

Elektronischer und phasenkohärenter Transport in uni- und bipolaren Graphen-Systemen

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

Dipl.-Phys. Dmitri Smirnov
geboren am 11. Dezember 1984 in Tomsk (Russland)

2016

Referent: Prof. Dr. Rolf J. Haug
Korreferent: Prof. Dr. Patrik Recher

Tag der Promotion: 20.01.2016

Abstract

In this work, studies of the electrical and phase coherent transport in separated layers of carbon, referred to as graphene, are performed. Samples with ring geometries in mono- and bilayer graphene are prepared on silicon/silicon dioxide substrates and characterized via electrical transport measurements. These substrates allow changing the charge carrier concentration not only globally but, using additional topgates locally as well. In this way p-n junction can be created in a two dimensional system.

In addition to a characterization of the number of layers in the examined graphene, a specific sample geometry is also used to investigate the influence of edge disorder on the electrical transport. The results show, that the edge has a dominant effect on the overall doping of the sample and furthermore has a limiting effect on the transport as well.

The Aharonov-Bohm effect, i.e. influencing of a quantum mechanical phase through an applied magnetic field, is detected in graphene mono- and bilayers. The resulting resistance oscillations are examined in respect to external parameters such as the charge carrier concentration or temperature. Furthermore, the increase of the phase coherence length in high magnetic fields is observed via the Aharonov-Bohm effect. In a single-layer graphene ring featuring a p-n junction the interplay of the Aharonov-Bohm effect and Klein tunnelling, i.e. the passing through a potential barrier without backscattering, is presented. However a suppression of the same effect is observed for graphene bilayers.

Keywords

graphene, Aharonov-Bohm effect, edge disorder, p-n junction

Kurzzusammenfassung

In dieser Arbeit werden Untersuchungen des elektronischen und phasenkohärenten Transports in einzelnen Kohlenstoffschichten, die als Graphen bezeichnet werden, durchgeführt. Dafür werden Ring-Geometrien aus Graphen-Einzel- und Doppellagen auf einer Silizium/Siliziumdioxid-Unterlage hergestellt und via elektronischem Transport charakterisiert. Eine solche Unterlage macht die Veränderung der Konzentration von Ladungsträgern nicht nur global sondern mit Hilfe von zusätzlichen Topgates auch lokal möglich. Auf diese Art und Weise können p-n-Übergänge in einem zweidimensionalen System hergestellt werden.

Neben einer Charakterisierung der Graphen-Lagenanzahl, werden auch spezielle Geometrien dazu verwendet, den Einfluss der Rand-Unordnung auf den elektrischen Transport zu analysieren. Es wird gezeigt, dass der Rand eine dominante Wirkung auf die effektive Gesamtdotierung einer Probe hat und zudem eine limitierende Wirkung auf den Transport ausübt.

Der Aharonov-Bohm-Effekt, also die Beeinflussung der quantenmechanischen Phase mit Hilfe eines angelegten Magnetfeldes wird in Graphen-Einzel- und Doppellagen nachgewiesen. Die resultierenden Oszillationen im Widerstand werden auf den Einfluss äußerer Parameter, wie Ladungsträgerkonzentration oder Temperatur untersucht. Weiterhin wird die Erhöhung der Phasenkohärenzlänge bei hohen Magnetfeldstärken mit Hilfe des Aharonov-Bohm-Effekts deutlich gemacht. In Einzellagen wird in Präsenz eines p-n-Übergangs innerhalb eines Ringsystems das Zusammenspiel des Aharonov-Bohm-Effekts und des Klein-Pradoxons, dem Durchqueren einer Potential-Barriere ohne jeglicher Rückstreuung, präsentiert. Derselbe Effekt erfährt in Doppellagen allerdings eine starke Unterdrückung.

Schlagwörter

Graphen, Aharonov-Bohm-Effekt, Rand-Unordnung, p-n-Übergang

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	15
2	Theoretische Grundlagen	21
2.1	Theoretische Grundlagen von Graphen	22
2.1.1	Gitterstruktur von Graphen-Einzel- und Doppel- lagen	22
2.1.2	Bandstruktur von Graphen-Einzel- und Doppel- lagen	24
2.2	Transporteigenschaften von Graphen	29
2.2.1	Backgate abhängiger Feldeffekt	29
2.2.2	p-n-Übergänge und Klein-Tunneln	31
2.3	Grundlagen zum Magnetotransport	34
2.3.1	Drude-Model	34
2.3.2	Quanten-Hall-Effekt	35
2.3.3	Shubnikov-de Haas Oszillationen	37
2.4	Phasenkohärenter Magnetotransport	39
2.4.1	Schwache Lokalisierung	39
2.4.2	Aharonov-Bohm-Effekt	40
2.5	Zusammenfassung	43
3	Experimentelle Grundlagen	45
3.1	Von Graphit zu Graphen-Schichten: Herstellungsverfahren	46
3.1.1	Mikromechanische Ablöseverfahren	46
3.1.2	Detektion von Graphen	48
3.2	Präparation von Graphen-Proben	50
3.2.1	Markieren	50
3.2.2	Strukturieren	51
3.2.3	Kontaktieren	53
3.2.4	Herstellung von Topgates	54
3.2.5	Reinigungsmethoden: Ausheizverfahren und me- chanische Säuberung	56
3.2.6	Bonden	58

3.3	Vermessung von Graphen-Proben	60
3.3.1	Messsysteme	60
3.3.2	Messaufbau	63
3.4	Zusammenfassung	65
4	Charakterisierung von Graphen-Einzel- und Doppellagen	67
4.1	Transporteigenschaften	68
4.1.1	Probenbeschreibung	68
4.1.2	Charakterisierung der Graphen-Einzellage	70
4.1.3	Charakterisierung der Graphen-Doppellage	75
4.2	Auswirkung der Unordnung am Proben-Rand	79
4.3	Zusammenfassung	87
5	Phasenkohärenter Transport	89
5.1	Probenbeschreibung	90
5.1.1	Proben-Charakterisierung	91
5.1.2	Aharonov-Bohm-Effekt	93
5.1.3	Auswertungsmethoden von AB-Oszillationen	94
5.2	Temperaturabhängigkeit	99
5.3	Aharonov-Bohm-Effekt in einem bipolaren System	101
5.3.1	Topgate-Charakterisierung	101
5.3.2	Quanteninterferenz im Elektronen-Loch-System	105
5.4	Reduktion von Dekohärenz in hohen Magnetfeldern	109
5.4.1	Aharonov-Bohm-Effekt in hohen Magnetfeldern	109
5.4.2	Aharonov-Bohm-Oszillationen in Präsenz eines parallelen Magnetfeldes	116
5.5	Aharonov-Bohm-Effekt in Graphen-Doppellagen	118
5.5.1	Probe 14E-330 nm	118
5.5.2	AB-Messungen in Graphen-Doppellagen	120
5.5.3	Aharonov-Bohm-Effekt am Neutralitätspunkt	122
5.5.4	Aharonov-Bohm-Effekt im bipolaren Doppellagen- System	128
5.6	Zusammenfassung	136
6	Zusammenfassung	139
7	Anhang	145

Abbildungsverzeichnis

2.1	Gitterstruktur von Graphen-Einzellagen	23
2.2	Gitterstruktur von Graphen-Doppellagen	24
2.3	Bandstruktur von Graphen-Einzellagen	25
2.4	Bandstruktur von Graphen-Doppellagen	27
2.5	Elektrischer Feldeffekt	30
2.6	p-n-p-Übergang in Graphen-Einzellagen	32
2.7	Klein-Paradoxon	33
2.8	Drude-Model für bipolaren Magnetotransport	35
2.9	Zustandsdichte und Quanten-Hall-Effekt	36
2.10	Shubnikov-de Haas-Oszillationen	38
2.11	Schwache Lokalisierung	39
2.12	Aharonov-Bohm-Effekt	41
3.1	Mikromechanische Ablöseverfahren	47
3.2	Detektion von Graphen	48
3.3	Markieren	51
3.4	Strukturieren	52
3.5	Kontaktieren	54
3.6	Herstellung von Topgates	55
3.7	Ausheizprozess	56
3.8	Mechanische Reinigung	58
3.9	Bonden	59
3.10	Messsysteme: ^4He -Kryostat	61
3.11	Messsysteme: Entmischungs-Kryostat	63
3.12	Messaufbau	64
4.1	Probendarstellung	69
4.2	Feldeffekt-Messung für die Graphen-Einzellage	70
4.3	Magnetotransport für Graphen-Einzellagen	73
4.4	Feldeffekt-Messung für die Graphen-Doppellage	75
4.5	Magnetotransport für Graphen-Doppellagen	77
4.6	Breitenabhängigkeit der Feldeffekt-Messungen	80
4.7	Breitenabhängigkeit der Gesamtdotierung	81

4.8	Breitenabhängigkeit der Beweglichkeit	85
4.9	Breitenabhängigkeit der mittleren freien Weglänge	86
5.1	Probebeschreibung 3A-285 nm	90
5.2	Charakterisierung der Probe 3A-285 nm	91
5.3	Aharonov-Bohm-Messungen	93
5.4	Auswertungsmethode der gleitenden Mittlung	95
5.5	Fourier-Transformation	96
5.6	Vergleich der Auswertungsmethoden	98
5.7	Temperaturverhalten der AB-Amplitude	99
5.8	Topgate-Messungen in Graphen-Einzellagen	102
5.9	Topgate-Backgate-Messungen	103
5.10	AB-Oszillationen in einem uni- und bipolaren Ring	105
5.11	Analyse der Amplitude der bipolaren AB-Oszillationen	107
5.12	Probenbeschreibung 1F-330 nm	110
5.13	AB-Messungen an Probe 1F-330 nm	111
5.14	AB-Messungen im hohen Magnetfeld	113
5.15	AB-Oszillationen in Präsenz eines parallelen Magnetfeldes	116
5.16	Probenbeschreibung 14E-330 nm	118
5.17	Charakterisierung der Probe 14E-330 nm	119
5.18	Aharonov-Bohm-Messungen in einer Graphen-Doppellage	121
5.19	AB-Effekt-Messungen am Neutralitätspunkt	123
5.20	AB-Effekt in Abhängigkeit der Backgate-Spannung	124
5.21	Bestimmung der Phasenkohärenzlänge durch den Effekt der Schwachen Lokalisierung	126
5.22	Topgate-Charakterisierung für Graphen-Doppellagen	129
5.23	Analyse des unterdrückten AB-Effekts	130
5.24	Analyse der zusätzlichen Oszillationen	133
7.1	Dispersionsrelation einer dotierten und undotierten Graphen- Doppellage	146
7.2	Charakterisierung der dotierten und undotierten Graphen- Doppellage	147
7.3	Magnetotransport im Löcherbereich	148
7.4	Magnetotransport in Elektronenbereich	149
7.5	Magnetowiderstand bei kleinen Elektronenkonzentration	151
7.6	Charakterisierung der Probe 1F-330 nm	154

Symbolverzeichnis

A, B	Basisatome im Untergitter
A_K	Kondensatorfläche
\vec{A}	Vektorpotential
a_1, a_2	Abstände
\vec{a}_1, \vec{a}_2	Gittervektoren
$\alpha, \alpha_{285}, \alpha_{330} \alpha_{TG}$	Ankopplungskonstanten
B	Magnetfeld
B_{ip}, B_p, B_{tot}	Magnetfeldkomponenten
B_Δ	SdH-Periode
$\vec{b}_1, \vec{b}_2, \vec{K}, \vec{K}', \vec{k}$	Vektoren im Impulsraum
β	Berry-Phase
χ	Pseudospin
C	Kapazität
COL_F, COL_S	Kontrastwerte
D	Diffusionskonstante
d, d_1, d_2, d_{TG}	Dielektrikumsdicken
d_{PB}	Potential-Breite
Δ	Bandlücke
e	Elementarladung
ϵ_r, ϵ_0	relative, Vakuum-Permittivität
E	Energie
E_F	Fermienergie
E_N	Landau-Level
F	Fläche
G	Dotierungsgrad
g	Entartung
γ_R, γ_T	Rückstreu-, Transmissionswahrscheinlichkeit
$h, (\hbar)$	Planksches Wirkungsquantum (reduziertes)
H, H_K, H_{bi}	Hamiltonian
I	Strom
K, Γ, K'	Punkte im Impulsraum
K_I	Interferenzkontrast
K_{Edge}	Kantenanzahl
k_B	Boltzmann-Konstante

k_x, k_y	Koordinaten im Impulsraum
k, q	Impulsbetrag
l_C	Ringumfang
L_S	Systemlänge
l_{mfp}	mittlere freie Weglänge
l_φ	Phasenkohärenzlänge
m	Elektronenmasse
m^*, m_1^*, m_2^*	Effektive Masse
$\mu, \beta_1, \beta_2, \mu_g, \mu_E$	Beweglichkeiten
$\mathbb{N}, (\mathbb{N}_0)$	Die Menge positiver, ganzer Zahlen (einschließlich 0)
N_B, N_E, N_O	Anzahl von Dotieratomen
n_B, n_E, n_O	Dotierkonzentrationen
$n, n_{lokal}, n_1, n_2, p$	Ladungsträgerkonzentrationen
ω_c	Zyctronfrequenz
P_0, P_1, P_2	Elektronenpfad
Φ	Magnetischer Fluss
Φ_0	Flussquantum
Ψ	Digamma-Funktion
ψ	Elektronen-Wellenfunktion
$(\rho) R$	(spezifischer) Widerstand
R_{AB}, R_B, R_{ges}	Widerstandskomponenten
R_H	Hall-Widerstand
R_K	Von-Klitzing-Konstante
R_V	Vorwiderstand
\vec{r}	Vektor im Ortsraum
RGV	relative Grünverschiebung
ρ_{SrS}	kurzreichweitiger Widerstandsanteil
ρ_{xx}, ρ_{xy}	Längs-, Querwiderstand
$\sigma, \sigma_1, \sigma_2$	Leitfähigkeit
σ_{min}	Leitwertminimum
σ_x, σ_y	Paulimatrizen
σ_{xx}, σ_{xy}	Längs-, Querleitfähigkeit
$\vec{\sigma}$	Vektor mit Paulimatrizen
T	Temperatur
Θ_k	Phase
t, t_1	Elektronenenergie
τ, τ_1, τ_2	Streuzeit

$\tau_\phi, \tau_i, \tau_i$	Kohärenzzeit, Intervalley-, trigonale Streuzeit
$\tau_\phi^{-1}, \tau_{\phi,ref}^{-1}, \tau_{mag}^{-1}$	Streuraten
U_{TG}, U_{BG}, U_0	Top- , Backgate- und Offsetspannung
U_{xx}, U_{xy}	Längs-, Querspannung
V_0	Potential
v_F	Fermigeschwindigkeit

Abkürzungen

AB	A haronov- B ohm
AFM	A tomic force m icroscopy, Raster- kraftmikroskop
CNP	C harge n eutrality P oint, Ladungs- neutralitätspunkt
MH	M exican- H at
PMMA	P olymethylmethacrylat
SdH	S hubnikov- d e H aas
RMS	R oot m ean S quare, Effektivwert
SEM	S canning e lectron m icroscopy, Raste- relektronenmikroskop
SiO ₂	S iliziumdi O xid
SrS	S hort r ange S cattering, kurzreichwei- tige Streuung
QHE	Q aunten- H all- E ffekt

Kapitel 1

Einleitung

Das Prinzip des Welle-Teilchen-Dualismus ist mittlerweile eine fest etablierte Tatsache. Diese grundlegende Änderung der Betrachtungsweise führte zur Erklärung und Vorhersage vieler physikalischer Effekte und begründete mit die Quantenmechanik. Eine der interessantesten Folgen dieser Eigenschaft ist, dass geladene Teilchen aufgrund ihres Wellen-Charakters miteinander interferieren können. Eine Voraussetzung für solche Interferenz-Effekte ist die Erhaltung der Phasenkohärenz. Quanten-Effekte treten vor allem in den Materialien auf, in denen die Phasenkohärenzlänge im Bereich der Systemlänge liegt. Da die Weiterentwicklung der heutigen Computer-Industrie vor allem auf der geometrischen Verkleinerung der bisher bekannten Technologie beruht, ist die Untersuchung dieser auf der Quantenmechanik beruhenden Effekte aktueller denn je. Der solche, meist niederdimensionalen Systeme umfassende Forschungsbereich, der im Englischen als *mesoscopic physics* bezeichnet wird, beschäftigt sich mit geometrischen Ausdehnungen im Bereich der Phasenkohärenz. Prominente Beispiele für kohärente Effekte von Ladungsträgern im mesoskopischen Bereich sind die schwache Lokalisierung, Fluktuationen der Leitfähigkeit und der Aharonov-Bohm-Effekt. Die ersten beiden Effekte stellen eine statistische Veränderung der Leitfähigkeit aufgrund von konstruktiver bzw. destruktiver Interferenzen der Ladungsträger auf vielen verschiedenen Pfaden durch das betrachtete System dar. Der Kern des Aharonov-Bohm-Effekts dagegen liegt in der direkten Veränderung der Phase von Ladungsträgern durch ein angelegtes äußeres Magnetfeld über einen Pfad P . Diese Beeinflussung einer quantenmechanischen Phase ist eine der besten Veranschaulichungen von Quanteninterferenzen in niederdimensionalen Zwei-Weg-Systemen. Seit seiner theoretischen Vorhersage [1] wurde der Aharonov-Bohm-Effekt in verschiedenen Materialien

untersucht. Beispiele dafür sind Metalle, wie Golddrähte oder zu Ringen strukturierte GaAs-Heterostrukturen.

