p)$ und ρ_{RM} parallel zueinander zu niedrigeren Widerständen verlagern. Der Riesenmagnetowiderstand wird deswegen mit abnehmender Elektronenkonzentration n_e immer deutlicher, während der Peak scheinbar unverändert bleibt. Im Unterschied zum Peak ist die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes unabhängig von der Elektronenkonzentration n_e .

4.4.2 Temperaturabhängigkeit

Im Folgenden wird der negative Magnetowiderstand im Bereich des Riesenmagnetowiderstandes für verschiedene Temperaturen T ausgewertet. Ähnliche Untersuchungen wurden bereits von den Referenzen [8, 11, 12, 15] durchgeführt, dabei zeigte sich unter anderem eine logarithmische Temperaturabhängigkeit.

Die Temperatur wird von $T = 100$ mK in etwa $\Delta T = 100$ mK-Schritten auf $T = 800$ mK erhöht, während die Elektronenkonzentration n_e und der angelegte Strom I_H konstant bleiben. Die temperaturabhängigen Magnetotransportmessungen wurden für verschiedene Elektronenkonzentrationen n_e durchgeführt.

In der Abbildung 4.24 ist der negative Magnetowiderstand für eine Elektronenkonzentration von $n_e = 2,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ bei verschiedenen Temperaturen T zu sehen. Dabei ist deutlich zu erkennen, dass sich der Wert von ρ_{RM} nicht verändert, während sich das Minimum im spezifischen Längswiderstand ρ_{min} zu höheren Widerständen verschiebt. Die Höhe des Riesenmagnetowiderstandes $\Delta\rho_{\text{RM}}$ nimmt demnach mit steigender Temperatur T ab. Die Krümmung der angefitteten Parabel wird mit zunehmender Temperatur T kleiner und der Riesenmagnetowiderstand wird über $T = 1$ K nicht mehr beobachtet. Das Temperaturverhalten des Riesenmagnetowiderstandes ist für verschiedene Elektronenkonzentrationen n_e ähnlich. Nur die Position des Riesenmagnetowiderstandes verschiebt sich abhängig von der Elektronenkonzentration n_e zu höheren Widerständen.

Der Riesenmagnetowiderstand wird seit seiner ersten Beobachtung von Paalanen *et al.* [8] auf die Elektron-Elektron Wechselwirkung zurückgeführt. Im Rahmen

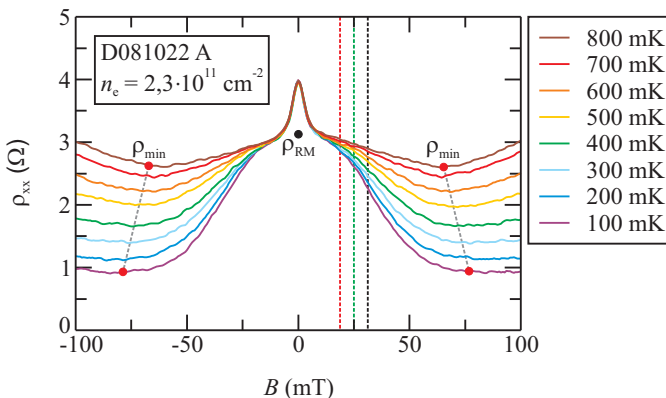


Abbildung 4.24: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist über das Magnetfeld B für verschiedene Temperaturen T aufgetragen. Der Riesenmagnetowiderstand verschwindet mit zunehmender Temperatur T . Das Temperaturverhalten des spezifischen Längswiderstandes ρ_{xx} für die eingezeichneten Magnetfelder B wird gesondert betrachtet.

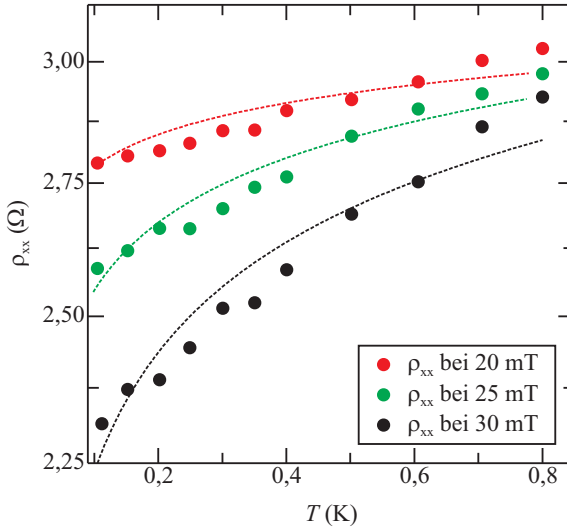


Abbildung 4.25: Der Wert des spezifischen Längswiderstandes ρ_{xx} ist für unterschiedliche Magnetfeld B logarithmisch über die Temperatur T dargestellt. Es wird für alle drei Magnetfelder das von der Elektron-Elektron Wechselwirkung erwartete logarithmische Temperaturverhalten beobachtet.

dieses Modells wird eine logarithmische Temperaturabhängigkeit erwartet. In der Abbildung 4.25 sind deswegen die Werte von ρ_{xx} bei drei verschiedenen Magnetfeldern B logarithmisch über die Temperatur T aufgetragen. Dabei zeigen die Werte von ρ_{xx} annähernd das erwartete Temperaturverhalten (gestrichelte Linien). Demnach ist die Annahme einer Elektron-Elektron Wechselwirkung im Bereich des Riesenmagnetowiderstandes angebracht.

Zur genauen Bestimmung der Temperaturabhängigkeit des Riesenmagnetowiderstandes wird das Verhalten des negativen Magnetowiderstandes bei $n_e = 2,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ genauer untersucht. In der Abbildung 4.26 (a) ist die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes gegen die korrespondierende Temperatur T dargestellt. In der doppelt-logarithmischen Darstellung sind zwei verschiedene Temperaturabhängigkeiten der Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes klar zu erkennen. Diese zwei Bereiche werden bei ähnlichen Temperaturen T für alle gewählten Elektronenkonzentrationen n_e beobachtet. Die Temperaturabhängigkeit der Krümmung ist bis etwa $T = 200 \text{ mK}$ proportional zu $T^{-1/2}$. Wird die Temperatur darüber hinaus erhöht, nimmt die Krümmung mit $\propto T^{-1}$ deutlich schneller ab. Für die verwendeten hochbeweglichen Probenmaterialien wird für die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes nicht die erwartete logarithmische Temperaturabhängigkeit beobachtet. Der Wert von ρ_{min} zeigt in der Abbildung 4.26 (b) bis

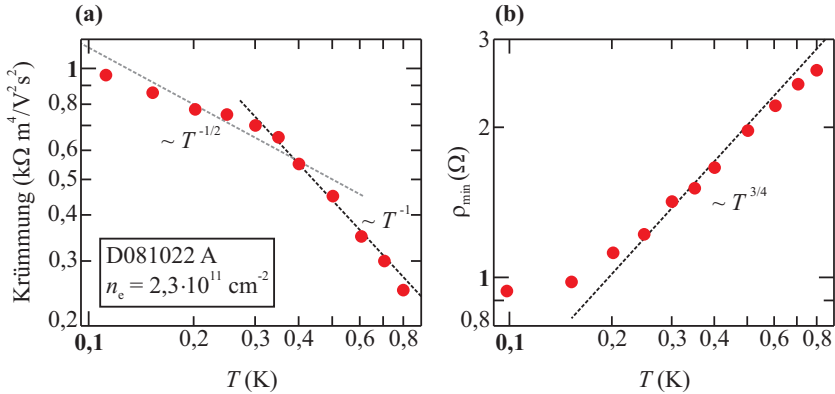


Abbildung 4.26: (a) Die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes ist über die Temperatur T für $n_e = 2,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ doppelt-logarithmisch aufgetragen. (b) Der Wert von ρ_{\min} ist gegen die Temperatur T für die gleiche Elektronenkonzentration n_e ebenfalls doppelt-logarithmisch dargestellt.

etwa $T = 150 \text{ mK}$ ein sättigendes Verhalten. Mit steigender Temperatur verschiebt sich ρ_{\min} dann proportional zu $T^{3/4}$ zu höheren Widerständen.

Die charakteristischen Größen des Riesenmagnetowiderstandes zeigen für alle untersuchten Elektronenkonzentrationen n_e ähnliche Temperaturabhängigkeiten. Der Sättigungsbereich bei einem Wert von ρ_{\min} wird für höhere Elektronenkonzentrationen n_e geringfügig größer.

Der Riesenmagnetowiderstand verschwindet mit zunehmender Temperatur T , bis er etwa bei $T = 1 \text{ K}$ nicht mehr zu beobachten ist. Bei dem Parameter Temperatur T wird auch der Unterschied im Verhalten des Riesenmagnetowiderstandes und des Peaks um $B = 0 \text{ T}$ deutlich. Während der Peak in diesem Temperaturbereich nahezu temperaturunabhängig ist, hängt der Riesenmagnetowiderstand stark von der Temperatur T ab. Aus dem Temperaturverhalten der Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes werden zwei verschiedene Bereiche bestimmt.

4.4.3 Einfluss des senkrechten Magnetfeldes B_{\perp}

Der Einfluss vom senkrechten Anteil des Magnetfeldes B_{\perp} auf den negativen Magnetowiderstand wurde bereits im Bereich des Peaks um $B = 0 \text{ T}$ ausgewertet (siehe Abschnitt 4.2.3). Im Folgenden wird nun der Riesenmagnetowiderstand für verschiedene Winkel Θ untersucht. Dabei zeigt der Riesenmagnetowiderstand eine Winkelabhängigkeit, die schon von Hatke *et al.* [12] an einem vergleichbaren Probenmaterial beobachtet wurde. Die Untersuchung des Riesenmagnetowiderstandes für verschiedene Winkel Θ lässt Aussagen über seine Dimensionalität zu.

Die Probe kann mit einem dafür konstruierten Probenstab im eingebauten

Zustand mechanisch im Magnetfeld B gedreht werden. Dabei wurden die Winkel zwischen $\Theta = 0^\circ$ und $\Theta = 100^\circ$ in $\Delta\Theta = 5^\circ$ -Schritten variiert, während die Temperatur T , der angelegte Strom I_H und die Elektronenkonzentration n_e konstant waren. Die winkelabhängigen Magnetotransportmessungen wurden für verschiedene Elektronenkonzentrationen n_e wiederholt.

In der Abbildung 4.27 (a) ist der negative Magnetowiderstand für eine gegebene Elektronenkonzentration $n_e = 2,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ über das gesamte Magnetfeld B_G bei verschiedenen Winkeln Θ zu sehen. Die Krümmung des Riesenmagnetowiderstand wird mit zunehmendem Winkel Θ kleiner, während sich der Wert von ρ_{RM} nicht verändert. Der Wert von ρ_{min} verlagert sich zeitgleich zu höheren Magnetfeldern B . Diese Beobachtung ist analog zu dem Verhalten des Peaks um $B = 0 \text{ T}$ in dem Abschnitt 4.2.3.

Um eine Aussage über die Abhängigkeit des Riesenmagnetowiderstandes von dem senkrechten Magnetfeld B_\perp zu treffen, ist in der Abbildung 4.27 (b) der negative Magnetowiderstand über das senkrechte Magnetfeld B_\perp für die gleichen Winkel Θ aufgetragen. Das senkrechte Magnetfeld B_\perp wird dazu aus dem gesamten Magnetfeld B_G und dem Winkel Θ mit $B_\perp = B_G \cdot \cos(\Theta)$ bestimmt. Der Riesenmagnetowiderstand verändert sich bis $\Theta = 60^\circ$ in der Abbildung 4.27 (b) nicht. Erst wenn der Winkel darüber hinaus erhöht wird, verringert sich die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes und der Wert von ρ_{min} verlagert sich zu höheren Widerständen. Der Riesenmagnetowiderstand verschwindet zunehmend

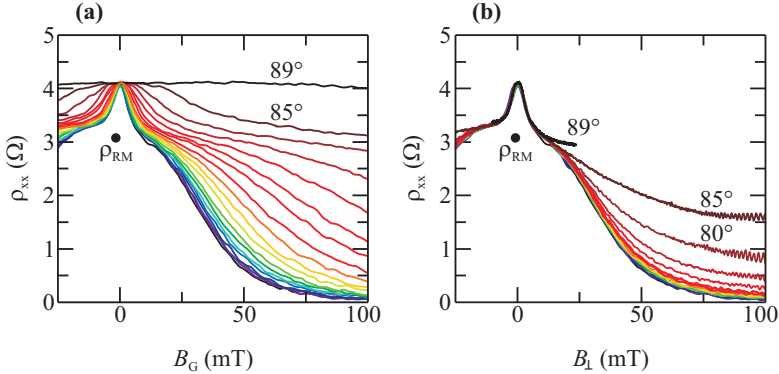


Abbildung 4.27: (a) Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist über das gesamte Magnetfeld B_G für verschiedene Winkel Θ aufgetragen. (b) Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist gegen das senkrechte Magnetfeld B_\perp unter den gleichen Bedingungen dargestellt. Der angelegte Strom beträgt $I_H = 500 \text{ nA}$, die Elektronenkonzentration ist $n_e = 2,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und die Temperatur ist $T = 100 \text{ mK}$. Der Riesenmagnetowiderstand ist abhängig von dem Winkel Θ zum senkrechten Magnetfeld B_\perp .

ab einem Winkel von $\Theta = 60^\circ$ und zeigt damit eine Winkelabhängigkeit, während der Peak um $B = 0$ T unverändert bleibt.

Zur genaueren Analyse der Winkelabhängigkeit des Riesenmagnetowiderstandes ist in der Abbildung 4.28 die Krümmung über die entsprechenden Winkel Θ für das Probenmaterial D090218 B dargestellt. Die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes verringert sich wie erwartet ab einen Winkel von $\Theta = 60^\circ$. Zunächst nimmt die Krümmung nur langsam mit steigendem Winkel Θ ab, aber ab $\Theta = 80^\circ$ wird die Abnahme deutlich stärker. Diese Beobachtung wird unabhängig von den Probenmaterialien und der Elektronenkonzentrationen n_e gemacht.

Auch der Wert von ρ_{min} ist abhängig von dem Winkel Θ zwischen dem 2DEG und dem senkrechten Magnetfeld B_\perp . In der Abbildung 4.29 ist das Verhältnis von den Werten von ρ_{min} zu den Werten von ρ_{RM} über die korrespondierenden Winkel Θ aufgetragen. Zusätzlich sind in der Abbildung 4.29 die entsprechenden Werte aus der Referenz [12] für ein Probenmaterial vergleichbarer Qualität eingezeichnet. Der Vorteil dieser Darstellungen liegt darin, dass bei einem Winkel von $\Theta = 90^\circ$ für das Verhältnis $\rho_{min}/\rho_{RM} \approx 1$ immer gilt. Das Verhältnis von ρ_{min}/ρ_{RM} verlagert sich in der Abbildung 4.29 zunächst geringfügig zu höheren Werten mit steigendem Winkel Θ . Allerdings nimmt das Verhältnis von ρ_{min}/ρ_{RM} ab einen Winkel von $\Theta = 70^\circ$ deutlich stärker zu. Dieses Verhalten wird bei beiden Probenmaterialien für verschiedene Elektronenkonzentrationen n_e beobachtet sowie für die Referenz-Messung von Hatke *et al.* [12]. Die Mittelwerte für die Verhältnisse von ρ_{min}/ρ_{RM} von allen vorliegenden Magnetotransportmessungen liegen um einen Winkel von $\Theta = 82^\circ$.

Der Riesenmagnetowiderstand ist im Gegensatz zum Peak um $B = 0$ T vom Winkel Θ zum senkrechten Magnetfeld B_\perp abhängig. Daraus folgt, dass der

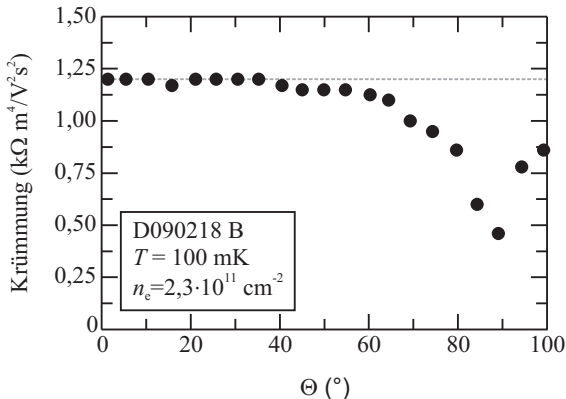


Abbildung 4.28: Die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes ist über den Winkel Θ zu sehen.

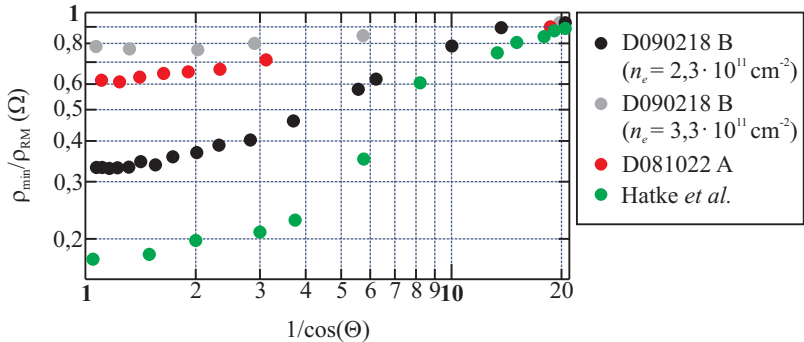


Abbildung 4.29: Das Verhältnis der Werte von ρ_{min} zu den Werten von ρ_{RM} ist über den Winkel Θ für beide verwendeten Probenmaterialien sowie für die Referenzprobe von Hatke *et al.* [12] doppelt-logarithmisch aufgetragen. Ab einem Winkel von $\Theta = 70^\circ$ nimmt das Verhältnis von ρ_{min}/ρ_{RM} deutlich stärker zu.

Riesenmagnetowiderstand kein reiner 2-D Effekt ist, sondern auch von der 3-D Beschaffenheit des hochbeweglichen Probenmaterials abhängt. Die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes reduziert sich ab einem Winkel von etwa $\Theta = 60^\circ$ und der Wert von ρ_{min} verschiebt sich zu höheren Widerständen. Die Mittelwerte für das Verhältnis ρ_{min}/ρ_{RM} liegen für verschiedene Probenmaterialien beim gleichen Winkel Θ . Die Winkelabhängigkeit des Riesenmagnetowiderstandes hängt somit nicht von der Beschaffenheit des Probenmaterials ab, sondern ist eine Eigenschaft des Riesenmagnetowiderstandes.

4.4.4 Abhängigkeit von dem angelegten Strom I_H

Der letzte Parameter zur Untersuchung des negativen Magnetowiderstandes ist der über den Hallbar angelegte Strom I_H . Es wird nur im Fall einer geringen Topgate-Spannung U_{TG} ein stromabhängiges Verhalten des Riesenmagnetowiderstandes beobachtet.

Der zwischen den Stromkontakten angelegte Strom I_H wird variiert. Nachfolgend wird sein Einfluss auf den Riesenmagnetowiderstand untersucht. Der angelegte Strom wurde von $I_H = 100 \text{ nA}$ in mehreren unterschiedlich großen Schritten auf $I_H = 10 \mu\text{A}$ erhöht, während die Elektronenkonzentration n_e und die Temperatur T unverändert blieben. Die stromabhängigen Magnetotransportmessungen wurden für verschiedene Elektronenkonzentrationen n_e durchgeführt.

In der Abbildung 4.30 ist der negative Magnetowiderstand für zwei Elektronenkonzentrationen n_e bei verschiedenen angelegten Strömen I_H zu sehen. Aufgrund der Elektronenkonzentrationen n_e unterscheidet sich der Wert von ρ_{RM} bei beiden Magnetotransportmessungen und damit auch die Höhe des Riesenmagnetowider-

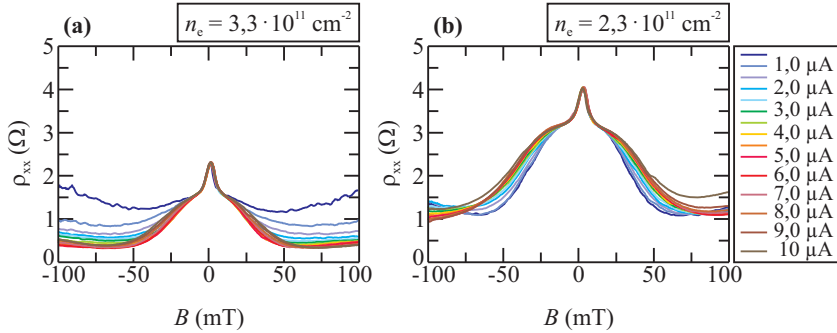


Abbildung 4.30: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist über das Magnetfeld B für verschiedene Ströme I_H (a) bei $n_e = 3,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und (b) bei $n_e = 2,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ dargestellt. Das Verhalten des Riesenmagnetowiderstandes hängt nicht nur von dem angelegten Strom I_H ab, sondern auch von der gewählten Elektronenkonzentration n_e .

standes $\Delta\rho_{RM}$. Der Wert von ρ_{RM} verschiebt sich aber nicht für eine gegebene Elektronenkonzentration n_e beim Erhöhen des Stroms I_H . Das stromabhängige Verhalten des Riesenmagnetowiderstandes unterscheidet sich für verschiedene Elektronenkonzentrationen n_e voneinander. In der Abbildung 4.30 (a) nimmt die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes mit steigendem Strom I_H zu und der Wert von ρ_{min} verschiebt sich zu niedrigeren Widerständen. Dagegen nimmt die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes in der Abbildung 4.30 (b) für eine niedrigere Elektronenkonzentration $n_e = 2,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ab und die Werte von ρ_{min} verschieben sich geringfügig zu höheren Widerständen.

Zur genaueren Untersuchung des stromabhängigen Verhaltens des Riesenmagnetowiderstandes ist in der Abbildung 4.31 die Krümmung über die einzelnen Ströme I_H für zwei verschiedenen Elektronenkonzentration n_e doppelt-logarithmisch aufgetragen. Für die höchste Elektronenkonzentration $n_e = 3,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, in diesem Fall lag keine Spannung an dem metallischen Topgate an, wird die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes in der Abbildung 4.31 (a) zunächst mit steigendem Strom proportional zu $I_H^{3/4}$ größer. Bei etwa $I_H = 4 \mu\text{A}$ erreicht sie ein Maximum und die Krümmung verringert sich dann mit zunehmendem Strom I_H . Die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes nimmt dagegen für eine kleinere Elektronenkonzentration $n_e = 2,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ in der Abbildung 4.31 (b) proportional zu $I_H^{-1/4}$ mit dem steigenden Strom ab. Diese Abhängigkeit wird für alle Elektronenkonzentrationen bis etwa $n_e = 2,9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ beobachtet.

Die unterschiedlichen Stromabhängigkeiten der einzelnen Elektronenkonzentrationen n_e spiegeln sich auch in dem Verhalten der Werte von ρ_{min} wider. In der Abbildung 4.32 ist der Wert von ρ_{min} über den Strom I_H für zwei verschiedene

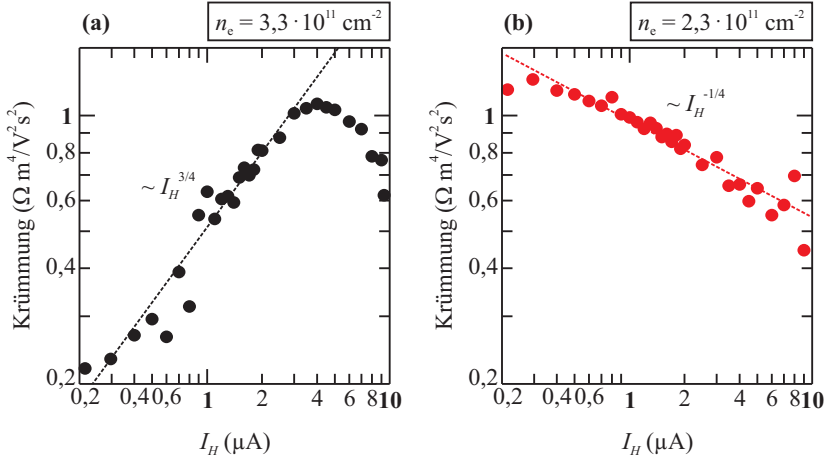


Abbildung 4.31: Die Krümmung des Riesenmagnetowiderstand ist gegen den Strom I_H für verschiedene Elektronenkonzentrationen n_e doppelt-logarithmisch dargestellt. Das stromabhängige Verhalten des Riesenmagnetowiderstandes hängt von der gewählten Elektronenkonzentration n_e ab.

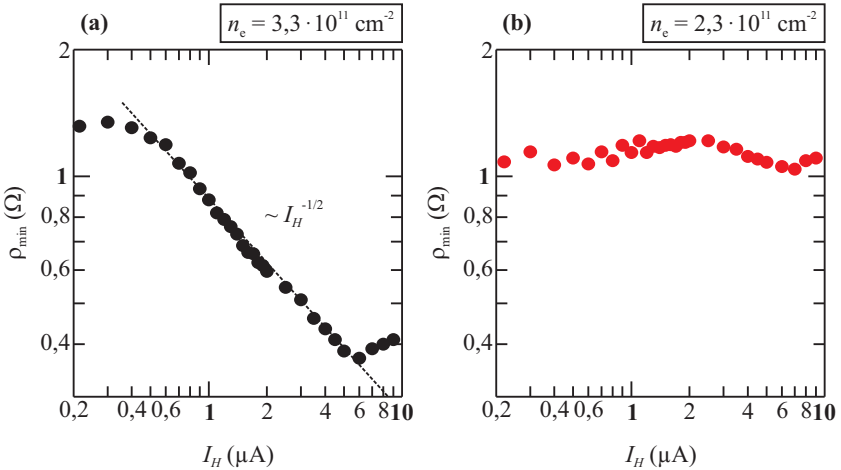


Abbildung 4.32: Der Wert von ρ_{min} ist über den Strom I_H für verschiedene Elektronenkonzentrationen n_e doppelt-logarithmisch dargestellt. Das stromabhängige Verhalten der Werte von ρ_{min} hängt ebenfalls von der gewählten Elektronenkonzentration n_e ab.

Elektronenkonzentrationen n_e doppelt-logarithmisch aufgetragen. Der Wert von ρ_{min} steigt mit abnehmender Elektronenkonzentration n_e normalerweise an. In der Abbildung 4.32 wird diese Beobachtung für $I_H \geq 4 \mu\text{A}$ bestätigt, für kleinere Ströme $I_H < 4 \mu\text{A}$ trifft dies allerdings nicht zu. Die Werte von ρ_{min} zeigen bei der Elektronenkonzentration $n_e = 3,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ in der Abbildung 4.32 (a) eine eindeutige Abhängigkeit von dem angelegten Strom I_H . In diesem Fall verschiebt sich der Wert von ρ_{min} mit $\propto I_H^{-1/2}$ zu niedrigeren Widerständen. Während sich bei einer geringeren Elektronenkonzentrationen wie in der Abbildung 4.32 (b) mit $n_e = 2,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ der Wert von ρ_{min} nicht deutlich verändert.

Das Verhalten des Riesenmagnetowiderstandes kann bei der höchsten Elektronenkonzentration $n_e = 3,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ bis zu einem Strom von $I_H = 4 \mu\text{A}$ nicht auf eine Erwärmung durch den angelegten Strom I_H zurückgeführt werden. Die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes nimmt hier mit steigendem Strom I_H im Gegensatz zu den temperaturabhängigen Messungen zu. Auch verlagert sich der Wert von ρ_{min} zu niedrigeren Widerständen und nicht zu höheren Widerständen wie es in den temperaturabhängigen Magnetotransportmessungen beobachtet wurde. Erst für höhere Ströme I_H muss bei der höchsten Elektronenkonzentration n_e eine Erwärmung durch den Strom I_H berücksichtigt werden. Bei geringeren Elektronenkonzentrationen n_e dominiert allerdings dieser Heizeffekt den Magnetotransport. Die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes nimmt hier beim Erhöhen des Stroms I_H ab und der Wert von ρ_{min} verschiebt sich leicht zu höheren Widerständen. Dieses Verhalten entspricht den Beobachtungen bei den temperaturabhängigen Magnetotransportmessungen.