Innerhalb des letzten Jahrhunderts wurde dieser Forschungsbereich erweitert und zwar durch ein neues zweidimensionales Material, das als Graphen bezeichnet wird. Obwohl die theoretische Beschreibung dazu bereits seit den 50er Jahren bekannt war [2] und dieses Material 1962 zum ersten Mal hergestellt wurde [3], dauerte es bis ins 21te Jahrhundert für die ersten elektrischen Messungen [4]. Dieses gelang in 2004 A. K. Geim und K. Novoselov. Graphen hat eine hexagonale Gitterstruktur mit einer zweiatomigen Basis aus Kohlenstoff. Es ist damit ein Material, das aus eins, zwei oder wenigen Schichten von Graphit besteht. Im Vergleich zu den bisherigen quasi-zweidimensionalen Systemen ist Graphen aufgrund einer Höhe von wenigen atomaren Lagen ein echt zweidimensionales System. Auch die von Geim und Novoselov vorgestellte Herstellungsmethode ist um einiges einfacher als bei den bisherigen niederdimensionalen Systemen. Wenige Lagen können von Graphit mikromechanisch abgetrennt werden. Das Werkzeug für dieses kompliziert klingende Verfahren ist ein übliches Klebeband, wie es in den meisten Haushalten verwendet wird. Obwohl bereits kurz nach der ersten Transportmessung weitere Methoden zur Graphen-Herstellung vorgestellt wurden, etablierte sich dieses Verfahren in dem Bereich der Grundlagenforschung nicht nur aufgrund seiner Einfachheit. Flocken, die mit der sogenannten scotch tape-Methode erzeugt wurden, zeigten eine sehr gute Qualität im elektrischen Transport. Nicht nur für die Erfindung dieses Herstellungsverfahrens, sondern für *”grundlegende Experimente mit dem zweidimensionalen Material Graphen”* wurden Geim und Novoselov bereits 2010 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet.

Nach seiner Wiederentdeckung im 21ten Jahrhundert, wurde Graphen eine hohe Aufmerksamkeit im Bereich der Grundlagenforschung zuteil. Was jedoch macht dieses Material so besonders im Vergleich zu anderen quasi-zweidimensionalen Systemen? Die Antwort darauf liegt in außerordentlichen und für industrielle Anwendungen vielversprechenden Eigenschaften in verschiedensten Bereichen. Neben seiner hohen Reißfestigkeit und einfachen Dotierbarkeit ist es außerdem ein Material, das einfach zu bearbeiten ist, da es sich direkt auf der Oberfläche einer wählbaren Unterlage befindet. Ein Beispiel für eine solche Unterlage ist Siliziumdioxid, worauf Graphen, obwohl nur wenige Atom-Schichten dick, sogar optisch sichtbar ist. Weiterhin zeigt Graphen extrem gute elektrische Eigenschaften, wie eine hohe Leitfähigkeit und ho-

he Beweglichkeit, die auch bei Raumtemperaturen erhalten bleibt. Die prominentesten Fälle dieses Materials sind Graphen-Einzel- und Doppellagen. Diese zeichnen weiterhin neue Eigenschaften aus: Graphen-Einzellagen zeigen eine lineare Dispersionsrelation mit einer Bandlücke von 0 eV. Die Folge dieser linearen Abhängigkeit ist eine konstante Fermigeschwindigkeit und eine verschwindende effektive Masse. Demnach werden Ladungsträger in Einzellagen als masselose Dirac-Fermionen bezeichnet. Graphen-Doppellagen haben eine parabolische Dispersionsrelation und ebenfalls keine Bandlücke. Diese kann jedoch erzeugt werden, indem man Asymmetrie zwischen den beiden Lagen induziert [5,6].

Eine der nützlichsten und charakteristischsten Eigenschaften von solchen Graphen-Systemen ist die einfache Induktion und Veränderung der Konzentration von Ladungsträgern, was im elektrischen Transport als Feldeffekt bezeichnet wird. Hierbei kann die Konzentration der Ladungsträger einfach durch kapazitive Ankopplung mit einer angelegten Spannung gesteuert werden. Aufgrund der nicht vorhandenen Bandlücke kann in Graphen nicht nur die Konzentration sondern auch der Typ der Ladungsträger kontinuierlich verändert werden. So kann einfach zwischen Elektronen und Löchern gewechselt werden, oder mit ein wenig Herstellungsaufwand sogar ein System mit steuerbaren p-n-Übergängen erzeugt werden. Ladungsträger können durch solche Übergänge quantenmechanisch tunneln, wobei in Graphen auch dieser Effekt eine Besonderheit erfährt. In diesem Material kann es nämlich zu einem Tunneln ohne jegliche Rückstreuung kommen, was als Klein-Tunneln bezeichnet wird [7].

Die folgende Arbeit beschäftigt sich mit phasenkohärenten und elektrischen Transport in Graphen-Systemen. Im Speziellen wird der Aharonov-Bohm-Effekt in Kombination mit einigen hier gezeigten besonderen Graphen-Eigenschaften studiert. Es werden also Graphen-Einzel- und Doppellagen in Ring-Geometrien untersucht. Das Hauptwerkzeug der Studie ist die Charakterisierung via elektrischen Transport, also dem Bereich in dem Graphen besonders hervortritt. Die Gliederung der Arbeit sieht wie folgt aus:

Nach der Einleitung in **Kapitel 1** werden in **Kapitel 2** die theoretischen Grundlagen zu Graphen-Einzel- und Doppellagen besprochen. Die Gitter- und Bandstruktur beider Materialien wird erläutert. Weiterhin wird die Induktion von Ladungsträgern in globaler und lokaler Form, sowie die Folgen einer Potential-Barriere beschrieben. Anschlie-

ßend werden der Magnetotransport sowie charakteristische Eigenschaften zur Identifikation der Lagenanzahl dargestellt. Am Ende des Kapitels wird der phasenkohärente Transport vorgestellt.

In **Kapitel 3** wird der lange Weg einer Graphen-Flocke von ihrer Exfoliation bis zum Vermessen vorgestellt. Das mikromechanische Abspalten sowie das Lokalisieren von Graphen-Flocken auf Siliziumdioxid werden präsentiert. Anschließend werden die lithografischen Schritte erläutert: Das Markieren, Strukturieren, Kontaktieren und das optionale Anbringen von lokalen Gates. Zum Schluss wird der Messaufbau und die verwendete Messsysteme vorgestellt.

In **Kapitel 4** werden experimentelle Arbeiten zur Charakterisierung von Graphen dargestellt. Anhand von jeweils einer Graphen-Einzel- und Doppellage werden verschiedene Möglichkeiten vorgestellt, die Lagenanzahl durch den Magnetotransport zu bestimmen. Anschließend wird die spezielle Geometrie der Proben dazu verwendet, die Wirkung der Unordnung am Proben-Rand auf den elektrischen Transport sowie auf die Gesamtdotierung zu untersuchen.

In **Kapitel 5** wird der Aharonov-Bohm-Effekt in Einzel- bzw. Doppellagen experimentell untersucht. Neben dem Vergleich der resultierenden Aharonov-Bohm-Oszillationen mit theoretischen Erwartungen, werden verschiedene Auswertungsmethoden des Effekts vorgestellt. Weiterhin wird mit Hilfe des Aharonov-Bohm-Effekts die Spin-Wechselwirkung zwischen Ladungsträgern und Defekten untersucht. Der Schwerpunkt des Kapitels liegt jedoch in der Studie des Aharonov-Bohm-Effekts in bipolaren Systemen, d.h. in Präsenz von sowohl Elektronen als auch Löchern.

In **Kapitel 6** werden anschließend die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zu Graphen-Einzel- und Doppellagen beschrieben. Zunächst wird auf die Gitter- und Bandstruktur von Graphen eingegangen. Daraufhin werden die elektrischen Transporteigenschaften, d.h. der von Top- bzw. Backgate abhängige Feldeffekt dargestellt. Anschließend wird sowohl die Ausbildung von Landau-Niveaus in Präsenz von hohen Magnetfeldern, als auch der Magnetotransport nach Drude für Systeme mit verschiedenen Ladungsträgertypen erläutert. Darauffolgend werden phasenkohärente Effekte wie die schwache Lokalisierung und der Aharonov-Bohm Effekt erläutert.

2.1 Theoretische Grundlagen von Graphen

Die Basis des Graphengitters besteht aus Kohlenstoffatomen. Kohlenstoff, das erste Element aus der vierten Periode, kommt in vielfacher Art in der Natur vor. Außer amorphem Kohlenstoff sind Diamant und Graphit natürlich vorkommende, dreidimensionale Kristallarten. Niederdimensionale Arten sind durch Kohlenstoff-Fullerene (0-D) und Nanoröhrchen (1-D) vertreten. Graphen, das aus einzelnen Graphit-Schichten besteht, kann die Lücke in den niederen Dimensionen schließen. Bei bis zu zehn Lagen spricht man von zweidimensionalem Material, jedoch sind Graphen-Einzel- und Doppellagen die prominentesten Vertreter. Sie stellen nicht nur den Fokus der heutigen Graphen-Forschung dar, sondern sind mittlerweile eines der anschaulichsten Beispiele für zweidimensionale Systeme. Die theoretischen Grundlagen zu der Gitter- und Bandstruktur werden in den folgenden Abschnitten für diese beiden Arten von Graphen vorgestellt.

2.1.1 Gitterstruktur von Graphen-Einzel- und Doppellagen

Graphen-Einzellagen liegen in zweidimensionaler, hexagonaler Kristallstruktur vor. Jedes Kohlenstoffatom hat drei direkte Nachbarn, die in einem Winkel von 120° angeordnet und sp^2 -hybridisiert sind. In dieser Anordnung ist jedes Atom durch die entstanden sp^2 -Orbitale stark an seine Nachbarn gebunden. Das letzte, $2p_z$ -Orbital, steht senkrecht zu dem Gitter und enthält das verbleibende, an die Nachbaratome nur schwach gebundene π -Elektron. Diese bilden das π - und π^* -Band, die für die elektrischen Eigenschaften dieses Materials verantwortlich sind. Abbildung 2.1(a) zeigt ein Schema des reellen Graphengitters. Die Einheitszelle wird von den beiden Basisatomen A und B mit einem Abstand von $a = 0.142$ nm definiert. Diese bilden jeweils ein Untergitter mit den Gittervektoren

$$\vec{a}_1 = \frac{a}{2} \begin{pmatrix} 3 \\ \sqrt{3} \end{pmatrix}, \quad \vec{a}_2 = \frac{a}{2} \begin{pmatrix} 3 \\ -\sqrt{3} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

und stellen in ihrer Gesamtheit das vollständige Graphengitter dar.

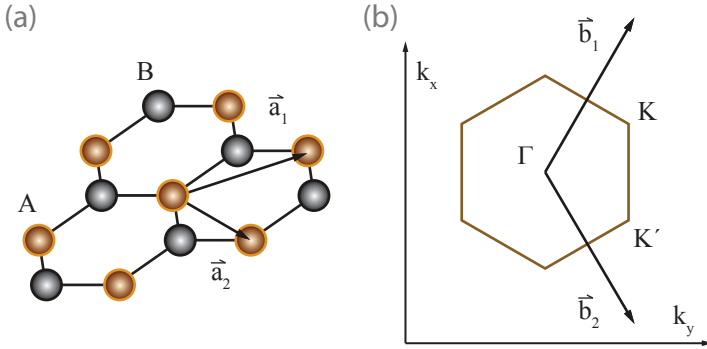


Abbildung 2.1: (a) Gitterstruktur von Graphen-Einzellagen im reellen Raum mit Untergitter A und B. (b) Struktur im Impulsraum mit den reziproken Vektoren \vec{b}_1 und \vec{b}_2 , sowie den Dirac-Punkten \mathbf{K} und \mathbf{K}' am Rand der Brillouin-Zone.

Aus den Gittervektoren lassen sich die reziproken Vektoren im Impulsraum (siehe Abb. 2.1(b)) zu

$$\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{3a} \begin{pmatrix} 1 \\ \sqrt{3} \end{pmatrix}, \quad \vec{b}_2 = \frac{2\pi}{3a} \begin{pmatrix} 1 \\ -\sqrt{3} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

berechnen. Daraus lässt sich auch die hexagonale Brillouin-Zone konstruieren [2, 8]. Der Γ -Punkt befindet sich in der Mitte und die \mathbf{K} - und \mathbf{K}' -Punkte an deren Grenzen. Letztere werden auch als Dirac-Punkte bezeichnet und spielen bei dem elektrischen Transport eine wichtige Rolle (siehe Abschnitt 2.1.2). Die Koordinaten der Punkte sind gegeben durch

$$\vec{K} = \frac{2\pi}{3a} \begin{pmatrix} 1 \\ \sqrt{3}-1 \end{pmatrix}, \quad \vec{K}' = \frac{2\pi}{3a} \begin{pmatrix} 1 \\ -\sqrt{3}-1 \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

Graphen-Doppellagen bestehen aus zwei übereinander liegenden Einzellagen. Die energetisch günstigere Schichtung zweier Lagen besteht in der A-B- oder Bernal-Stapelung und ist die häufigste Konfiguration

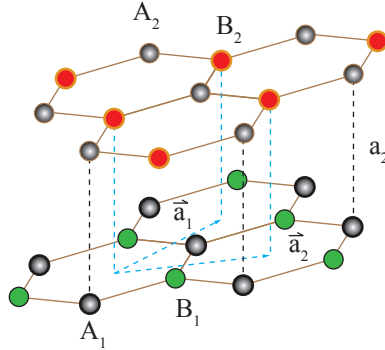


Abbildung 2.2: Bernal-Stapelung von Graphen-Doppellagen. Die Positionen der Basisatome beider Untergitter sind mit gestrichelten Linien aufeinander projiziert.

in Graphen-Doppellagen. Abbildung 2.2 zeigt die dazugehörige Gitterstruktur. Die beiden Lagen sind gegeneinander verschoben und der vertikale Abstand beträgt $a_2 = 0.3354 \text{ nm}$ [9].

2.1.2 Bandstruktur von Graphen-Einzel- und Doppellagen

Die Bandstruktur von Graphen wurde in einer umfassenden Untersuchung über Graphit bereits 1946 von P. R. Wallace berechnet [8]. Die Bandstruktur von Graphen-Einzellagen lässt sich durch das Modell der starken Kopplung beschreiben. Hierbei geht man davon aus, dass Elektronen sich zum nächsten oder übernächsten Nachbarn bewegen können. Der Hamiltonian für diesen Ansatz ist gegeben durch

$$H = t \cdot \sum_{\langle i,j \rangle} (a_{i,\sigma}^\dagger b_{j,\sigma}) - t_1 \cdot \sum_{\langle\langle i,j \rangle\rangle, \sigma} (a_{i,\sigma}^\dagger a_{j,\sigma} + b_{i,\sigma}^\dagger b_{j,\sigma}), \quad (2.4)$$

wobei $a_{i,\sigma}^\dagger$, $b_{i,\sigma}^\dagger$ und $a_{i,\sigma}$, $b_{i,\sigma}$ die Erzeuger- bzw. Vernichter-Operatoren eines Elektrons mit Spin $\sigma = (\uparrow, \downarrow)$ an der Stelle i im Gitter A und B sind. $t \approx 2.8 \text{ eV}$ und t_1 sind die Energien für die Hüpfvorgänge zu den

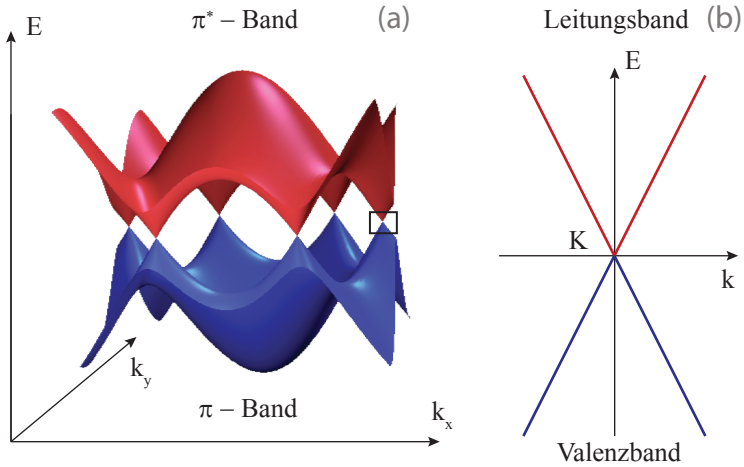


Abbildung 2.3: (a) Bandstruktur von Graphen-Einzellagen. Die Position eines Dirac-Punktes ist mit einem Rechteck markiert. (b) Darstellung des linearen Verhaltens der Bandstruktur um den K-Punkt herum.

nächsten bzw. übernächsten Nachbarn. Daraus ergibt sich

$$E_{\pm} = \pm t \cdot \sqrt{3 + f(\vec{k})} + t_1 \cdot f(\vec{k}) \quad \text{mit} \quad (2.5)$$

$$f(\vec{k}) = 2 \cos(\sqrt{3}k_y a) + 4 \cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2}k_y a\right) \cos\left(\frac{3}{2}k_x a\right).$$

Das Vorzeichen bezieht sich auf die π - und π^* -Bänder, die sich an den K/K'-Punkten berühren. Eine Bandlücke ist in Graphen-Einzellagen nicht vorhanden. Eine Darstellung der Bandstruktur ist in Abb. 2.3(a) gezeigt.

Betrachtet man nun das Verhalten der Bandstruktur um den Dirac-Punkt K herum, so lässt sich durch eine einfache Entwicklung [10] die Energieverteilung zu

$$E_{\pm} \approx \pm v_F |k| + \mathcal{O}(k^2) \quad (2.6)$$

vereinfachen. Um den Dirac-Punkt verhält sich die Dispersionsrelation linear, wie in Abb. 2.3(b) dargestellt ist. Dies ist eine sehr besonde-

re und für Graphen-Einzellagen charakteristische Eigenschaft, die sich einerseits z.B. vom zweidimensionalen Elektronengas einer Halbleiter-Heterostruktur unterscheidet. Eine der Folgen aus der Dispersionsrelation ist die konstante Fermi-Geschwindigkeit $v_F \approx 1.05 \cdot 10^6$ m/s [11]. Außerdem verschwindet die effektive Masse, weswegen die Ladungsträger in Graphen-Einzellagen als masselose Dirac-Fermionen bezeichnet werden. Ein solches Verhalten kann mit ultra-relativistischen Teilchen verglichen werden, die sich in Graphen mit ca. einem Dreihundertstel der Lichtgeschwindigkeit bewegen. Die Energiegleichung aus der Quantenmechanik wird durch

$$-i\hbar v_F \vec{\sigma} \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}) \quad \text{mit} \quad (2.7)$$

$$\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y), \sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$$

beschrieben, wobei $\vec{\sigma}$ ein Vektor aus Pauli-Matrizen ist. Daraus lässt sich der Hamiltonian in der Nähe der K/K'-Punkte zu

$$H_K = \hbar v_F \begin{pmatrix} 0 & k_x - ik_y \\ k_x + ik_y & 0 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

aufstellen. Das anschließende Eigenwertproblem lässt sich mit der Wellenfunktion $\psi = (\psi_A, \psi_B)$ lösen. Es ist jedoch zu bemerken, dass die Anteile dieses Spinors nicht einen Spin, sondern einen "Pseudospin" repräsentieren. Dieser gibt die quantenmechanische Amplitude an, ein Elektron im Untergitter A bzw. B zu finden. Der Pseudospin ist eine entscheidende Größe und definiert u. a. die Chiralität des Systems, die wiederum durch die Projektion des Pseudospins auf die Bewegungsrichtung gegeben ist (mehr dazu in Abschnitt 2.2.2). Die Wellenfunktion im Impulsraum lässt sich mit

$$\psi(\vec{k})_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{-i\Theta_k/2} \\ e^{\pm i\Theta_k/2} \end{pmatrix}, \quad \Theta_k = \arctan(k_x/k_y) \quad (2.9)$$

darstellen. Eine wichtige Eigenschaft ist, dass bei einer Phasenänderung von 2π die Wellenfunktion ihr Vorzeichen ändert. Für Einzellagen entspricht dies einer Berry-Phase von π (mehr in Abschnitt 2.3.3) und ist eine wichtige Eigenschaft, die mit dazu benutzt wird, das Material als solches zu identifizieren.

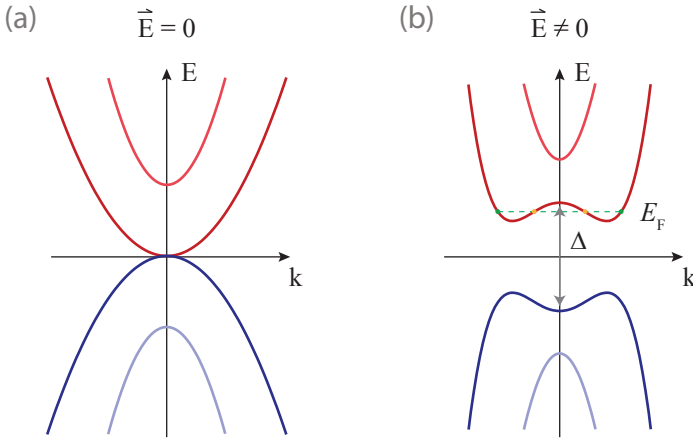


Abbildung 2.4: (a) Parabolische Bandstruktur von Graphen-Doppellagen. (b) Die Bandstruktur in Präsenz eines elektrischen Feldes. Die Dispersionsrelation verändert sich und es kommt zur Bildung einer Bandlücke

Wie für Einzellagen lässt sich der Hamiltonian für Graphen-Doppellagen in der Nähe der K/K'-Punkte durch den Ansatz starker Kopplung aufstellen [12]

$$H_{bi} = -\frac{\hbar^2}{2m}v_F \begin{pmatrix} 0 & (k_x - ik_y)^2 \\ (k_x + ik_y)^2 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.10)$$

woraus sich die Dispersionsrelation

$$E_{\pm} = \pm \hbar k^2 / 2m \quad (2.11)$$

ergibt. Abbildung 2.4(a) zeigt die Dispersionsrelation von Graphen-Doppellagen mit zusätzlichen Bändern. Ein entscheidender Unterschied zu Graphen-Einzellagen ist direkt zu sehen. Die Bandlücke entfällt zwar immer noch, jedoch wird das lineare Verhalten in der Nähe der Dirac-Punkte durch ein parabolisches ersetzt. Weiterhin kann die Bandlücke aufgehoben werden. Durch Asymmetrien zwischen den Lagen, die z. B. durch elektrische Felder oder durch Dotierung zustande kommen, lässt sich eine Bandlücke Δ öffnen [5]. Experimentelle Versuche diese zu erzeugen konnten durch Verwenden von mehreren Gates reali-

siert werden [13]. Hierbei wurde jeweils ein Top- und ein Backgate an eine Graphen-Doppellage angebracht. Messungen an diesem System zeigten isolierende Ladungsträger-Zustände, die auf eine Bandlücke zurückgeführt wurden. Weiterhin lässt sich die Größe der Bandlücke mit einem elektrischen Feld steuern [6]. Weitere Untersuchungen mit Rastertunnelspektroskopie zeigten, dass die Bandlücke auch von Unordnungspotentialen gebildet und variiert werden kann [14]. Die Bandstruktur wird in direkter Nähe der Bandlücke verformt [15] und ähnelt einem Mexican-Hat (MH). Abbildung 2.4(b) zeigt die Dispersionsrelation mit Bandlücke. Die verformte Struktur bringt weitere Eigenschaften mit sich. Die Fermi-Oberfläche besteht innerhalb des Mexican-Hat aus einem Ring, der aus einem inneren und äußeren Kreis geformt ist. Befindet sich die Fermienergie innerhalb des Mexican-Hat, so können in der Doppellage Elektronen bzw. Löcher mit verschiedenen Ladungsträgerkonzentrationen erzeugt werden.

Eine solche Form der Bandstruktur kann in weiteren Materialien beobachtet bzw. theoretisch vorhergesagt werden. Theoretische Arbeiten geben an, dass in Germanen (hexagonales Germanium), eine Mexican-Hat-Struktur geformt werden kann [16]. Auch in topologischen Isolatoren wie Quecksilbertellurid können solche Bandstrukturen erzeugt werden [17].

2.2 Transporteigenschaften von Graphen

Im Vergleich zum zweidimensionalen Elektronengas in Heterostrukturen bietet Graphen ein zweidimensionales System, was nicht erst erzeugt, sondern direkt auf Oberflächen aufgefunden werden kann. Somit bietet dieses Material neue Möglichkeiten zur einfachen Veränderungen seiner Eigenschaften oder Struktur neuer Geometrien. Beispiele dafür sind die Bildung von p-n/p-n-p-Übergängen [18, 19] oder Stapelungen von Graphen-Einzellagen mit ultradünnen Isolationsschichten [20]. In dem folgenden Abschnitt werden die theoretischen Grundlagen zu der Veränderung der Ladungsträgerkonzentration, Erzeugung von p-n-Übergängen und dem Klein-Paradoxon beschrieben.

2.2.1 Backgate abhängiger Feldeffekt

Der Theorie zufolge befindet sich die Fermienergie E_F in Graphen genau zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband und es sind keine Ladungsträger vorhanden. Legt man nun ein elektrisches Feld (in Form einer Backgate-Spannung) an, so wird die Fermienergie je nach Vorzeichen des Feldes verschoben. Als Folge werden Ladungsträger in das Valenz- oder Leitungsband induziert. Die Ladungsträgerkonzentration n kann durch den Ansatz kapazitiver Kopplung ermittelt werden

$$C = \frac{neA_K}{U_{BG}} = \epsilon_0\epsilon_r \frac{A_K}{d} \longrightarrow n = \frac{\epsilon_0\epsilon_r}{ed} \cdot U_{BG}, \quad (2.12)$$

wobei e die Elementarladung, A_K die Kondensatorfläche, d der Kondensatorabstand und ϵ_r und ϵ_0 die relative und Vakuum-Permittivität sind. Der Vorfaktor enthält experimentell bestimmbare Konstanten, so dass Gl. 2.12 sich zusammenfassen lässt zu $n = \alpha \cdot U_{BG}$. Als Dielektrikum wird im Umfang dieser Arbeit Siliziumdioxid (SiO_2) mit einer Dicke von $d_1 = 285 \text{ nm}$ oder $d_2 = 330 \text{ nm}$ und einer relativen Permittivität von $\epsilon_r = 3.9$ eingesetzt. Für den Vorfaktor ergibt sich: $\alpha_{285} = 7.56 \cdot 10^{14} \text{ V}^{-1}\text{m}^{-2}$ und $\alpha_{330} = 6.53 \cdot 10^{14} \text{ V}^{-1}\text{m}^{-2}$.

Bei ausreichend hoher Ladungsträgerkonzentration lässt sich der elektrische Transport durch eine konstante Beweglichkeit μ beschreiben. Der elektrische Feldeffekt kann mit $\rho = \sigma^{-1}$ und $\sigma = ne\mu$ aufgestellt werden. Eine schematische Darstellung ist in Abb. 2.5(a) gegeben.

Durch Verschieben der Backgate-Spannung U_{BG} lassen sich Ladungsträger erzeugen, wodurch der Widerstand sinkt und die Leitfähigkeit linear ansteigt. Der oben beschriebene Ansatz für den elektrischen Feldeffekt kann jedoch erweitert werden. Theoretisch divergiert der Widerstand am Neutralitätspunkt und die Leitfähigkeit verschwindet. Experimentell wird jedoch ein endliches Minimum in der Leitfähigkeit beobachtet [4]. Dies ist auf die Bildung von Elektronen-Loch-Inseln¹ am Neutralitätspunkt zurückzuführen [21]. Diese Strukturen werden durch inhomogene Potentiale aufgrund von geometrischer Wölbung gebildet und verursachen lokale Anhäufungen von Elektronen bzw. Löchern, die sich zu Inseln zusammensetzen. In Proben mit ausreichender geometrischer Größe wird ein Leitwertminimum beobachtet, das sich nur aus Naturkonstanten zusammensetzt: $\sigma_{min} = 4e^2/h$ [22].

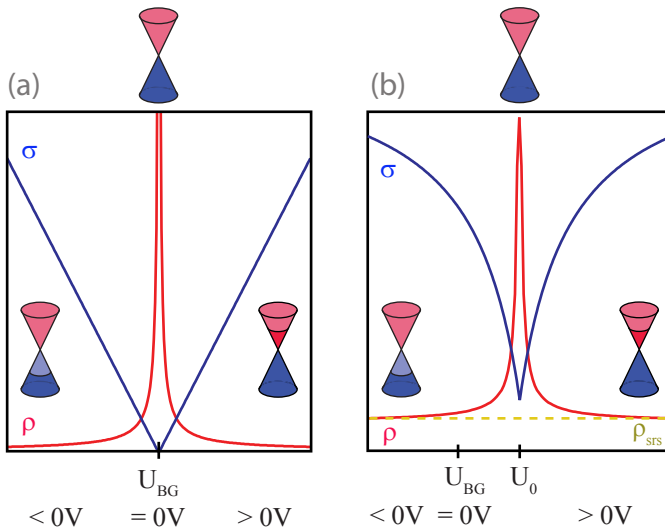


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des elektrischen Feldeffekts: (a) Theoretischer Verlauf des Feldeffekts zeigt die Änderung von Widerstand bzw. Leitfähigkeit aufgrund einer angelegten Backgate-Spannung U_{BG} . (b) Der korrigierte Verlauf unter Berücksichtigung des Leitwertminimums, kurzreichweitiger Streuprozesse und einer p-Dotierung.

¹engl. electron-hole puddles

Weiterhin wird in der Leitfähigkeit eine Abweichung vom linearen Verhalten beobachtet [4, 22]. Diese sublineare Entwicklung wird darauf zurückgeführt, dass es neben den langreichweitigen Streuprozessen² an geladenen Störstellen einen weiteren kurzreichweitigen Streuprozess (SrS)³ gibt. Das SrS beschreibt Streuungen der Ladungsträger an ungeladenen Streuern oder Defekten im Graphengitter, die keine Abhängigkeit von der Ladungsträgerkonzentration aufweisen [23]. Es entsteht also ein konstanter Widerstandsbeitrag ρ_{SrS} , wie in Abb. 2.5(b) dargestellt. Weiterhin kann sich die Fermienergie ohne ein angelegtes Feld aufgrund von geladenen Restadsorbaten oder Dotierung bereits im Valenz- oder Leitungsband befinden. Beispiele dafür sind Kalium bzw. Ammoniak für n-Dotierung [24, 25] und Stickstoffdioxid für p-Dotierung [26]. Dieser Effekt kann unerwünscht sein, so hinterlassen Prozessierungsmaterialien eine p-Dotierung, die anschließend reduziert bzw. entfernt werden muss (siehe. Abschnitt 3.2.5). Der korrigierte elektrische Feldeffekt ist in Abb. 2.5(b) dargestellt und lässt sich zu

$$\rho = \rho_{SrS} + \frac{1}{\mu e \alpha \cdot (U_{BG} - U_0)} \quad (2.13)$$

zusammenfassen, wobei U_0 die aufgrund von Dotierungen verursachte Offsetspannung ist.