Die Gründe für die unterschiedlichen Stromabhängigkeiten der einzelnen Elektronenkonzentrationen n_e hängen von der Struktur der hochbeweglichen Probenmaterialien ab. Für keine angelegte Spannung an das metallische Topgate, bzw. bei einer nur geringen Topgate-Spannung, führt die Erhöhung des Stroms I_H zu einer Veränderung innerhalb des Probenmaterials. Diese Veränderung wird auch durch die Reduzierung der Topgate-Spannung U_{TG} herbeigeführt, da sich die stromabhängigen Magnetotransportmessungen der einzelnen Elektronenkonzentrationen n_e für höhere Ströme I_H annähern. Bei den stromabhängigen Magnetotransportmessungen wird daher bei niedrigen Elektronenkonzentrationen n_e nur eine Temperaturabhängigkeit aufgrund des Heizeffektes beobachtet. Die stromabhängigen Messungen zeigen erneut, dass der Riesenmagnetowiderstand stark von der Beschaffenheit des Probenmaterials abhängt, während der Peak um $B = 0 \text{ T}$ davon unabhängig ist.

4.4.5 Theoretisches Modell für den Riesenmagnetowiderstand

Der Riesenmagnetowiderstand zeigt eine ausgeprägtere Abhängigkeit von allen gewählten Parametern als der Peak um $B = 0 \text{ T}$. Aus den Beobachtungen für verschiedene Winkel Θ sowie aus der Stromabhängigkeit für verschiedene Elektronenkonzentrationen n_e wurde deutlich, dass der Riesenmagnetowiderstand

wesentlich stärker von der Beschaffenheit des Probenmaterials abhängt als bisher angenommen. Die durch die einzelnen Magnetotransportmessungen verursachten Änderungen innerhalb des Probenmaterials werden zuerst im Verhalten des Riesenmagnetowiderstandes beobachtet. Die Ausbildung des Riesenmagnetowiderstandes kann somit Informationen über die Qualität des Probenmaterials liefern.

In der theoretischen Beschreibung des Riesenmagnetowiderstandes wird die Qualität des Probenmaterials zunächst vernachlässigt und nur die Abhängigkeit von der Temperatur T und von der Elektronenkonzentration n_e berücksichtigt. Im Gegensatz zum Peak um $B = 0$ T zeigt der Riesenmagnetowiderstand eine auffallende Abhängigkeit von diesen beiden Parametern. Um den Riesenmagnetowiderstand mit anderen in der Literatur erwähnten Effekten zu vergleichen wird die Elektron-Elektron Wechselwirkungskorrektur zur Leitfähigkeit $\delta\sigma_{xx}^{ee}$ betrachtet [8, 9, 15]. Der Riesenmagnetowiderstand wird dann nach Li *et al.* [15] wie folgt ausgedrückt

$$\rho_{xx} = \rho_{\text{RM}} - \rho_{\text{RM}} \frac{(\omega_c \tau)^2}{\pi k_F \ell} \delta\sigma_{xx}^{ee}(T), \quad (4.7)$$

wobei ρ_{RM} das Maximum der Fitparabel ist und ℓ die mittlere freie Weglänge. Die Gleichung (4.7) beinhaltet sowohl eine Temperaturabhängigkeit als auch eine parabolische Magnetfeldabhängigkeit. Der zweite Term in der Gleichung (4.7) beschreibt die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes.

Der untersuchte Riesenmagnetowiderstand wird für tiefe Temperaturen T bei starken Magnetfeldern $\omega_c \tau > 1$ beobachtet. Da zugleich die Gleichung

$$T \geq \frac{\hbar}{k_B \tau} \quad (4.8)$$

erfüllt ist, befindet sich der Riesenmagnetowiderstand im ballistischen Regime. Allerdings berücksichtigt die Gleichung (4.7) nur den Transport im diffusen Regime. Damit die Gleichung (4.7) den Riesenmagnetowiderstand in einem ballistischen System beschreibt und zusätzlich eine parabolische Magnetfeldabhängigkeit zeigt, muss ein langreichweitiges Streupotenzial vorliegen [9, 10]. In der vorherigen theoretischen Betrachtung des temperaturunabhängigen Peaks im Abschnitt 4.2.5 wurde bereits gezeigt, dass die Sättigung im spezifischen Längswiderstand $\rho_{xx}(B_p)$ durch ein langreichweitiges Streupotenzial dominiert wird. Diese Beobachtung wird bekräftigt, wenn $\tau \gg \tau_q$ erfüllt ist, wobei $\tau = \mu_e m^*/e$ die Transportstreuzeit ist und τ_q die Quantenstreuzeit ist.

Die Quantenstreuzeit τ_q wird aus dem Anstieg der SdH-Oszillationen nach Cole-ridge *et al.* [38] bestimmt (siehe Abschnitt 2.4.2). Dazu ist in der Abbildung 4.33 (a) der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} zu sehen, in dem die Amplituden $\Delta\rho_A$ der SdH-Oszillationen bei niedrigen Magnetfelder B eingezeichnet sind. Anschließend wird $\ln(\Delta\rho_A/(2\rho_0 D(X)))$ über das inverse Magnetfeld $1/B$ aufgetragen, wobei $D(X) = X/\sinh(X)$ mit $X = 2\pi^2 k_B T/\hbar\omega_c$ die endliche Temperatur T berücksichtigt. Die daraus resultierende Steigung in der Abbildung 4.33 (b) spiegelt die

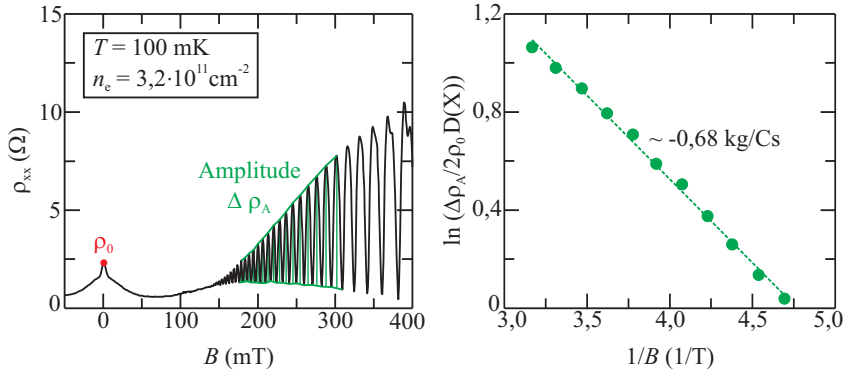


Abbildung 4.33: (a) Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist gegen das Magnetfeld B aufgetragen. Bei niedrigen Magnetfeldern wird die Höhe der Amplitude $\Delta\rho_A$ der SdH-Oszillationen bestimmt. (b) Aus dem Anstieg der SdH-Oszillationen wird die Quantenstreuzeit τ_q bestimmt. Dazu wird $\ln(\Delta\rho_A/(2\rho_0 D(X)))$ über das inverse Magnetfeld $1/B$ aufgetragen, wobei $D(X) = X/\sinh(X)$ mit $X = 2\pi^2 k_B T/\hbar\omega_c$ gilt.

Quantenstreuzeit τ_q wider. Diese wird anhand der folgenden Gleichung bestimmt

$$\frac{\partial \ln(\Delta\rho_A/(2\rho_0 D(X)))}{\partial \frac{1}{B}} = -\frac{\pi m^*}{e\tau_q}. \quad (4.9)$$

Die auf diese Art bestimmte Quantenstreuzeit τ_q wird mit der Transportstreuzeit $\tau = \mu_e m^*/e$ in der Abbildung 4.34 für alle Elektronenkonzentrationen n_e verglichen. Anhand der Abbildung 4.34 wird deutlich, dass $\tau \gg \tau_q$ für jede gewählte Elektronenkonzentration n_e gilt. Im Bereich des Riesenmagnetowiderstandes überwiegen demnach eindeutig langreichweitige Streupotenziale.

In einem durch langreichweitige Streuprozesse dominierten ballistischen System beschreibt die durch Elektron-Elektron Wechselwirkung induzierte Korrektur der Leitfähigkeit unter Berücksichtigung zweier Arten von Streupotenzialen nach Gornyi *et al.* [9] den Riesenmagnetowiderstand. Bei den beiden Streumechanismen handelt es sich zum einem um das Streupotenzial durch weißes Rauschen mit der Transportstreuzeit τ_{wn} und zum anderen um die Streuung an den langreichweitigen Potenzialen mit der Transportstreuzeit τ_{sm} .

Die Transportstreuzeit für langreichweitige Streupotenziale wird in diesem theoretischen Modell aus der Quantenstreuzeit τ_q mit $\tau_{sm} = 2\pi n_e \tau_q d^2$ bestimmt, wobei $d = 70$ nm die Dicke der Spacer-Schicht im Probenmaterial ist. Demnach kann die Transportstreuzeit für langreichweitige Streupotenziale sowohl aus der Sättigung des spezifischen Längswiderstandes $\rho_{xx}(B_p)$ mit $\tau_L = m^*/(e^2 n_e \rho_{xx}(B_p))$ bestimmt werden als auch aus der Quantenstreuzeit τ_q mit $\tau_{sm} = 2\pi n_e \tau_q d^2$.

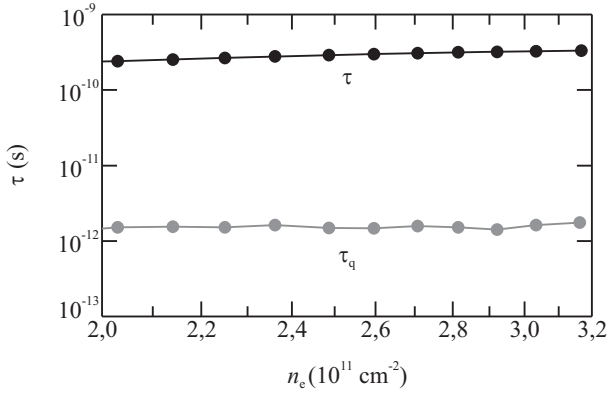


Abbildung 4.34: Die Transportstreuzeit τ und die Quantenstreuzeit τ_q sind gegen die Elektronenkonzentration n_e dargestellt. Es gilt $\tau \gg \tau_q$.

Allerdings liefert die Transportstreuzeit für langreichweitige Streupotenziale τ_{sm} aus der Quantenstreuzeit τ_q einen geringeren Wert als erwartet. Dazu sind in der Abbildung 4.35 neben der Transportstreuzeit τ und der Quantenstreuzeit τ_q , die aus der Quantenstreuzeit resultierende Transportstreuzeit für langreichweitige Streupotenziale $\tau_{sm} = 2\pi n_e \tau_q d^2$, sowie die Transportstreuzeit für starke Streuer τ_S und die Transportstreuzeit $\tau_L = m^*/(e^2 n_e \rho_{xx}(B_p))$ aus der Beschreibung des Peaks um $B = 0$ T gegen die Elektronenkonzentration n_e dargestellt. Zwar

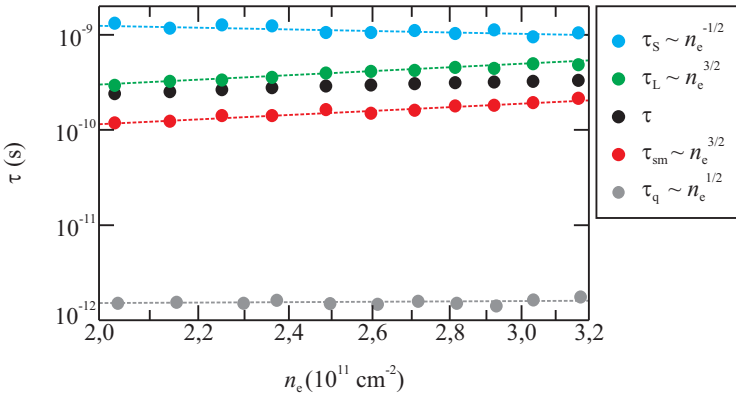


Abbildung 4.35: Die einzelnen Transportstreuzeiten sind über die Elektronenkonzentration n_e mit den entsprechenden Abhängigkeiten aufgetragen.

wird für die Transportstreuzeiten für langreichweitige Streupotenziale τ_L und τ_{sm} die gleiche Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration proportional zu $n_e^{3/2}$ bestimmt, aber sie unterscheiden sich um einen konstanten Faktor. Der Unterschied zwischen den beiden Transportstreuzeiten kann durch die Besetzung eines weiteren Subbands verursacht werden. Die beobachteten SdH-Oszillationen im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} setzen sich dann aus beiden besetzten Subbändern zusammen. Wird nun daraus die Quantenstreuzeit τ_q bestimmt, fällt diese geringer als ihr eigentlicher Wert aus [65]. Die daraus folgende Transportstreuzeit für langreichweitige Streupotenziale τ_{sm} ist ebenfalls kleiner als erwartet. Aufgrund dieser Möglichkeit wird im weiteren Verlauf die Transportstreuzeit für langreichweitige Streupotenziale aus der Sättigung des spezifischen Längswiderstandes $\rho_{xx}(B_p)$ mit $\tau_{sm} = \tau_L = m^*/(e^2 n_e \rho_{xx}(B_p))$ bestimmt.

Nach Gornyi *et al.* [9, 10] gilt für die Transportstreuzeit $\tau^{-1} = \tau_{wn}^{-1} + \tau_L^{-1}$, wobei das weiße Rauschen dominiert $\tau_{wn}^{-1} \gg \tau_L^{-1}$. Die temperaturabhängige Elektron-Elektron Wechselwirkungskorrektur der Leitfähigkeit kann dann im ballistischen Regime für zwei verschiedene Streupotenziale [9] wie folgt ausgedrückt werden

$$\delta\sigma_{xx}^{ee}(T) = 2c_0 \sqrt{\frac{\tau_L}{\tau}} \sqrt{\frac{\hbar}{T \tau k_B}}, \quad (4.10)$$

wobei $c_0 = 0,276$ ist [8, 9, 15] und k_B die Boltzmann-Konstante.

Aus der Gleichung (4.7) wird mit Hilfe der Gleichung (4.10) die Krümmung

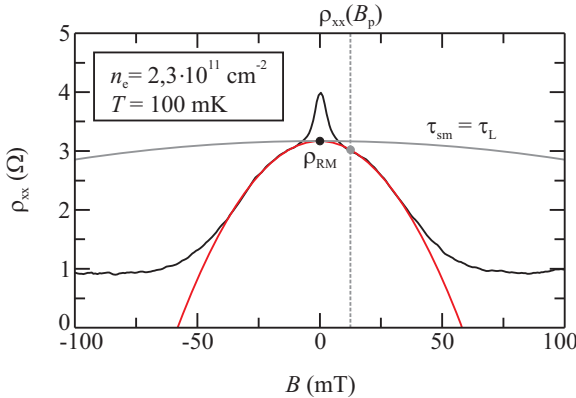


Abbildung 4.36: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist über das Magnetfeld B für eine gegebene Elektronenkonzentration $n_e = 2,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ aufgetragen. Die experimentelle Fitparabel (rot) und die theoretisch bestimmte Parabel (grau) mit der Annahme $\tau_{sm} = \tau_L$ sind ebenfalls eingezeichnet. Der theoretische Wert für die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes stimmt nicht mit dem Experiment überein.

des Riesenmagnetowiderstandes aus den bekannten Parametern bestimmt. In der Abbildung 4.36 ist die experimentelle Fitparabel (rot) und die theoretisch bestimmte Parabel (grau) mit dem Riesenmagnetowiderstand zusammen für eine gegebene Elektronenkonzentration $n_e = 2,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ zu sehen. Die Krümmung der theoretischen Parabel ist geringer als die der experimentell bestimmten Fitparabel. Diese Diskrepanz zwischen dem Experiment und der Theorie im Bereich des Riesenmagnetowiderstand wird erst seit kurzem beobachtet [11, 12]. Die Abweichung der theoretischen Kurven vom Experiment wird im Folgenden durch den zusätzlichen Faktor α ausgedrückt.

Die Abweichung α ist in der Abbildung 4.37 über die verwendeten Elektronenkonzentration n_e doppelt-logarithmisch dargestellt. Mit zunehmender Elektronenkonzentration n_e nimmt auch die Abweichung α zwischen dem Experiment und der theoretischen Vorhersage zu. Die Abweichung α zeigt dabei eine Abhängigkeit von etwa $\propto n_e^2$.

Die Differenz zwischen Experiment und Theorie lässt die Vermutung zu, dass die durch Elektron-Elektron Wechselwirkung induzierte Korrektur der Leitfähigkeit im Fall von ballistischen Transporten und verschiedener Arten von Streuern zur Beschreibung des Riesenmagnetowiderstand ungeeignet ist.

Um die Gültigkeit der durch Elektron-Elektron Wechselwirkung induzierte Korrektur zu prüfen, wird das Temperaturverhalten der Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes analysiert. In dem Abschnitt 4.4.2 wurde gezeigt, dass die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes mit steigender Temperatur T abnimmt. Dafür wurden zwei verschiedene Temperaturabhängigkeiten bestimmt. Die Ursache für die unterschiedlichen Temperaturabhängigkeiten werden im Folgenden betrachtet.

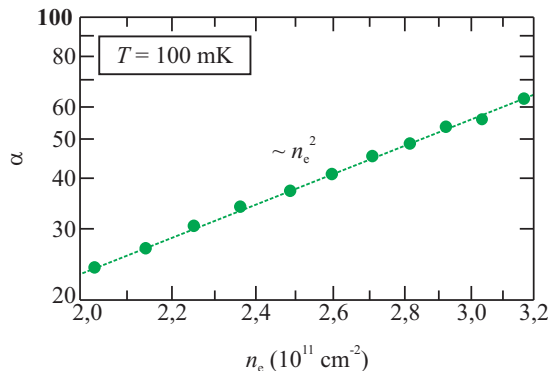


Abbildung 4.37: Die Abweichung α ist über die Elektronenkonzentration n_e doppelt-logarithmisch aufgetragen. Es wird eine Abhängigkeit von etwa $\propto n_e^2$ beobachtet.

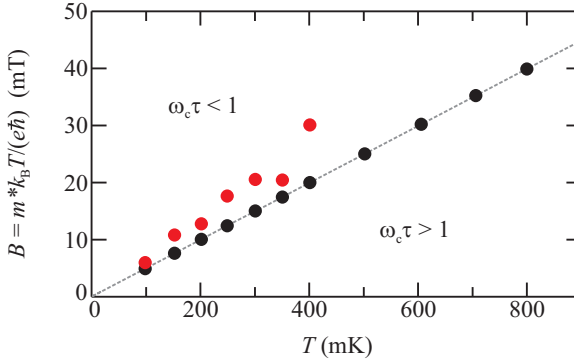


Abbildung 4.38: Der Übergang von dem starken Magnetfeld $\omega_c \tau > 1$ zu dem schwachen Magnetfeld $\omega_c \tau < 1$ ist mit $B = m^* k_B T / (e \hbar)$ über die Temperatur T dargestellt. Dabei sind der berechneten Wert (schwarz) und der experimentell bestimmten Wert (rot) zu sehen. Mit steigender Temperatur T verschiebt sich das starke Magnetfeld $\omega_c \tau > 1$ zu höheren Magnetfeldern B .

Der Riesenmagnetowiderstand wird für tiefe Temperaturen T im ballistischen Regime bei starken Magnetfeld $\omega_c \tau > 1$ beobachtet. Mit zunehmender Temperatur verschiebt sich aber der Übergang $\omega_c \tau = 1$ zu höheren Magnetfeldern B wie es in der Abbildung 4.38 (schwarz) zu sehen ist. Bereits bei einer Temperatur von $T = 400$ mK muss für die theoretische Beschreibung der Krümmung des Riesenmagnetowiderstand ein schwaches Magnetfeld $\omega_c \tau < 1$ angenommen werden. Bis zu dieser Temperatur kann der Riesenmagnetowiderstand durch zwei Parabeln ausgedrückt werden, deren Schnittpunkt (rot) in der Abbildung 4.38 ebenfalls zu sehen ist. Der Schnittpunkt der beiden Parabeln liegt demnach im Bereich des Übergangs vom starken Magnetfeld $\omega_c \tau > 1$ zum schwachen Magnetfeld $\omega_c \tau < 1$.

Diese Situation ist in der Abbildung 4.39 veranschaulicht. Hier ist der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} über das Magnetfeld B für zwei verschiedene Temperaturen T dargestellt. Der Riesenmagnetowiderstand kann sowohl im starken Magnetfeld $\omega_c \tau > 1$ (rote Parabel) als auch im schwachen Magnetfeld $\omega_c \tau < 1$ (grüne Parabel) durch eine Parabel angefitet werden. In der Abbildung 4.39 (a) liegt der Riesenmagnetowiderstand bei der Temperatur $T = 100$ mK im Bereich des starken Magnetfeldes $\omega_c \tau > 1$, da der Übergang zum schwachen Magnetfeld $\omega_c \tau < 1$ hier etwa bei $B = 5$ mT ist. Die Krümmung der Fitparabel wird demnach durch das starke Magnetfeld $\omega_c \tau > 1$ bestimmt und der Riesenmagnetowiderstand wird durch die Gleichung (4.7) zusammen mit der Gleichung (4.10) beschrieben. Der Riesenmagnetowiderstand kann bei einer Temperatur von $T = 100$ mK für höhere Magnetfelder $B > 40$ mT durch eine weitere Parabel (blau) angefitet werden, deren physikalische Beschreibung hier nicht behandelt wird.

Bei höheren Temperaturen $T = 600$ mK wie in der Abbildung 4.39 (b) liegt der

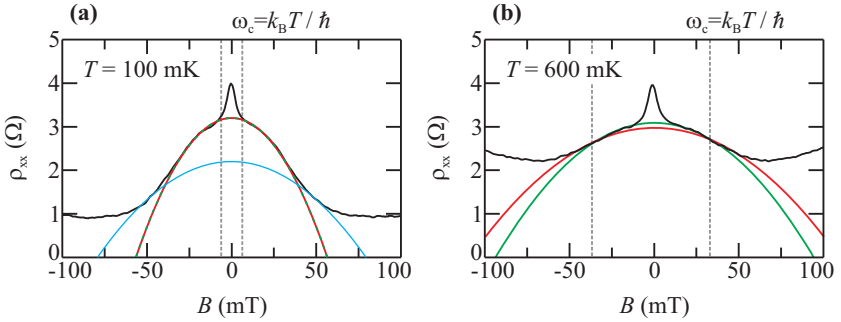


Abbildung 4.39: (a) Die Krümmung des Riesenmagnetowiderstand wird bei $T = 100$ mK durch ein starkes Magnetfeld $\omega_c \tau > 1$ (rote Parabel) bestimmt. (b) Bei höheren Temperaturen $T = 300$ mK verschiebt sich der Übergang $\omega_c \tau = 1$ zum höheren Magnetfeld B und die Krümmung des Riesenmagnetowiderstand wird durch das schwache Magnetfeld $\omega_c \tau < 1$ (grüne Parabel) dominiert.

Übergang $\omega_c \tau = 1$ bei einem höheren Magnetfeld $B \sim 30$ mT. Der Riesenmagnetowiderstand befindet sich zu einem Teil im Bereich der starken Magnetfelder $\omega_c \tau > 1$ und zum anderem Teil im Bereich der schwachen Magnetfelder $\omega_c \tau < 1$. In diesem Fall wird die Krümmung des Riesenmagnetowiderstand durch das schwache Magnetfeld $\omega_c \tau < 1$ dominiert. Die Beschreibung der Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes muss demnach auch die Situation bei schwachen Magnetfeldern $\omega_c \tau < 1$ berücksichtigen.

Die durch Elektron-Elektron Wechselwirkung induzierte Korrektur der Leitfähigkeit im Fall vom ballistischen Transport und zwei verschiedenen Arten von Streuern nach Gornyi *et al.* [10] kann auch bei schwachen Magnetfeldern $\omega_c \tau < 1$ zur Beschreibung der Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes genutzt werden. Der Riesenmagnetowiderstand wird bei hohen Temperaturen $T > 200$ mK aufgrund der veränderten Rückstreuwahrscheinlichkeit der Elektronen in dem schwachen Magnetfeld $\omega_c \tau < 1$ nur noch durch das weiße Rauschen τ_{wn} bestimmt. Die Krümmung wird dann unter Vernachlässigung des langreichweitigen Streupotenzials τ_L wie folgt ausgedrückt

$$\rho_{xx} = \rho_{RM} - \frac{\rho_{RM}}{\rho_0 \pi n_e^2 \hbar} \cdot \frac{17 \pi}{192} \cdot \frac{\hbar}{T \tau k_B} \cdot B^2, \quad (4.11)$$

wobei $\tau = \mu_e m^* / e$ die Transportstreuzeit ist und ρ_{RM} das Maximum der Fitparabel des Riesenmagnetowiderstandes ist. Die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes wird bis etwa $T = 200$ mK durch das starke Magnetfeld $\omega_c \tau > 1$ bestimmt und bei höheren Temperaturen T muss das schwache Magnetfeld $\omega_c \tau < 1$ zur Beschreibung der Krümmung berücksichtigt werden.

Der Riesenmagnetowiderstand wurde bei verschiedenen Elektronenkonzentra-

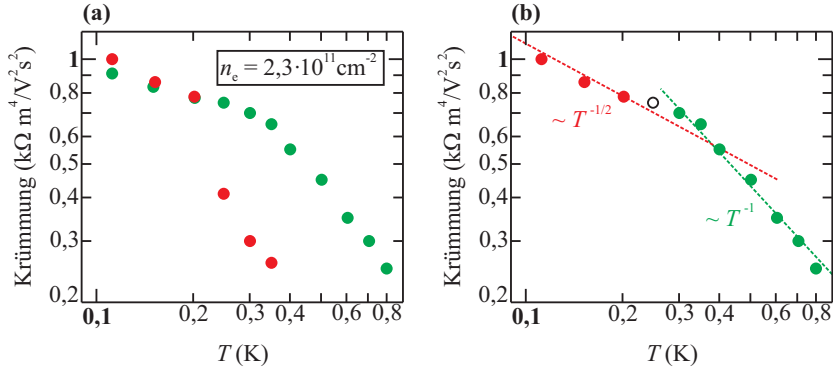


Abbildung 4.40: (a) Der Riesenmagnetowiderstandes wurde sowohl links als auch rechts von $\omega_c \tau = 1$ jeweils durch eine Parabel angefitet. Die daraus folgenden Krümmungen für starke Magnetfelder $\omega_c \tau > 1$ (rote Punkte) und für schwache Magnetfelder $\omega_c \tau < 1$ (grüne Punkte) sind über die Temperatur T doppelt-logarithmisch aufgetragen. (b) Die Krümmung der Fitparabel unabhängig von dem Magnetfeldbereich ist ebenfalls über die Temperatur T doppelt-logarithmisch dargestellt. Es werden die erwarteten Temperaturabhängigkeiten für die einzelnen Magnetfeldbereiche beobachtet.

tionen n_e für alle Temperaturen T sowohl im Bereich des starken Magnetfeldes $\omega_c \tau > 1$ (rot) als auch im Bereich des schwachen Magnetfeldes $\omega_c \tau < 1$ (grün) durch eine Parabel angepasst. Die aus beiden Bereichen resultierenden Krümmungen der Fitparabeln sind in der Abbildung 4.40 (a) für die Elektronenkonzentration $n_e = 2,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ über die Temperatur T doppelt-logarithmisch dargestellt. Die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes wird bis einer Temperatur von etwa $T = 200 \text{ mK}$ von dem starken Magnetfeld $\omega_c \tau > 1$ beeinflusst. Bei höheren Temperaturen T muss die Gleichung (4.11) zur Beschreibung des Riesenmagnetowiderstandes genutzt werden.

Wird nun in der Abbildung 4.40 (b) die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes für verschiedene Temperaturen T aus dem Abschnitt 4.4.2, die unabhängig von dem Magnetfeldbereich bestimmt wurden, betrachtet, können die einzelnen Werte dem starken Magnetfeld $\omega_c \tau > 1$ (rot) oder dem schwachen Magnetfeld $\omega_c \tau < 1$ (grün) zu geordnet werden. Im Bereich des starken Magnetfeldes $\omega_c \tau > 1$ wird nach der Gleichung (4.10) eine Temperaturabhängigkeit proportional zu $T^{-1/2}$ erwartet. Diese Temperaturabhängigkeit der Krümmung wird in der Abbildung 4.40 (b) bis etwa $T = 250 \text{ mK}$ beobachtet. Bei höheren Temperaturen befindet sich der Riesenmagnetowiderstand im Bereich des schwachen Magnetfeldes $\omega_c \tau < 1$ und die Krümmung wird dann durch die Gleichung (4.11) beschrieben. In diesem Temperaturbereich zeigt die Krümmung ebenfalls die erwartete Temperaturabhängigkeit von $\propto T^{-1}$.

Auch im Bereich des schwachen Magnetfeldes $\omega_c \tau < 1$ wird eine Abweichung α zwischen dem Experiment und der theoretisch bestimmten Parabel beobachtet. In der Abbildung 4.41 ist die Abweichung α im Bereich des schwachen Magnetfeldes $\omega_c \tau < 1$ (grün) über die Elektronenkonzentration n_e doppelt-logarithmisch aufgetragen. Ebenfalls ist die Abweichung α bei starken Magnetfeldern $\omega_c \tau > 1$ (rot) als Referenz zu sehen. Wie erwartet wird auch bei schwachen Magnetfeldern $\omega_c \tau < 1$ eine Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration n_e beobachtet. Allerdings ist diese Abweichung α deutlich größer. Ihre Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration ist mit $\propto n_e^{5/4}$ geringer als im Bereich der starken Magnetfeldern $\omega_c \tau > 1$.

Die Elektron-Elektron Wechselwirkungskorrektur zur Leitfähigkeit im Fall vom ballistischen Transport und zwei Arten von Streupotenzialen beschreibt die Temperaturabhängigkeit des Riesenmagnetowiderstandes sowohl im Bereich der starken Magnetfelder $\omega_c \tau > 1$ als auch für schwache Magnetfelder $\omega_c \tau < 1$ korrekt.

Das Temperaturverhalten des Riesenmagnetowiderstandes wird durch die Elektron-Elektron Wechselwirkung induzierte Korrektur der Leitfähigkeit richtig beschrieben, allerdings stimmt die theoretisch bestimmte Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes nicht mit dem Experiment überein. Die theoretische Beschreibung des Peaks um $B = 0$ T aus dem Abschnitt 4.2.5 und die Annahmen für den Riesenmagnetowiderstandes bauen außerdem aufeinander auf. Es bleibt zu klären, woher die starke Abweichung α zwischen dem Experiment und der Theorie kommt. Mögliche Ursachen für den Unterschied zwischen dem Experiment und den theoretischen Daten sind bisher unberücksichtigte Eigenarten der Wachstumsstruktur der hochbeweglichen Materialien. Die immer bessere Qualität der Proben führt dazu, dass schwächere Streumechanismen zum Tragen kommen.

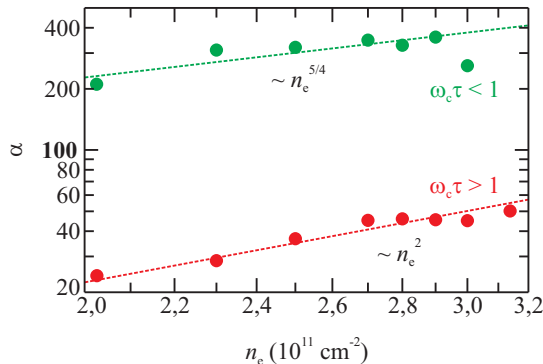


Abbildung 4.41: Die Abweichung α ist gegen die Elektronenkonzentration n_e für schwache Magnetfelder $\omega_c \tau < 1$ (grün) und für starke Magnetfelder $\omega_c \tau > 1$ (rot) doppelt-logarithmisch dargestellt.

Diese wurden bisher durch andere Streuprozesse dominiert und werden nicht von der Elektron-Elektron Wechselwirkung induzierten Korrektur der Leitfähigkeit berücksichtigt.

4.5 Zusammenfassung

Der negative Magnetowiderstand wurde bisher als ein Effekt betrachtet und theoretisch beschrieben. Allerdings tritt mit dem Verbessern der Probenqualität bei hochbeweglichen 2DEG immer öfter ein Peak um $B = 0$ T auf [11–13]. Bei den Untersuchungen des negativen Magnetowiderstandes mit einem Peak hat sich gezeigt, dass er in zwei Bereich eingeteilt werden muss, in einen Peak bei $B = 0$ T und in einen Riesenmagnetowiderstand bei höheren Magnetfeldern B .

Der Peak um $B = 0$ T ist ein 2-D Effekt, der gegen ursprüngliche Annahmen nicht durch die schwache Lokalisierung verursacht wird. Das Temperaturverhalten des Peaks wird in einen temperaturunabhängigen Bereich und in einen temperaturabhängigen Bereich eingeteilt. In der temperaturunabhängigen Betrachtung muss ebenfalls eine Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration n_e berücksichtigt werden. Durch die Wechselwirkung von starken Streuern und einem langreichweitigen Streupotenzial [14] wird der Peak für $T < 600$ mK theoretisch beschrieben und die Konzentration der starken Streuer n_S kann aus der Krümmung des Peaks bestimmt werden. Dabei zeigte sich, dass die Konzentration der starken Streuer n_S von der Elektronenkonzentration n_e abhängt. Die Beschreibung des Peaks im temperaturabhängigen Bereich ist allerdings komplexer. Im Temperaturverhalten der Werte von ρ_0 wird ein Bloch-Grüneisen Regime beobachtet [61–63], welches sich auch in der Krümmung des Peaks widerspiegelt.

Der Riesenmagnetowiderstand ist ein 3-D Effekt und er hängt stark von der Beschaffenheit des Probenmaterials ab. Zudem wird eine deutliche Temperaturabhängigkeit T beobachtet [8, 11, 12, 15] und eine Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration n_e [11, 15] bestimmt. Der Riesenmagnetowiderstand wird durch das Verringern der Elektronenkonzentration n_e immer deutlicher ausgeprägt, da die Höhe des Riesenmagnetowiderstandes $\Delta\rho_{RM}$ mit fallender Elektronenkonzentration n_e zunimmt. Die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes bleibt währenddessen unverändert. Das Temperaturverhalten des Riesenmagnetowiderstandes wird durch die Elektron-Elektron Wechselwirkungskorrektur der Leitfähigkeit im ballistischen Regime für zwei verschiedene Streupotenziale [9], sowohl für schwache Magnetfelder $\omega_c \tau < 1$ als auch für starke Magnetfelder $\omega_c \tau > 1$, richtig beschrieben. Allerdings wird für dieses Modell eine Differenz in der Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes und der theoretischen Fitparabel beobachtet [11, 12]. Die Abweichung zwischen dem Experiment und den theoretischen Berechnungen wird mit einem zusätzlichen Faktor α bestimmt. Die Diskrepanz zwischen der Theorie und dem Experiment nimmt mit steigender Elektronenkonzentration n_e zu.

Die untersuchten theoretischen Beschreibungen des Peaks und des Riesenmagnetowiderstandes bauen aufeinander auf.

In weiteren Arbeiten muss zum einem geklärt werden, warum die Konzentration der starken Streuer n_S von der Elektronenkonzentration n_e abhängt und von welcher Natur die starken Streuer sind. Zum anderen haben die Beobachtungen des Riesenmagnetowiderstandes für verschiedene Parameter gezeigt, dass die Beschaffenheit der hochbeweglichen Probenmaterialien in der theoretischen Beschreibung stärker berücksichtigt werden müssen. Die Diskrepanz zwischen der Theorie und der Ergebnisse im Experiment lässt sich vermutlich auf einen bisher unberücksichtigten Streumechanismus zurückführen. Außerdem sollte geprüft werden, ob sich die Ausbildung des Riesenmagnetowiderstandes zur Charakterisierung einer hochbeweglichen 2DEG eignet.

5 Magnetotransportmessungen bei hohen Magnetfeldern

Die Qualität eines 2DEG lässt sich nicht allein aus der Elektronenbeweglichkeit μ_e bei $B = 0\text{ T}$ bestimmen. Zwar wird die Elektronenbeweglichkeit μ_e im Allgemeinen als Qualitätsmerkmal für hochbewegliche 2DEG genutzt, doch garantiert ein hoher Wert unter anderem nicht die Beobachtung des Füllfaktors $\nu = 5/2$. Um die hochbeweglichen 2DEG zu klassifizieren, müssen die Magnetotransportmessungen für Temperaturen unter $T = 50\text{ mK}$ betrachtet werden. Erst die Beobachtung des Füllfaktors $\nu = 5/2$ [7] und des *Re-entrant integer Quantum-Hall-effects* [16, 17] lassen Rückschlüsse über die Qualität der verwendeten Probenmaterialien zu.

In diesem Kapitel wird die Qualität der Materialien D081022 A und D090218 B bestimmt. Dazu werden der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} und der Hallwiderstand R_{xy} über einen großen Magnetfeldbereich B untersucht. Um eine Übersicht über die zu analysierenden Bereiche zu geben, sind in der Abbildung 5.1 der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} und der Hallwiderstand R_{xy} bis zu einem Ma-

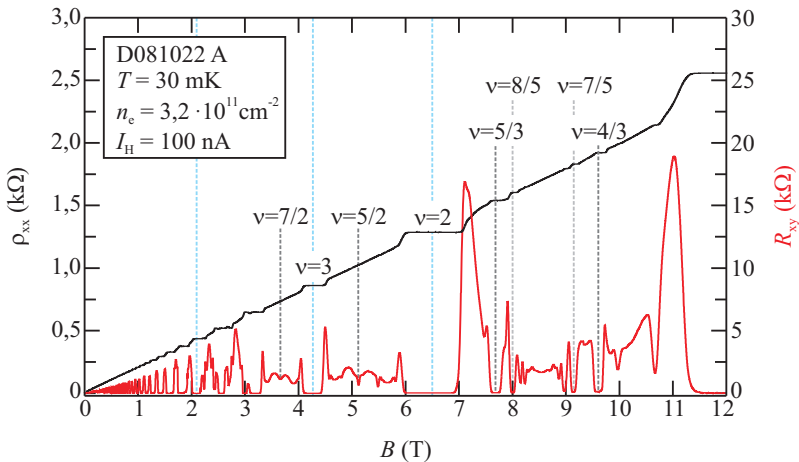


Abbildung 5.1: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} (linke y-Achse) und der Hallwiderstand R_{xy} (rechte y-Achse) sind über einen großen Magnetfeldbereich B aufgetragen. Die in Blau unterteilten Magnetfeldbereiche werden im Folgenden genauer betrachtet.

gniefeld von $B = 12$ T dargestellt. Neben einer Serie von fraktionalen Füllfaktoren zwischen den Füllfaktoren $\nu = 2$ und $\nu = 1$, wird bei dem Magnetfeld $B = 5,1$ T der Füllfaktor $\nu = 5/2$ beobachtet. Der gezeigte Magnetfeldbereich in der Abbildung 5.1 wird in vier Abschnitte unterteilt, die im Folgenden einzeln betrachtet werden. Anhand der untersuchten Effekte in den einzelnen Magnetfeldbereich werden Aussagen über die Qualität der Probenmaterialien getroffen.

5.1 Schwebung in den SdH-Oszillationen

Außerhalb des Magnetfeldbereichs des negativen differentiellen Magnetowiderstandes setzen die SdH-Oszillationen nur für die Probenmaterialien D081022 A und D090218 B relativ spät ein. Es wird zudem eine Schwebung in ihnen bei niedrigen Magnetfeldern B beobachtet. Eine Schwebung in den SdH-Oszillationen tritt im Allgemeinen auf, wenn in dem Probenmaterial ein weiteres 2DEG existiert. Die Wechselwirkung der beiden besetzten Subbänder spiegelt sich dann in den SdH-Oszillationen wider [65, 66].

In diesem Abschnitt wird die Schwebung in den SdH-Oszillationen für verschiedene Parameter wie die Temperatur T und die Elektronenkonzentration n_e untersucht, um den Einfluss der Wechselwirkung zwischen den beiden Subbändern auf die Magnetotransportmessungen abzuschätzen. Dabei wird auch die Entstehung von zwei Subbänder geklärt.

Bei den beiden Probenmaterialien ist die Schwebung in den SdH-Oszillationen unterschiedlich stark ausgeprägt. In der Abbildung 5.2 ist der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} gegen das Magnetfeld B für die Probenmaterialien D081022 A (grau) und D090218 B (rot) aufgetragen.

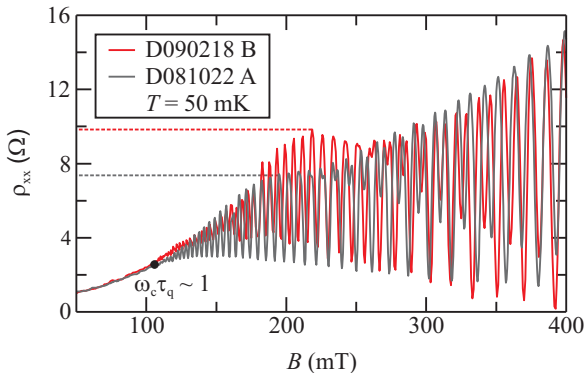


Abbildung 5.2: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist über das Magnetfeld B für beide Probenmaterialien aufgetragen. Die SdH-Oszillationen beginnen für beide Probenmaterialien bei dem gleichen Magnetfeld B , allerdings ist die Schwebung für das Probenmaterial D090218 B (rot) um $B \sim 200$ mT deutlicher.

und D090218 B (rot) dargestellt. Die SdH-Oszillationen beginnen für beiden Probenmaterialien bei einem Magnetfeld von ungefähr $B = 110$ mT. Bei diesem Magnetfeld gilt $\omega_c \tau_q \sim 1$, wobei τ_q die Quantenstreuzeit ist. Die Schwebung des Probenmaterials D090218 B um $B \sim 200$ mT ist stärker ausgeprägt als die bei dem Probenmaterial D081022 A. Das Verhalten der Schwebung bei verschiedenen Parametern ist für beide Probenmaterialien gleich. Aufgrund der deutlicheren Ausbildung der Schwebung in dem Probenmaterial D090218 B werden im weiteren Verlauf die Temperaturabhängigkeit und die Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration n_e für dieses Material betrachtet.

Die Temperaturabhängigkeit der Schwebung in den SdH-Oszillationen wird anschließend analysiert. Dazu ist in der Abbildung 5.3 der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} gegen das Magnetfeld B für verschiedene Temperaturen T abgebildet. Zur besseren Übersicht sind die SdH-Oszillationen für die einzelnen Temperaturen T übereinander dargestellt. Die Temperatur T wurde schrittweise erhöht, während die Elektronenkonzentration $n_e = 3,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und der angelegte Strom $I_H = 500$ nA unverändert bleiben. Der Einsatz der SdH-Oszillationen verschiebt sich wie erwartet mit steigender Temperatur T zu höheren Magnetfeldern B . Die Schwebung um $B \sim 200$ mT bleibt zunächst bei einer Temperaturerhöhung bis $T = 75$ mK unverändert, während sich die Minima der SdH-Oszillationen schon zu höheren Widerständen verschieben. Erst ab einer Temperatur von $T = 100$ mK wird die Schwebung mit zunehmender Temperatur T schwächer und verschwindet bereits für Temperaturen $T > 150$ mK vollständig. Die Wechselwirkung zwischen den beiden Subbändern ist demnach oberhalb von $T = 150$ mK vernachlässigbar. Aus der vorangegangenen temperaturabhängigen Betrachtung des negativen Magnetowiderstandes (siehe Kapitel 4) ist bekannt, dass der Peak um $B = 0$ T in diesem Bereich temperaturunabhängig ist. Der Riesenmagnetowiderstand ändert bei einer Temperatur von $T = 150$ mK nicht seine Temperaturabhängigkeit, sondern erst bei höheren Temperaturen T . Der negative Magnetowiderstand kann demnach nur geringfügig von der Wechselwirkung zwischen den beiden Subbändern beeinflusst werden.

Im Folgenden wird der Einfluss der Elektronenkonzentration n_e auf die Schwebung in den SdH-Oszillationen untersucht. Die Elektronenkonzentration n_e wurde hierfür durch das Anlegen einer Topgate-Spannung U_{TG} schrittweise reduziert, während die Temperatur $T = 30$ mK und der angelegte Strom $I_H = 500$ nA konstant waren. In der Abbildung 5.4 ist der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} für verschiedene Elektronenkonzentrationen n_e zu sehen. Hier sind die SdH-Oszillationen ebenfalls wegen der Übersichtlichkeit übereinander aufgetragen. Dabei lag bei der höchsten Elektronenkonzentration $n_e = 3,30 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (schwarz) keine Spannung am metallischen Topgate an. Der Einsatz der SdH-Oszillationen unterscheidet sich kaum bei den gezeigten Elektronenkonzentration n_e . Die Schwebung in den SdH-Oszillationen zeigt dagegen eine Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration n_e . Während sie bei der höchsten Elektronenkonzentration n_e noch deutlich zu erkennen ist, führen schon geringfügige Änderungen in der Elektro-

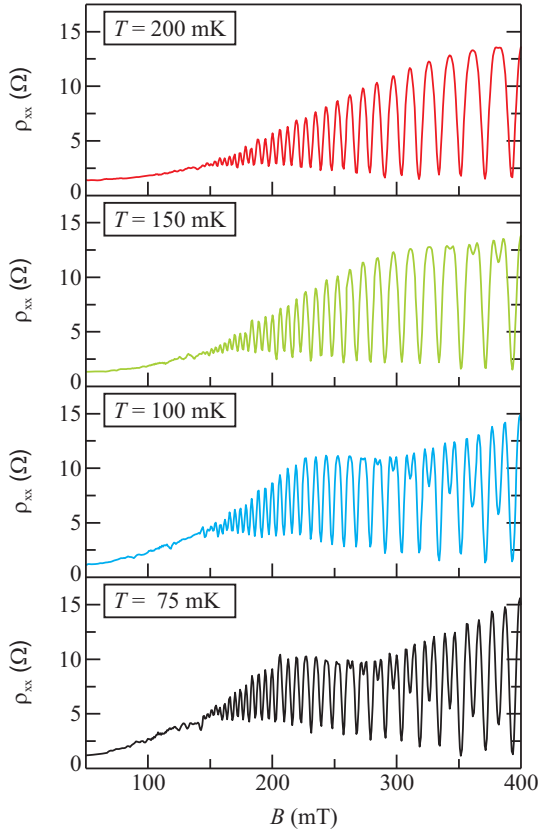


Abbildung 5.3: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist über das Magnetfeld B für verschiedene Temperaturen T aufgetragen. Die Schwebung in den SdH-Oszillationen wird nur für $T \leq 150$ mK beobachtet.

nenkonzentration n_e zu ihrem verschwinden. Bereits bei der Elektronenkonzentration $n_e = 3,20 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (rot) wird die Schwebung in den SdH-Oszillationen nicht mehr beobachtet. Die Schwebung ist bei beiden Probenmaterialien für die höchste Elektronenkonzentration n_e am stärksten ausgebildet.

Bei einem hochbeweglichen 2DEG ist der späte Einsatz der SdH-Oszillationen ein eindeutiges Anzeichen dafür, dass eine inhomogene Verteilung der Elektronenkonzentration n_e im Probenmaterial vorliegt [65]. Die inhomogene Verteilung kann durch die Wechselwirkung zwischen zwei besetzten Subbändern verursacht werden. Die Elektronenkonzentration n_e der einzelnen Subbänder unterscheidet sich in den

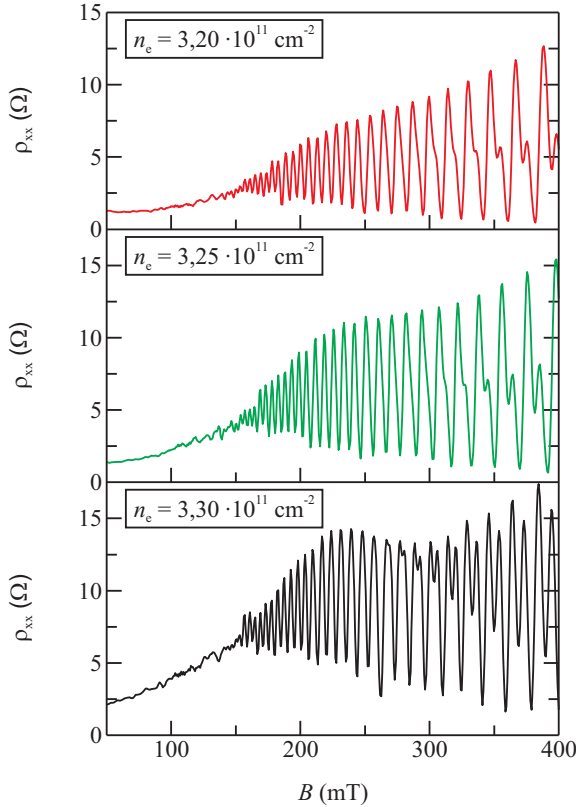


Abbildung 5.4: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist gegen das Magnetfeld B für verschiedene Elektronenkonzentrationen n_e aufgetragen. Die Schwebung in den SdH-Oszillationen verschwindet bereits für geringe Änderungen der Elektronenkonzentration n_e .

meisten Fällen voneinander. Die unterschiedlichen Elektronenkonzentrationen n_e führen zu zwei verschiedenen Perioden in den SdH-Oszillationen, welche dann als Schwebung in den SdH-Oszillationen sichtbar werden [66]. Der Unterschied zwischen den Elektronenkonzentrationen der beiden Subbänder liegt bei den Magnetotransportmessungen in der Abbildung 5.2 etwa bei $\Delta n_e \sim 0,1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und es wird eine Inhomogenität von $\sim 2\%$ bestimmt.

Das zweite Subband entsteht bei den verwendeten Probenmaterialien durch die spezielle Form des doppelt δ Si-dotierten Quantentopfes, die in der Abbildung 5.5 (a) zu sehen ist. Das untere Subband wird durch eine Potentialschwelle

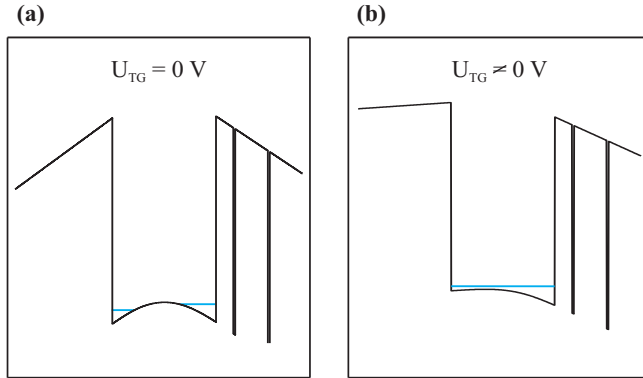


Abbildung 5.5: Ausschnitt der nach der Referenz [46, 47] berechneten Bandstruktur im Bereich des Quantentopfes (a) ohne eine angelegte Topgate-Spannung $U_{TG} = 0 \text{ V}$ und (b) für eine angelegte Topgate-Spannung $U_{TG} \neq 0 \text{ V}$.

am Quantentopfboden in zwei Bereiche geteilt. Die Energieniveaus sowie die Elektronenkonzentrationen n_e der so entstandenen Subbänder können bei unterschiedlichen Werten liegen. Die Besetzung von zwei Subbändern und deren Wechselwirkung miteinander wird von den vorangegangenen Beobachtungen bestätigt. Der Unterschied zwischen den Elektronenkonzentrationen Δn_e beider Subbänder spiegelt sich in der Ausbildung der Schwebung wider. Umso stärker die Elektronenkonzentrationen n_e der einzelnen Subbänder voneinander abweichen, desto deutlicher ist die Schwebung zu erkennen. Die stärkere Schwebung für das Probenmaterial D090218 B in der Abbildung 5.2 wird daher durch einen größeren Unterschied zwischen den Elektronenkonzentrationen n_e verursacht.

Das Verschwinden der Schwebung für Temperatur über $T = 150 \text{ mK}$ in der Abbildung 5.3 bestätigt ebenfalls die Existenz eines zweiten Subbandes. Die thermische Energie der Elektronen reicht bei Temperaturen unterhalb von $T = 100 \text{ mK}$ nicht aus, um in das energetisch günstigere Subband zu wechseln. Doch bereits ab $T = 100 \text{ mK}$ können die Elektronen aufgrund der thermischen Anregung in das andere Subband gelangen. Der Energieunterschied zwischen den beiden Subbändern muss vergleichsweise gering sein, da schon kleine Temperaturänderungen zum Verschwinden der Schwebung in den SdH-Oszillationen führen.

Das Maximum der Potenzienschwelle am Boden des Quantentopfes liegt bei beiden Probenmaterialien nur geringfügig über dem Energieeigenwert des Subbandes. Durch das Anlegen einer Spannung an das metallische Topgate wird der Quantentopf wie in der Abbildung 5.5 (b) verkippt, so dass bereits bei geringen Spannungen der Energieeigenwert über die Potenzienschwelle verschoben wird. Schon bei kleinen Veränderungen in der Elektronenkonzentration n_e ist dann nur noch ein Subband besetzt.

Die Schwebung in den SdH-Oszillationen wird von der Wechselwirkung zwischen zwei besetzten Subbändern verursacht. Unter gleichen Anfangsbedingungen ist die Schwebung bei dem Probenmaterial D090218 B stärker ausgebildet. Daraus folgt, dass der Unterschied zwischen den Elektronenkonzentrationen n_e der beiden Subbändern bei diesen Probenmaterial größer ist. Die unterschiedlichen Elektronenkonzentrationen n_e in den einzelnen Subbändern beeinflussen die Ausbildung der SdH-Oszillationen, da sich diese aus beiden möglichen 2DEG zusammensetzen. Da die Quantenstreuzeit τ_q aus dem Anstieg der resultierenden SdH-Oszillationen bestimmt wird, fällt sie bei zwei besetzten Subbändern deutlich geringer aus. Demnach weicht die Quantenstreuzeit τ_q bei dem Probenmaterial D090218 B stärker von dem erwarteten Wert ab. Dieses Ergebnis deckt sich mit der Beobachtung unterschiedlicher Transportstreuzeiten für langreichweitige Streupotenziale τ_L und τ_{sm} in dem Abschnitt 4.4.5. Die Transportstreuzeit für langreichweitige Streupotenziale τ_L , die aus der Quantenstreuzeit τ_q bestimmt wird, ist dann niedriger als erwartet. Die Wechselwirkung zwischen den beiden Subbändern beeinflusst den negativen Magnetowiderstand nicht und kann somit für dessen Betrachtung vernachlässigt werden.

5.2 Die Beobachtung des Re-entrant Integer Quantum-Hall-Effect

In der Abbildung 5.1 werden um das Magnetfeld $B = 2,5\text{ T}$ im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} Minima zwischen integralen Füllfaktoren beobachtet, die nicht zu fraktionalen Füllfaktoren gehören. Die Minima werden zwar von Plateaus im Hallwiderstand R_{xy} begleitet, diese liegen aber nicht bei fraktionalen Werten sondern bei integralen Werten. Bei diesem Effekt handelt es sich um den sogenannten *Re-entrant integer Quantum-Hall-effect* (kurz RIQHE) [16, 17, 67, 68]. Aus dem Verhalten des RIQHE für verschiedene Parameter kann die Qualität der Probenmaterialien bestimmt werden [69]. Im Folgenden wird gezeigt, dass der RIQHE bei den Probenmaterialien D081022 A und D090218 B auftritt. Der RIQHE wird ebenso für unterschiedliche Winkel θ zwischen dem 2DEG und dem senkrechten Magnetfeld B_{\perp} untersucht, um die Kristallrichtung, in die der Magnetotransport stattfand, zu bestimmen.

Der RIQHE wurde zunächst nur in den höheren Landau-Niveaus $N \geq 2$ untersucht [16, 17, 67]. Erst mit zunehmender Elektronenbeweglichkeit μ_e wurde auch im ersten angeregten Landau-Niveau der RIQHE um den Füllfaktor $\nu = 5/2$ herum beobachtet [68]. Eine gute Übersicht über die experimentellen Ergebnisse und möglichen theoretische Darstellungen des RIQHE gibt die Arbeit von J. P. Eisenstein [69].

Zur Beschreibung des RIQHE wird unter anderem das Modell der *bubbles-and-stripes*-Phasen genutzt. Dazu wird die Darstellung des 2DEG als Welle von Ladungsträgerkonzentrationen (engl. *charge density wave* oder kurz CDW) nach Koulakov *et al.* [70–72] und nach Moessner *et al.* [73] benötigt. Um die halben

Füllfaktoren $\nu + 1/2$ herum kann mit Hilfe der Hartree-Fock Theorie der Grundzustand des 2DEG in höheren Landau-Niveaus als eine gerichtete CDW betrachtet werden. Es kommt zur Ausbildung von sich abwechselnden Streifen (engl. *stripes*) mit zwei unterschiedlichen Elektronenkonzentrationen n_e , die sich nur geringfügig voneinander unterscheiden. Die beiden sich abwechselnden Streifen sind in ihrer Breite um den halben Füllfaktor herum gleich groß, und sie alternieren mit einer Periode von der Größenordnung des Zyklotronradius $\lambda \approx 3R_c$. Abhängig von der Magnetfeldrichtung wird mit steigendem Abstand zum halben Füllfaktor $\nu + 1/2$ einer der beiden Streifen breiter. Um den Füllfaktor $\nu + 1/4$ bzw. $\nu + 3/4$ kann es dann zu einem Übergang zur sogenannten *bubbles*-Phase kommen. An dieser Stelle wird der Übergang zu einer dreiecksförmigen CDW angenommen, die aus Elektronen-Blasen (engl. *bubbles*) besteht. In den Flanken der Landau Niveaus kann sich die *bubbles*-Phase äquivalent zu einem Wigner Gitter verhalten. Der Ladungstransport ist in der *stripes*-Phase anisotrop, während er in der *bubbles*-Phase isotrop ist.