2.2.2 p-n-Übergänge und Klein-Tunneln

Neben der globalen kapazitiven Ankopplung, die den im letzten Abschnitt beschriebenen elektrischen Feldeffekt zur Folge hat, können Bereiche von Graphen-Proben lokal beeinflusst werden. So lassen sich Systeme mit verschiedenen Ladungsträgerkonzentrationen erzeugen. Außerdem ist es aufgrund der besonderen Bandstruktur von Graphen möglich, verschiedene Ladungsträgertypen zu induzieren. Neben gezielter, lokaler Dotierung [27, 28] und struktureller Veränderung von Graphen [29], ist es möglich p-n-Übergänge mit lokalen Gates zu erzeugen [18, 19]. Dabei wird ein Topgate über bzw. ein Backgate unter einem lokalen Bereich platziert und koppelt an diesen kapazitiv an. Die erzeugte Ladungsträgerkonzentration lässt sich ähnlich wie beim globalen Gate über die Entfernung d_{TG} und die relative Permittivität ϵ_r ,

²engl. long-range scattering (LrS)

³engl. short-range scattering (SrS)

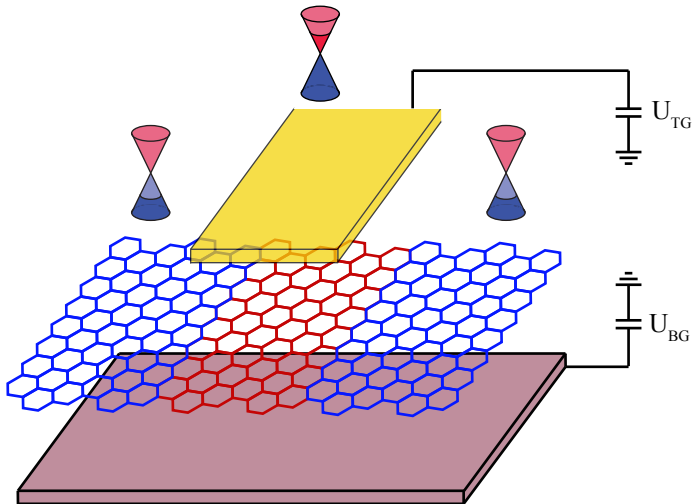


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung eines p-n-p-Übergangs in Graphen-Einzellagen, gebildet durch eine Kombination von Backgate und Topgate.

beschreiben und zu $n_{local} = \alpha_{TG} \cdot U_{TG}$ zusammenfassen. Abbildung 2.6 zeigt eine schematische Darstellung eines solchen Systems. Durch einen p-n-p- oder n-p-n-Übergang wird eine Potenzialbarriere geschaffen. In einem quantenmechanischen System wird diese Situation für ein Teilchen mit der Wellenfunktion ψ , Energie E und Impuls \vec{k} durch die Breite der Barriere d_{PB} und die Potentialhöhe V_0 beschrieben. Ist $E < V_0$ so spricht man von dem Tunneleffekt. Dabei fällt die Amplitude der Wellenfunktion im Bereich der Barriere exponentiell ab und wird anschließend weitergeführt, d.h. die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für das Teilchen nach der Barriere ist endlich. In Graphen erfährt der Tunneleffekt eine weitere Bedeutung, denn die Transmissionswahrscheinlichkeit liegt in dem oben beschriebenen Fall bei 1; es kommt zu einem perfekten Tunneln. Dieser Effekt wird als Klein-Tunneln bezeichnet [7] und wurde ausführlich theoretisch untersucht [30–32]. Grund für dieses faszinierende Phänomen ist die Chiralität der Ladungsträger. Sie stellt die Projektion des Pseudospins auf die Bewegungsrichtung dar, ist damit wohldefiniert und kann als eine weitere Quantenzahl behandelt werden. Eine Folge davon ist, dass Rückstreuungen von \vec{k} auf $-\vec{k}$ nicht erlaubt sind, da ansonsten der Pseudospin nicht erhalten bleibt. Ein Elektron

mit Impuls $k = |\vec{k}|$ ist in diesem System gleichbedeutend wie ein Loch, das sich in entgegengesetzte Richtung bewegt und den gleichen Impuls hat. Das heißt, dass nach Abb. 2.7 ein Elektron mit Pseudospin χ und Impuls k einem energetisch gleichen Loch in der Barriere mit Pseudospin χ und Impuls $q = -k$ entspricht. Trifft in diesem System ein Elektron auf eine solche Barriere, so wird es nicht zurück gestreut. Es entstehen dafür energetisch gleiche Löcher-Zustände in der Barriere, so dass das Elektron in ein Loch umgewandelt wird und seine Bewegung in der Barriere weiterführt. Anschließend wird es am Ende der Barriere nach dem gleichen Prinzip in ein Elektron zurückverwandelt und die Transmissionswahrscheinlichkeit liegt bei 1. Allerdings kann nach theoretischen Vorhersagen das Klein-Tunneln nur unter bestimmten Voraussetzungen auftreten [7]. In experimentellen Arbeiten wird von Anzeichen des Klein-Paradoxon oder gar dem nicht perfektem Klein-Tunneln berichtet [33–36].

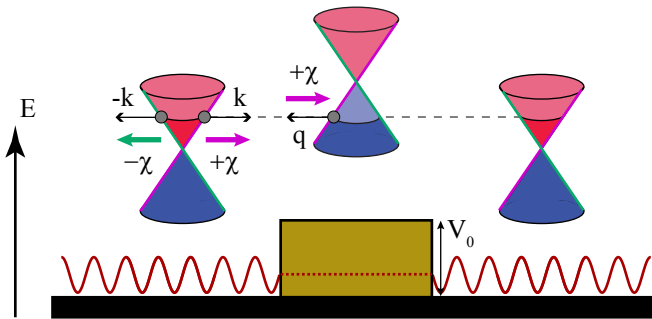


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des Klein-Paradoxon in Graphen-Einzellagen.

2

2.3 Grundlagen zum Magnetotransport

Die Präsenz von einem senkrechten Magnetfeld B führt bei Metallen und Halbleitern sowie in niederdimensionalen Systemen in der Regel zu einer Änderung des Widerstandes. Diese Änderung erfolgt in Längs- als auch in Quer-Richtung zur Probe. Eine Hall-Bar-Struktur (siehe Abb. 2.10(a)) erlaubt die Messung beider Möglichkeiten, d.h des Längs- R_{xx} und des Querwiderstands R_{xy} . Bei unterschiedlichen Magnetfeldstärken kommt es zu verschiedenen Effekten. Bei relativ kleinen Magnetfeldern lenkt z.B. die Lorentzkraft die Ladungsträger ab, so dass ein Spannungsabfall an den Seiten der Probe entsteht, was zu einem linearen Anstieg im Querwiderstand führt. Dieser Effekt wird als Hall-Effekt bezeichnet. Erhöht man das Magnetfeld nun weiter, so kommt es (bei ausreichend tiefen Temperaturen, abhängig von den elektrischen Eigenschaften der Probe) zu einer Quantisierung der Bandstruktur. Im folgenden Abschnitt wird auf die Grundlagen des Magnetotransports in Graphen-Einzel- und Doppellagen eingegangen.

2.3.1 Drude-Model

Aufgrund der Möglichkeit in Graphen verschiedene Ladungsträgertypen zu erzeugen, ist der klassische Längswiderstand von besonderem Interesse. Betrachtet man das Drude-Modell, so lässt sich die Leitfähigkeit angeben durch $\sigma = e^2\tau n/m$, wobei τ die Ladungsträgerstreuzeit ist. Schaltet man ein Magnetfeld dazu, so wird für den einfachen Fall einer Ladungsträgerpolarität und -beweglichkeit keine Veränderung des Widerstands erwartet [37], d.h. er bleibt konstant. Jedoch ist dies in Graphen bei weitem nicht immer erfüllt. So ist am Neutralitätspunkt sowie in dessen Nähe diese Situation aufgrund der Elektronen-Loch-Inseln nicht mehr gegeben. Weiterhin sind in Doppellagen aufgrund der Mexican-Hat-Bandstruktur mehrere Ladungsträgertypen möglich. Betrachtet man nun ein System, in dem zwei Ladungsträger mit verschiedenen Konzentrationen und Beweglichkeiten koexistieren, so ergibt sich die folgende Magnetfeldabhängigkeit:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_{B=0}} = \frac{\sigma_1\sigma_2(\beta_1 - \beta_2)^2 B^2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2 + (\beta_1\sigma_2 + \beta_2\sigma_1)^2 B^2}, \quad (2.14)$$

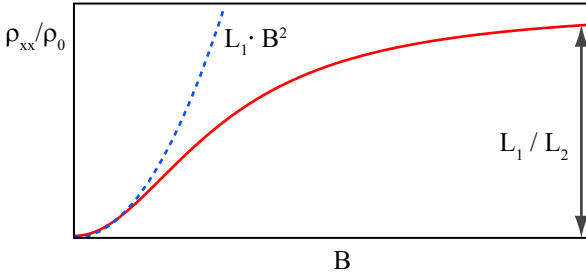


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung des klassischen Magnetotransports in einem bipolaren System nach Drude.

wobei $\sigma_{1,2}$ die Leitfähigkeiten und $\beta_{1,2} = e\tau_{1,2}/m_{1,2}^*$ Beweglichkeit, die mit den beiden Ladungsträgertypen assoziiert werden, $n_{1,2}$ die Ladungsträgerkonzentrationen, $\tau_{1,2}$ Stauzeiten und $m_{1,2}$ effektiven Massen sind [37]. Mit $L_1 = (\sigma_1\sigma_2(\beta_1 - \beta_2)^2)/(\sigma_1 + \sigma_2)^2$ und $L_2 = (\beta_1\sigma_2 + \beta_2\sigma_1)^2/(\sigma_1 + \sigma_2)^2$ lässt sich die Funktion zu

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_{B=0}} = \frac{L_1}{L_2 + B^{-2}} \quad (2.15)$$

vereinfachen. Abbildung 2.8 zeigt den schematischen Verlauf dieser Funktion. Bei kleinen Magnetfeldern steigt der Widerstand parabolisch an (blau) und konvergiert für große Magnetfelder gegen L_1/L_2 . Solche Abhängigkeiten wurden bisher in Metallen beobachtet [37]. Magnetotransport ist in bipolaren Graphen-Systemen ebenfalls aktueller Forschungsbereich und wurde sowohl für Einzel- als auch Doppellagen untersucht [38, 39]. Der Magnetotransport direkt am Neutralitätspunkt wird dabei besonders behandelt, so gibt es theoretische Vorhersagen eines linearen Magnetowiderstands aufgrund von Elektronen-Löcher-Rekombination am Ladungsneutralitätspunkt [40].

2.3.2 Quanten-Hall-Effekt

Der bisher betrachtete, klassische Fall geht von einer kontinuierlichen Zustandsdichte aus. Ist das Magnetfeld jedoch ausreichend hoch, so kommt es in zweidimensionalen Systemen zum Abbruch des Kontinuums; es bilden sich diskrete Zustände aus. Diese quantisierten Zustände

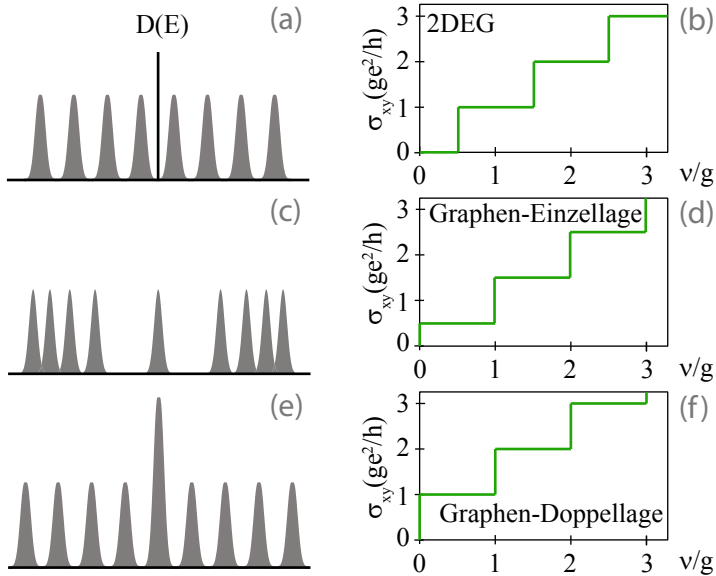


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der Zustandsdichte und des Quanten-Hall-Effekts für ein 2DEG (a-b), Graphen-Einzellagen (c-d) und Graphen-Doppellagen (e-f).

werden als Landau-Level (LL) bezeichnet und haben einen vom Magnetfeld abhängigen, energetischen Abstand. Der Füllfaktor $\nu = nh/eB$ gibt dabei die Anzahl von gefüllten Landau-Level an. Dies hat sowohl für den Querwiderstand als auch für den Längswiderstand weitreichende Folgen. Der Hall-Effekt, der klassisch eine lineare Abhängigkeit im Magnetfeld hat $R_{xy} = B \cdot e/n$, wird bei hinreichend tiefen Temperaturen quantisiert und es bilden sich nun Plateaus aus, deren Wert nur von Naturkonstanten bestimmt wird. Diese Werte unterscheiden sich in Graphen-Einzel- und Doppellagen im Vergleich zum zweidimensionalen Elektronengas (2DEG). In Abbildung 2.9 sind sowohl die Zustandsdichten als auch die schematischen Verläufe des Quanten-Hall-Effekt (QHE) für diese drei Möglichkeiten dargestellt.

Für ein 2DEG mit einer parabolischen Dispersionsrelation haben die Landau-Level äquidistante Abstände

$$E_N = \hbar\omega_c(N + 1/2), \quad (2.16)$$

wobei $\omega_c = eB/m^*$ die Zyklotronfrequenz und $N \in \mathbb{N}_0$ ist. Die Werte der Plateaus liegen bei $\rho_{xy} = R_K/g \cdot J$ mit der Entartung g und $J \in \mathbb{N}$. Die Von-Klitzing-Konstante $R_K = h/e^2$ ist nach dem Entdecker des QHE, Klaus von Klitzing, benannt [41], der im Jahr 1985 dafür mit dem Nobelpreis ausgezeichnet wurde.

In Graphen-Einzellagen sind die Abstände der LL aufgrund der linearen Dispersionsrelation gegeben durch [42]

$$E_N = \pm \sqrt{2\hbar v_F^2 B N}. \quad (2.17)$$

Der Unterschied zum 2DEG wird hierbei deutlich. Das unterste Niveau liegt bei $E_0 = 0$ und ist sowohl von Löchern als auch Elektronen besetzt und der QH-Widerstand verschwindet. Es kommt zu folgenden Plateau-Werten: $\rho_{xy} = \pm R_K/g \cdot (2/(2J - 1))$ mit $J \in \mathbb{N}$. Die Spin- und Untergitterentartung addieren sich zu einer Gesamtentartung $g = 4$. Die Querleitfähigkeit in Einzellagen nimmt deswegen nicht ganz-, sondern halbzahlige Werte von g/R_K an, was als halbzahliger⁴ QHE bezeichnet wird.

In Doppellagen sind die LL-Abstände gegeben durch

$$E_N = \pm \hbar\omega_c \sqrt{N(N - 1)}. \quad (2.18)$$

Hierbei kommt es zu einem ganzzahligen QHE mit $\rho_{xy} = \pm R_K/gJ$ und $J \in \mathbb{N}$. Das nullte Niveau ist genauso wie in Einzellagen von Löchern und Elektronen besetzt, jedoch aufgrund von $E_{N=0} = E_{N=1}$ achtfach entartet [43].

2.3.3 Shubnikov-de Haas Oszillationen

Im Längswiderstand führt die Quantisierung der Zustandsdichte durch die Landau-Level zu Oszillationen. Erhöht man das Magnetfeld, so

⁴engl. half-integer

steigt der Abstand zwischen einzelnen LL. Bei einer konstanten Fermienergie führt dies zu magnetfeldabhängigen Oszillationen, mit einem Minimum zwischen zwei LL [44]. Die nach ihren Entdeckern benannten Shubnikov-de Haas (SdH)-Oszillationen [45, 46] können in Graphen wie folgt beschrieben werden

$$\Delta\rho_{xx} = \frac{2\pi^2 k_B T / (\hbar\omega_c)}{\sinh(2\pi^2 k_B T / (\hbar\omega_c))} \cdot e^{-\pi\omega_c^{-1}\tau_q^{-1}} \cdot \cos(2\pi(B_\Delta/B + 1/2) + \beta), \quad (2.19)$$

wobei k_B die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur, τ_q die Quantenstreuzeit, $B_\Delta = 4e/hn$ die konstante Periode im inversen Magnetfeld und β die Berry-Phase ist. Neben verschiedenen Probeneigenschaften, die sich aus den SdH-Messungen extrahieren lassen, wie z.B. n , τ_q oder m^* , werden diese Oszillationen vor allem zum Identifizieren der Lagenanzahl benutzt. So ist es möglich allein durch die Betrachtung der Berry-Phase zwischen Graphen-Einzel- und Doppellagen zu unterscheiden. Sie ist für Einzel- und Doppellagen durch $\beta = \pi$ und $\beta = 2\pi$ gegeben [43, 47] und kann durch das Auftragen der SdH-Oszillationen gegen das inverse Magnetfeld durch Extrapolieren nach $B^{-1} = 0 \text{ T}^{-1}$ direkt abgelesen werden. Das jeweilige Verhalten ist in Abb. 2.10(b) für beide Fälle gezeigt.