Da eine Verringerung der Elektronenkonzentration n_e zum Verschwinden des RIQHE führt, werden die nachfolgenden Magnetotransportmessungen nur für die höchsten Elektronenkonzentrationen $n_e = 3,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ betrachtet. Bei den temperaturabhängigen Magnetotransportmessungen war der angelegte Strom I_H konstant, während die Temperatur von $T = 30 \text{ mK}$ in unterschiedlich großen Schritten auf $T = 250 \text{ mK}$ erhöht wurde. Beim Kippen des 2DEG relativ zum senkrechten Magnetfeld B_\perp bleiben dagegen die Temperatur $T \sim 80 \text{ mK}$ und der Strom $I_H = 500 \text{ nA}$ unverändert. Das Verhalten des RIQHE ist für die verschiedenen Parameter bei beiden Probenmaterialien gleich.

Zuerst wird das Temperaturverhalten des RIQHE für die verwendeten Probenmaterialien analysiert. In der Abbildung 5.6 sind der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} und der Hallwiderstand R_{xy} im Bereich des RIQHE für die beiden tiefsten Temperaturen T zu sehen. Die Hallplateaus für die intergralen Füllfaktoren sind hier deutlich zu erkennen und werden von den korrespondierenden Minima im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} begleitet. Während in dem ersten angeregten Landau-Niveau die fraktionalen Füllfaktoren $\nu = 5/2$ und $\nu = 7/2$ nur angedeutet sind, werden für kleinere Magnetfelder B ausgeprägtere Minima zwischen integralen Füllfaktoren beobachtet. Besonders zwischen den Füllfaktoren $\nu = 5$ und $\nu = 4$ ist dieses Verhalten auffällig. Die Minima in diesem Magnetfeldbereich werden von Plateaus im Hallwiderstand R_{xy} begleitet, welche den Wert des benachbarten integralen Hallplateaus annehmen. Es handelt sich hierbei also nicht um den FQHE, sondern um den RIQHE. Allerdings wird der RIQHE in der Abbildung 5.6 nicht für die tiefste Temperatur $T = 30 \text{ mK}$ beobachtet. Erst ab $T > 60 \text{ mK}$ sind die Minima und die dazugehörigen Hallplateaus klar zu erkennen.

Zunächst werden die Minima und die entsprechenden Hallplateaus im Bereich des RIQHE mit steigender Temperatur deutlicher. Dazu sind in der Abbildung 5.7 der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} und der Hallwiderstand R_{xy} über dem Magnetfeld B für verschiedene Temperaturen T abgebildet. Zuerst wird das Tempe-

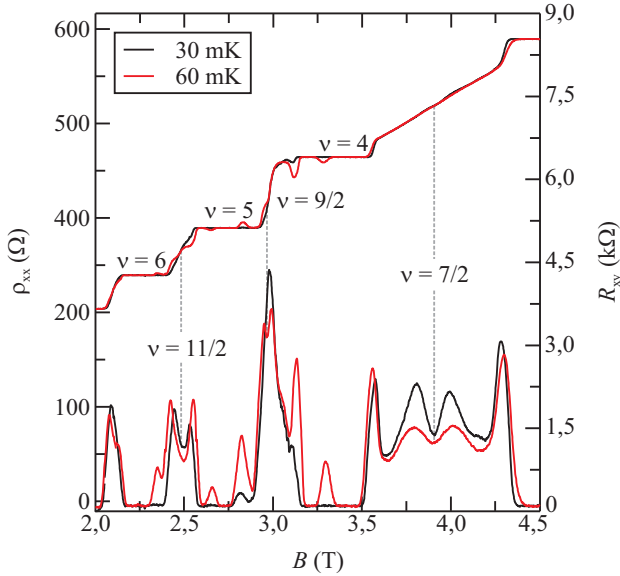


Abbildung 5.6: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} (linke y-Achse) und der Hallwiderstand R_{xy} (rechte y-Achse) sind über das Magnetfeld B zwischen den Füllfaktoren $\nu = 7$ und $\nu = 3$ für zwei verschiedenen Temperaturen T dargestellt. Die einzelnen Füllfaktoren in diesem Bereich sind eingezeichnet. Der RIQHE wird für die tiefste Temperatur $T=30$ mK nicht beobachtet.

raturverhalten des fraktionalen Füllfaktors $\nu = 7/2$ in diesem Bereich betrachtet. Das nur schwach ausgebildete Minimum im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} bei $B = 3,8$ T verschwindet mit zunehmender Temperatur T und kann ab $T = 125$ mK nicht mehr eindeutig zugeordnet werden. Das dazugehörige Hallplateau wird nicht beobachtet. Die Maxima im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} um den Füllfaktor $\nu = 7/2$ verschieben sich mit steigender Temperatur T zu niedrigeren Widerständen. Davon unterscheidet sich eindeutig das Temperaturverhalten des spezifischen Längswiderstandes ρ_{xx} und des Hallwiderstandes bei den Füllfaktoren $\nu = 9/2$, $\nu = 11/2$ und $\nu = 13/2$. Am deutlichsten ist das Temperaturverhalten des RIQHE um den Füllfaktor $\nu = 9/2$. An der Stelle des Maximums bei $B = 2,9$ T bildet sich im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} ein Minimum aus, welches mit zunehmender Temperatur T ausgeprägter wird und sich zu niedrigeren Widerständen verschiebt. Außerdem entstehen um den Füllfaktor $\nu = 9/2$ mit steigender Temperatur T weitere Minima bei $\nu = 4 + 1/5$, $\nu = 4 + 1/4$ und $\nu = 4 + 3/4$. Steigt die Temperatur über $T = 100$ mK beginnen die Minima des RIQHE im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} wieder zu verschwinden. Die Minima um den Füllfaktor $\nu = 9/2$

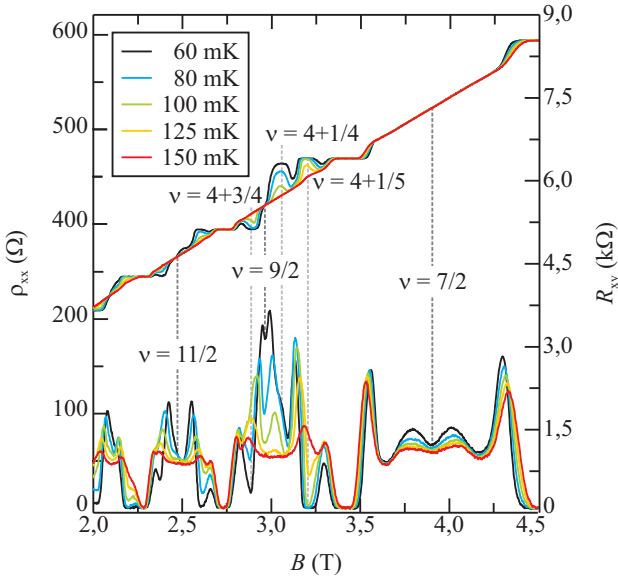


Abbildung 5.7: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} (linke y-Achse) und der Hallwiderstand R_{xy} (rechte y-Achse) sind gegen das Magnetfeld B für verschiedene Temperaturen T dargestellt. Der RIQHE ist nur zwischen Temperaturen $30\text{ mK} < T \leq 100\text{ mK}$ zu sehen.

werden von Hallplateaus bei integralen Werten begleitet. Die korrespondierenden Hallplateaus werden wie die Minima im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} erst ab $T = 60\text{ mK}$ sichtbar und ab einer Temperatur von $T = 100\text{ mK}$ werden sie wieder schmaler.

Die Beobachtung des RIQHE ist im Allgemeinen ein Indiz für die hohe Qualität eines hochbeweglichen Probenmaterials. In der Abbildung 5.6 trennt ein zusätzlicher Peak im Minimum des spezifischen Längswiderstands ρ_{xx} z. B. bei $B = 3,3\text{ T}$ den RIQHE vom IQHE. Mit steigender Temperatur T verschwindet dieser Peak und somit auch der RIQHE. Allerdings wird dieser Peak um $B = 3,3\text{ T}$ nicht für die tiefsten Temperaturen $T = 30\text{ mK}$ beobachtet. Laut J. P. Eisenstein [69] weist das Verschwinden dieses Peaks bei der tiefsten Temperatur T auf Verunreinigungen hin. Daraus folgt, dass die beiden Probenmaterialien D081022 A und D090218 B leicht verunreinigt sind.

Um die Kristallrichtung zu bestimmen wird nachfolgenden der Einfluss des senkrechten Magnetfeldes B_{\perp} auf die Ausbildung des RIQHE untersucht. In der Abbildung 5.8 ist der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} gegen das senkrechte Magnetfeld B_{\perp} für verschiedene Winkel θ dargestellt. Die Minima des RIQHE

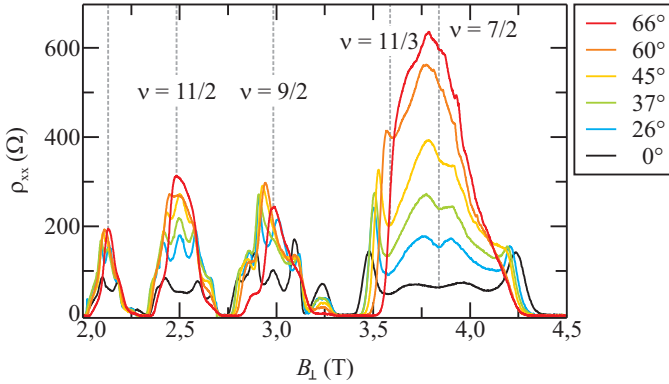


Abbildung 5.8: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist über das senkrechte Magnetfeld B_{\perp} für verschiedene Winkel θ aufgetragen. Der RIQHE verschwindet mit zunehmendem Winkel θ .

verlagern sich mit zunehmendem Winkel θ zu höheren Widerständen, während die Minima des IQHE breiter werden. Zeitgleich nimmt die Tiefe der Minima im Bereich des RIQHE ab, bis sie bei einem Winkel von $\theta = 60^\circ$ kollabieren. Zwischen den integralen Füllfaktoren wird etwa ab einen Winkel von $\theta = 66^\circ$ ein Maximum im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} beobachtet. Der fraktionale Füllfaktor $\nu = 7/2$ verschiebt sich ebenfalls mit steigendem Winkel θ zu höheren Widerständen. Dabei nimmt die Tiefe seines Minimums bis zu einem Winkel von $\theta \sim 26^\circ$ zunächst zu, bevor es mit zunehmendem Winkel θ verschwindet. Auch das Minimum des Füllfaktors $\nu = 11/3$ bei $B = 3,6$ T wird mit steigendem Winkel θ sichtbar, dabei ist es deutlich stärker ausgebildet als das benachbarte Minimum bei $\nu = 7/2$. Noch bis zu einem Winkel von etwa $\theta = 60^\circ$ wird an der Stelle des Füllfaktors $\nu = 11/3$ ein lokales Minimum im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} identifiziert. An der Position des Füllfaktors $\nu = 7/2$ wird ab einem Winkel von $\theta = 66^\circ$ auch nur noch ein Maximum im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} beobachtet. Das winkelabhängige Verhalten des Füllfaktors $\nu = 11/3$ ähnelt der Situation beim Übergang von einem unpolarisierten Spin-Zustand zu einem vollständig polarisierten Spin-Zustand (siehe Abschnitt 2.4.3). Allerdings verringert sich die Tiefe seines Minimums mit steigendem Winkel θ wieder, anstatt wie erwartet weiter zu zunehmen. Es ist wahrscheinlich, dass der RIQHE in diesem Bereich den FQHE dominiert und es deswegen zu der erneuten Abnahme der Aktivierungsenergie Δ_g kommt. Die winkelabhängigen Magnetotransportmessungen haben gezeigt, dass sich im Bereich des RIQHE bei den verwendeten Probenmaterialien mit zunehmenden Winkel θ ein Maximum ausbildet.

In früheren Arbeiten wurde bereits beobachtet, dass der RIQHE abhängig von

der Kristallrichtung ist [16, 17]. Diese Beobachtung des anisotropen Ladungstransports in den höheren Landau-Niveaus $N \geq 2$ deckt sich mit dem Modell der CDW. Die Streifen unterschiedlicher Elektronenkonzentration n_e um den halben Füllfaktor $\nu + 1/2$ bilden sich in eine Kristallrichtung aus. Findet nun der Magnetotransport parallel zu den Streifen statt, ist die Leitfähigkeit σ_{xx} hoch und es wird entsprechend ein niedriger spezifischer Längswiderstand ρ_{xx} gemessen. Wird dagegen senkrecht zu der *stripes*-Phase gemessen, ist die Leitfähigkeit σ_{xx} gering und ein hoher spezifischer Längswiderstand ρ_{xx} wird beobachtet. Zudem kommt es zu einem Übergang von hoher Leitfähigkeit σ_{xx} zu niedriger Leitfähigkeit σ_{xx} und umgekehrt beim Verkippen des 2DEG zum senkrechten Magnetfeld B [16, 17]. An der Position der halben Füllfaktoren $\nu + 1/2$ muss mit zunehmendem Winkel Θ ein Übergang vom zu den Streifen parallelen Magnetotransport zum dazu senkrechten Magnetotransport beachtet werden. Bilden sich also im Bereich des RIQHE beim Verkippen des 2DEG im senkrechten Magnetfeld B_{\perp} mit steigendem Winkel Θ Maxima aus, wie es in der Abbildung 5.8 der Fall ist, so findet der Magnetotransport nach den Arbeiten von Lilly *et al.* [16, 17] in die Kristallrichtung $\langle 110 \rangle$ statt.

Der RIQHE ist für die Probenmaterialien D081022 A und D090218 B ähnlich stark ausgebildet, somit sind die beiden Probenmaterialien nicht nur von vergleichbarer Qualität, sondern auch von hoher Qualität. Aus den winkelabhängigen Magnetotransportmessungen im Bereich des RIQHE ließ sich nicht nur die Kristallrichtung des Magnetotransports bestimmen, es wurde zusätzlich der Übergang von einem unpolarisierten Spin-Zustand zu einem vollständig polarisierten Spin-Zustand bei dem Füllfaktor $\nu = 11/3$ beobachtet.

5.3 Der fraktionale Füllfaktor $\nu=5/2$

Die gute Qualität eines Probenmaterials kann noch an einer weiteren Stelle bestätigt werden. Der Füllfaktor $\nu = 5/2$, der sich aufgrund seiner theoretischen Beschreibung besonders für die Realisierung von topologischen Quantencomputern eignet [34, 74], ist bei hochbeweglichen 2DEG unterhalb von $T = 50$ mK vollständig ausgebildet. Allerdings wird nicht bei allen hochbeweglichen Proben dieser Füllfaktor beobachtet sondern nur bei hochbeweglichen 2DEG mit einer hohen Qualität. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Probenmaterialien D081022 A und D090218 B ist der Füllfaktor $\nu = 5/2$ komplett entwickelt. Anhand der im Folgenden beschriebenen temperaturabhängigen Magnetotransportmessungen kann seine Aktivierungsenergie Δ_g bestimmt werden.

Da der Füllfaktor $\nu = 5/2$ beim Reduzieren der Elektronenkonzentration n_e für beide verwendeten hochbeweglichen Probenmaterialien verschwindet, liegt bei allen Magnetotransportmessungen die höchste Elektronenkonzentration $n_e = 3,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ vor. Der angelegte Strom wurde mit $I_H = 5 \text{ nA}$ möglichst klein gewählt, damit eine Erwärmung durch den Strom I_H vernachlässigt werden kann.

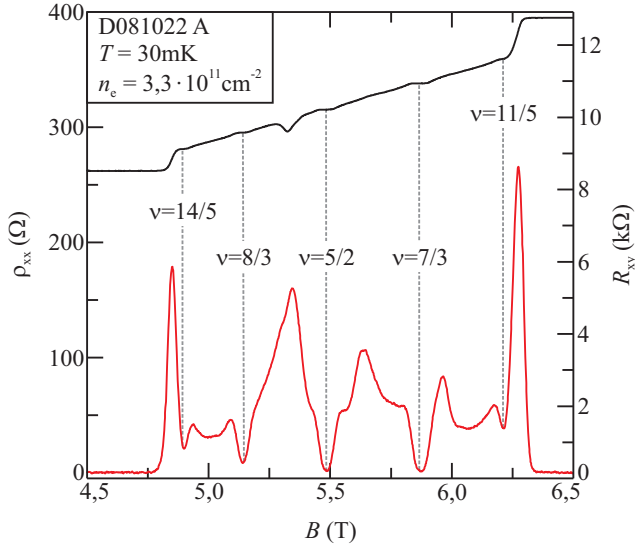


Abbildung 5.9: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} (linke y-Achse) und der Hallwiderstand R_{xy} (rechte y-Achse) sind über das Magnetfeld B um den Füllfaktor $\nu = 5/2$ dargestellt. Die fraktionalen Füllfaktoren in diesem Bereich sind eingezeichnet.

Die Abhängigkeiten der fraktionalen Füllfaktoren zwischen $\nu = 3$ und $\nu = 2$ von der Temperatur T und dem Winkel Θ verhalten sich bei beiden Probenmaterialien D081022 A und D090218 B ähnlich.

In der Abbildung 5.9 sind der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} und der Hallwiderstand R_{xy} bei der tiefsten Temperatur $T = 30$ mK über das Magnetfeld B um den fraktionalen Füllfaktor $\nu = 5/2$ für das Probenmaterial D081022 A abgebildet. Neben dem Füllfaktor $\nu = 5/2$ werden noch die fraktionalen Füllfaktoren $\nu = 8/3$ und $\nu = 7/3$ beobachtet sowie die Füllfaktoren $\nu = 14/5$ und $\nu = 11/5$. Allerdings sind nur die Füllfaktoren $\nu = 5/2$ und $\nu = 7/3$ unter den vorliegenden Bedingungen komplett ausgebildet (siehe Abbildung 5.9). Im Hallwiderstand R_{xy} bildet sich um das Magnetfeld $B = 5,3$ T ein Minimum aus, das von einem Maximum im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} begleitet wird. Bei diesem Effekt handelt es sich um den RIQHE [68]. Der RIQHE ist aber beim verwendeten Probenmaterial im ersten angeregten Landau-Niveau nicht vollständig entwickelt.

Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} und der Hallwiderstand R_{xy} um den fraktionalen Füllfaktor $\nu = 5/2$ werden zunächst für verschiedene Temperaturen T untersucht, um deren Aktivierungsenergien Δ_g zu bestimmen. Die Temperatur wurde dabei von $T = 30$ mK auf $T = 200$ mK in mehreren Schritten erhöht.

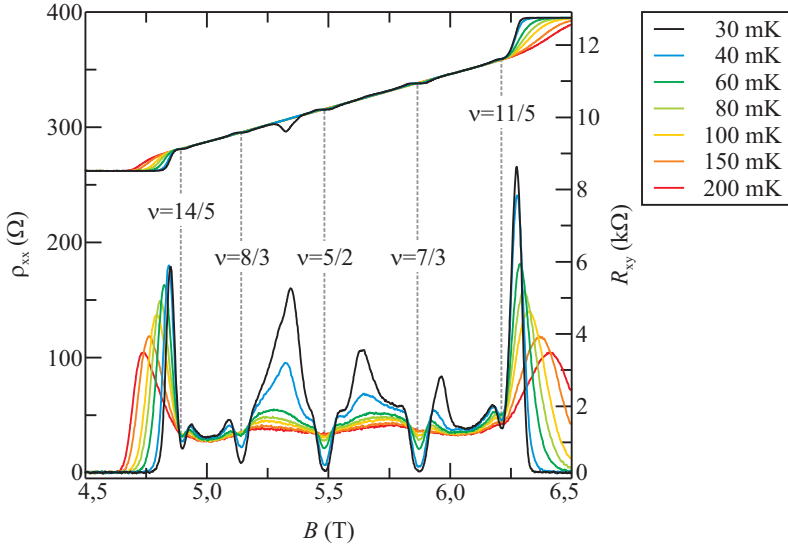


Abbildung 5.10: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} (linke y-Achse) und der Hallwiderstand R_{xy} (rechte y-Achse) sind gegen das Magnetfeld B für verschiedene Temperaturen T abgebildet. Die fraktionierten Füllfaktoren sind in diesem Magnetfeldbereich nur bis zu einer Temperatur von $T = 80$ mK zu sehen.

Entsprechend sind in der Abbildung 5.10 der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} und der Hallwiderstand R_{xy} gegen das Magnetfeld B für unterschiedliche Temperaturen T dargestellt. Die Minima der fraktionierten Füllfaktoren im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} verschieben sich mit zunehmender Temperatur T zu höheren Widerständen. Bereits ab einer Temperatur von $T = 100$ mK können die einzelnen Füllfaktoren nicht mehr bestimmt werden, während die korrespondierenden Plateaus im Hallwiderstand R_{xy} deutlich früher, ab etwa $T \sim 60$ mK, nicht mehr beobachtet werden. Die Peaks im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} , die den FQHE bei $B = 4,8$ T und bei $B = 6,3$ T vom IQHE trennen, werden mit zunehmender Temperatur T kleiner und ihre Breite nimmt gleichzeitig zu. Der RIQHE ist in diesem Magnetfeldbereich nur für die tiefste Temperatur $T = 30$ mK angedeutet. Folglich ist er im ersten angeregten Landau-Niveau nicht komplett ausgebildet.

Aus den temperaturabhängigen Magnetotransportmessungen in der Abbildung 5.10 wird die Aktivierungsenergie Δ_g für die drei stabilsten fraktionierten Füllfaktoren in diesem Magnetfeldbereich ermittelt. Dazu werden die Werte der Minima im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} für die Füllfaktoren von $\nu = 7/3$, $\nu = 5/2$ und $\nu = 8/3$ bei den verschiedenen Temperaturen T bestimmt. In der Abbildung 5.11 sind diese Werte logarithmisch über die inverse Temperatur $1/T$ in

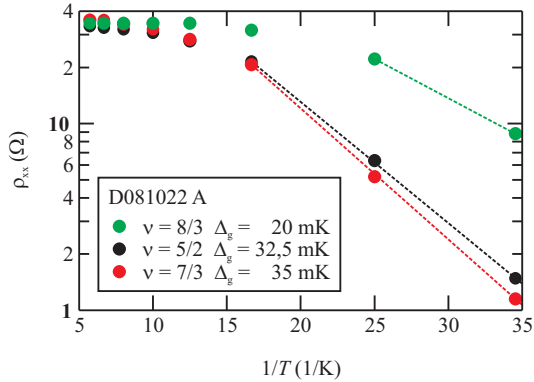


Abbildung 5.11: Die Werte der Minima der fraktionalen Füllfaktoren $\nu = 8/3$, $\nu = 5/2$ und $\nu = 7/3$ sind logarithmisch über die inverse Temperatur $1/T$ aufgetragen. Aus dieser Darstellung, der sogenannten Arrhenius-Darstellung, wird die Aktivierungsenergie Δ_g der einzelnen fraktionalen Füllfaktoren bestimmt.

einer sogenannten Arrhenius-Darstellung aufgetragen (siehe dazu Abschnitt 2.4.3). Anhand dieser Darstellung wird der Aktivierungsbereich bestimmt, dessen Steigung die Aktivierungsenergie Δ_g eines Füllfaktors widerspiegelt. In diesem Magnetfeldbereich ist die Aktivierungsenergie für den Füllfaktor $\nu = 7/3$ mit etwa $\Delta_g = 35$ mK am größten. Die Aktivierungsenergie des Füllfaktors $\nu = 5/2$ ist mit $\Delta_g = 32,5$ mK etwas geringer. Bei dem Füllfaktor $\nu = 8/3$ lässt sich der Aktivierungsbereich bis etwa $T = 40$ mK noch identifizieren. Dementsprechend ist die Aktivierungsenergie mit ca. $\Delta_g = 20$ mK am kleinsten.

Im Folgenden wird der Einfluss des senkrechten Magnetfeldes B_{\perp} unter anderem auf den Füllfaktor $\nu = 5/2$ analysiert. Aufgrund des größeren Volumens des Drehprobenstabes liegt die tiefste Temperatur bei den winkelabhängigen Magnetotransportmessungen bei ungefähr $T = 80$ mK. Die höhere Temperatur T führt dazu, dass die fraktionalen Füllfaktoren im untersuchten Magnetfeldbereich nicht vollständig ausgebildet sondern nur angedeutet sind. In der Abbildung 5.12 ist der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} gegen das senkrechte Magnetfeld B_{\perp} für verschiedene Winkel Θ dargestellt.

Während der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} im Allgemeinen mit zunehmendem Winkel Θ ansteigt, verschiebt sich das Minimum des Füllfaktors $\nu = 7/3$ nicht zu höheren Widerständen. Zudem nimmt die Tiefe seines Minimums kontinuierlich zu. Der Füllfaktor $\nu = 7/3$ ist demnach unabhängig von dem Winkel Θ . Seine Aktivierungsenergie Δ_g nimmt mit steigendem Winkel Θ zu, somit ist der Füllfaktor $\nu = 7/3$ vollständig spin-polarisiert (siehe Abschnitt 2.4.3). Ein anderes Verhalten wird bei dem Füllfaktor $\nu = 8/3$ beobachtet. Befindet sich das 2DEG senkrecht zum angelegten Magnetfeld B ($\Theta = 0^\circ$), lässt sich dieser

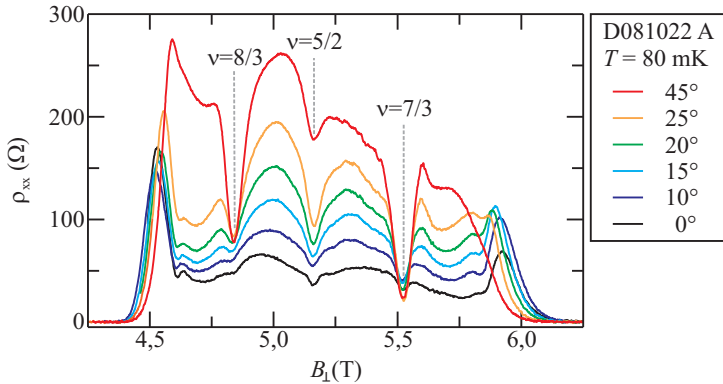


Abbildung 5.12: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist gegen das senkrechte Magnetfeld B_{\perp} für verschiedene Winkel Θ abgebildet. Der fraktionale Füllfaktor $\nu = 7/3$ ist vollständig spin-polarisiert, während bei dem Füllfaktor $\nu = 8/3$ ein Übergang zu diesem Zustand beobachtet wird.

Füllfaktor nur erahnen. Erst mit zunehmenden Winkel $\Theta \neq 0^\circ$ bildet sich an dieser Stelle ein Minimum im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} aus. Der Wert dieses Minimums verschiebt sich ab einen Winkel von $\Theta = 20^\circ$ nicht mehr zu höheren Widerständen, entsprechend nimmt dessen Tiefe mit steigendem Winkel Θ zu. Der Füllfaktor $\nu = 8/3$ zeigt für höhere Winkel Θ ein vergleichbares winkelunabhängiges Verhalten wie es bereits bei dem Füllfaktor $\nu = 7/3$ beobachtet wurde. Demnach wird für den Füllfaktor $\nu = 8/3$ ein Übergang von einem unpolarisierten Spin-Zustand zu einem vollständig polarisierten Spin-Zustand beobachtet (siehe Abschnitt 2.4.3). Bei dem Füllfaktor $\nu = 5/2$ ist die Situation nicht so eindeutig. Die Tiefe seines Minimums nimmt zwar mit steigendem Winkel Θ ab, allerdings verschiebt sich der Wert des Minimums weiterhin zu höheren Widerständen. Bereits für Winkel $\Theta > 25^\circ$ nimmt die Tiefe des Minimums ab. Die Ausbildung des Füllfaktors $\nu = 5/2$ hängt demnach von dem Winkel Θ ab. Allerdings lässt sich ihm weder ein vollständig polarisierter Spin-Zustand noch ein unpolarisierter Spin-Zustand zuordnen

Die winkelabhängigen Magnetotransportmessungen wurden in diesem Magnetfeldbereich für verschiedene Temperaturen T durchgeführt. Dadurch ließen sich die Aktivierungsenergien Δ_g für die Füllfaktoren $\nu = 8/3$ und $7/3$ mit Hilfe der Arrhenius-Darstellung in Abhängigkeit des Magnetfeldes B bestimmen. Die Aktivierungsenergie Δ_g des Füllfaktors $\nu = 5/2$ konnte aufgrund der hohen Basistemperatur $T = 80$ mK nicht ermittelt werden. In der Abbildung 5.13 ist die jeweilige Aktivierungsenergie Δ_g der einzelnen winkelabhängigen Magnetotransportmessungen über das Magnetfeld B für die Füllfaktoren $\nu = 8/3$ und $\nu = 7/3$ aufgetragen. Die Aktivierungsenergie Δ_g des Füllfaktors $\nu = 7/3$ nimmt wie

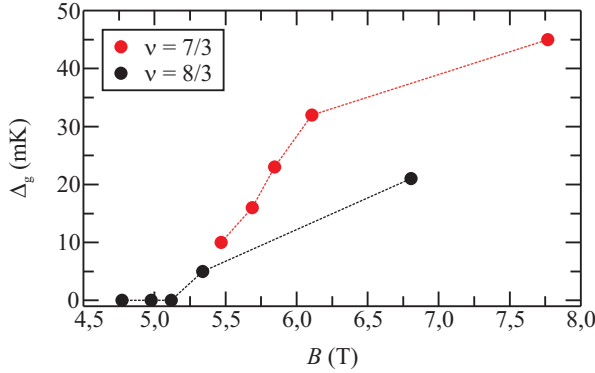


Abbildung 5.13: Die Aktivierungsenergie Δ_g ist in Abhängigkeit von dem Magnetfeld B für die Füllfaktoren $\nu = 8/3$ und $\nu = 7/3$ zu sehen. Die Aktivierungsenergie Δ_g von dem Füllfaktor $\nu = 7/3$ nimmt mit steigendem Magnetfeld zu, während sie für den Füllfaktor $\nu = 8/3$ erst ab $B = 5,1$ T steigt.

erwartet mit steigendem Magnetfeld B zu. Da für den Füllfaktor $\nu = 8/3$ erst für höhere Winkel $\Theta > 15^\circ$ ein Minimum im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} identifiziert wird, ist die Aktivierungsenergie Δ_g bis zu dem Magnetfeld $B = 5,1$ T zu niedrig um bestimmt zu werden. Für größere Magnetfelder $B > 5,1$ T steigt die Aktivierungsenergie Δ_g von dem Füllfaktor $\nu = 8/3$ schließlich mit dem zunehmendem Magnetfeld B .

Da sich der Wert des Minimums von dem Füllfaktor $\nu = 7/3$ nicht mit zunehmendem Winkel Θ zu höheren Widerständen verschiebt und seine Aktivierungsenergie Δ_g mit steigendem Magnetfeld B zunimmt, ist dieser Füllfaktor wie erwartet vollständig spin-polarisiert (siehe Abschnitt 2.4.3) [36, 42, 43]. Der Füllfaktor $\nu = 8/3$ durchläuft dagegen einen Übergang von einem unpolarisierten Spin-Zustand zu einem vollständig polarisierten Spin-Zustand [75]. Dabei sinkt die Aktivierungsenergie Δ_g zunächst im unpolarisierten Spin-Zustand mit steigendem Winkel Θ , bis sie im Übergangsbereich nicht mehr ermittelt werden kann. Wenn sich der Füllfaktor $\nu = 8/3$ schließlich im vollständig polarisierten Spin-Zustand befindet, nimmt die Aktivierungsenergie Δ_g wie bei dem Füllfaktor $\nu = 7/3$ mit steigendem Magnetfeld B zu. Der unpolarisierte Spin-Zustand wird bei dem Füllfaktor $\nu = 8/3$ in der Abbildung 5.13 nicht beobachtet, weil die Basistemperatur $T = 80$ mK zu hoch ist. Der Füllfaktor $\nu = 8/3$ ist bis zu dem Magnetfeld $B = 5,2$ T nicht ausgebildet bzw. nur leicht angedeutet, somit liegt hier der Übergangsbereich vor. Bei einem Winkel von etwa $\Theta = 20^\circ$ ist der Füllfaktor $\nu = 8/3$ dann vollständig spin-polarisierter. Die Aktivierungsenergie Δ_g nimmt mit steigendem Magnetfeld B zu und das Minimum im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} wird tiefer. Der Füllfaktor $\nu = 5/2$ ist dagegen weder vollständig

spin-polarisiert noch kann hier ein Übergang zu diesem Spin-Zustand beobachtet werden. Bisher wurde in der Literatur angenommen, dass der Füllfaktor $\nu = 5/2$ mit steigendem Winkel Θ zum senkrechten Magnetfeld B_{\perp} kollabiert und verschwindet [36]. Doch in der Abbildung 5.12 ist deutlich zu erkennen, dass sich der Zustand des Füllfaktors $\nu = 5/2$ zunächst immer stärker ausbildet mit zunehmendem Winkel Θ . Erst für höhere Winkel $\Theta > 25^{\circ}$ beginnt das Minimum im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} zu verschwinden. Diese Beobachtung deckt sich mit der erst kürzlich erschienenen Veröffentlichung von Liu *et al.* [76], in der die zunehmende Ausbildung des Füllfaktors $\nu = 5/2$ zwischen $0^{\circ} < \Theta < 25^{\circ}$ durch die Möglichkeit einer Skyrmion-Spin-Struktur diskutiert wird. Eine eindeutige Aussage über den Spin-Zustand des Füllfaktors $\nu = 5/2$ kann zum jetzigen Zeitpunkt aber noch nicht getroffen werden.

Der Füllfaktor $\nu = 5/2$ ist für die verwendeten Probenmaterialien vollständig ausgebildet, allerdings ist seine Aktivierungsenergie mit $\Delta_g = 32,5$ mK vergleichsweise gering [77]. Beim Verkippen des 2DEG zu höheren Winkeln Θ ist zwar der Kollaps des Füllfaktors in den untersuchten Proben angedeutet [36], andererseits wird bei kleineren Winkeln Θ eine Zunahme der Ausbildung des Füllfaktors $\nu = 5/2$ ebenfalls beobachtet [76]. Ein ähnliches Verhalten wurde bereits in dem Abschnitt 5.2 für den fraktionalen Füllfaktor $\nu = 7/2$ gesehen. Die Beobachtung eines vollständig ausgebildeten Füllfaktors $\nu = 5/2$ sowie des RI-QHE im ersten angeregten Landau-Niveau spricht für die hervorragende Qualität der Probenmaterialien D081022 A und D090218 B. Ebenso bekräftigt der erst vor kurzem beobachtete Übergang des Füllfaktors $\nu = 8/3$ von einem unpolarisierten Spin-Zustand zu einem vollständig polarisierten Spin-Zustand die hohe Qualität der untersuchten hochbeweglichen 2DEG [75]. Der Füllfaktor $\nu = 5/2$ hängt wie der Riesenmagnetowiderstand aus dem Abschnitt 4.4 deutlich von der Temperatur T und der Elektronenkonzentration n_e ab.

5.4 Die fraktionalen Füllfaktoren für $\nu < 2$

Die hohe Elektronenbeweglichkeit μ_e der Probenmaterialien D081022 A und D090218 B spiegelt sich auch in den Beobachtungen zwischen den Füllfaktoren $\nu = 2$ und $\nu = 1$ wider. In diesem Bereich ist eine Vielzahl von fraktionalen Füllfaktoren vollständig ausgebildet. Im Folgenden wird nicht nur die Aktivierungsenergie Δ_g der deutlichsten fraktionalen Füllfaktoren bestimmt, sondern auch ihr Spin-Zustand anhand von winkelabhängigen Magnetotransportmessungen angegeben.

In der Abbildung 5.14 ist eine Reihe von fraktionalen Füllfaktoren in dem Magnetfeldbereich von $B = 7,5$ T bis $B = 12$ T klar zu erkennen, wobei die deutlichsten markiert sind. Die Minima dieser ausgewählten fraktionalen Füllfaktoren werden von Plateaus im Hallwiderstand R_{xy} begleitet. Die Verteilung der fraktionalen Füllfaktoren ist dabei symmetrisch um den Füllfaktor $\nu = 3/2$ bei

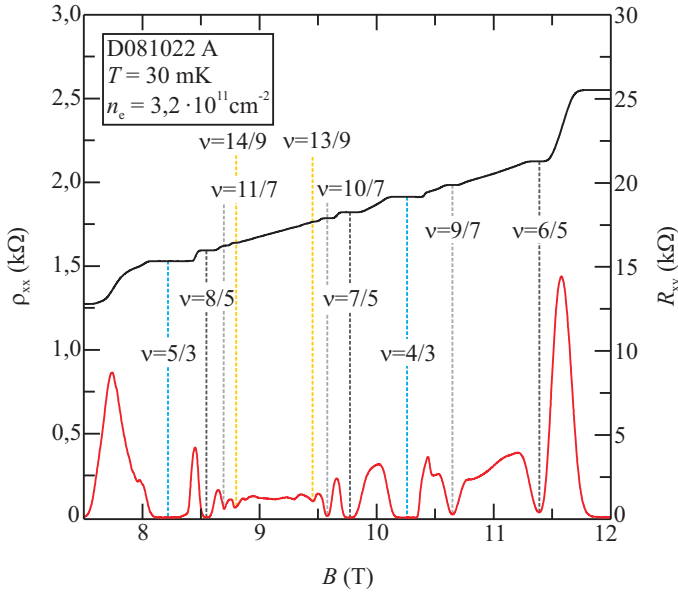


Abbildung 5.14: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} (linke y-Achse) und der Hallwiderstand R_{xy} (rechte y-Achse) sind zwischen den Füllfaktoren $\nu = 2$ und $\nu = 1$ über das Magnetfeld B dargestellt. Die fraktionalen Füllfaktoren in diesem Bereich sind eingezeichnet.

$B = 9,1$ T herum. Diese Symmetrie gilt allerdings nur für Füllfaktoren $\nu \geq 4/3$. Die verbleibenden zwei Füllfaktoren $\nu = 9/7$ und $\nu = 6/5$ sind dagegen um den Füllfaktor $\nu = 5/4$ bei $B = 11$ T symmetrisch.

Die fraktionalen Füllfaktoren für $\nu < 2$ werden zunächst für verschiedene Temperaturen T untersucht. Bei den temperaturabhängigen Messungen waren der angelegte Strom I_H und die Elektronenkonzentration n_e konstant, während die Temperatur T schrittweise erhöht wurde. Die Schrittweite ΔT wurde dem jeweiligen Temperaturbereich angepasst, unter $T = 100$ mK ist die Schrittweite ΔT daher geringer als für höhere Temperaturen T .

Aus der temperaturabhängigen Magnetotransportmessung in der Abbildung 5.15 kann die Aktivierungsenergie Δ_g für die am stärksten ausgebildeten fraktionalen Füllfaktoren bestimmt werden. Die Minima im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} werden mit steigender Temperatur T schmaler, bis sie sich schließlich mit zunehmender Temperatur T zu höheren Widerständen verschieben. Bei der höchsten Temperatur $T = 900$ mK wird nur noch der stabilste fraktionale Füllfaktor $\nu = 5/3$ in diesem Bereich beobachtet. Die Peaks im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} bei

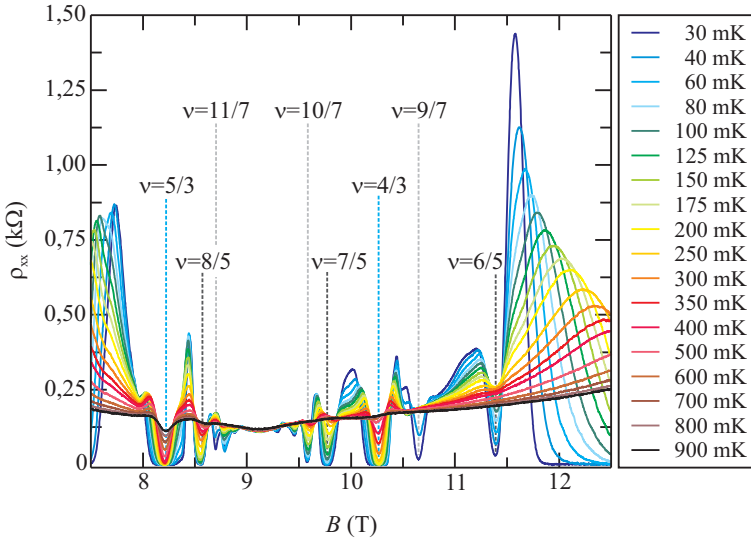


Abbildung 5.15: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist gegen das Magnetfeld B für verschiedene Temperaturen T dargestellt. Die fraktionalen Füllfaktoren verschwinden mit zunehmender Temperatur T .

$B = 8,8\text{ T}$ und bei $B = 11,6\text{ T}$, die hier den IQHE vom FQHE trennen, werden mit steigender Temperatur T kleiner und ihre Breite nimmt zu. Interessant ist in diesem Magnetfeldbereich das Temperaturverhalten der Füllfaktoren $\nu = 11/7$ und $\nu = 9/7$. Trotz ihrer vergleichbar tiefen Minima im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} bei einer Temperatur von $T = 30\text{ mK}$ verschwinden diese beiden Füllfaktoren deutlich früher mit zunehmender Temperatur T als andere.

Aus dem Anstieg der Minima im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} lässt sich mit Hilfe der Arrhenius-Darstellung die Aktivierungsenergie Δ_g der einzelnen Füllfaktoren bestimmen (siehe dazu Abschnitt 2.4.3). Die so berechneten Aktivierungsenergien Δ_g sind in der Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Zur Bestimmung des Spin-Zustandes einzelner Füllfaktoren wurden die winkelabhängigen Magnetotransportmessungen mit dem dafür konstruierten Drehprobenstab durchgeführt. Hierbei lag die Basistemperatur bei etwa $T = 80\text{ mK}$. Der angelegte Strom I_H und die Elektronenkonzentration n_e waren bei jedem gewählten Winkel θ konstant. Die Position der Füllfaktoren bei $\nu < 2$ verschiebt sich mit zunehmendem Winkel θ zu höheren Magnetfeldern B . Der gesamte Magnetfeldbereich konnte nicht für jeden Winkel θ abgedeckt werden, da das zur Verfügung stehende höchste Magnetfeld $B = 18\text{ T}$ betrug.

In der Abbildung 5.16 ist der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} über das senk-

Tabelle 5.1: Die aus der Arrhenius-Darstellung gewonnene Aktivierungsenergien Δ_g sind den jeweiligen fraktionalen Füllfaktoren zugeordnet.

Füllfaktor ν	Aktivierungsenergie Δ_g
5/3	428 mK
8/5	126 mK
11/7	25 mK
14/9	~ 20 mK
10/7	47 mK
7/5	105 mK
4/3	560 mK
9/7	~ 15 mK
6/5	~ 10 mK

rechte Magnetfeld B_{\perp} für verschiedene Winkel Θ dargestellt. Dabei konnte der Magnetfeldbereich in der Abbildung 5.16 nur bis zu einem Winkel von $\Theta = 45^\circ$ vollständig untersucht werden. Bereits ab einem Winkel von $\Theta = 50^\circ$ liegt der Messbereich außerhalb des möglichen Magnetfeldes.

Bei den zu Verfügung stehenden Winkeln Θ wird für die stabilsten fraktionalen Füllfaktoren in dem Magnetfeldbereich zwischen $B = 7,5$ T und $B = 9,75$ T vorwiegend ein winkelunabhängiges Verhalten beobachtet. Ihre Minima im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} verschieben sich nicht zu höheren Widerständen bei zunehmenden Winkel Θ und sind somit vollständig spin-polarisiert. Nur das Minimum des Füllfaktors $\nu = 10/7$ verlagert sich zunächst zu höheren Widerständen, allerdings ändert sich sein Wert ab einem Winkel von $\Theta = 36^\circ$ nicht mehr mit steigendem Winkel Θ . In diesem Magnetfeldbereich sind die stabilsten fraktionalen Füllfaktoren bei den möglichen Winkeln $\Theta < 53^\circ$ vollständig spin-polarisiert.

Das winkelabhängige Verhalten der beiden Füllfaktoren $\nu = 9/7$ und $\nu = 6/5$ bei höheren Magnetfelder $B > 9,75$ T unterscheidet sich von dem der anderen Füllfaktoren. Um das Magnetfeld $B = 10,4$ T herum verschiebt sich der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ab einem Winkel von $\Theta = 25^\circ$ zu höheren Widerständen. Die Tiefe des Minimums im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} für den Füllfaktor $\nu = 9/7$ verringert sich dabei zunächst mit steigendem Winkel Θ . Bei Winkeln $\Theta > 45^\circ$ wird das Minimum an dieser Stelle wieder tiefer, während sich gleichzeitig sein Wert nicht mehr zu höheren Widerständen verlagert. Der Übergang von einem unpolarisierten Spin-Zustand zu einem vollständig polarisierten Spin-Zustand ist hier für den Füllfaktor $\nu = 9/7$ angedeutet (siehe dazu Abschnitt 2.4.3). Die Tiefe des Minimums beim Füllfaktor $\nu = 6/5$ bleibt zunächst unverändert mit steigendem Winkel Θ , während sich der Wert des Minimums ab einem Winkel von $\Theta = 36^\circ$ zu höheren Widerständen verschiebt. Zwischen den Winkeln $36^\circ < \Theta < 45^\circ$ kollabiert der Füllfaktor $\nu = 6/5$ und an seiner Position wird nun ein Maximum

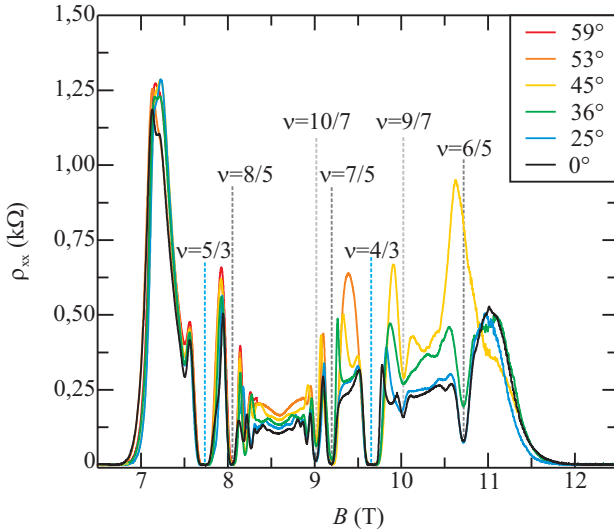


Abbildung 5.16: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist über das senkrechte Magnetfeld B_\perp für verschiedene Winkel Θ aufgetragen.

beobachtet. Der Kollaps eines Füllfaktors ist auch für die Füllfaktoren $\nu = 14/9$ und $\nu = 13/9$ bei niedrigen Magnetfeldern B angedeutet.

Aufgrund der geringen Auswahl an einstellbaren Winkeln Θ lässt sich der Spin-Übergang bei dem Füllfaktor $\nu = 4/3$ nicht beobachten [78]. Im Folgenden wird insbesondere das Verhalten um das Magnetfeld $B = 10,4 T$ noch einmal betrachtet. Die starke Temperaturabhängigkeit des Füllfaktors $\nu = 9/7$ und die Andeutung eines Peaks im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} bei $B = 10,4 T$ für steigende Winkel Θ sind Anzeichen für die Ausbildung des RIQHE in diesem Magnetfeldbereich. An der Position des Füllfaktors $\nu = 6/5$ hat zumal Chen *et al.* [79] bei Mikrowellen induzierte Resonanzen, den Übergang von der dreiecksförmigen CDW (*bubbles* Phase) zu einem Wigner Kristall ähnlichen Zustand beobachtet (siehe Abschnitt 5.2). Damit ist die Ausbildung des RIQHE in diesem Landau-Niveau nicht ausgeschlossen. Allerdings bleibt die Beobachtung von dem Übergang eines Minimums im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} bei dem Füllfaktor $\nu = 6/5$ zu einem Peak für höhere Winkel Θ auch im Regime des RIQHE unbeantwortet.

Der RIQHE kann bei den Probenmaterialien D081022 A und D090218 B im ersten Landau-Niveau nicht ausgeschlossen werden. Dabei zeichnete sich besonders das winkelabhängige Verhalten des Füllfaktors $\nu = 6/5$ aus. Statt mit zunehmenden Winkel Θ zu kollabieren und zu verschwinden, entsteht an seiner Stelle ein klares Maximum im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} .

5.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Qualität der beiden hochbeweglichen Probenmaterialien D081022 A und D090218 B untersucht.

Die Beobachtung des RIQHE in dem Abschnitt 5.2 und der vollständig ausgebildete Zustand des Füllfaktors $\nu = 5/2$ in dem Abschnitt 5.3 gibt Auskunft über die Qualität der Probenmaterialien D081022 A und D090218 B. Diese beiden Effekte treten nur bei hochbeweglichen 2DEG hoher Qualität auf [69]. Das Verschwinden des RIQHE für Temperaturen unter $T = 40$ mK und die geringe Aktivierungsenergie Δ_g des Füllfaktors $\nu = 5/2$ führen allerdings zu leichten Einbußen in der Qualität der Probenmaterialien.

Zusätzlich wurden die Spin-Zustände im Bereich des Füllfaktors $\nu = 5/2$ anhand von winkelabhängigen Magnetotransportmessungen bestimmt (siehe Abschnitt 5.3). Dabei wurde für den Füllfaktor $\nu = 8/3$ der erst kürzlich beschriebene Übergang von einem unpolarisierten Spin-Zustand zu einem vollständig polarisierten Spin-Zustand nachgewiesen [75]. Außerdem wurde im Rahmen dieser Arbeit eine stärkere Ausbildung des Füllfaktors $5/2$ bei niedrigen Winkeln Θ ebenfalls bestätigt [76], bevor dieser Zustand bei höheren Winkeln Θ kollabiert [36]. Die Beobachtungen bei winkelabhängigen Magnetotransportmessungen für diese beiden Füllfaktoren sind Gegenstand aktueller Forschung und sprechen damit für die hohe Qualität der verwendeten Probenmaterialien.

Aufgrund des späten Einsatzes der SdH-Oszillationen muss eine inhomogene Verteilung der Elektronen in beiden Probenmaterialien angenommen und daher ihr Einfluss auf die Magnetotransportmessungen berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 5.1). Das Auftreten einer Schwebung in den SdH-Oszillationen bekräftigt die Annahme einer inhomogenen Elektronenkonzentration n_e . Die Schwebung wird durch die Wechselwirkung von zwei besetzten Subbänder verursacht [65, 66]. Die Entstehung eines zweiten besetzten Subbandes wird dabei durch die Form des Quantentopfes begünstigt. Die Wechselwirkung zwischen den beiden Subbändern spiegelt sich auch in der Quantenstreuzeit τ_q wider, die dann niedriger als erwartet ausfällt. Diese wurde bereits in dem Abschnitt 4.4.5 beobachtet. Allerdings beeinflusst diese Wechselwirkung den negativen differentiellen Magnetowiderstand um $B = 0$ T nur geringfügig und kann zu dessen theoretischen Beschreibung vernachlässigt werden.

Sowohl der Riesenmagnetowiderstand als auch der Füllfaktor $\nu = 5/2$ zeigen eine starke Abhängigkeit von der Temperatur T , der Elektronenkonzentration n_e und dem angelegten Strom I_H . Es muss geprüft werden, wie stark diese beiden Effekte miteinander korreliert sind. Dies legt die Vermutung nahe gelegt, dass die Beobachtung einer großen Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes mit einem stärker ausgebildeten Füllfaktor $\nu = 5/2$ einhergeht.

6 Einfluss der Geometrie auf die Magnetotransportmessungen

In diesem Kapitel wird untersucht, wie stark die Probengeometrie die Magnetotransportmessungen in einem hochbeweglichen 2DEG beeinflusst. Dazu werden die Magnetotransportmessungen anhand des Probenmaterial D090218 B nicht nur im Bereich des Füllfaktors $\nu = 5/2$ betrachtet, sondern auch die Geometrieabhängigkeit des negativen differentiellen Magnetowiderstandes um $B = 0$ T analysiert.

Teile der hier vorgestellten Magnetotransportmessungen wurden im Rahmen der Masterarbeit von Aida Hodaei [55] durchgeführt. Damals lag der Schwerpunkt in dem Verhalten der Magnetotransportmessungen bei höheren Magnetfeldern B . Hier wird zudem das Verhalten des negativen differentiellen Magnetowiderstandes um $B = 0$ T analysiert und eine Verbindung zwischen seiner Ausbildung und der Beobachtung des Füllfaktors $\nu = 5/2$ hergestellt.

Zunächst wird der Einfluss der Kristallrichtung auf die Magnetotransportmessungen in dem Abschnitt 6.1 untersucht.

Anschließend wird in dem Abschnitt 6.2 die Abhängigkeit des negativen differentiellen Magnetowiderstandes um $B = 0$ T von verschiedenen Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnis b/l betrachtet.

6.1 Kreuz-Struktur

In diesem Abschnitt wird die Auswirkung der Kristallrichtung auf die Magnetotransportmessungen bestimmt. Dabei wird eine Abhängigkeit des RIQHE von der jeweiligen Kristallrichtung erwartet [16, 17] und entsprechend auch eine Abhängigkeit des Füllfaktors $\nu = 5/2$.

Um den Einfluss der Kristallrichtung auf die Magnetotransportmessungen zu untersuchen, wird eine für diese Arbeit entworfene Kreuz-Struktur wie in der Abbildung 6.1 genutzt. Mit dieser Geometrie ist es möglich, die Abhängigkeit der Magnetotransportmessungen von der Kristallrichtung in einem Messzyklus zu betrachten. Die Breite der einzelnen Arme der Kreuz-Struktur entspricht der Breite des Hallbars und beträgt $b=200\ \mu\text{m}$. Auch der Abstand l zwischen den Längskontakten eines Arms ist an dem Hallbar orientiert und liegt bei $l=300\ \mu\text{m}$.

Die an der Kreuz-Struktur durchgeführten Magnetotransportmessungen stimmen mit denen an dem Hallbar überein. Es werden die gleichen Abhängigkeiten für verschiedene Parametern wie z. B. die Temperatur T und dem angelegten Strom I_H

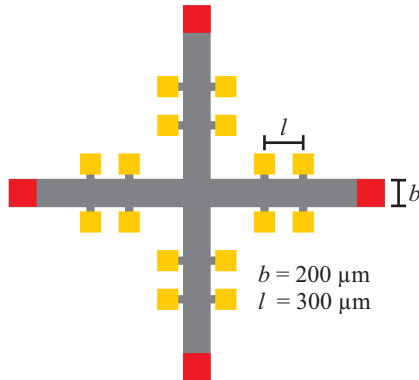


Abbildung 6.1: Skizze von der Kreuz-Struktur: Die Breite jedes Arms beträgt $b=200\ \mu\text{m}$ und der Abstand zwischen benachbarten Längskontakten (gelb) ist $l=300\ \mu\text{m}$.

beobachtet. Deswegen wird im Folgenden nur der Einfluss der Kristallrichtung auf den jeweiligen Magnetfeldbereich vorgestellt.

In dem ersten Abschnitt 6.1.1 wird der Magnetotransport für einen großen Magnetfeldbereich in Abhängigkeit der Kristallrichtung untersucht. Anschließend wird dann in dem Abschnitt 6.1.2 analysiert wie stark der negative differentielle Magnetowiderstand um $B = 0\ \text{T}$ von der Kristallrichtung beeinflusst wird.

6.1.1 Magnetotransportmessungen bei hohen Magnetfeldern

Zunächst wird die Abhängigkeit des Füllfaktors $\nu = 5/2$ von der gewählten Kristallrichtung analysiert. Dabei wird nicht nur in diesem Bereich eine Abhängigkeit beobachtet sondern auch im Bereich der fraktionalen Füllfaktoren $\nu < 2$.