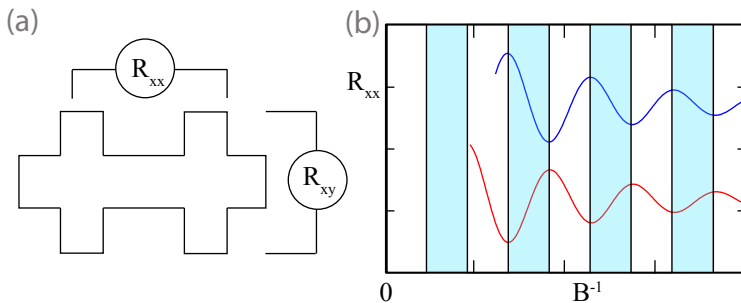


Abbildung 2.10: (a) Schematische Darstellung einer Hall-Bar-Struktur. (b) Shubnikov-de Haas-Oszillationen gegen das inverse Magnetfeld für Einzel- (rot) und Doppellagen (blau) dargestellt.

2.4 Phasenkohärenter Magnetotransport

In quantenmechanischen Systemen werden Elektronen mit einer Wellenfunktion beschrieben. Dieser Ansatz erklärte viele Effekte, die nicht mit der klassischen Darstellung von Partikeln beschrieben werden konnten. Ein Beispiel dafür ist der bereits beschriebene Tunneleffekt. Jedoch hat der Wellen-Charakter weitere Folgen. Es erlaubt die Interferenz von Ladungsträgern in einem zweidimensionalen System. Eine Bedingung dafür ist die Erhaltung der Phasenkohärenz. Die dafür relevante Phasenkohärenzlänge l_φ bestimmt, ob und in welchem Maße solche Effekte beobachtet werden können. Zwei solcher Interferenzeffekte, die schwache Lokalisierung und der Aharonov-Bohm-Effekt werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

2.4.1 Schwache Lokalisierung

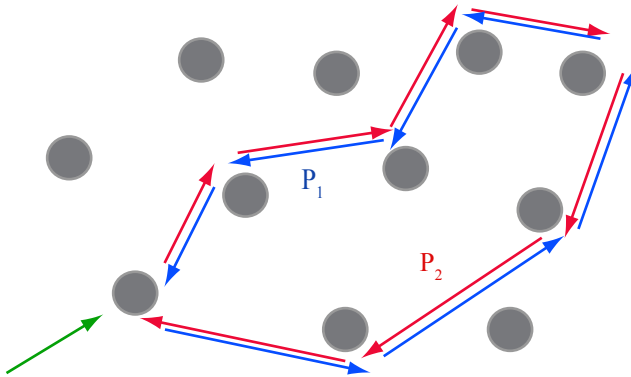


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung der Wege P_1 und P_2 für Ladungsträger in einem System mit Streuern.

Die Leitfähigkeit σ ist in verunreinigten System von der Rückstreu- γ_R bzw. der Transmissionswahrscheinlichkeit γ_T abhängig. Diese basiert auf der Konzentration und Verteilung von Streuern. Eine Erhöhung dieser Konzentration führt zur einer Steigerung von γ_R und verringert die Leitfähigkeit. Quantenmechanisch muss allerdings noch die konstruktivi-

ve Ladungsträgerinterferenz berücksichtigt werden. Streut ein Elektron über den Pfad P_1 zurück (siehe Abb. 2.11), so ist quantenmechanisch die Rückstreuung über Pfad P_2 genauso wahrscheinlich. Findet dieser Prozess innerhalb der Phasenkohärenzlänge l_φ statt, so kommt es zur Ladungsträgerinterferenz. Der Rückstreuanteil γ_R wird durch den entstandenen Interferenzbeitrag gesteigert. Der Effekt der schwachen Lokalisierung beschreibt die Verringerung der Leitfähigkeit aufgrund von konstruktiver Interferenz [48–50]. Reduziert man nun durch äußere Parameter den Interferenzbeitrag, so steigt die Leitfähigkeit wieder an. In zweidimensionalen Systemen kann dies durch das Anlegen eines Magnetfeldes, was die Zeitumkehr-Symmetrie bricht, geschehen. Eine Erhöhung der Temperatur, die wiederum die Phasenkohärenzlänge beeinflusst, führt zum gleichen Effekt. Die schwache Lokalisierung wurde bereits in Metallen [51], Heterostrukturen [52] und topologischen Isolatoren beobachtet [53].

Die Schwache Lokalisierung wurde in Graphen theoretisch untersucht und lässt sich nach E. McCann durch

$$\Delta\rho = -\frac{e^2\rho^2}{h\pi} \left[F\left(\frac{B}{B_\varphi}\right) - F\left(\frac{B}{B_\varphi + 2B_i}\right) - 2F\left(\frac{B}{B_\varphi + B_*}\right) \right] \quad (2.20)$$

$$\text{mit } F(z) = \ln(z) + \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{z}\right) \text{ und } B_{\varphi,i,*} = \frac{\hbar c}{4De} \tau_{\varphi,i,*}^{-1}$$

ausdrücken [54], wobei $\Delta\rho = \rho(B) - \rho(0)$, D die Diffusionskonstante, Ψ die Digamma-Funktion, τ_φ die Kohärenz-, τ_i die elastische Intervalle- und τ_* trigonale Streuzeit ist. Durch Anpassung von experimentellen Messungen mit Gl. 2.20, lassen sich diese Streuzeiten und die dazugehörigen Längen mit $l_{\varphi,i,*} = \sqrt{D \cdot \tau_{\varphi,i,*}}$ bestimmen. [55].

2.4.2 Aharonov-Bohm-Effekt

Eine der besten Möglichkeiten Quanteninterferenz zu beobachten, ist der Aharonov-Bohm(AB)-Effekt [1]. Gleichzeitig ist es eine direkte Veranschaulichung von Zwei-Weg-Interferenzen. Betrachtet man ein Elektron in einem System mit zwei definierten Pfaden, wie z.B. einem Ring-System (Abb. 2.12(a)), so wird seine Wellenfunktion aufgeteilt und setzt seine Bewegung durch beide Arme fort. In dem Fall, dass die Kohärenz beibehalten wird, kann das Elektron mit sich selbst kon-

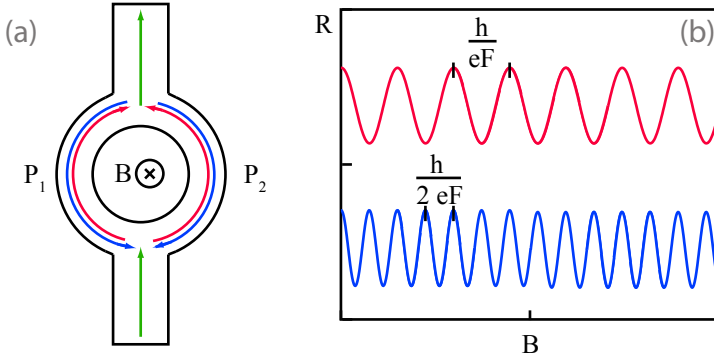


Abbildung 2.12: (a) Schematische Darstellung einer Ringstruktur. (b) Oszillationen des AB-Effekts und der ersten Harmonischen.

struktiv bzw. destruktiv interferieren. Da der Phasenunterschied bei gleichlangen Armen zwischen den beiden Pfaden bei $\Delta\varphi = 0$ liegt, kommt es in einer Messung zu keiner Variation des Widerstandes. Allerdings sammelt ein Elektron in Präsenz eines Magnetfeldes auf einem Pfad P eine Phase

$$\varphi = \frac{e}{\hbar} \int_P d\vec{s} \cdot \vec{A}, \quad (2.21)$$

auf, wobei \vec{A} das Vektorpotential des angelegten Magnetfeldes \vec{B} ist. Ein Ringsystem kann in zwei Pfade P_1 und P_2 zerlegt werden, so wie in Abb. 2.12(a) dargestellt. Legt man nun ein Magnetfeld in einem solchen System an, so liegt die Phasendifferenz zwischen P_1 und P_2 bei

$$\Delta\varphi = \frac{e}{\hbar} \left(\int_{P_1} d\vec{s} \cdot \vec{A} - \int_{P_2} d\vec{s} \cdot \vec{A} \right) = \frac{e}{\hbar} \oint_{P_0} d\vec{s} \cdot \vec{A}. \quad (2.22)$$

P_0 stellt hier den Kreispfad um den Ring dar. Durch den Satz von Stokes und $B = \nabla \times \vec{A}$ kann der Ausdruck vereinfacht werden zu

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{e}{\hbar} \int_F d\vec{f} \cdot \vec{B} = 2\pi \frac{e}{\hbar} \Phi, \quad (2.23)$$

wobei F die von dem Pfad P_0 eingeschlossene Fläche und Φ der magnetische Fluss ist. Aus Gl. 2.23 wird die Besonderheit deutlich, dass $\Delta\varphi$ nur dann 2π annehmen kann, wenn Φ ein ganzzahliges Vielfaches von \hbar/e , also dem magnetischen Flussquantum Φ_0 ist.

Wird $|\vec{B}|$ erhöht, so wird also die Phasendifferenz und damit die Transmission durch den Ring verändert, was Oszillationen in der Leitfähigkeit mit sich bringt. Betrachtet man nun den Fall, dass das Magnetfeld senkrecht zum System angelegt wird, so lässt sich die erwartete Periode angeben durch

$$\Delta B = \frac{h}{eF}. \quad (2.24)$$

In einem solchen System können Ladungsträger am Pfadende kohärent zurück gestreut werden. Diese durchlaufen den Ring zweimal, oder im Fall von weiteren Rückstreuungprozessen, sogar mehrmals. Bei ausreichend hoher Phasenkohärenzlänge ($l_\varphi \approx N \cdot P_0$ mit $N \in \mathbb{N}$) kommt es zu weiteren Oszillationen, den N -ten Harmonischen der AB-Oszillation. Abbildung 2.12(b) zeigt schematisch die AB-Oszillation zu einer Fläche F sowie die erste Harmonische. Da die Elektronen den Ring mehrmals durchlaufen addiert sich die Phasendifferenz, so dass die Periode für die N -te Harmonische mit $\Delta B_N = h/(NeF)$, $N \in \mathbb{N}$ beschrieben werden kann.

Nach der theoretischen Vorhersage von Aharonov und Bohm [1] wurde der vorgestellte Effekt in einem Elektronen-Interferometer nachgewiesen [56]. Im Jahre 1985 wurde der AB-Effekt in Gold vermessen [57]. Seitdem wurde der AB-Effekt in verschiedenen Materialien [58–60], einschließlich Kohlenstoff-Nanoröhrchen [61] untersucht. Höhere Harmonische wurden ebenfalls festgestellt [57, 62]. In Graphen-Einzellagen gibt es sowohl theoretische [63–66] als auch experimentelle Arbeiten zum AB-Effekt [67–74]. Jedoch können nur wenige experimentelle Arbeiten höhere Harmonische präsentieren [67, 73], was für einen starken Dekohärenzmechanismus spricht.

2.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die theoretischen Grundlagen zu Graphen-Einzel- und Doppellagen erläutert. Es wurde die Dispersionsrelationen vorgestellt, und der Unterschied zwischen den beiden Graphen-Systemen deutlich gemacht. Als nächstes wurde die Induktion von Ladungsträgern und einige elektrische Transporteigenschaften beschrieben. Die Erzeugung von p-n-Übergängen wurde hier vorgestellt und das verlustfreie Tunneln, das Klein-Paradoxon, in diesem Zusammenhang erläutert. Anschließend wurden außerordentliche Eigenschaften Graphens im Magnetotransport diskutiert. Diese sind in Einzel- und Doppellagen so charakteristisch, dass sie für die Identifizierung der Lagenzahl benutzt werden können. Die Entwicklung des Magnetowiderstandes für ein System mit mehreren Ladungsträgertypen wurde ebenfalls in diesem Abschnitt vorgestellt. Abschließend wurden phasenkohärente Effekte in Graphen diskutiert. Der Effekt der schwachen Lokalisierung und der Aharonov-Bohm-Effekt wurden erläutert.

Kapitel 3

Experimentelle Grundlagen

Die Untersuchung von Graphen erfolgte durch Charakterisierung via elektrischen Transport. Dafür wurden im Umfang dieser Arbeit mehrere Proben angefertigt. Alle notwendigen Herstellungsschritte werden in dem folgenden Kapitel vorgestellt. Zunächst wird der Transfer und die Identifikation von Graphen-Flocken auf einem Silizium/Siliziumdioxid-Substrat erläutert. Darauffolgend wird das Strukturieren, Reinigen und Kontaktieren beschrieben. Anschließend werden die Messsysteme vorgestellt, die für die Untersuchung verwendet wurden.

3.1 Von Graphit zu Graphen-Schichten: Herstellungsverfahren

Obwohl nach theoretischen Vorhersagen Graphen als thermodynamisch instabil galt [75, 76], gab es bereits in der Mitte des letzten Jahrhunderts Versuche Graphen aufzufinden [3]. Einen Nachweis zu Graphen-Einzellagen gab es jedoch bis 2004 nicht. In diesem Jahr gelang es A. K. Geim erste Messungen an Graphen-Proben durchzuführen [4] (Im gleichen Jahr gelangen P. Kim ähnliche Messungen [77]). Für die Herstellung wurde eine einfache Technik benutzt: Das mikromechanische Ablöseverfahren. Mit Hilfe dieser Methode kann man Graphen-Flocken mit einer Größe im μm -Bereich auf verschiedene Substrate transferieren. Obwohl dieses Verfahren industriell nicht anwendbar ist und weitere Methoden innerhalb von kurzer Zeit präsentiert wurden [78, 79], etablierte es sich aufgrund der hohen Probenreinheit in der Grundlagenforschung. In dem folgenden Abschnitt werden die wesentlichen Schritte für das Übertragen und Identifizieren von Graphen-Flocken mit Hilfe dieser Technik beschrieben.

3.1.1 Mikromechanische Ablöseverfahren

Das mikromechanische Ablöseverfahren nutzt die Tatsache aus, dass Graphit aus geschichteten, aufeinander liegenden Graphen-Lagen besteht, die nur schwach gebunden sind (van-der-Waals-Bindungen). Untersucht man eine beliebige Graphit-Flocke, so besteht diese aus mehreren Graphen-Schichten, die jeweils 0.34 nm voneinander entfernt sind. Zieht man diese auseinander, so entstehen mehrere Flocken mit geringere Dicke und dementsprechend kleiner Schichtenanzahl. Wiederholt man dies mehrmals, so erreicht man Flocken mit nur wenigen Lagen, die auf ein Substrat übertragen werden können. Eine praktische Umsetzung dieses Ansatzes findet man in dem mikromechanischen Ablöseverfahren oder der Scotch tape-Methode. Dabei bringt man ein Stück Graphit auf ein Klebeband, wie es in Abb. 3.1(a) dargestellt ist. Hierbei wurde das "TesaFilm" der Firma Tesa verwendet. Anschließend zerteilt man das Graphit durch Zusammenklappen des Klebebandes. Wiederholt man dies bis das Graphit zerteilt ist und das Klebeband vollständig befüllt, wie in Abb. 3.1(b) gezeigt, so hat man den gewünschten Effekt erreicht. Aufgrund dieses Zerteilungsprozesses befinden sich nun

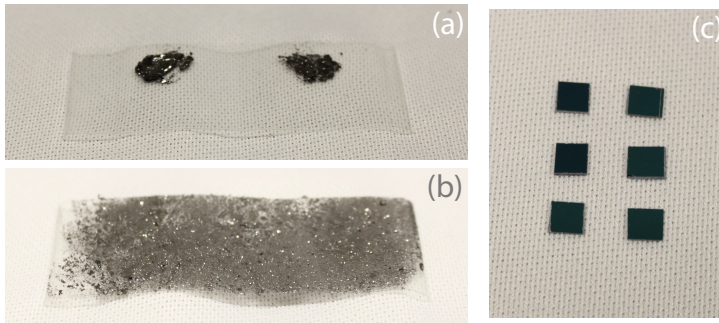


Abbildung 3.1: Graphit auf einem "Tesafilm"-Streifen: (a) vor dem Verteilen und (b) danach. (c) Zugeschnittene Si/SiO₂-Waferstücke mit einer Größe von 4 × 4 cm.