In der Abbildung 6.2 sind der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} und der Hallwiderstand R_{xy} über das Magnetfeld B für die beiden Kristallrichtungen aufgetragen. Der Unterschied zwischen den beiden Kristallrichtungen ist bei höheren Magnetfeldern B deutlicher. Besonders ist hierbei der Bereich um den Füllfaktor $\nu = 5/2$ hervorzuheben. In dem roten Hallwiderstand R_{xy} (Kristallrichtung I) sind um das Plateau des halben Füllfaktors $\nu = 5/2$ herum eindeutige Minima und Maxima zu sehen. In diese Kristallrichtung ist die Ausbildung des RIQHE in dem ersten angeregten Landau-Niveau bei der tiefsten eingestellten Temperatur $T = 30\ \text{mK}$ angedeutet. Dies wurde bereits in dem Abschnitt 5.3 an einem Hallbar beobachtet. Auch bei höheren Magnetfeldern $B > 9,5\ \text{T}$ ist die Ausbildung des RIQHE in nur eine Kristallrichtung eindeutig zu sehen. Da der RIQHE nach Lilly *et al.* [16, 17] von der Kristallrichtung abhängt, tritt er wie erwartet nicht in der dazu senkrechten Kristallrichtung II in der Abbildung 6.2 auf. Der fraktionale Füllfaktor $\nu = 5/2$

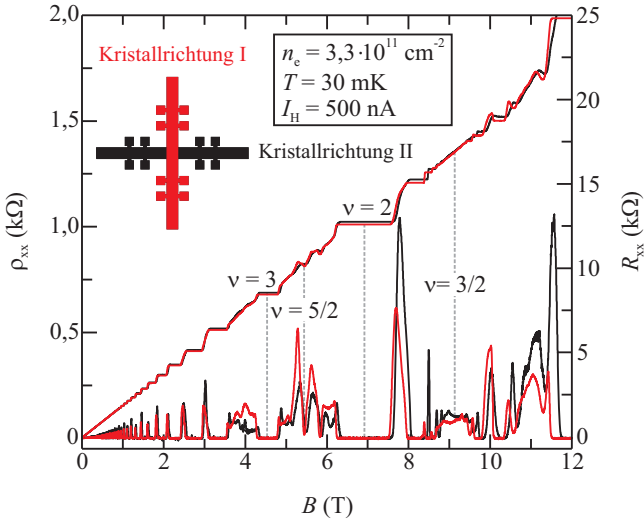


Abbildung 6.2: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} (linke y-Achse) und der Hallwiderstand R_{xy} (rechte y-Achse) sind gegen das Magnetfeld B dargestellt. Zu sehen sind die Magnetotransportmessungen für die Kristallrichtung I (rot) und für die Kristallrichtung II (schwarz). Hier wird deutlich, dass der RIQHE nur für die Kristallrichtung I auftritt, da nur hier um das Plateau des Füllfaktors $\nu = 5/2$ Minima und Maxima im Hallwiderstand R_{xy} beobachtet werden.

wird dagegen für beide Kristallrichtungen beobachtet. Dabei liegt das Minimum im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} für die Kristallrichtung I bei etwas tieferen Widerständen als für die Kristallrichtung II. Demnach ist der Füllfaktor $\nu = 5/2$ in der Kristallrichtung I stärker ausgebildet. Im Allgemeinen ist der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} für die Kristallrichtung I niedriger als für die Kristallrichtung II. In den Magnetotransportmessungen werden Abhängigkeiten von der Kristallrichtung beobachtet, dabei zeichnet sich die Kristallrichtung I durch eine etwas höhere Qualität aus.

Im weiteren Verlauf dieses Abschnittes wird erstmals der Einfluss der Kombination beider Kristallrichtungen auf die Magnetotransportmessungen untersucht. In der Abbildung 6.3 ist dazu der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} über das Magnetfeld B für verschiedene Kontaktpaarkombinationen dargestellt. Dabei entsprechen die schwarzen SdH-Oszillationen einer Magnetotransportmessung in die Kristallrichtung I und dienen hier als Referenz-Messung. Der Unterschied zwischen nur einer ausgewählten Kristallrichtung und einer Kombination beider Kristallrichtungen wird mit zunehmenden Magnetfeld B stärker. Für die grünen und die roten SdH-Oszillationen in der Abbildung 6.3 wurde jeweils ein Kontakt

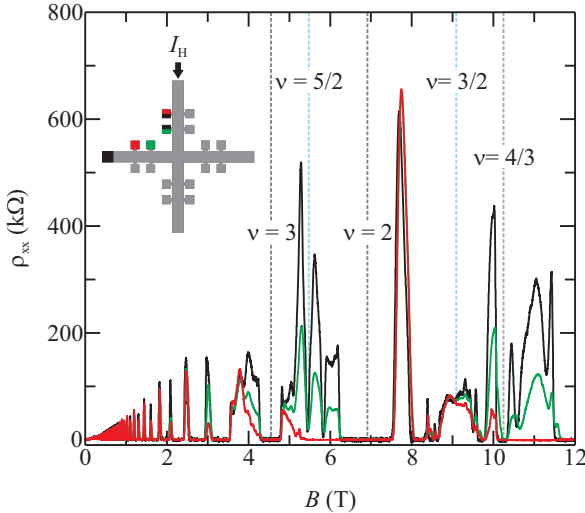


Abbildung 6.3: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist gegen das Magnetfeld B für verschiedene Kontaktpaare aufgetragen. Die schwarze Kurve dient als Referenzmessung. Hier wurden die Magnetotransportmessungen parallel zur Kristallrichtung I durchgeführt. Die Kombination beider Kristallrichtungen (rot und grün) führt zu einem Absinken des spezifischen Längswiderstandes ρ_{xx} nach dem halben Füllfaktor $\nu + 1/2$. Dabei verstärkt ein größerer Abstand l zwischen den Längskontakten (rot) dieses Verhalten.

in die Kristallrichtung I und ein Kontakt in die Kristallrichtung II gewählt. Dabei ist der Abstand l zwischen den roten Kontakten am größten. Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} aus dieser Kombination fällt nach den halben Füllfaktoren $\nu + 1/2$ im Vergleich zur Kristallrichtung I stark ab. Besonders deutlich ist diese Beobachtung für den Magnetfeldbereich von $B = 7$ T bis $B = 12$ T in der Abbildung 6.3. Hier liegen die einzelnen spezifischen Längswiderstände ρ_{xx} für die verschiedenen Kontaktpaare bis zu dem Füllfaktor $\nu = 3/2$ bei $B = 9$ T noch übereinander. Doch oberhalb von dem Magnetfeld $B = 9$ T nimmt der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} für die kombinierten Kristallrichtungen mit steigendem Magnetfeld B ab. Dabei verstärkt ein größerer Abstand l (rot) dieses Verhalten in der Abbildung 6.3 zunehmend. In diesem Fall beginnt bereits ab der Position des Füllfaktors $\nu = 4/3$ das Minimum des integralen Füllfaktors $\nu = 1$ für das rote Kontaktpaar. Ein ähnliches Verhalten ist auch in den SdH-Oszillationen um den Füllfaktor $\nu = 5/2$ zu sehen. Während in der Abbildung 6.3 für die grünen Kontakte der Füllfaktor $\nu = 5/2$ noch beobachtet wird, ist für die roten Kontakte hier bereits das Minimum für den Füllfaktor $\nu = 2$ zu erkennen.

Die Ausbildung des RIQHE hängt wie bereits in dem Abschnitt 5.2 gezeigt von

der Kristallrichtung ab [16, 17, 67]. Da der RIQHE für die Kristallrichtung II in der Abbildung 6.2 nicht beobachtet wird, findet hier der Magnetotransport senkrecht zu den Streifen unterschiedlicher Elektronenkonzentration n_e (*stripes*-Phase) statt, die sich um den halben Füllfaktor $\nu + 1/2$ herum ausbilden. Daraus folgt, dass die Leitfähigkeit σ_{xx} für diese Kristallrichtung geringer ist und somit der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} bei höheren Widerständen liegt als für die Kristallrichtung I. Daraus lässt sich schließen, dass auch die Ausbildung der halben Füllfaktoren $\nu + 1/2$ und insbesondere die des fraktionalen Füllfaktors $5/2$ von der Kristallrichtung abhängen.

Die Streifen unterschiedlicher Elektronenkonzentration n_e bilden sich in der *stripes*-Phase des RIQHE symmetrisch um den halben Füllfaktor $\nu + 1/2$ herum (siehe dazu Abschnitt 5.2). Es ist zu erwarten, dass eine Kombination aus zur *stripes*-Phase senkrechten und parallelen Magnetotransport, zum einen zur Reduzierung der Leitfähigkeit σ_{xx} führt und sich zum anderen symmetrisch auf den spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} um die halben Füllfaktoren $\nu + 1/2$ herum auswirkt [69]. Allerdings wird in der Abbildung 6.3 ein asymmetrisches Verhalten im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} beobachtet, welches besonders ausgeprägt um den Füllfaktor $\nu = 3/2$ ist. Während im Magnetfeldbereich zwischen $B = 7,5$ T und $B = 9$ T die kombinierten Kristallrichtungen mit der Kristallrichtung I übereinstimmen, nimmt der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} für $B > 9$ T für die kombinierten Kristallrichtungen deutlich ab, anstatt sich zu höheren Widerständen zu verlagern. Woher die Asymmetrie um den halben Füllfaktor $\nu + 1/2$ für die kombinierten Kristallrichtungen kommt, wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt.

Wie stark der Füllfaktor $\nu = 5/2$ ausgebildet ist hängt von der Kristallrichtung ab. Finden die Magnetotransportmessung parallel zur *stripes*-Phase des RIQHE statt, ist die Leitfähigkeit σ_{xx} höher und der Füllfaktor $\nu = 5/2$ ist stärker ausgebildet. Die Kombinationen zweier Kristallrichtungen führt unerwarteter Weise zum Verschwinden der fraktionalen Füllfaktoren, die kleiner als die halben Füllfaktoren $\nu + 1/2$ sind. Die Gründe für diese Beobachtung konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden.

6.1.2 Magnetotransportmessungen bei niedrigen Magnetfeldern

In dem nachfolgenden Abschnitt wird ebenfalls der negative differentiellen Magnetowiderstand um $B = 0$ T auf eine Abhängigkeit von der Kristallrichtung untersucht. Es wird dabei ein weiterer Zusammenhang zwischen dem Riesemagnetowiderstand und der Ausbildung des fraktionalen Füllfaktors $\nu = 5/2$ beobachtet.

In der Abbildung 6.4 ist der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} im Bereich des negativen differentiellen Magnetowiderstandes für beide Kristallrichtungen dargestellt. Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} liegt für die Kristallrichtung II (schwarz) bei höheren Widerständen als für die Kristallrichtung I (rot). Der Peak um $B = 0$ T wird für beide Kristallrichtungen mit einer ähnlichen Krümmung

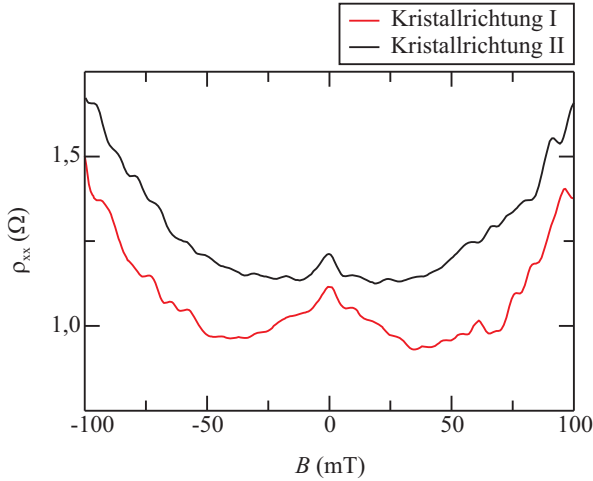


Abbildung 6.4: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist gegen das Magnetfeld B im Bereich des negativen Magnetowiderstandes für beide Kristallrichtungen aufgetragen. Für die Magnetotransportmessungen in die Kristallrichtung I (rot) ist die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes größer.

beobachtet, ebenso ist die Höhe des Peaks $\Delta\rho_{xx}$ bei beiden identisch. Da zusätzlich der Wert von $\rho_0 = \rho_{xx}(B = 0 \text{ T})$ und das Plateau im spezifischen Längswiderstand $\rho_{xx}(B_p)$ von beiden Kristallrichtungen nur parallel zueinander verschoben sind, ist der Peak unabhängig von der Orientierung der Probengeometrie zur Kristallrichtung. Der Riesenmagnetowiderstand bei höheren Magnetfeldern in der Abbildung 6.4 zeigt dagegen eine Abhängigkeit von der gewählten Kristallrichtung. Während für die Kristallrichtung I (rot) der Riesenmagnetowiderstand deutlich zu erkennen ist, ist er für die Kristallrichtung II (schwarz) unter den gleichen Bedingungen nur angedeutet. Die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes in der Abbildung 6.4 ist demnach für die Kristallrichtung I größer als für die Kristallrichtung II. Die Ausbildung des Riesenmagnetowiderstandes hängt somit wie die des Füllfaktors $\nu = 5/2$ von der gewählten Kristallrichtung ab.

Die Konzentration der starken Streuer n_S wird wie in dem Abschnitt 4.4.5 anhand der Krümmung des Peaks und den Werten von ρ_0 und $\rho_{xx}(B_p)$ nach Mirlin *et al.* [14] bestimmt. Dabei zeigt sich, dass die Konzentration der starken Streuer für die Kristallrichtung I mit $n_S = 4,1 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}$ geringer ist als für die Kristallrichtung II $n_S = 4,8 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}$. Daraus folgt, dass auch die Konzentration der starken Streuer n_S von der Kristallrichtung abhängt. Zudem wird deutlich, dass die Ausbildung des Riesenmagnetowiderstandes auch von dem Streupotenzial der starken Streuer beeinflusst wird. Diese Beobachtung fließt bisher nicht in

die Beschreibung des Riesenmagnetowiderstandes ein [9] und bestätigt somit die beobachtete Diskrepanz zwischen den experimentellen Daten und der Theorie (siehe Abschnitt 4.4.5).

Die Elektronenkonzentration n_e ist wie bereits gezeigt (siehe Abschnitt 5.1) inhomogen. Wird zusätzlich von einer anisotropen Verteilung der Elektronen im 2DEG ausgegangen, können die Unterschiede im Bereich des negativen differentiellen Magnetowiderstandes verstanden werden. Findet der Magnetotransport in Richtung einer höheren Inhomogenität der Elektronenkonzentration statt, ist die Leitfähigkeit σ_{xx} in diese Kristallrichtung geringer und der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} verschiebt sich zu höheren Widerständen. Entsprechend ist in diese Kristallrichtung die Konzentration der starken Streuer n_S größer. Demzufolge ist die Inhomogenität der Elektronenkonzentration n_S in die Kristallrichtung I geringer als in die Kristallrichtung II. Die anisotrope Verteilung der Elektronen führt abhängig von der Kristallrichtung zu unterschiedlich starken Streupotenzialen, die den Riesenmagnetowiderstand beeinflussen und seine Abhängigkeit von der Kristallrichtung erklären.

Der Riesenmagnetowiderstand hängt neben der Temperatur T , der Elektronenkonzentration n_e und dem angelegten Strom I_H auch von der Orientierung der Probengeometrie zur Kristallrichtung ab. Dabei zeigte sich ein Zusammenhang zwischen der Beobachtung des Riesenmagnetowiderstandes und der Ausbildung des Füllfaktors $\nu = 5/2$. Eine geringere Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes geht mit einer schwächeren Ausbildung des Füllfaktors $\nu = 5/2$ einher.

6.2 Breit-Schmal-Struktur

Im Folgenden wird der Einfluss verschiedener Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnisse b/l auf die Magnetotransportmessungen untersucht. Dazu wird die Breit-Schmal-Struktur aus dem Abschnitt 3.2.2 genutzt. Unter anderem wird das Absinken der eigentlich geometrieunabhängigen Hallplateaus mit zunehmenden Verhältnis b/l beobachtet.

In der Abbildung 6.5 ist eine Skizze der Breit-Schmal-Struktur zu sehen, die aus vier in Reihe geschaltete Hallbars mit unterschiedlichen Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnissen b/l besteht. Die Breit-Schmal-Struktur wurde im Rahmen dieser Arbeit für diese Untersuchung entwickelt. Die ersten beiden Bereiche dieser Struktur haben das gleiche Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnis $b/l = 0,67$ wie der vorher verwendete Hallbar. Der dritte Bereich der Breit-Schmal-Struktur hat das kleinste Verhältnis $b/l = 0,167$, während der vierte Bereich das größte Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnis $b/l = 1,6$ hat.

In dem Abschnitt 6.2.1 wird zuerst der Einfluss unterschiedlicher Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnisse b/l auf die Magnetotransportmessungen bei höheren Magnetfeldern B untersucht.

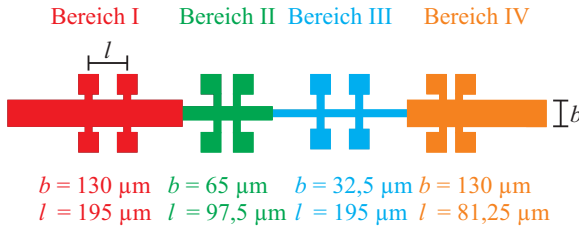


Abbildung 6.5: Skizze der Breit-Schmal-Struktur: Die einzelnen Geometriebereiche sind farblich voneinander abgehoben. Die Breite b und der Abstand l zwischen den Längskontakten befinden sich unter der Skizze für den jeweiligen Bereich. Mit dieser Struktur ist es möglich den Einfluss verschiedener Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnisse b/l auf die Magnetotransportmessungen in einem Messzyklus zu analysieren.

Anschließend wird in dem Abschnitt 6.2.2 die Abhängigkeit des negativen differentiellen Magnetowiderstandes um $B = 0 \text{ T}$ betrachtet.

6.2.1 Magnetotransportmessungen bei hohen Magnetfeldern

Zunächst wird der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} und der Hallwiderstand R_{xy} über einen großen Magnetfeldbereich in Abhängigkeit von dem Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnis b/l analysiert.

Die nachfolgenden Magnetotransportmessungen wurden an mehreren Breit-Schmal-Strukturen aus dem Probenmaterial D090218 B durchgeführt. Da für diese Geometrie kein metallisches Topgate strukturiert wurde, wurden die verschiedenen Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnisse b/l nur für eine Elektronenkonzentration n_e betrachtet. Die Elektronenkonzentration n_e für die Breit-Schmal-Strukturen ist bei dem gleichen Probenmaterial mit $n_e = 3,9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ unter ähnlichen Bedingungen deutlich höher als für einen Hallbar $n_e = 3,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Zusätzlich variiert die Elektronenkonzentration n_e zwischen den einzelnen Bereich dieser Geometrie (Bereich I $n_e = 3,91 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, Bereich II $n_e = 3,88 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, Bereich III $n_e = 3,84 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und Bereich IV $n_e = 3,90 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). Bei allen untersuchten Breit-Schmal-Strukturen zeigte sich dieses Verhalten. Die Magnetotransportmessungen der einzelnen Bereiche der Breit-Schmal-Struktur werden mit einer Referenz-Messung von einem Hallbar verglichen. Die Messung an dem Referenz-Hallbar ist zu diesem Zweck auf den Magnetfeldbereich der Breit-Schmal-Struktur normiert.

Um die Unterschiede zwischen der Breit-Schmal-Struktur und dem Referenz-Hallbar zu verdeutlichen, sind in der Abbildung 6.6 der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} und der Hallwiderstand R_{xy} sowohl für eine Referenz-Messung an einem Hallbar als auch für den Bereich I dargestellt. Die anderen drei Bereiche der Breit-Schmal-Struktur waren während dieser Magnetotransportmessungen

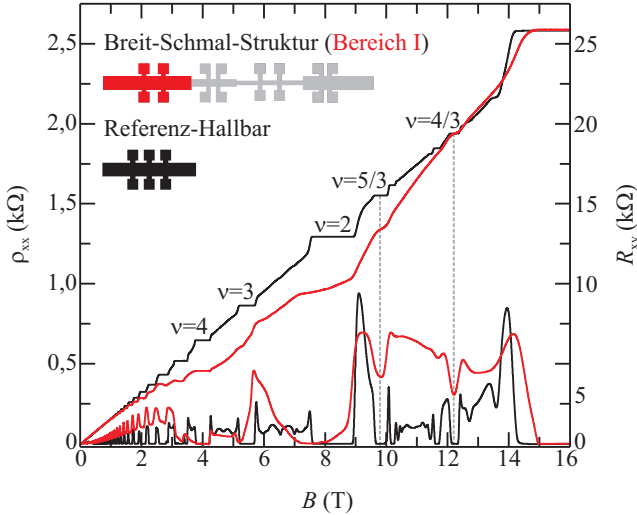


Abbildung 6.6: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} (linke y-Achse) und der Hallwiderstand R_{xy} (rechte y-Achse) sind gegen das Magnetfeld B für den Bereich I (rot) der Breit-Schmal-Struktur und für den Referenz-Hallbar (schwarz) aufgetragen. Trotz eines gleichen Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnisses $b/l = 0,67$ unterscheiden sich beide Magnetotransportmessungen deutlich voneinander. Die Hallplateaus liegen für den Bereich I in dem Magnetfeldbereich von $B \sim 2$ T bis $B = 12$ T bei niedrigeren Werten als erwartet. Auch die SdH-Oszillationen weichen für den Bereich I von dem erwarteten Verhalten ab. Bis zu einem Magnetfeld von $B = 3$ T steigen sie mit zunehmendem Magnetfeld B an.

geerdet. Das Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnis des Bereichs I ist mit $b/l = 0,67$ identisch mit dem des in dieser Arbeit verwendeten Hallbars. Deswegen wird für den Bereich I das gleiche Verhalten bei den Magnetotransportmessungen erwartet wie für die Referenz-Messung. Stattdessen wird in der Abbildung 6.6 für den Bereich I der Breit-Schmal-Struktur ein Einbruch des Hallwiderstandes R_{xy} zwischen den Füllfaktoren $\nu = 6$ und $\nu = 4/3$ beobachtet und somit ein Absinken der Hallplateaus in diesem Bereich. Zudem ist ein Anstieg der Minima im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} bis zu dem Füllfaktor $\nu = 5$ mit zunehmendem Magnetfeld B zu sehen. Auch für höhere Magnetfelder B entspricht der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} für den Bereich I nicht dem erwarteten Verhalten (schwarze Referenz-Messung). Unter ähnlichen Bedingungen sind für die Breit-Schmal-Struktur die fraktionalen Füllfaktoren $\nu = 5/3$ und $\nu = 4/3$ nur angedeutet und nicht vollständig ausgebildet. Ihre Aktivierungsenergie Δ_g ist demnach deutlich niedriger. Auch die Minima des spezifischen Längswiderstandes ρ_{xx} für die integralen Füllfaktoren unterscheiden sich von denen der Referenz-Hallbar.

Während das Minimum des Füllfaktors $\nu = 4$ die erwartete Breite besitzt, ist das Minimum für den Füllfaktor $\nu = 3$ deutlich schmaler und erreicht $\rho_{xx} = 0 \Omega$ nicht.

Das Temperaturverhalten des Hallwiderstandes R_{xy} im Bereich I der Breit-Schmal-Struktur unterscheidet sich ebenfalls von dem des Referenz-Hallbars. In der Abbildung 6.7 ist der Hallwiderstand R_{xy} zwischen den Füllfaktoren $\nu = 3$ und $\nu = 1$ für den Bereich I bei verschiedenen Temperaturen T zu sehen. Das Hallplateau des Füllfaktors $\nu = 2$ wird nicht nur wie erwartet mit steigender Temperatur T schmaler, es verschiebt sich zudem zu höheren Widerständen. Dabei liegt der Wert des Hallplateaus auch für die höchste Temperatur $T = 900$ mK noch unter dem eigentlichen Wert von $R_{xx} \sim 12905,9 \Omega$. Die Hallplateaus werden normalerweise mit zunehmender Temperatur T schmaler und verlagern sich nicht zu höheren Widerständen, wie es z. B. bereits in der Abbildung 5.10 beobachtet wurde. Der Hallwiderstand R_{xy} nähert sich für höhere Temperaturen T im Bereich der fraktionalen Füllfaktoren einer Gerade an.

Für die in dieser Arbeit verwendeten Probenmaterialien wird vermutet, dass der Einfluss der bereits mehrfach bestätigten inhomogenen Verteilung der Elektronen auf die Magnetotransportmessungen bei abnehmender Geometriebreite b zunimmt.

Die Beobachtungen für die anderen Bereiche der Breit-Schmal-Struktur sind ähnlich. In der Abbildung 6.8 sind der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} und der Hallwiderstand R_{xy} gegen das Magnetfeld B für die restlichen Bereiche der Breit-Schmal-Struktur übereinander dargestellt. Auch die entsprechenden Magnetotransportmessungen der Referenz-Hallbar (schwarz) sind in dieser Abbildung zu sehen.

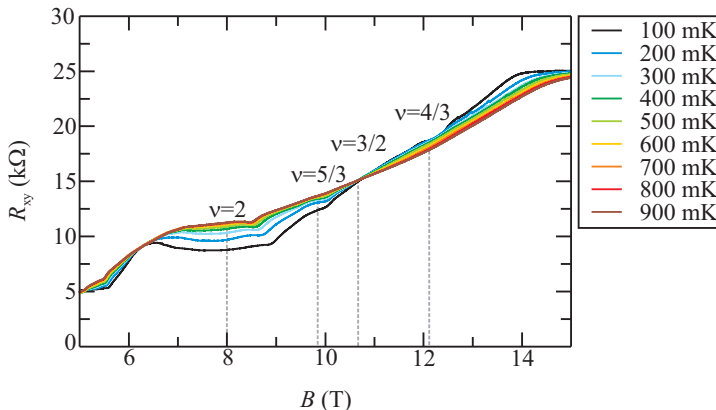


Abbildung 6.7: Der Hallwiderstand R_{xy} ist gegen das Magnetfeld B für den Bereich I der Breit-Schmal-Struktur für verschiedene Temperaturen T dargestellt. Während das Hallplateau für den Füllfaktor $\nu = 1$ mit steigender Temperatur T wie erwartet schmaler wird, verschiebt sich das Hallplateau für den Füllfaktor $\nu = 2$ zusätzlich zu höheren Widerständen.

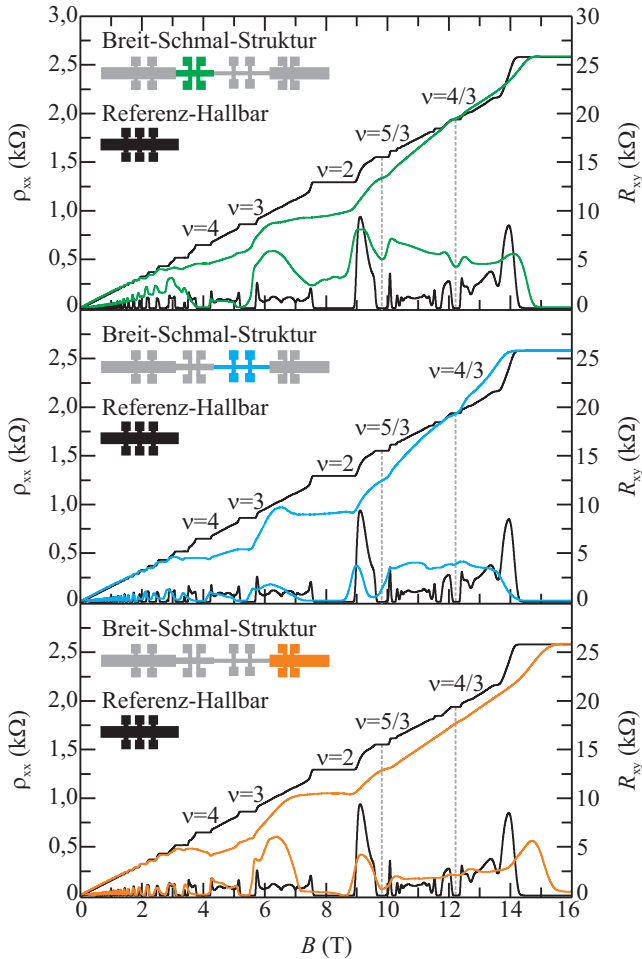


Abbildung 6.8: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} (linke y-Achse) und der Hallwiderstand R_{xy} (rechte y-Achse) sind über das Magnetfeld B für die verschiedenen Bereiche der Breit-Schmal-Struktur aufgetragen. Ebenfalls ist eine Referenz-Messung von einem Hallbar (schwarz) in dieser Abbildung zu sehen. Die eigentlich geometrie-unabhängigen Hallplateaus weichen in dem gleichen Magnetfeldbereich bei allen Bereichen der Breit-Schmal-Struktur vom erwarteten Wert ab. Zusätzlich ist die Qualität der Magnetotransportmessungen für diese Struktur deutlich schlechter als für die Referenz-Hallbar.