Graphen-Flocken verschiedener Lagenanzahl auf dem Klebeband. Wird nun ein spezieller Substrat-Wafer auf das Klebeband gelegt, so können diese Flocken aufgesammelt werden. Als Substrat werden p-dotierte Siliziumwafer mit einer thermisch aufgetragenen Schicht Siliziumdioxid verwendet. Im Umfang dieser Arbeit wurden sowohl Wafer mit einer SiO₂-Schichtdicke von 285 nm als auch 330 nm verwendet. Der Vorteil des Si/SiO₂-Substrats liegt im Vergleich zu z.B. Metall-Substraten in dem bereits p-dotierten Silizium, das in Kombination mit dem isolierenden Oxid als Backgate genutzt werden kann, was viele zusätzliche Prozessierungsschritte erspart. Andererseits ist Graphen auf dem SiO₂ sichtbar (siehe Abschnitt 3.1.2). Andere Oxide, wie z.B. Aluminiumoxid, kommen ebenfalls als Dielektrikum in Frage [80,81], verschlechtern jedoch die Probenqualität. Bevor Graphen aufgesammelt werden kann, werden die Wafer in 4 × 4 mm große Stücke gebrochen, dargestellt in Abb. 3.1(c), und gereinigt. Die Reinigung erfolgt zunächst mit Ultraschall im Aceton-Bad, wonach die Wafer mit Isopropanol abgespült werden. Anschließend werden die restlichen Verschmutzungen mit reaktiven Sauerstoffplasma im Plasmasystem der Firma TePla bei 200 W für 10 min beseitigt. Nach dieser Prozedur werden die Wafer auf die vorbereiteten Klebestreifen platziert. Es hat sich heraus gestellt, dass die anschließende Ausbeute an Graphen-Flocken auf dem verwendeten Substrat immens gesteigert werden kann. Dafür werden die Wafer nicht sofort nach dem Platzieren von dem Klebeband entfernt, sondern für eine längere Zeit liegen gelassen ($t > 12\text{ h}$).

3.1.2 Detektion von Graphen

Untersucht man die Wafer nach dem Ablöseverfahren, so befinden sich darauf nicht nur Graphen-Einzellagen. Viel mehr werden Flocken mit einer Verteilung von unterschiedlichster Lagenanzahl erwarten. Für eine Weiterverarbeitung müssen diese zunächst lokalisiert und auf ihre Lagenanzahl hin untersucht werden. Dies geschieht mit Hilfe eines optischen Lichtmikroskops. Die Farbe der Wafer wird von der Dicke des Oxids bestimmt [82]. So ist diese grün-gelb bei einer Oxiddicke von $d = 330 \text{ nm}$ und violett bei $d = 285 \text{ nm}$. Befindet sich nun Graphen auf dem SiO_2 , so wird der Kontrast aufgrund der Lichtabsorption bzw. der Mehrweginterferenzen verändert. Die Interferenz kommt durch Re-

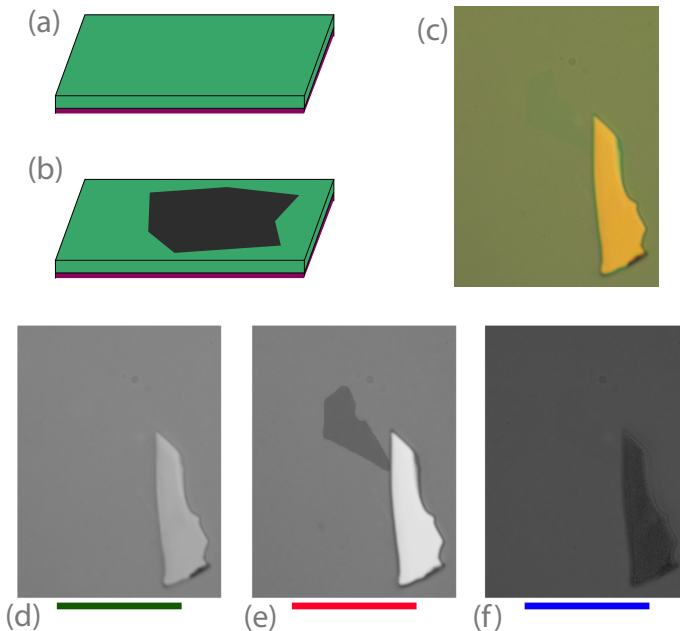


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Silizium-Siliziumdioxid-Substrats ohne (a) und mit einer Graphen-Flocke (b). Eine Lichtmikroskop-Abbildung einer Graphen-Einzellage neben einer Graphit-Flocke auf einem 330 nm -Wafer (c) und dessen Farbkanäle: (d) grün, (e) rot und (f) blau.

flexion des Lichtes an den Grenzflächen Si-SiO₂, SiO₂-Graphen und Graphen-Luft zustande. Die Interferenz und die Absorption verursachen die besagte Kontraständerung, die wiederum abhängig von der Dicke des Siliziumdioxids und der Lagenanzahl der jeweiligen Graphen-Flocke ist. In [83] wurde die Kontraständerung durch Mehrstrahlinterferenz abhängig der Siliziumdioxid-Dicke und der Lichtwellenlänge untersucht. Aus dieser Studie folgt, dass der Kontrastunterschied für $d = 285$ nm im grünen und für $d = 330$ nm im roten Lichtbereich maximal ist. Da der Kontrastunterschied für die verwendeten Substrate bei höchstens $\approx 7\%$ für eine Graphen-Einzellage liegt, wird ein entsprechender optischer Filter bei der Suche verwendet.

Ist eine Flocke aufgefunden, in Abb. 3.2(a)-(c) für das 330 nm-Substrat dargestellt, kann dessen Lagenanzahl optisch bestimmt werden. Dafür wird ein Bild der Flocke mit einer Spiegelreflexkamera Canon EOS 500D aufgenommen. Anschließend kann das Bild mit Hilfe eines Bildverarbeitungsprogramms, hier ImageJ, in verschiedene Farbkanäle zerlegt werden. Ein Beispiel dafür ist in Abb. 3.2(c)-(f) dargestellt. Wie erwartet liegt die höchste Kontrastverschiebung im roten Farbkanal. Um die Lagenanzahl abzuschätzen, bestimmt man den Farbwert der Flocke COL_F , des Substrats in dessen unmittelbarer Nähe COL_S und berechnet die relative Grün-Verschiebung $RGV = 1 - COL_F/COL_S$. Diese kann mit vorher bestimmten Erfahrungswerten für Graphen-Einzel-, oder Doppellagen vergleichen, die bei $5 \pm 2\%$ bzw. $9.5 \pm 2\%$ liegen. Die besagten Werte sind von Kameraeinstellungen und Lichtverhältnissen abhängig und müssen bei Änderungen neu angepasst werden. Die jeweiligen Werte beziehen sich auf das .RAW-Bildformat. Benutzt man das .JPEG-Format (wird ebenfalls bei einer Bildaufnahme erstellt), so steigen die Fehlerwerte. Die beschriebene Methode ist eine sehr schnelle und zuverlässige Methode zur Bestimmung der Lagenanzahl. Eine weitere Möglichkeit stellt die Raman-Spektroskopie dar [84]. Diese ist sehr zuverlässig in der Lagenbestimmung, jedoch zeitaufwendig.

3.2 Präparation von Graphen-Proben

Das Auffinden einer Flocke ist nur der erste Schritt auf dem Weg zur fertigen Probe. Um elektrische Transportmessungen zu betreiben, muss diese erst kontaktiert werden. Allerdings gehen einige Schritte dem eigentlichen Kontaktieren zuvor. Die Flocke muss markiert, strukturiert, kontaktiert, optional mit Topgates ausgestattet, gereinigt und anschließend gebondet werden. Erst dann ist diese für ausführliche Messungen bereit. In dem folgenden Abschnitt wird der lange Präparationsweg einer Graphen-Probe beschrieben.

3.2.1 Markieren

Die Größe einer aufgefundenen Graphen-Einzellage liegt typischerweise im Bereich von 10^{-5} m. Es sind also Maßnahmen erforderlich, um diese für die späteren Herstellungsschritte präzise zu lokalisieren. Dafür wird ein Bereich um die Probe groß räumlich markiert. Dies geschieht mit Hilfe der Elektronenstrahl-Lithographie. Diese Prozedur nutzt das Prinzip aus, dass Polymethylmethacrylat¹ ($C_5H_8O_2$)(PMMA) chemisch durch Beschuss mit hochenergetischen Elektronen verändert und anschließend mit Methylisobutylketon² entfernt werden kann. PMMA ist kommerziell erhältlich und wurde im Umfang dieser Arbeit von der Firma Allresist (200K, 950K) mit einer Konzentration zwischen 2% und 4% in Anisol gelöst verwendet. Die PMMA-Lösung wird auf die Waferstücke geschleudert und anschließend bei 180 °C für 10 min ausgehärtet. Damit Flocken nicht beschädigt werden, startet die Umdrehungszahl nicht sofort beim Endwert von 4000 min^{-1} , sondern fängt erst bei 500 min^{-1} an. Die Umdrehungszahl bestimmt die anschließende Dicke des PMMA, und beträgt für den ersten Lack (4%, 200K) $\approx 125 \text{ nm}$ und für den zweiten (2%, 950K) $\approx 50 \text{ nm}$ für die oben genannten Umdrehungszahlen. Ist der Lack ausgehärtet, so können die benötigten Strukturen geschrieben werden. Dies geschieht mit einem Rasterelektronenmikroskop Leo Gemini 1530 in Zusammenarbeit mit einem Kontrollsystem der Firma Raith. Bei dem Markieren bestehen die Strukturen aus einem Feld von großen ($16 \mu\text{m} \times 16 \mu\text{m}$) und kleinen ($5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$) Markern, die einen Abstand von jeweils $160 \mu\text{m}$ und

¹kurz: PMMA oder Plexiglas

²kurz: MIBK

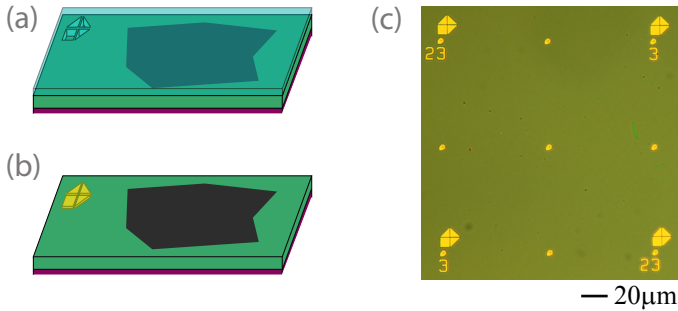


Abbildung 3.3: (a) Schematische Darstellung einer belackten, bereits geschrieben und entwickelten Graphen-Probe im Markierungs-Prozess, (b) Die fertige Struktur. (c) zeigt ein Ausschnitt aus dem üblich verwendeten Markerfeld.

80 μm zueinander haben. Nach dem Schreiben werden die Strukturen entwickelt, d.h. für 60 s in dem MIBK geschwenkt. Dieser Prozess löst den Lack an den belichteten Stellen auf und funktioniert besser, wenn der Entwickler vorher auf eine Temperatur von 4 $^{\circ}\text{C}$ abgekühlt wurde. Sind die Strukturen entwickelt, wird eine 10 nm dünne Schicht Chrom als Haftvermittler und anschließend 20 – 30 nm Gold aufgedampft. Dies geschieht durch physikalische Gasphasenabscheidung in der Aufdampf-anlage UNIVEX 350. Da das Metall nur an dem freigelegten Stellen haften bleibt, kann nach dem Aufdampfen der Lack und das restliche Metall mit Aceton entfernt werden. Das Auflösen des Lacks mit Aceton wird als Lift-Off gekennzeichnet und kann, um den Einsatz von Ultraschall zu vermeiden, mehrere Stunden dauern. Anschließend bleiben nur die geschriebenen Strukturen, hier die Marker, zurück wie in Abb. 3.3(a)-(c) schematisch gezeigt ist. Ein Ausschnitt aus einem fertigen Markerfeld ist in Abb. 3.3(c) zu sehen. Nach dem Markieren überträgt man die Position und Form der Flocke in die Elphy Software und weitere Planung bzw. Prozessierung kann erfolgen.

3.2.2 Strukturieren

Nach dem Markieren der Probe erfolgt, falls notwendig, das Strukturieren. Auch hier kommt die SEM-Lithographie zum Einsatz. Es wer-

den die gleichen Lacke/Umdrehungszahlen verwendet. Allerdings werden hierbei Graphen-Stellen mit dem SEM beleuchtet, die anschließend entfernt werden sollen, um die gewünschte Geometrie zu erhalten. Dieser Prozess ist schematisch in Abb. 3.4(a)-(b) für eine Hall-Bar-Struktur dargestellt. Das eigentliche Strukturieren erfolgt durch Ätzen mit reaktiven Sauerstoffplasma. Nachdem der Lack entwickelt und die zu entfernten Stellen offen gelegt sind, wird die Flocke im Plasmaverfäßer geätzt. Der Druck des Sauerstoffplasmas wird konstant bei 1 mbar gehalten. Im Gegensatz zum Reinigungsverfahren in Abschnitt 3.1.1 wird eine Leistung von 100 W beim Strukturieren von z.B. Hall-Bar-Geometrien mit einer Breite von über $1\ \mu\text{m}$ benutzt. Bei kleineren oder komplexen Geometrien, wie Ringen oder Sidegates, empfiehlt sich eine weitere Reduktion auf 50 W. Der Grund für diese Änderung besteht darin, dass das PMMA auch von dem Sauerstoffplasma angegriffen wird (Ätzrate: 30 – 50 nm/min). Falls diese in die Planung der Geometriegröße bzw. der Ätzzeit nicht integriert ist, kann es vorkommen, dass die Geometrie verformt oder gar komplett zerstört wird. Diese Unterätzung kann umgangen werden, indem man anstatt PMMA Metalloxide verwendet, wie es bei ultradünnen Nanostreifen der Fall ist [85].

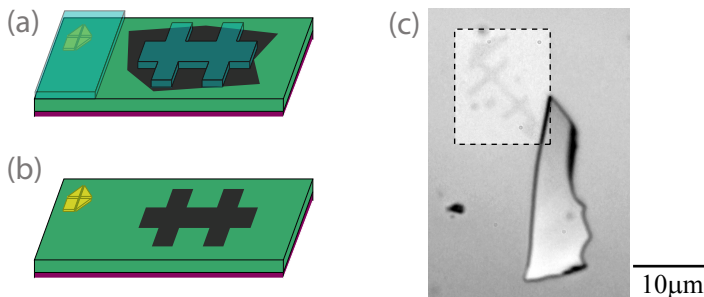


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Strukturierens (a) nach dem Entwickeln und (b) nach dem Plasma-Ätzen. (c) Lichtmikroskop-Aufnahme einer geätzten Probe. Der Kontrast des eingegrenzten Bereichs wurde für bessere Sichtbarkeit verändert.

Die Ätzzeit hängt von der Lagenanzahl der Flocke und der Ätzleistung ab. So beträgt sie für Graphen-Einzellagen 120 s und für Graphen-Doppellagen 220 s bei einer Leistung von 50 W. Ist die Strukturierung abgeschlossen, können die Lackreste mit Aceton entfernt werden. Nach dem Ätzen ist das Ergebnis zu überprüfen, was bei ausreichend großen

Strukturen mit dem Lichtmikroskop geschehen kann. Bei kleinen Strukturen, die außerhalb des Auflösungsbereichs des Lichtmikroskops liegen, geschieht dies mit einem Rasterkraftmikroskop (AFM). Abbildung 3.4(c) zeigt ein Lichtmikroskop Bild einer strukturierte Probe.

Eine andere verbreitete Methode zum Strukturieren von Graphen ist der Beschuss der Flocken mit reaktiven Ionen³ [68, 86]. Die Funktionsweise ist vergleichbar mit der hier beschriebenen. Der Unterschied besteht darin, dass die Probe sich nicht direkt im Plasma befindet, sondern mit einzelnen Ionen beschossen wird, wodurch der Vorgang langsamer verläuft. Allerdings ist die SEM-Lithographie für diesen Vorgang immer noch notwendig. Anstatt Sauerstoff wird hier ein Gemisch aus Sauerstoff/Argon oder nur Argon verwendet. Eine weitere Möglichkeit Graphen zu strukturieren liegt in der mechanischen Zerstörung via AFM [29, 87] oder Ionenstrahl-Mikroskop [88]. Weiterhin lässt sich Graphen in vordefinierten Geometrien, wie z.B. Nanostreifen wachsen [89].