Die Hallwiderstände R_{xx} der verschiedenen Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnisse b/l stimmen bis zu dem Füllfaktor $\nu = 6$ mit der Referenz-Messung überein. Allerdings bricht bei höheren Magnetfeldern B der Hallwiderstand R_{xy} für alle Bereich der Breit-Schmal-Struktur plötzlich ein und die Hallplateaus liegen bei deutlich niedrigeren Widerständen als angenommen. Erst bei dem Füllfaktor $\nu = 4/3$ stimmen die Hallplateaus der Bereiche II und III der Breit-Schmal-Struktur wieder mit dem erwarteten Wert überein. Für den Bereich IV mit dem größten Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnis $b/l = 1,6$ ist dies erst ab dem Füllfaktor $\nu = 1$ erfüllt. Die Minima im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} steigen dagegen bis zum Füllfaktor $\nu = 4$ mit zunehmenden Magnetfeld B an und erreichen erst wieder für höhere Magnetfelder B $\rho_{xx} = 0\Omega$. Dabei ist der Anstieg der SdH-Oszillationen am stärksten für den Bereich II, der mit dem Verhältnis $b/l = 0,67$ dem Referenz-Hallbar am ähnlichsten ist. Das Absinken der Hallplateaus ist dagegen für das kleinste Verhältnis $b/l = 0,167$ des Bereichs III am größten.

Eine mögliche Ursache für das unerwarteten Verhalten der Magnetotransportmessungen an der Breit-Schmal-Struktur ist die inhomogene Verteilung der Elektronen, die bereits in den vorherigen Kapiteln bestätigt wurde (siehe Abschnitt 5.1). Die inhomogene Elektronenkonzentration n_e führt an manchen Stellen des 2DEG zu einer Ansammlung von Elektronen, den sogenannten *charge puddles* [80]. Diese *charge puddles* werden durch die δ Si-Dotierung begünstigt, da sie vorwiegend an den Positionen der ionisierten DX-Zentren entstehen. Die Ausdehnung der einzelnen *charge puddles* variiert über die Probengeometrie. Es kommt zwar zu Wechselwirkungen mit den *charge puddles*, aber solange ihre Ausdehnung deutlich geringer ist als die Probendimension, ist dieser Streuprozess bei höheren Magnetfeldern B vernachlässigbar. Erreicht allerdings die Probendimension die Größenordnung der *charge puddles*, werden die Elektronen an den *charge puddles* fast vollständig zurückgestreut und der Magnetotransport kann abbrechen. Es wird die Hypothese aufgestellt, dass die Breite b des schmalsten Bereichs III der Breit-Schmal-Struktur von der gleichen Größenordnung ist wie die *charge puddles*. In diesem Fall kommt es hier außerdem zu einem Kurzschluss zwischen den sich gegenüberliegenden Randkanälen. Der Kurzschluss in diesem Teil der Breit-Schmal-Struktur würde auch die anderen Bereiche beeinflussen und zu dem beobachteten Magnetotransportmessungen führen.

Die Magnetotransportmessungen an einer Breit-Schmal-Struktur unterscheiden sich deutlich von denen an einem Hallbar. Die SdH-Oszillationen steigen bis zu dem Füllfaktor $\nu = 5$ mit zunehmenden Magnetfeld B an, erst dann sinken sie wieder und erreichen $\rho_{xx} = 0\Omega$. Im Hallwiderstand R_{xy} wird erst ab den Füllfaktor $\nu = 6$ eine Abweichung von dem Referenz-Hallbar beobachtet. Die Hallplateaus bei höheren Magnetfeldern B liegen dabei für alle Bereiche der Breit-Schmal-Struktur deutlich unter den erwarteten Werten. Erst ab dem Füllfaktor $\nu = 1$ stimmen die Werte wieder mit der Referenz-Hallbar überein. Die Ursache für dieses Verhalten liegt in dem durch die *charge puddles* verursachten Kurzschluss im schmalsten

Bereich der Breit-Schmal-Struktur.

6.2.2 Magnetotransportmessungen bei niedrigen Magnetfeldern

Im Folgenden wird der negative differentiellen Magnetowiderstand um $B = 0$ T für verschiedene Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnisse b/l untersucht. Die Ausbildung von den sogenannten *charge puddles* beeinflusst auch die Magnetotransportmessungen bei niedrigen Magnetfeldern B .

Für die Magnetotransportmessungen an den einzelnen Bereichen der Breit-Schmal-Struktur wurden die nicht beteiligten Bereiche geerdet. Da bei den untersuchten Strukturen der Bereich IV mit dem größten Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnisses b/l mehrfach ausgefallen ist, werden nur die ersten drei Bereiche ausgewertet. Der angelegte Strom wurde dem Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnis b/l angepasst, er betrug für den Bereich I und für den Bereich II $I_H = 500$ nA und für den Bereich III war der Strom mit $I_H = 100$ nA geringer.

Um die Grenzen des Peaks um $B = 0$ T zu definieren, wurden temperaturabhängige Magnetotransportmessungen bis zu einer Temperatur von $T = 900$ mK durchgeführt. Dazu ist in der Abbildung 6.9 der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} im Bereich des negativen differentiellen Magnetowiderstandes für den Bereich I der Breit-Schmal-Struktur bei verschiedenen Temperaturen T abgebildet. Es wird nur

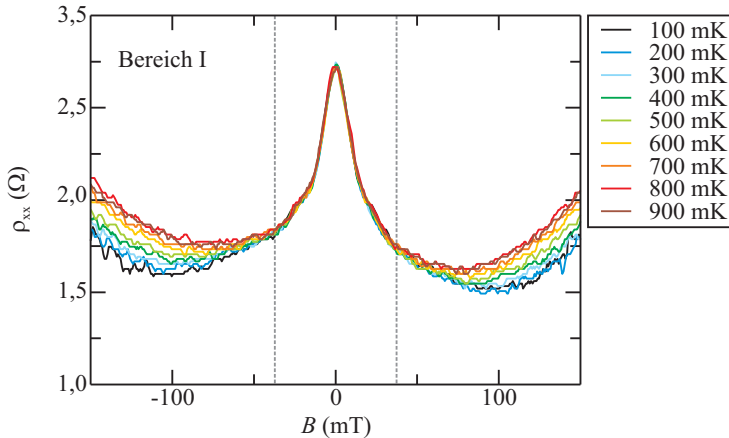


Abbildung 6.9: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} des Bereichs I der Breit-Schmal-Struktur ist gegen das Magnetfeld B für verschiedenen Temperaturen aufgetragen. Der temperaturunabhängige Peak um $B = 0$ T ist deutlich zu erkennen und gekennzeichnet (grau), während sich der Riesenmagnetowiderstand nur erahnen lässt.

der temperaturunabhängige Peak um $B = 0$ T beobachtet. Der Riesenmagnetowiderstand ist bei höheren Magnetfeldern B nur angedeutet und kann nicht weiter analysiert werden. Die Situation ist für die anderen Bereiche der Breit-Schmal-Struktur ähnlich, deswegen kann der Riesenmagnetowiderstand im nachfolgendem Abschnitt nicht für verschiedene Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnisse b/l untersucht werden.

In der Abbildung 6.10 ist der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} gegen das Magnetfeld B für verschiedene Bereiche der Breit-Schmal-Struktur dargestellt. Ebenfalls ist in schwarz eine Referenz-Messung zu sehen, die an einem Hallbar durchgeführt wurde. Die Werte von ρ_0 und $\rho_{xx}(B_p)$ liegen nicht nur für die Breit-Schmal-Struktur im Allgemeinen bei höheren Widerständen, sondern die resultierende Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ ist hier auch deutlich größer als bei der Referenz-Messung (siehe dazu Tabelle 6.1). Die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ ist dabei für alle Bereich der Breit-Schmal-Struktur ähnlich. Die Krümmung des Peaks ist für beide Geometrien von vergleichbarer Größe und damit unabhängig von der Geometrie. Die Position des Peaks hängt dagegen von dem Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnis b/l ab. Die Magnetotransportmessungen für den Bereich I und für den Bereich II sind vergleichbar, ihr Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnis b/l ist identisch. Der Peak für den Bereich III liegt allerdings bei höheren Widerständen, hier ist das Verhältnis mit $b/l = 0,167$ am kleinsten.

Die Unterschiede zwischen den einzelnen Geometrien spiegeln sich auch in der Konzentration der starken Streuer n_S wider. In der Abbildung 6.11 sind in den negativen differentiellen Magnetowiderstand für den Bereich III die zur Bestimmung der Konzentration nötigen Parameter eingezeichnet. Diese sind in der

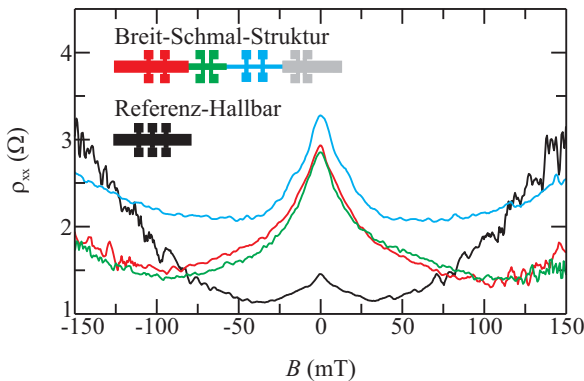


Abbildung 6.10: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} ist über das Magnetfeld B für verschiedene Bereiche der Breit-Schmal-Struktur aufgetragen. In schwarz ist die Referenz-Messung an einem Hallbar zu sehen. Der Peak um $B = 0$ T ist für die Breit-Schmal-Struktur deutlich höher als für den Referenz-Hallbar.

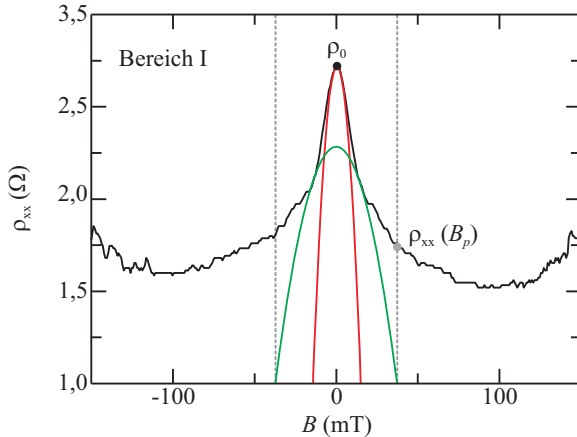


Abbildung 6.11: Der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} des Bereichs I ist über das Magnetfeld B dargestellt. In den negativen differentiellen Magnetowiderstand sind die charakteristischen Parameter des Peaks, der Wert von ρ_0 und $\rho_{xx}(B_p)$ (siehe Tabelle 6.1) sowie seine Krümmung eingezeichnet. Der Peak kann hier entgegen den Erwartungen durch zwei Parabeln (rot und grün) angefitet werden.

Tabelle 6.1 zusammen mit der Elektronenkonzentration n_e und der berechneten Konzentration der starken Streuer n_S den jeweiligen Bereichen der Breit-Schmal-Struktur zugeordnet. Dabei dienen die Werte des Hallbars als Referenz. Sowohl die Elektronenkonzentration n_e als auch die Konzentration der starken Streuer n_S sind für die Breit-Schmal-Struktur deutlich höher. Der Peak in der Abbildung 6.11 kann für die Breit-Schmal-Struktur im Gegensatz zu früheren Beobachtungen (siehe Abschnitt 4.2.5) mit zwei Parabeln angefitet werden. Dies wird auch für die anderen Bereiche der Breit-Schmal-Struktur beobachtet. Dabei wird die Krümmung der roten Parabel in der Abbildung 6.11 zur Bestimmung der Konzentration der starken Streuer n_S in der Tabelle 6.1 genutzt.

Die inhomogene Verteilung der Elektronen über das 2DEG und die daraus folgende Entstehung von *charge puddles* beeinflusst auch den negativen differentiellen Magnetowiderstand. Die *charge puddles* sind eine weitere mögliche Störquelle, die bei der Beschreibung des Riesenmagnetowiderstand berücksichtigt werden müssen. Da bei abnehmender Probendimension der Einfluss der *charge puddles* auf den Magnetotransport zunimmt, wird dies als Grund für das Verschwinden des Riesenmagnetowiderstandes in der Breit-Schmal-Struktur angenommen. Demnach verursacht das Potenzial der *charge puddles* einen bisher unberücksichtigten Streumechanismus, der in der theoretischen Beschreibung des Riesenmagnetowiderstandes nach Gornyi *et al.* [10] nicht betrachtet wird. Der gestiegene Einfluss der *charge puddles* spiegelt sich auch in der deutlich höheren Konzentration der

Tabelle 6.1: Der Wert von $\rho_0 = \rho_{xx}(B = 0 \text{ T})$ und von dem Plateau im spezifischen Längswiderstand $\rho_{xx}(B_p)$ sind für die Referenz-Hallbar sowie für die ersten drei Bereich der Breit-Schmal-Struktur aufgeführt. Ebenfalls sind die Elektronenkonzentration n_e und die Konzentration der starken Streuer n_S in Abhängigkeit von den verschiedenen Geometrien zu sehen.

Geometrie	ρ_0	$\rho_{xx}(B_p)$	n_e	n_S
Hallbar	$1,5 \Omega$	$0,1 \Omega$	$3,25 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	$5,8 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}$
Bereich I	$2,9 \Omega$	$1,1 \Omega$	$3,91 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	$1,7 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2}$
Bereich II	$2,8 \Omega$	$1,1 \Omega$	$3,88 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	$1,7 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2}$
Bereich III	$3,3 \Omega$	$1,2 \Omega$	$3,84 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	$1,8 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2}$

starken Streuer n_S wider, demnach hängen beide voneinander ab.

Die Existenz der *charge puddles* wird auch in dem Verhalten des negativen differentiellen Magnetowiderstandes um $B = 0 \text{ T}$ beobachtet. Das legt die Vermutung nahe, dass das Streupotenzial der *charge puddles* mit abnehmender Probendimension stärker wird und somit auch die Ausbildung des Riesenmagnetowiderstandes beeinflusst. Dieser Streumechanismus wurde bisher zur theoretischen Beschreibung des Riesenmagnetowiderstandes nicht berücksichtigt. Zudem hängt die Konzentration der starken Streuer n_S von dem Einfluss der *charge puddles* ab und trägt zur Lösung der Frage nach der eigentlichen Natur der starken Streuer bei.

6.3 Zusammenfassung

Die Qualität eines 2DEG hängt von der gewählten Kristallrichtung ab. Die Magnetotransportmessungen an einer Kreuz-Struktur in dem Abschnitt 6.1.1 zeigen in einer Kristallrichtung den RIQHE, in der anderen Kristallrichtung wird dieser Effekt nicht beobachtet (siehe Abbildung 6.2). In Kristallrichtung der Beobachtung des RIQHE ist auch der Füllfaktor $\nu = 5/2$ stärker ausgeprägt und die Krümmung des Riesenmagnetowiderstand ist hier ebenfalls größer (siehe Abbildung 6.4). Die Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes und die Ausbildung des Füllfaktors $\nu = 5/2$ korrelieren demnach miteinander.

Es zeigte sich, dass sich der spezifische Längswiderstand ρ_{xx} und der Hallwi-

derstand R_{xy} für die Breit-Schmal-Struktur nicht wie erwartet verhalten (siehe Abschnitt 6.2.1). Die Minima im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} steigen mit zunehmendem Magnetfeld B bis zum Füllfaktor $\nu = 5$ an. Wird das Magnetfeld B darüber hinaus erhöht, sinken die Minima auf $\rho_{xx} = 0\Omega$. Auch im Hallwiderstand R_{xy} wird für diese Struktur ein interessantes Verhalten beobachtet. Der Hallwiderstand R_{xy} bricht plötzlich nach dem Füllfaktor $\nu = 6$ für alle Bereiche der Breit-Schmal-Struktur ein und die Hallplateaus liegen bei deutlich niedrigeren Widerständen als erwartet (siehe Abbildung 6.8). Die Hallplateaus erreichen erst ab den Füllfaktor $\nu = 4/3$ wieder die Werte der Referenz-Hallbar (siehe Abbildung 6.6). Dabei wurde diese Abweichung mit abnehmendem Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnis b/l größer. Als Ursache für dieses abweichende Verhalten bei der Breit-Schmal-Struktur wird ein Kurzschluss im schmalsten Bereich der Geometrie angenommen. Der Kurzschluss kann durch *charge puddles* in der Nähe der δ Si-Dotierung verursacht werden. Auch wenn dieser Bereich der Geometrie geerdet ist, beeinflusst er die anderen Bereiche der Breit-Schmal-Struktur und führt zu dem unerwarteten Verhalten des spezifischen Längswiderstandes ρ_{xx} und des Hallwiderstandes R_{xy} . Auch der Bereich des negativen Magnetowiderstandes ist davon betroffen (siehe Abschnitt 6.2.2). Der Riesenmagnetowiderstand wird für keinen Bereich der Breit-Schmal-Struktur eindeutig beobachtet (Abbildung 6.10), demnach wird er durch die Existenz der *charge puddles* beeinflusst. Ebenfalls wird der Füllfaktor $\nu = 5/2$ für diese Geometrie nicht gesehen (siehe Abbildung 6.8).

Die Magnetotransportmessungen an verschiedenen Geometrien haben einerseits gezeigt, dass der Peak um $B = 0\text{T}$ weder von der Kristallrichtung noch von dem Breite-zu-Abstand-der-Längskontakte Verhältnis b/l abhängt. Damit ist der Peak eindeutig unabhängig von der Probengeometrie. Andererseits wird die Hypothese gestützt, dass es eine Korrelation zwischen dem Füllfaktor $\nu = 5/2$ und dem Riesenmagnetowiderstand gibt.

7 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde gemäß Hatke *et al.* [12] erstmals der negative Magnetowiderstand systematisch untersucht. Dabei wurde deutlich, dass der negative Magnetowiderstand in hochbeweglichen 2DEG aus zwei Bereichen besteht, was bisher in der Literatur nicht berücksichtigt wurde. Des Weiteren wurde eine Möglichkeit aufgezeigt hochbewegliche Proben unabhängig von der Elektronenbeweglichkeit μ_e zu charakterisieren.

Die hervorragende Qualität der verwendeten hochbeweglichen 2DEG wurde zwar aufgrund der hohen Elektronenbeweglichkeit μ_e erwartet, allerdings garantiert ein hoher Wert nicht die Beobachtung des Füllfaktors $\nu = 5/2$. Daher wurde in dieser Arbeit eine weitere Möglichkeit herausgearbeitet die Qualität eines 2DEG zu klassifizieren. Dazu wurde ein negativer differentieller Magnetowiderstand um $B = 0$ T betrachtet. Der negative Magnetowiderstand wurde bisher in der Literatur als ein Effekt betrachtet und theoretisch beschrieben. Allerdings trat mit dem Verbessern der Probenqualität bei hochbeweglichen 2DEG zusätzlich ein Peak um $B = 0$ T auf, der bislang in den meisten Veröffentlichungen nicht berücksichtigt wurde. Anhand der hier gezeigten Magnetotransportmessungen wurde deutlich, dass der negative Magnetowiderstand aus zwei verschiedenen Effekten besteht, nämlich einem Peak bei $B = 0$ T und einem Riesenmagnetowiderstand bei höheren Magnetfeldern B (siehe Kapitel 4). Ein Plateau im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} bei dem Magnetfeld B_p trennt die beiden Bereiche voneinander (siehe Abbildung 4.1).

Der Peak wird gegen vorherige Annahmen nicht von der schwachen Lokalisierung verursacht, da er bis $T = 600$ mK temperaturunabhängig ist (siehe Abschnitt 4.2.2). Auch zeigt er keine Abhängigkeit von der Probengeometrie (siehe Abschnitt 6.2.2) und kann somit nicht auf einen Effekt ähnlich dem *Quenching* des Hall-Effektes zurückgeführt werden. Die Geometrieunabhängigkeit des Peaks wurde unter Zuhilfenahme der dafür entworfenen Breit-Schmal-Struktur gezeigt. Zudem wurde hier nachgewiesen, dass es sich bei dem Peak hinsichtlich seiner Winkelunabhängigkeit um einen 2-D Effekt handelt (siehe Abschnitt 4.2.3).

Die hier erstmalig in dieser Form durchgeführten temperaturabhängigen Magnetotransportmessungen im Bereich des Peaks haben gezeigt, dass dessen Temperaturverhalten in einen temperaturunabhängigen Bereich (siehe Abschnitt 4.2.5) und in einen temperaturabhängigen Bereich (siehe Abschnitt 4.2.5) eingeteilt werden sollte. In dem temperaturunabhängigen Bereich muss die Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration n_e berücksichtigt werden. Der Wert des Plateaus im spezifischen Längswiderstand $\rho_{xx}(B_p)$ und die Höhe des Peaks $\Delta\rho_{xx}$ hängen dabei unterschiedlich stark von der Elektronenkonzentration n_e ab (siehe

Abschnitt 4.2.1). Die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ nimmt mit $\propto n_e^{-1/2}$ deutlich geringer mit steigender Elektronenkonzentration n_e ab als der Wert von $\rho_{xx}(B_p)$. Der Wert von $\rho_{xx}(B_p)$ wird aufgrund seiner Abhängigkeit von $\propto n_e^{-5/2}$ durch langreichweitige Streupotenziale dominiert, während die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ einem anderem Streumechanismus zugrunde liegt. Der für die Peakhöhe $\Delta\rho_{xx}$ verantwortliche Streumechanismus wird nach dem Modell von Mirlin *et al.* [14] von starken Streuern beeinflusst. Demzufolge führt die Wechselwirkung der beiden möglichen Streupotenziale zu einem parabolischen Magnetowiderstand, der temperaturunabhängig ist und von einer Sättigung im spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} begleitet wird. Das Modell der Wechselwirkung von langreichweitigen Streupotenzialen mit starken Streuern beschreibt den in der vorliegenden Arbeit untersuchten Peak um $B = 0$ T korrekt.

Aus der Krümmung des Peaks im temperaturunabhängigen Bereich lässt sich die Konzentration der starken Streuer n_S bestimmen. Die aus den Magnetotransportmessungen berechnete Konzentration n_S war allerdings geringer als hinsichtlich der δ Si-Hintergrunddotierung ($\sim 2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$) erwartet. Außerdem hing die Konzentration der starken Streuer n_S von der Elektronenkonzentration n_e ab (siehe Abschnitt 4.2.5). Daher wurde in dieser Arbeit unter Berücksichtigung einer inhomogenen Elektronenkonzentration n_e die Natur der starken Streuer weiterentwickelt und ein noch vernachlässigter Streumechanismus in Betracht gezogen. Demnach ist die Konzentration der starken Streuer n_S von der Existenz sogenannter *charge puddles* abhängig (siehe Abschnitt 6.2.1). In diesem Fall sorgt das Anlegen einer Topagte-Spannung U_{TG} zur Verringerung der Ausdehnung der *charge puddles* und führt somit zu der beobachteten Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration n_e . Die Streuung an den *charge puddles* wurde bislang für die verwendeten Probenmaterialien nicht in Erwägung gezogen. Dass sich die Konzentration der starken Streuer n_S aus mehreren Streuarten zusammensetzt, wurde auch in Abhängigkeit der Kristallrichtung deutlich (siehe Abschnitt 6.2.2).

Im temperaturabhängigen Bereich des Peaks nimmt die Streuung der Elektronen an den akustischen Phononen mit steigender Temperatur T zu, die theoretische Beschreibung des Peaks ist daher komplexer (siehe Abschnitt 4.2.5) und wurde in der Literatur noch nicht weiter betrachtet. In dem Temperaturverhalten des Peaks wurde ein Bloch-Grüneisen Regime identifiziert. Allerdings wurde in dieser Arbeit das Bloch-Grüneisen Regime bei der theoretischen Betrachtung des Peaks nicht weiter einbezogen.

Der Riesenmagnetowiderstand hängt im Gegensatz zum Peak um $B = 0$ T stark von der Beschaffenheit des Probenmaterials ab. Es wurden eine deutliche Temperaturabhängigkeit T beobachtet (siehe Abschnitt 4.4.2) und eine Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration n_e bestimmt (siehe Abschnitt 4.4.1). Durch das Verringern der Elektronenkonzentration n_e wird der Riesenmagnetowiderstand immer deutlicher ausgeprägt, da die Höhe des Riesenmagnetowiderstandes $\Delta\rho_{\text{RM}}$ mit fallender Elektronenkonzentration n_e zunimmt. Das Temperaturverhalten

des Riesenmagnetowiderstandes wird durch die Elektron-Elektron Wechselwirkungskorrektur der Leitfähigkeit im ballistischen Regime für zwei verschiedene Streupotenziale gemäß Gornyi *et al.* [9, 10], sowohl für schwache Magnetfelder $\omega_c \tau < 1$ als auch für starke Magnetfelder $\omega_c \tau > 1$, korrekt beschrieben (siehe Abschnitt 4.4.5). Allerdings wurde eine Diskrepanz zwischen dem theoretischen Modell und den experimentellen Daten beobachtet (siehe Abbildung 4.36). Diese Abweichung wurde mit einem zusätzlichen Faktor α bestimmt. Es wurde die Hypothese aufgestellt, dass der Riesenmagnetowiderstand ebenfalls durch einen in anderen Arbeiten unberücksichtigten Streumechanismus beeinflusst wird.

Für die gezeigten Magnetotransportmessungen wurden zwei hochbewegliche 2DEG hoher Qualität verwendet. Die gute Qualität der Probenmaterialien wurde unter anderem aus der Beobachtung des Füllfaktors $\nu = 5/2$ bestimmt (siehe Abschnitt 5.3). Die Aktivierungsenergie des Füllfaktors war mit $\Delta_g = 32,5$ mK vergleichsweise gering, trotzdem wurde im Rahmen dieser Arbeit die kürzlich beschriebene Zunahme der Aktivierungsenergie Δ_g bei niedrigen Winkeln θ bestätigt. Die Erkenntnis aus den winkelabhängigen Magnetotransportmessungen für den Füllfaktor $\nu = 5/2$ sind Gegenstand aktueller Forschung und sprechen damit für die hohe Probenqualität. Ebenfalls bestätigt die Dokumentation des RIQHE die gute Qualität der Materialien D081022 A und D090218 B (siehe Abschnitt 5.2).

Allerdings musste aufgrund des späten Einsatzes der SdH-Oszillationen eine inhomogene Verteilung der Elektronen in beiden Probenmaterialien angenommen werden (siehe Abschnitt 5.1). Das Auftreten einer Schwebung in den SdH-Oszillationen bekräftigte dabei zusätzlich die Annahme einer inhomogenen Elektronenkonzentration n_e . Die Schwebung wird durch die Wechselwirkung von zwei besetzten Subbändern verursacht. Diese Wechselwirkung spiegelte sich auch in der Quantenstreuzeit τ_q wider, die dann niedriger als erwartet ausfällt (siehe Abschnitt 4.2.5).

Da der Riesenmagnetowiderstand eine starke Abhängigkeit von der Probenbeschaffenheit zeigt und zeitgleich ähnlich deutlich von der Temperatur T und der Elektronenkonzentration n_e abhängt wie der Füllfaktor $\nu = 5/2$, eignet er sich zur Charakterisierung eines hochbeweglichen 2DEG. Dies führt zu der Vermutung, dass die Beobachtung einer großen Krümmung des Riesenmagnetowiderstandes mit einem stärker ausgebildeten Füllfaktor $\nu = 5/2$ einhergeht.

Zum ersten Mal wurde im Rahmen dieser Arbeit der negative Magnetowiderstand systematisch analysiert. Dabei wurde gezeigt, dass es sich nicht um ein und denselben Effekt handelt sondern um zwei: den Peak um $B = 0$ T und den Riesenmagnetowiderstand bei höheren Magnetfeldern B . Die zur Beschreibung dieser beiden Effekten benutzten theoretischen Modelle bauen aufeinander auf und ergänzen sich. Darüber hinaus wurde eine Verbindung des Riesenmagnetowiderstandes mit dem Füllfaktor $\nu = 5/2$ aufgezeigt. Daher eignet sich der Riesenmagnetowiderstand zur Charakterisierung eines hochbeweglichen 2DEG. Diese Korrelation sollte in weiteren Arbeiten geprüft werden.