3.2.3 Kontaktieren

Das Kontaktieren erfolgt auf die gleiche Weise wie das Markieren und ist schematisch in Abb. 3.5(a)-(b) dargestellt. Die Kontakte werden in den aufgeschleuderten Lack mit dem Elektronenstrahl geschrieben. Die Kontaktbreite direkt an der Flocke liegt bei $0.5 - 5 \mu\text{m}$ (Abb. 3.5(c)-(d)) und wird größer je weiter man sich von der Flocke entfernt. Diese enden in einem mindestens $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ großen Bereich (Pad), wie in Abb. 3.5(c) zu sehen ist. Diese sogenannten Bondpads sind für das anschließende Bonden notwendig. Ist der Lack entwickelt, so werden 10 nm Chrom und 65 nm Gold aufgedampft. Die restlichen Lacke bzw. Metalle werden anschließend im Lift-Off entfernt. Die Wahl von Chrom als Haftvermittler ist in Graphen für das Kontaktieren nicht selbstverständlich, da dieses Material den Kontaktwiderstand der Proben mitbestimmt. Weitreichende Untersuchungen zu verschiedenen Metallen mit der Zielsetzung den Kontaktwiderstand zu minimieren, wurden in [90] durchgeführt. Weitere Maßnahmen für die Reduktion des Kontaktwiderstands können unternommen werden. Dafür wird die Flocke nach dem Strukturieren entweder mechanisch via AFM oder durch Ausheizen gereinigt (siehe Abschnitt 3.2.5). Ein "sanftes" Ätzen der Kontaktflächen führt zum selben Effekt [90, 91].

³engl.: reactive ion etching

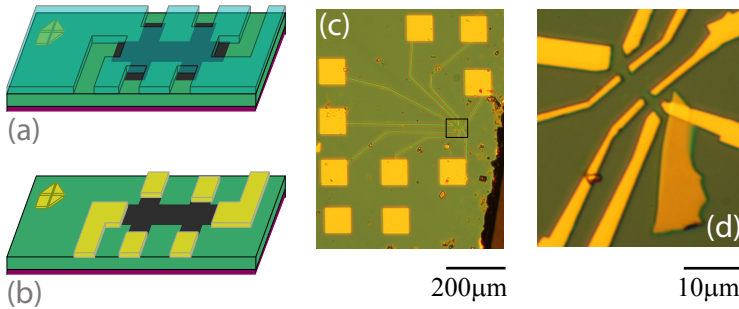


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Kontaktierens einer Graphen-Flocke (a) vor dem Aufdampfen und (b) nach dem Lift-Off. Die gesamte Kontaktierung einer Probe ist in (c) und eine Vergrößerung um die Flocke herum ist in (d) dargestellt.

3.2.4 Herstellung von Topgates

Wie bereits in den theoretischen Grundlagen beschrieben, können verschiedene Ladungsträgertypen in Graphen induziert werden. Um dieses zu gewährleisten, kann neben dem Backgate auch ein Topgate angebracht werden. Das Grundprinzip ist dabei gleich. Eine Elektrode koppelt kapazitiv an den sich darunter befindenden Bereich der Flocke. Über eine angelegte Spannung wird die Ladungsträgerkonzentration in diesem Bereich verändert. Als Dielektrikum kann der 950K-Lack verwendet werden. Für diese Prozedur wird eine Umdrehungszahl von 2000 min^{-1} verwendet und entspricht einer resultierenden PMMA-Dicke von 50 nm. Belichtet man den Lack mit dem Elektronenstrahl bei 30 kV und einer Dosis von $30 \times 240 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ (20 mal mehr als bei sonstiger Belichtung), so wird dieser ausgehärtet und ist anschließend resistent gegen Aceton. Weiterhin ist dieser Lack elektrisch isolierend. Nach dem Aushärten kann der restliche Lack mit Aceton aufgelöst werden und es bleibt eine Schicht PMMA zurück, das als Dielektrikum verwendet werden kann. Ein Schema dieser Prozedur ist in Abb. 3.6(a),(b) und (d) gezeigt. Falls das Topgate nur an einen lokalen Bereich ankoppeln soll, ist es trotzdem notwendig, die gesamte Flocke mit PMMA zu bedecken, da die Polymerschicht eine starke p-Dotierung erzeugt [92]. Nach dem Auftragen des Dielektrikums, können anschließend die Topgates mit der gleichen Methodik wie beim Markieren/Kontaktieren angebracht wer-

den. Dies ist schematisch in Abb. 3.6(c) und an einer bereits kontaktierten Probe in (e) dargestellt. Andere Isolatoren, wie z.B. Al_2O_3 können als Dielektrika verwendet werden [18]. Verschlechtert das Dielektrikum die Transporteigenschaften zu sehr, so wurde gezeigt, dass es weggelassen werden kann, indem man freistehende Topgates anbringt [93].

Die Ankopplung des Topgates zur Flocke lässt sich nach Gl. 2.12 bestimmen, wobei die Dicke des Dielektrikums der Lack-Dicke entspricht. Die relative Permittivität des verwendeten Lacks liegt bei $\epsilon_r = 3.7$. Die Ankopplungskonstante kann dadurch zu $\alpha_{TG} = 4.1 \cdot 10^{15} \text{ V}^{-1} \text{ m}^{-2}$ bestimmt werden. Ein anderer Ansatz der Bestimmung der Ankopplungskonstante läuft mit Hilfe des Backgates ab. Ist die Ankopplungskonstante des Backgates eindeutig bestimmt, so kann aufgrund die Verschiebung des vom Topgate abhängigen Neutralitätspunktes durch die Backgate-Spannung auf die Ankopplungskonstante des Topgates geschlossen werden.

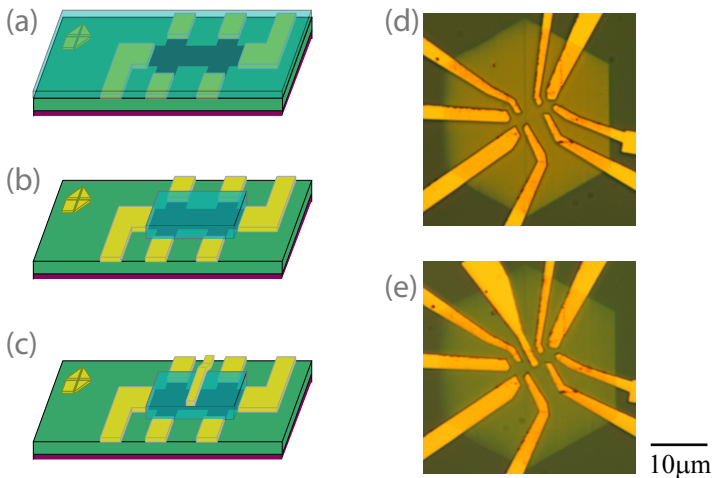


Abbildung 3.6: (a) bis (c) Schematische Abbildungen des Topgate-Herstellungprozesses. (d) Bereits ausgehärteter Lack (gelb, hexagonal) auf einer kontaktierten Probe auf dem 330 nm-Substrat. (e) Die gleiche Probe mit einem angebrachten Topgate.

3.2.5 Reinigungsmethoden: Ausheizverfahren und mechanische Säuberung

Wie bereits in früheren Abschnitten beschrieben, führen einzelne Schritte der Probenherstellung zur Verschmutzung der Probe. PMMA-Reste und andere Prozessierensmaterialien, aber auch Staub können sich auf der Probe während der Herstellung ansammeln. In der späteren Untersuchung äußert sich diese Verschmutzung in einer größeren Dotierung, sowie in einer Verschlechterung der elektrischen Transporteigenschaften. Zur Entfernung dieser Verunreinigung werden zwei Methoden eingesetzt: thermisches Ausheizen der Probe [94] und mechanische Säuberung via AFM [95].

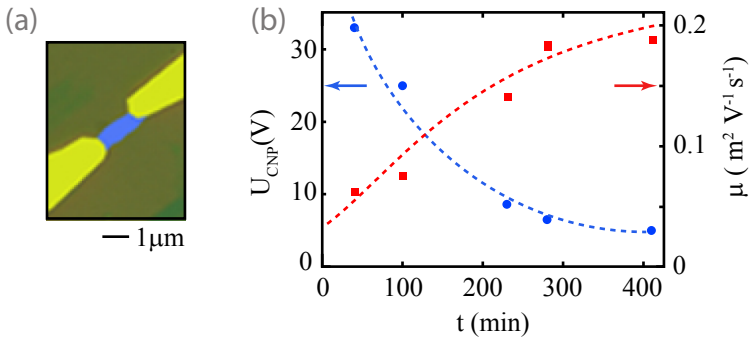


Abbildung 3.7: (a) Eine Lichtmikroskop-Aufnahme der verwendeten Graphen-Einzellage (zur besseren Sichtbarkeit wurde die Probe eingefärbt). (b) Veränderung des Neutralitätspunktes (blau) und der Beweglichkeit (rot) während des Ausheizens bei $\approx 150^\circ\text{C}$. Die gestrichelten Linien stellen den groben Verlauf der Kurven dar.

Für das Ausheizen wird ein Einlegierofen AZ 500 von MBE Komponent GmbH verwendet. Dabei wird eine Probe für mehrere Stunden in einer abgeschlossenen Kammer entweder in einer Helium-Atmosphäre (200 mbar) oder im Vakuum (10^{-3} mbar) ausgeheizt. Die Temperatur und Dauer des Vorganges können variieren, liegen aber im Mittel bei 150°C und 10 h. Während dieser Prozedur werden Verunreinigung, die auf der Flocke liegen durch Abdampfen entfernt. Um den Ausheizprozess zu veranschaulichen, wird die Probe AH-330 nm vorgestellt. Diese wurde mit den bisher beschriebenen Methoden auf das 330 nm-Substrat

transferiert und anschließend kontaktiert. Eine Darstellung der Probe ist in Abb. 3.7(a) gezeigt. Hierbei handelt es sich um eine Graphen-Einzellage. Die Probe wurde bei 150 °C für mehrere Stunden ausgeheizt. Dabei wurde der Feldeffekt mit einer Zwei-Punkt-Konfiguration aufgenommen und der Ladungsneutralitätspunkt, sowie die Beweglichkeit (durch $\mu = \sigma/en$) bestimmt. Abbildung 3.7(b) zeigt den zeitlichen Verlauf des Neutralitätspunktes und der Beweglichkeit während des Ausheizprozesses. Der Neutralitätspunkt sinkt während dieser Prozedur von über 30 V auf 5 V ab. Die größte Veränderung findet in den ersten 250 min statt. Anschließend scheint der Neutralitätspunkt langsamer abzufallen bzw. zu saturieren. Dies ist dadurch zu erklären, dass die Verunreinigung auf der Flocke endlich ist. Am Anfang des Ausheizens werden die schwach gebundenen Verunreinigungen gelöst, so dass immer weniger überbleibt, was dazu führt, dass der Neutralitätspunkt sich immer langsamer verändert. Die Änderung der Beweglichkeit zeigt ein ähnliches Bild. Sie erfährt die größten Veränderungen zu Beginn des Prozesses und saturiert gegen Ende. Insgesamt steigt die Beweglichkeit fast um einen Faktor von 3, von 650 cm²/Vs auf 1800 cm²/Vs. Allerdings kann dieser Prozess in einigen Fällen zur Veränderung bzw. Zerstörung einer bereits kontaktierten Probe führen. Aus Erfahrung kann das Risiko durch das Verbinden aller Kontakte (durch Bonddrähte) zum selben Potential (bzw. der el. Masse) reduziert werden. Nach dem Ausheizen sollte die Probe zeitnah in das Messsystem eingebaut werden, da sich sonst Verunreinigungen wieder ablagern könnten. Neben thermischen Ausheizen, können Verschmutzungen auch durch ein Strom induziertes Ausheizverfahren entfernt werden [96–98]. Dabei nutzt man den üblicherweise hohen Kontaktwiderstand aus. Ein hoher Strom wird über die Probe getrieben, der durch den Kontaktwiderstand die Flocke erhitzt und dadurch Verunreinigungen beseitigt. Die Methode ist sehr effektiv, jedoch nicht ungefährlich. Ein zu hoher Strom kann zur Zerstörung der Probe führen.

Eine weitere Möglichkeit die Proben zu reinigen ist das mechanische Abrastern via AFM [95]. Dazu wird ein AFM MMAFM-2 der Firma Veeco Instruments GmbH benutzt. Dabei rastert man die Probe mit einer Spitze (Durchmesser: 20 nm) ab. Die Einstellungen sind so gewählt, dass die Spitze im mechanischen Kontakt mit der Probe steht. Sind Verunreinigungen vorhanden, die nur schwach an die Oberfläche gebunden sind, so werden diese durch die Spitze bewegt. Rastert man die Probe mehrfach ab, so werden Verunreinigungen auf diese Weise von der Probe runter und später aus dem Bildbereich raus geschoben. Abbil-

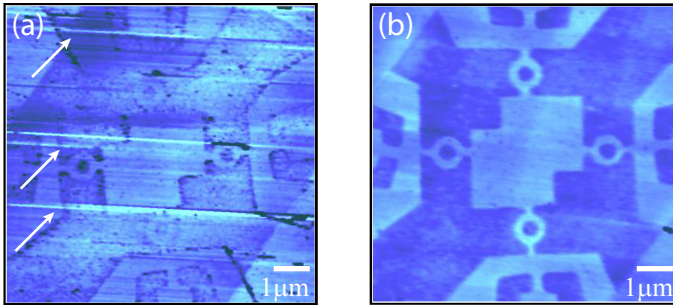


Abbildung 3.8: Mechanische Reinigung einer Graphen-Ring-Probe mit dem AFM: (a) Am Anfang und (b) Am Ende des Reinigungsverfahrens.

dung 3.8(a) und (b) zeigt "vorher-nachher" AFM-Bilder einer Graphen-Probe. Die mit Pfeilen markierten Linien in 3.8(a) entstehen dadurch, dass Verunreinigungen an diesen Stellen von der Spitze hin und her geschoben werden. Der Effekt dieser Prozedur ist vergleichbar mit dem thermischen Ausheizen, d.h. es kommt zu einer Reduktion der Gesamtdotterung und einer Steigerung der Beweglichkeit. Der Vorteil dieses Reinigungsvorgang ist, dass er relativ schnell abläuft, wenig Vorbereitung erfordert und absolut ungefährlich ist. Eine Reinigungszeit zwischen 15 min und 60 min reicht bereits aus, um den gewünschten Effekt zu erzielen.

3.2.6 Bonden

Die Prozessierung ist mit dem Kontaktieren bzw. mit dem Anbringen der Topgates abgeschlossen. Die Flocke ist danach zwar kontaktiert, kann jedoch nicht in diesem Zustand in einem Messsystem untersucht werden. Um dies zu ermöglichen, wird die Probe in einen normierten Chipcarrier verbaut, der auf das Messsystem bzw. Messstäbe angepasst ist. Die Probe wird in den Chipcarrier mit Leitsilber eingeklebt. Anschließend werden die Kontakte der Probe mit denen des Chipcarriers verbunden. Dies geschieht mit dem 4524AD Ball-Bonder der Firma Kulicke and Soffa Industries. Bei dem Vorgang, der als Bonden be-

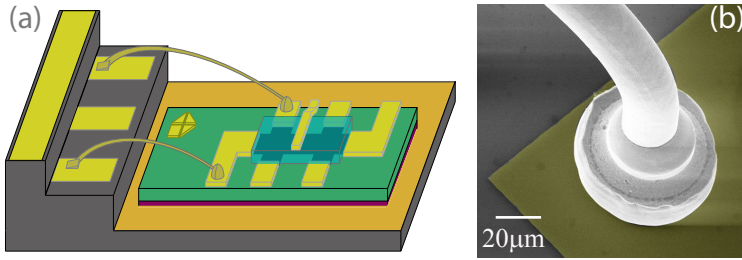


Abbildung 3.9: (a) Eine schematische Darstellung des Bond Prozesses. (b) Eine Elektronenstrahlmikroskop-Aufnahme von einem Ball-Bond an einer Goldkontaktfläche. Das Goldpad wurde für bessere Sichtbarkeit eingefärbt.

zeichnet wird, wird ein Golddraht der Dicke von 25 nm mit einem Kontaktpad verbunden. Eine schematische Darstellung ist in Abb. 3.9(a) gezeigt. Am Drahtende befindet sich eine durch elektrische Entladung geformte Kugel, die beim ersten Bondvorgang mit Ultraschall aufgeschmolzen und mit Druck an die Kontaktfläche gepresst wird. Der Druck und die Ultraschall-Leistung ist hierbei so zu wählen, dass ein guter Kontakt hergestellt aber das Siliziumdioxid nicht beschädigt wird. Wie in Abb. 3.9(b) dargestellt, hat diese Verbindung zwischen Bonddraht und Kontaktfläche eine Kugel- bzw. Ball-Form. Der zweite Bond wird an die Kontaktfläche des Chipcarriers mit einem Keil-Bond angebracht. Dabei ist mehr Druck und eine höhere Ultraschall-Leistung erforderlich. Um die Flocke während dieses Prozesses elektrostatisch zu schützen, werden alle Kontaktflächen auf ein Potential gelegt und mit der elektrischen Masse verbunden.