Literaturverzeichnis

- [1] E. Hall, *On a New Action of a Magnet on Electric Currents*, American Journal of Mathematics **2**, 287 (1879).
- [2] K. v. Klitzing, G. Dorda und M. Pepper, *New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance*, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
- [3] K. v. Klitzing, *The Quantized Hall Effect*, Nobel Lecture, 1985.
- [4] D. C. Tsui, H. L. Störmer und A. C. Gossard, *Two-Dimensional Magneto-transport in the Extreme Quantum Limit*, Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982).
- [5] H. L. Störmer, *The fractional Quantum Hall Effect*, Nobel Lecture, 1998.
- [6] R. B. Laughlin, *Fractional Quantization*, Nobel Lecture, 1998.
- [7] R. Willett, J. P. Eisenstein, H. L. Störmer, D. C. Tsui, A. C. Gossard und J. H. English, *Observation of an Even-Denominator Quantum Number in the Fractional Quantum Hall Effect*, Phys. Rev. Lett. **59**, 1776 (1987).
- [8] M. A. Paalanen, D. C. Tsui und J. C. M. Hwang, *Parabolic Magnetoresistance from the Interaction Effect in a Two-Dimensional Electron Gas*, Phys. Rev. Lett. **51**, 2226 (1983).
- [9] I. V. Gornyi und A. D. Mirlin, *Interaction-Induced Magnetoresistance: From the Diffusive to the Ballistic Regime*, Phys. Rev. Lett. **90**, 076801 (2003).
- [10] I. V. Gornyi und A. D. Mirlin, *Interaction-induced magnetoresistance in a two-dimensional electron gas*, Phys. Rev. B **69**, 045313 (2004).
- [11] L. Bockhorn, P. Barthold, D. Schuh, W. Wegscheider und R. J. Haug, *Magnetoresistance in a high-mobility two-dimensional electron gas*, Phys. Rev. B **83**, 113301 (2011).
- [12] A. T. Hatke, M. A. Zudov, J. L. Reno, L. N. Pfeiffer und K. W. West, *Giant negative magnetoresistance in high-mobility two-dimensional electron systems*, Phys. Rev. B **85**, 081304 (2012).

- [13] Y. Dai, R. R. Du, L. N. Pfeiffer und K. W. West, *Observation of a Cyclotron Harmonic Spike in Microwave-Induced Resistances in Ultraclean GaAs/AlGaAs Quantum Wells*, Phys. Rev. Lett. **105**, 246802 (2010).
- [14] A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, F. Evers und P. Wölfle, *Quasiclassical Negative Magnetoresistance of a 2D Electron Gas: Interplay of Strong Scatterers and Smooth Disorder*, Phys. Rev. Lett. **87**, 126805 (2001).
- [15] L. Li, Y. Y. Proskuryakov, A. K. Savchenko, E. H. Linfield und D. A. Ritchie, *Magnetoresistance of a 2D Electron Gas Caused by Electron Interactions in the Transition from the Diffusive to the Ballistic Regime*, Phys. Rev. Lett. **90**, 076802 (2003).
- [16] M. P. Lilly, K. B. Cooper, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer und K. W. West, *Evidence for an Anisotropic State of Two-Dimensional Electrons in High Landau Levels*, Phys. Rev. Lett. **82**, 394 (1999).
- [17] M. P. Lilly, K. B. Cooper, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer und K. W. West, *Anisotropic States of Two-Dimensional Electron Systems in High Landau Levels: Effect of an In-Plane Magnetic Field*, Phys. Rev. Lett. **83**, 824 (1999).
- [18] F. Schwabl, *Quantenmechanik*, 6. (Springer, 2002).
- [19] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, 14. (Oldenbourg, 2006).
- [20] P. Drude, *Zur Elektronentheorie der Metalle*, Annalen der Physik **1**, 566 (1900).
- [21] F. Hohls, *Der Plateau-Übergang im Quanten-Hall-Effekt: Experimente zur Temperatur- und Frequenzabhängigkeit*, Dissertation, Universität Hannover, 2000.
- [22] F. Schulze-Wischeler, *Phononenspektroskopie im Quanten-Hall-Effekt-Regime*, Dissertation, Universität Hannover, 2004.
- [23] A. Hadzibrahimovic, *Magnetotransportuntersuchungen von zweidimensionalen Ladungsträgersystemen*, Diplomarbeit, Universität Hannover, 2006.
- [24] L. Shubnikov und W. J. de Haas, Leiden Comm. **207a, b, c, 210a**, (1930).
- [25] R. J. Haug, *Edge-state transport and its experimental consequences in high magnetic fields*, Semicond. Sci. Technol. **8**, 131 (1993).
- [26] R. Landauer, *Electrical resistance of disordered one-dimensional lattices*, Philos. Mag. **21**, 863 (1970).

- [27] M. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer und S. Pinhas, *Generalized many-channel conductance formula with application to small rings*, Phys. Rev. B **31**, 6207 (1985).
- [28] G. Sukhodub, *Zeitaufgelöster Transport und Randkanalspektroskopie im Regime des Quanten-Hall-Effekts*, Dissertation, Universität Hannover, 2005.
- [29] J. K. Jain, *Composite-Fermion Approach for the Fractional Quanten Hall Effect*, Phys. Rev. Lett **63**, 199 (1989).
- [30] R. B. Laughlin, *Anomalous Quantum Hall Effect: An Incompressible Quantum Fluid with Fractionally Charged Excitation*, Phys. Rev. Lett. **50**, 1395 (1983).
- [31] E. Witten, *Quantum field theory and the Jones polynomial*, Commun. Math. Phys. **121**, 351 (1989).
- [32] M. Dolev, M. Heiblum, V. Umansky, A. Stren und D. Mahalu, *Observation of a quarter of an electron charge at the 5/2 quantum Hall state*, nature **452**, 829 (2008).
- [33] I. P. Radu, J. B. Miller, C. M. Marcus, M. A. Kastner, L. N. Pfeiffer und K. W. West, *Quasi-Particle Properties from Tunneling in the 5/2 Fractional Quantum Hall State*, science **320**, 899 (2008).
- [34] S. D. Sarma, M. Freedman und C. Nayak, *Topologically Protected Qubits from a Possible Non-Abelian Fractional Quantum Hall State*, Phys. Rev. Lett. **94**, 166802 (2005).
- [35] A. Stern und B. I. Halperin, *Proposed Experiments to Probe the Non-Abelian 5/2 Quantum Hall State*, Phys. Rev. Lett. **96**, 016802 (2006).
- [36] J. P. Eisenstein, R. Willett, H. L. Störmer, D. C. Tsui, A. C. Gossard und J. H. English, *Collapse of the Even-Denominator Fractional Quantum Hall Effect in Tilted Fields*, Phys. Rev. Lett. **61**, 997 (1988).
- [37] A. Mühle, *Charakterisierung und Strukturierung einer GaN/AlGaIn-Heterostruktur*, Diplomarbeit, Universität Hannover, 2002.
- [38] P. T. Coleridge, R. Stoner und R. Fletcher, *Low-field transport coefficients in GaAs/GaAlAs heterostructures*, Phys. Rev. B **39**, 1120 (1989).
- [39] O. Gerberding, *Untersuchung fraktionaler Füllfaktoren durch Magnetotransport und Magnetokapazitätsmessungen*, Diplomarbeit, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2009.
- [40] B. I. Shklovskii und A. L. Efros, *Electronic properties of doped semiconductors (Springer Series in Solid-State Sciences)* (Springer, 1984).

- [41] N. F. Mott, *Metal-insulator transition*, 2. (Taylor & Francis, 1990).
- [42] R. G. Clark, S. R. Haynes, A. Suckling, J. R. Mallett, P. A. Wright, J. J. Harris und C. T. Foxon, *Spin Configurations and Quasiparticle Fractional Charge of Fractional-Quantum-Hall-Effect Ground States in the $N=0$ Landau Level*, Phys. Rev. Lett **62**, 1536 (1989).
- [43] T. Chakraborty und P. Pietiläinen, in *The Quantum Hall Effects*, 2., Herausgeber: K. von Klitzing (Springer, 1995).
- [44] A. F. Dethlefsen, E. Mariani, H.-P. Tranitz, W. Wegscheider und R. J. Haug, *Signatures of spin in the $1/3$ fractional quantum Hall effect*, Phys. Rev. B **74**, 165325 (2006).
- [45] F. Schulze-Wischeler, E. Mariani, F. Hohls und R. J. Haug, *Direct Measurement of the g Factor of Composite Fermions*, Phys. Rev. Lett. **92**, 156401 (2004).
- [46] G. L. Snider, I.-H. Tan und E. L. Hu, *Electron states in mesa-etched one-dimensional quantum well wires*, Journal of Applied Physics **68**, 2849 (1990).
- [47] I.-H. Tan, G. L. Snider und E. L. Hu, *A self-consistent solution of Schrödinger-Poisson equations using a nonuniform mesh*, Journal of Applied Physics **68**, 4071 (1990).
- [48] C. Rössler, T. Feil, P. Mensch, T. Ihn, K. Ensslin, D. Schuh und W. Wegscheider, *Gating of high-mobility two-dimensional electron gases in GaAs/AlGaAs heterostructures*, New Journal of Physics **12**, 043007 (2010).
- [49] K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann und K. Ploog, *New Concept for the Reduction of Impurity Scattering in Remotely Doped GaAs Quantum Wells*, Phys. Rev. Lett. **77**, 4616 (1996).
- [50] V. Umansky, M. Heiblum, Y. Levinson, J. Smet, J. Nübler und M. Dolev, *MBE growth of ultra low disorder 2DEG with mobility exceeding $35 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}/\text{Vs}$* , Journal of Crystal Growth **311**, 1658 (2009).
- [51] F. Pobell, *Matter and Methods at Low Temperatures*, 2. (Springer Verlag, 1996).
- [52] *Operator's Handbook Superconductivity (Oxford Instruments)*.
- [53] F. Fischer und M. Grayson, *Influence of voltmeter impedance on quantum Hall measurements*, Journal of Applied Physics **98**, 013710 (2005).

- [54] L. Bockhorn, *Manipulation einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur mit hoher Elektronenbeweglichkeit durch Illumination zur Untersuchung des fraktionierten Quanten-Hall-Effektes*, Diplomarbeit, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2008.
- [55] A. Hodaei, *Beobachtung des fraktionierten Quanten-Hall-Effektes in verschiedenen Geometrien*, Diplomarbeit, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2011.
- [56] S. Lem, *Sternstagebücher* (Suhkamp, 2003).
- [57] I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, D. G. Polyakov und M. A. Zudov, *Nonequilibrium phenomena in high Landau levels*, Rev. Mod. Phys. **84**, 1709 (2012).
- [58] M. L. Roukes, A. Scherer, S. J. Allen, Jr., H. G. Craighead, R. M. Ruthen, E. D. Beebe und J. P. Harbison, *Quenching of the Hall Effect in a One-Dimensional Wire*, Phys. Rev. Lett. **59**, 3011 (1987).
- [59] T. J. Thornton, M. L. Roukes, A. Scherer und B. P. V. de Gaag, *Boundary Scattering in Quantum Wires*, Phys. Rev. Lett. **63**, 2128 (1989).
- [60] B. L. Altshuler, D. Khmel'nitskii, A. I. Larkin und P. A. Lee, *Magneto-resistance and Hall effect in a disordered two-dimensional electron gases*, Phys. Rev. B **22**, 5142 (1980).
- [61] P. J. Price, *Heterolayer Mobility in the Bloch-Grüneisen Range*, Solid State Commun. **51**, 607 (1984).
- [62] P. J. Price, *Low temperature two-dimensional mobility of a GaAs heterolayer*, Surf. Sci. **143**, 145 (1984).
- [63] H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin und K. W. West, *Observation of a Bloch-Grüneisen regime in two-dimensional electron transport*, Phys. Rev. B **41**, 1278 (1990).
- [64] F. Bloch, *Zum elektrischen Widerstandsgesetz bei tiefen Temperaturen*, Zeitschrift für Physik **59**, 1930 (1930).
- [65] S. Syed, M. J. Manfra, Y. J. Wang, R. J. Molnar und H. L. Stormer, *Electron scattering in AlGaN/GaN structures*, Appl. Phys. Lett. **84**, 1507 (2004).
- [66] A. R. Hamilton, E. H. Linfield, M. J. Kelly, D. A. Ritchie, G. A. C. Jones und M. Pepper, *Transition from one- to two-subband occupancy in the 2DEG of back-gated modulation-doped GaAs-AlGaAs heterostructures*, Phys. Rev. B **51**, 17600 (1995).

- [67] R. R. Du, D. C. Tsui, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin und K. W. West, *Strongly anisotropic transport in higher two-dimensional Landau levels*, Solid State Commun. **109**, 389 (1999).
- [68] J. P. Eisenstein, K. B. Cooper, L. N. Pfeiffer und K. W. West, *Insulating and Fractional Quantum Hall States in the $N=1$ Landau Level*, Phys. Rev. Lett. **88**, 076801 (2002).
- [69] J. P. Eisenstein, *Two-dimensional electrons in excited Landau levels: evidence for new collective states*, solid state communications **117**, 123 (2001).
- [70] A. A. Koulakov, M. M. Fogler und B. I. Shklovskii, *Charge Density Wave in Two-Dimensional Electron Liquid in Weak Magnetic Fields*, Phys. Rev. Lett. **76**, 499 (1996).
- [71] M. M. Fogler, A. A. Koulakov und B. I. Shklovskii, *Ground state of a two-dimensional electron liquid in a weak magnetic field*, Phys. Rev. B **54**, 1853 (1996).
- [72] M. M. Fogler und A. A. Koulakov, *Laughlin liquid to charge-density-wave transition at high Landau levels*, Phys. Rev. B **55**, 9326 (1997).
- [73] R. Moessner und J. Chalker, *Exact results for interacting electrons in high Landau levels*, Phys. Rev. B **54**, 5006 (1996).
- [74] A. Kitaev, *Fault tolerant quantum computation by anyons*, Ann. Phys. **303**, 2 (2003).
- [75] W. Pan, K. W. Baldwin, K. W. West, L. N. Pfeiffer und D. C. Tsui, *Spin Transition in the $8/3$ Fractional Quantum Hall Effect*, Phys. Rev. Lett. **108**, 216804 (2012).
- [76] G. Liu, C. Zhang, D. C. Tsui, I. Knez, A. Levine, R. R. Du, L. N. Pfeiffer und K. W. West, *Enhancement of the $\nu=5/2$ Fractional Quantum Hall State in a Small In-Plane Magnetic Field*, Phys. Rev. Lett. **108**, 196805 (2012).
- [77] W. Pan, J. S. Xia, H. L. Stormer, D. C. Tsui, C. Vicente, E. D. Adams, N. S. Sullivan, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin und K. W. West, *Experimental studies of the fractional quantum Hall effect in the first excited Landau level*, Phys. Rev. B **77**, 075307 (2008).
- [78] K. Lai, W. Pan, T. C. Tsui und Y.-H. Xie, *Fractional quantum Hall effect at $2/3$ and $4/3$ in strained Si quantum wells*, Phys. Rev. B **69**, 125337 (2004).
- [79] Y. Chen, R. M. Lewis, L. W. Engel, D. C. Tsui, P. D. Ye, L. N. Pfeiffer und K. W. West, *Microwave Resonance of the 2D Wigner Crystal around Integer Landau Fillings*, Phys. Rev. Lett. **91**, 016801 (2003).

- [80] Y. Zhang, V. W. Brar, C. Girit, A. Zettl und M. F. Crommie, *Origin of spatial charge inhomogeneity in graphene*, Nature Physics **5**, 722 (2009).

A 1-D Poisson/Schrödinger Bandstruktur Programm

Zur Bestimmung der Bandstruktur wurde das Programm '1D Poisson.exe' von Snider *et al.* [46, 47] genutzt. Die für dieses Programm nötigen Informationen über die Probenmaterialien D081022 A und D090218 B wurden in eine .text Datei geschrieben. Dazu wurden zunächst die Probenoberfläche (surface) und das Substrat definiert, dazwischen sind die einzelnen Schichten mit ihrer Dicke t und dem jeweiligen Al-Anteil x aufgelistet. Die Reihenfolge und die entsprechende Dicke der einzelnen Schichten wurden aus dem Wachstumsprotokoll der einzelnen Materialien abgelesen. Die Konzentrationen der δ Si-Dotierungen (Sheetcharge bzw. Nd) wurden dagegen anhand der Ergebnisse aus den Magnetotransportmessungen für die Elektronenkonzentration n_e bestimmt. Ebenfalls kann ein metallisches Topgate angenommen werden (schottky v1), und die Bandstruktur für eine gegebene Topgate-Spannung berechnen lassen.

Die .text Datei besteht aus zwei Teilen. Der erste Teil besteht aus der genauen Wachstumsstruktur, während der zweite Teil weitere Informationen zur Berechnung, wie z. B. Temperatur (temp) und Topgate-Spannung (v1 1.0), enthält. Im Folgenden sind die verwendeten Werte für beiden Probenmaterialien aufgelistet:

D081022A.text

```
surface schottky=0.6 v1
GaAs t=100
AlGaAs t=300 x=.35
Sheetcharge=1.3e12
AlGaAs t=200 x=.35
AlGaAs t=100 x=.35
AlGaAs t=100 x=.25
AlGaAs t=19.81 x=1
GaAs t=14.15
Sheetcharge=1.55e12
GaAs t=5.66
AlGaAs t=19.81 x=1
AlGaAs t=700 x=.25
GaAs t=300
AlGaAs t=50 x=.25
7{
GaAs t=5.66
```

```
AlGaAs t=94.34 x=.25
}
AlGaAs t=19.81 x=1
GaAs t=14.15
Sheetcharge=2.45e12
GaAs t=5.66
AlGaAs t=19.81 x=1
10{
GaAs t=11.34
AlGaAs t=220 x=.25
}
AlGaAs t=1000 x=.25
AlGaAs t=100 Nd=0.8e12 x=.35
100{
GaAs t=30
AlGaAs t=80 x=.35
}
GaAs t=5000
substrate

fullyionized
v1 0.0
schrodingerstart=850
schrodingerstop=2600
no holes
ignore danger will robinson
temp=1K
dy=0.1
```

D090218B.text

```
surface schottky=0.6 v1
GaAs t=100
AlGaAs t=300 x=.35
Sheetcharge=1.25e12
AlGaAs t=200 x=.35
AlGaAs t=100 x=.35
AlGaAs t=100 x=.25
AlGaAs t=19.81 x=1
GaAs t=8.49
Sheetcharge=1.2e12
GaAs t=5.66
AlGaAs t=19.81 x=1
AlGaAs t=700 x=.25
GaAs t=300
AlGaAs t=50 x=.25
7{
GaAs t=5.66
AlGaAs t=94.34 x=.25
}
AlGaAs t=19.81 x=1
GaAs t=8.49
Sheetcharge=2.0e12
GaAs t=5.66
AlGaAs t=19.81 x=1
10{
GaAs t=11.34
AlGaAs t=220 x=.25
}
AlGaAs t=1000 x=.25
AlGaAs t=100 Nd=0.8e12 x=.35
100{
GaAs t=30
AlGaAs t=80 x=.35
}
GaAs t=5000
substrate

fullyionized
v1 0.0
schrodingerstart=850
schrodingerstop=2550
```

no holes
ignore danger will robinson
temp=1K
dy=0.1

Publikation

L. Bockhorn, P. Barthold, D. Schuh, W. Wegscheider, and R. J. Haug,
Magnetoresistance in a High Mobility Two Dimensional Electron Gas, Phys. Rev. B
83, 113301 (2011).

L. Bockhorn, I. V. Gornyi, D. Schuh, W. Wegscheider, and R. J. Haug,
*Interaction-Induced Huge Magnetoresistance in a High Mobility Two-Dimensional
Electron Gas*, Proceedings of the 31st International Conference on the Physics of
Semiconductors (accepted)

L. Bockhorn, A. Hodaei, D. Schuh, W. Wegscheider, and R. J. Haug,
*Magnetoresistance in a High Mobility Two-Dimensional Electron System as a
Function of Sample Geometry*, Journal of Physics: Conference Series (accepted)

Tagungen

1. Deutsche Physikerinnentagung in Osnabrück (2007)
2. *Gap measurements of the FQHE*
L. Bockhorn, A. F. Dethlefsen, F. Hohls, W. Wegscheider, and R. J. Haug
Poster, Mauterndorf Winterschule, Österreich (2008)
3. *Magnetotransport measurements on a GaAs/GaAlAs high mobility sample*
L. Bockhorn, A. F. Dethlefsen, F. Hohls, W. Wegscheider, and R. J. Haug
Poster, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Berlin (2008)
4. *FQHE measurements on a GaAs/GaAlAs high mobility sample*
L. Bockhorn, A. F. Dethlefsen, F. Hohls, W. Wegscheider, and R. J. Haug
Vortrag, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Dresden (2009)
5. Deutsche Physikerinnentagung in Frankfurt (2009)
6. *Transport Measurements on GaAs/AlGaAs High Mobility Sample*
L. Bockhorn, W. Wegscheider, and R. J. Haug
Poster, Mauterndorf Winterschule, Österreich (2010)
7. *Transport Measurements on a GaAs/GaAlAs High Mobility Sample*
L. Bockhorn, W. Wegscheider, and R. J. Haug
Vortrag, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Regensburg (2010)
8. *Magnetotransportmessung an einem GaAs/AlGaAs Quanten-Well mit hoher Elektronenbeweglichkeit*
L. Bockhorn, P. Barthold, W. Wegscheider, and R. J. Haug
Vortrag, Deutsche Physikerinnentagung in München (2010)
9. *Huge Magnetoresistance in a High Mobility Two-Dimensional Electron Gas*
L. Bockhorn, P. Barthold, D. Schuh, W. Wegscheider, and R. J. Haug
Vortrag, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Dresden (2011)

10. *Huge Magnetoresistance in a Two-Dimensional Eletrongas*
L. Bockhorn, P. Barthold, D. Schuh, W. Wegscheider, and R. J. Haug
Poster, 19th electronic properties of two-dimensional semiconductors in Tallahassee, USA (2011)
11. *Magnetotransport Measurements on a GaAs/AlGaAs High Mobility Sample*
L. Bockhorn, P. Barthold, D. Schuh, W. Wegscheider, and R. J. Haug
Eingeladener Vortrag, Karlsruher Institut für Technologie (KIT) (2012)
12. *Interaction-Induced Huge Magnetoresistance in a High Mobility Two-Dimensional Electron Gas*
L. Bockhorn, I. V. Gornyi, A. Hodaiei, and R. J. Haug
Poster, Mauterndorf Winterschule, Österreich (2012)
13. *Interaction-Induced Huge Magnetoresistance in a High Mobility Two-Dimensional Electron Gas*
L. Bockhorn, I. V. Gornyi, A. Hodaiei, and R. J. Haug
Vortrag, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Berlin (2012)
14. *Magnetoresistance in a High Mobility Two-Dimensional Electron System as a Function of Sample Geometry*
L. Bockhorn, A. Hodaiei, D. Schuh, W. Wegscheider, and R. J. Haug
Poster, 20th high magnetic fields in semiconductor physics in Chamonix-Mont Blanc, France (2012)
15. *Interaction-Induced Huge Magnetoresistance in a High Mobility Two-Dimensional Electron Gas*
L. Bockhorn , I.V. Gornyi, D. Schuh, W. Wegscheider, and R. J. Haug
Poster, 31st international conference on the physics of semiconductors in Zürich, Schweiz (2012)
16. *Riesensmagnetowiderstand in hochbeweglichen zweidimensionalen Elektronensystemen*
L. Bockhorn, E. P. Rugeramigabo, and R. J. Haug
Vortrag, NanoDay in Hannover (2012)
17. *Negative Magnetoresistance induced by the Interplay of Disorder in a High Mobility 2DEG*
L. Bockhorn, I. V. Gornyi, D. Schuh, W. Wegscheider, and R. J. Haug
Vortrag, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Regensburg (2013)

Danksagung

Professor Dr. Rolf J. Haug danke ich herzlich für die Möglichkeit ein so spannendes Thema zu bearbeiten, für viele hilfreiche Unterhaltungen und Eröffnung neuer Blickwinkel.

Professor Dr. Werner Wegscheider gilt mein Dank für die freundliche Übernahme des Korreferats.

Bei Professor Dr. Alexander Mirlin bedanke ich mich für angenehme Diskussionen sowie der Übernahme eines Gutachtens.

Dr. Igor V. Gornyi danke ich für den regen Austausch über den negativen Magnetowiderstand, seiner fruchtbaren Besuche in Hannover sowie seiner Einladung nach Karlsruhe.

Bei Priv.-Doz. Dr. Frank Hohls möchte ich nochmals für seine Einführung in die Quanten-Hall-Physik bedanken und dafür, dass er immer noch ein offenes Ohr für mich hat.

Ronny Hüther gilt mein Dank nicht nur für seine schnelle Hilfe bei technischen Problemen, dies gilt natürlich auch für die Mitarbeiter der Werkstatt, sondern auch für nette Unterhaltungen nach Feierabend.

Dr. Eddy P. Rugeramigabo danke ich für sein Interesse und weiterführenden Arbeiten am *huge magnetoresistance*, natürlich auch für seine immer gute Laune.

An dieser Stelle bedanke ich mich bei meinen beiden „Messsklaven“ Oliver Gerberding und Aida Hodaei. Auch wenn Eure Betreuung nicht immer einfach war, hat es Spaß gemacht und führte zu einigen schönen Ergebnissen.

Dmitri Smirnov möchte ich an dieser Stelle für unzählige Späße, aber auch Streitereien und unentbehrlichen Diskussionen danken. Möge deine Busfahrt nach Val Thorens niemals enden.

Mein Dank gilt auch Monika Kotzian, Alexander W. Heine und Timo Wagner für ihre Hilfe, abwechslungsreicher Gespräche beim Kaffee trinken und der Gründung einer Kinorunde.

Bei den behandelnden Ärzten meiner „Opfern“ aus der Nano-Fußballrunde Lukas Fricke und Dr. Niels C. Maire bedanken ich mich dafür, dass sie die beiden Simulanten so hervorragend betreut haben.

Ich möchte auch Dr. Niels Ubbelohde danke, ohne dessen Wissen ich sonst oft verzweifelt wäre.

Meinen beiden Büro Johannese (R. und B.) danke ich für die wortlose Versorgung mit frischen Tee und ihre Ablenkung.

Allen derzeitigen Mitarbeitern der Abteilung Nanostrukturen sowie den meisten ehemaligen möchte ich für eine schöne Zeit danken.

Natürlich bedanke ich mich auch bei allen Freunden, die meine Einsilbigkeit in den letzten Monaten verstanden und trotzdem Korrektur gelesen haben.

Dr. Christian Diekmann und Dr. Dirk Wulferding danke ich für unsere Selbsthilfe-Gruppe.

Den Mädels der 1. Damen des SV Arminia Hannover wünsche ich ein herzliches „Amöbe, Ameise, Arminia“, irgendwann muss der Aufstieg in die Bezirksliga doch klappen. Danke für die tolle Zeit!

An dieser Stelle möchte ich meiner Familie für ihre Unterstützung danken. Danke für euer Interesse an meiner Arbeit, auch wenn ihr schon vor Jahren aufgegeben habt zu verstehen was ich eigentlich genau mache. Insbesondere möchte ich hier meiner Schwester Barbara für die Entwicklung des „Siebtklässler Modells“ danken.

Zum Schluss bedanke ich mich bei Dr. Patrick Barthold für seine unerschöpfliche Geduld, seine Hilfe und seine Aufmunterungen besonders in den letzten Wochen. Danke!

Lebenslauf

Name: Lina Bockhorn
Geburtsdatum: 22. Oktober 1982
Geburtsort: Sulingen
Nationalität: deutsch

1989 - 1993 Grundschole Groß Lessen, Sulingen
1993 - 1995 Orientierungsstufe Sulingen
1995 - 1999 Realschole Sulingen
1999 - 2002 Gymnasium Sulingen

10/2002 - 07/2008 Physikstudium an der Leibniz Universität Hannover
2005 Vordiplom
07/2007 - 07/2008 Diplomarbeit über **Manipulation einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur mit hoher Elektronenbeweglichkeit durch Illumination zur Untersuchung des fraktionalen Quanten-Hall-Effektes** in der Abteilung Nanostrukturen am Institut für Festkörperphysik der Leibniz Universität Hannover bei Prof. Dr. R. J. Haug
2008 Diplom

Seit 11/2008 Wissenschaftliche Mitarbeiterin in der Abteilung Nanostrukturen am Institut für Festkörperphysik der Leibniz Universität Hannover bei Prof. Dr. R. J. Haug

06/2010 Forschungsaufenthalt an der Radboud-Universität Nijmegen, Niederlande