3.3 Vermessung von Graphen-Proben

Nachdem die Präparation abgeschlossen ist, können die Proben vermessen werden. Dabei wird die Probe umfangreich auf ihre elektrischen Eigenschaften untersucht. Die Studie erstreckt sich von dem elektrischen Transport zu Magnetotransport und Untersuchung von phasenkohärenten Effekten. Dafür werden Messsysteme benötigt, in denen hohe Magnetfelder als auch tiefe Temperaturen erzeugt werden können. In folgenden Abschnitten werden die Messsysteme und der Messaufbau vorgestellt.

3.3.1 Messsysteme

Die Vermessung von Graphen-Proben erfolgte in verschiedenen Kryostaten der Firma Oxford Instruments: Einem ^4He -Kryostat und einem Entmischungs-Kryostat. Der ^4He -Kryostat ist ein Verdampfungs-Kryostat und besteht aus einer ^4He -Kammer, dem main bath, und einer Probenkammer, die als Insert bezeichnet wird. Das main bath ist ein Helium-Reservoir in dem ^4He am Siedepunkt gehalten wird. Weiterhin befindet sich hier die supraleitende Spule, die ein Magnetfeld bis zu 17 T erzeugen kann. Der Strom in der Spule und damit die Magnetfeldstärke lässt sich mit einem Netzteil, dem IPS von Oxford Instruments regeln. Die Probenkammer ist von dem main bath durch einen räumlichen Bereich mit einem Druck von unter 10^{-7} mbar thermisch isoliert. Jedoch befindet sich zwischen den beiden Kammern eine Verbindung, genannt Nadelventil, die erlaubt, dass Helium in die Probenkammer gelangen kann. Da sowohl die Möglichkeit besteht in der Probenkammer mit einer Pumpe Unterdruck zu erzeugen, als auch ein Heizwiderstand vorhanden ist, lassen sich hier Temperaturen zwischen 1.5 K und 300 K erzeugen. Die Regelung des Nadelventils und des Heizwiderstandes erfolgt von einem Temperaturcontroller, ITC 503 von Oxford Instruments. Abbildung 3.10(a) zeigt eine schematische Darstellung des ^4He -Kryostaten. Wie man erkennen kann, wird die Probe in einem Messstab auf die Höhe der Magnetspule gebracht. Ein typischer Messstab ist in Abb. 3.10(b) dargestellt. Der Chipcarrier samt Probe wird im unteren Bereich des Messstabes eingesetzt. Der Chipcarrier-Halter ist via Manganin Leitungen mit einem "Fischer"-Stecker am oberen Ende des Stabes verbunden, von wo aus mit Hilfe eines Switchboards Messgeräte ange-

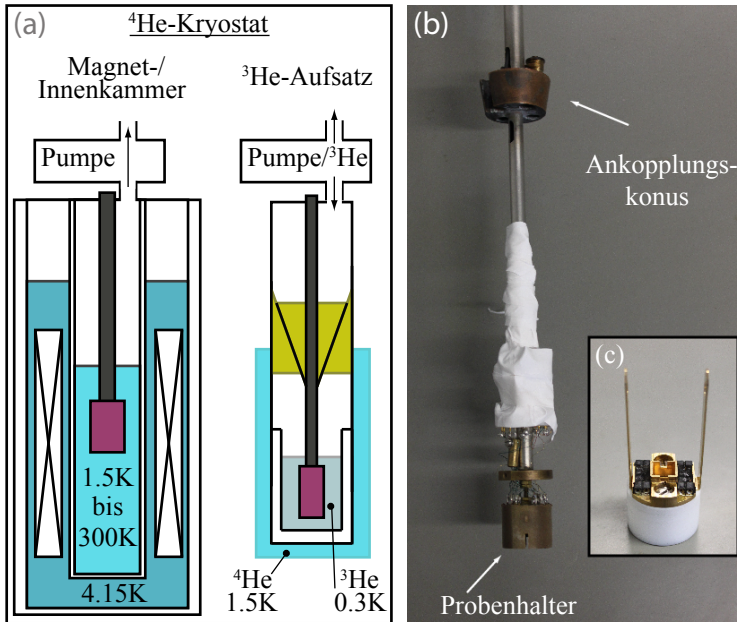


Abbildung 3.10: (a) Ein schematischer Aufbau des ^4He -Messsystems, sowie des ^3He -Aufsatzes. Die Probe und der Probenstab sind in lila und schwarz dargestellt. Die mechanische, thermische Verbindung beim ^3He -Aufsatz ist in gelb dargestellt. (b) Ein Probenstab, der sowohl im ^3He als auch im ^4He verwendet werden kann. (c) zeigt den Steckkopf des Probenhalters der mit Messwiderständen ausgestattet ist.

geschlossen werden können. Manganin wird aufgrund von der Temperaturabhängigkeit seiner thermischen Leitfähigkeit eingesetzt. Weiterhin enthält der Steckkopf Messwiderstände sowohl für hohe als auch niedrige Temperaturen.

Temperaturen niedriger als 1.5 K können mit Hilfe eines ^3He -Aufsatzes erreicht werden. Eine schematische Darstellung ist in Abb. 3.10(a)-rechts gezeigt. Anstatt den Probenstab in die Probenkammer abzusenken, wird zunächst der ^3He -Aufsatz eingeführt. Der Aufsatz stellt damit eine weitere abgeschlossene Kammer dar und ist mit einem Pumpsystem und einem ^3He -Tank verbunden. Der Probenstab wird in die

sen Aufsatz eingeführt. Anschließend wird ^3He in die Kammer eingelassen und kann, wenn die Probenkammer auf einer Temperatur von 1.5 K gehalten wird, kondensieren. Die dafür notwendige thermische Ankopplung ist in Form eines Kupferkonus am Probenstab und einem Gegenstück im ^3He -Aufsatz vorhanden. An diesem Punkt kondensiert das ^3He (Temperatur von 1.7 K) und fließt in den unteren Teil des Aufsatzes ab, der thermisch von der Probenkammer isoliert ist. Ist das gesamte ^3He kondensiert, wird wiederum Unterdruck erzeugt, wodurch die Temperatur sinkt. So können mit Hilfe des ^3He -Aufsatzes Temperaturen von 300 mK erreicht werden.

Falls tiefere Temperaturen gebraucht werden, wird der Entmischungs-Kryostat eingesetzt. Während der Abkühlungsprozess des ^4He -Systems durch Verdampfung von ^4He von statten geht, basiert dieser in einem Entmischungs-Kryostaten auf einer kontinuierlichen Entmischung einer ^3He - ^4He Phase. Bei Temperaturen unter 1 K entstehen zwei flüssige ^3He - ^4He Phasen: eine ^3He -reiche und einer ^3He -arme. Durch Pumpen kann der armen Phase ^3He entzogen werden. Um das Verhältnis zwischen ^3He und ^4He zu halten, tritt daraufhin ^3He von der reichen in die arme Phase über. Dieser Phasenübergang entzieht der Umgebung Energie und die Temperatur sinkt. Die schematische Darstellung des Entmischungs-Kryostaten ist in Abb. 3.11(a) gezeigt. Das ^3He befindet sich hier in einem ständigen Kreislauf und tritt bei Raumtemperatur wieder in das System ein. Es durchläuft zunächst einen mit ^4He gefüllten Bereich, der als 1 K-Topf bezeichnet wird. Hier wird ^4He durch Pumpen an der Oberfläche bei einer Temperatur von 1 K bis 2 K gehalten. Das ^3He durchläuft den Bereich und wird dadurch abgekühlt. Anschließend läuft es weiter in die Mischungskammer wo der Kühlungsprozess von statten läuft. Das ^3He wird aus der ^3He -armen Phase via Pumpen an der Still-Verbindung entzogen. Anschließend wird das ^3He in das System wieder integriert.

Die Probe wird in einem Probenstabes in den Entmischungs-Kryostaten eingelassen. Ist die Probe eingebaut, so befindet sie sich in der Mitte einer Magnetfeldspule, die ein Magnetfeld von bis zu 20 T erzeugen kann und senkrecht zu Probe ausgerichtet ist. Mit dem Winkelprobenstab, der in Abb. 3.11(b) abgebildet ist, lässt sich die Probe im Magnetfeld drehen, womit ein parallele Magnetfeld-Komponente erzeugt wird. Weiterhin befindet sich ein Rubidiumoxid-Dickfilmwiderstand zur Temperaturmessung in der Mischungskammer. Mit diesem Aufbau lassen sich Temperaturen von bis zu 5 mK erzeugen. Im Umfang dieser Arbeit

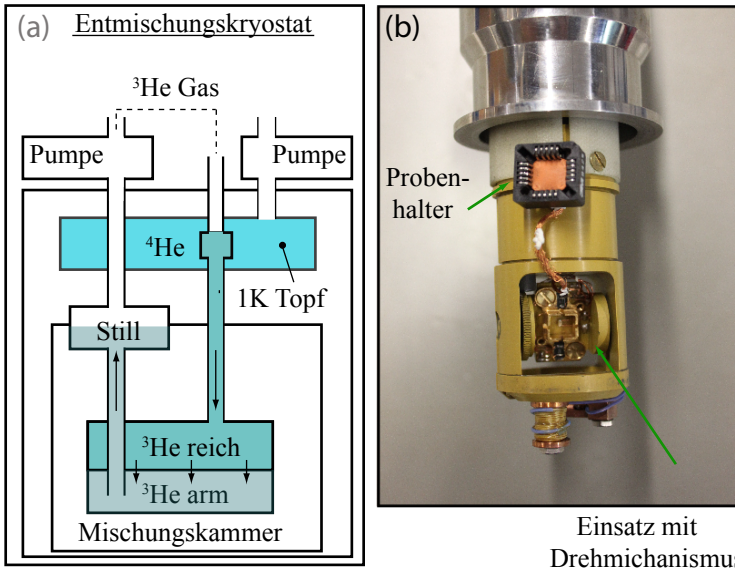


Abbildung 3.11: (a) Eine schematische Abbildung des Entmischungskryostaten. Das ^3He wird durch den 1K-Topf vorgekühlt, bevor es in die Mischungskammer gelangt. Dort wird durch die Still-Verbindung ^3He der armen Phase entzogen und anschließend in den Kreislauf integriert. In (b) ist der untere Teil des Winkelmesstabs mit Probenhalter dargestellt.

wurde allerdings nur mit dem Winkelmesstab gearbeitet, der durch die Drehapparatur eine höhere thermische Ankopplung an die Umgebung hat. Hierbei können Temperaturen von bis zu 70 mK erreicht werden. Weiterhin ist ein Heizwiderstand vorhanden, womit das System auf bis zu 1 K hoch geheizt werden kann.

3.3.2 Messaufbau

Ist die Probe in den jeweiligen Kryostaten eingebaut, kann sie elektrisch charakterisiert werden. Ein typischer Messaufbau ist in Abb. 3.12 dargestellt. Das p-dotierte Siliziumsubstrat wirkt dabei als ein Backgate. Eine Spannung wird mit einem Source Meter 2400 von Keithley Instru-

ments an das Backgate angelegt und führt zu einer Veränderung der Ladungsträgerkonzentration, wie in Abschnitt 2.2.1 erläutert. Befinden sich eins oder mehrere Togates über der Probe, werden diese genauso angesteuert. Vor jedem Gate befindet sich ein $10\text{ M}\Omega$ -Vorwiderstand, der zur Sicherheit der Probe im Falle eines Gate-Durchbruchs dient. Kommt es zu einem Kurzschluss zwischen Gate und Flocke, so fällt die Spannung an dem Vorwiderstand und nicht an der Flocke ab, was diese beschädigen könnte.

Zur Vermessung der Probe wird ein Strom I angelegt und falls möglich die Quer- (U_{xy}) und Längs-Spannungen (U_{xx}) gemessen. Als Stromquelle diente das Keithley Model 6221, womit Gleich- (DC) und Wechselstrom (AC) induzieren werden kann. Im Falle von DC-Messungen wird die Spannung mit einem Keithley 2000/E Multimeter vermessen. In den meisten Fällen wurden jedoch AC-Messungen durchgeführt um das Rauschsignal zu minimieren. Hierbei wird für Spannungsmessungen auf Lock-in Verstärker zurückgegriffen. Modelle 5209/10, 7260 und 7270 DSP der Firma EG&G Instruments wurden verwendet. Die AC-Frequenz liegt bei 17.777 Hz . Neben einer zwei-Punkt-Messung wurde, falls möglich, eine vier-Punkt-Messung durchgeführt, wie sie in Abb. 3.12 gezeigt ist, um den Einfluss der Kontaktwiderstände zu minimieren. Nach der Messung wurde der Widerstand nach dem Ohmschen Gesetz, $R = U/I$, berechnet.

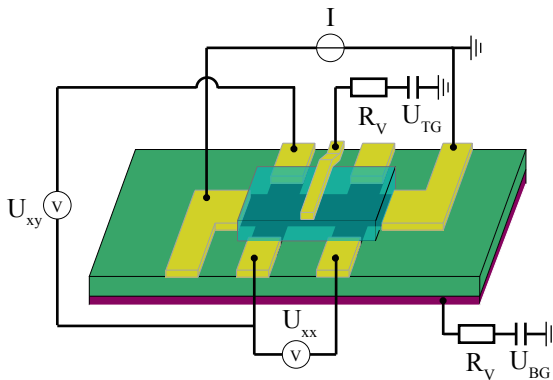


Abbildung 3.12: Eine schematische Darstellung des Messaufbaus für die elektrische Charakterisierung einer Graphen-Probe.

3.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die notwendigen Schritte zur Herstellung einer Graphen-Probe erläutert. Das Auffinden einer Graphen-Flocke sowie die nachfolgenden Prozessschritte: Das Markieren, Strukturieren und Kontaktieren wurden beschrieben. Anschließend wurde die Herstellung von Topgates vorgestellt. Die Verbesserung der Qualität der Flocken via thermischen Ausheizen oder dem mechanischen Abrastern wurde erörtert. Die verwendeten Messsysteme, der ^4He -Kryostat und der Entmischungs-Kryostat, sowie ihre Funktionsweisen wurden beschrieben. Zum Abschluss wurde der verwendete Messaufbau dargestellt.

Kapitel 4

Charakterisierung von Graphen-Einzel- und Doppellagen

Die Vermessung der Proben dient deren Charakterisierung durch den elektrischen Transport, wobei die ersten Messungen typischerweise zur Bestimmung der Lagenanzahl durchgeführt werden. Weiterhin lassen sich aus den selben Messungen wichtige Transporteigenschaften, wie Beweglichkeit, Dotierung usw. ermitteln. In diesem Kapitel wird dieser Vorgang anhand von zwei Proben mit einer ähnlichen Hall-Bar-Geometrie für Graphen-Einzel- sowie Doppellagen erläutert. Feldeffekt- und Magnetotransportmessungen werden vorgestellt und auf charakteristische Eigenschaften untersucht, die auf die Anzahl von Graphenlagen schließen lassen. Am Ende dieses Kapitels wird die Wirkung der Unordnung am Rand auf die Gesamtdotierung, sowie die Transporteigenschaften beider Proben ermittelt.

4.1 Transporteigenschaften

Die erste Messung an einer Graphen-Probe ist die Aufnahme des Widerstandes gegen die Backgate-Spannung. Der aufgenommene Feldeffekt ist charakteristisch für elektrische Messungen an Graphen. Durch die Position des Maximums lässt sich die Qualität der Flocke abschätzen und die Dotierung direkt ablesen. Zusammen mit den Magnetotransportmessungen bestimmt der Feldeffekt einige der wichtigsten elektrischen Eigenschaften, wie z.B. Beweglichkeit, Konzentration der Ladungsträger, Ankopplungskonstante ans Backgate, oder die Diffusionskonstante. Die optisch abgeschätzte Lagenanzahl lässt sich durch den Magnetotransport mit Sicherheit bestimmen. In dem folgenden Abschnitt wird an zwei geometrisch sehr ähnlichen Proben die Charakterisierung von Graphen-Einzel- und Doppellagen gezeigt.

4.1.1 Probenbeschreibung

Abbildung 4.1 zeigt AFM-Aufnahmen der untersuchten Proben, die nach der Kontrastanalyse als eine Einzellage (a) und Doppellage (b) bestimmt wurden. Die gezeigten Proben wurden auf die in Kapitel 3 beschriebene Weise auf einem 330 nm-Si/SiO₂-Substrat präpariert. Beide Proben wurden mechanisch mit dem AFM gereinigt und zu einer vergleichbaren Hall-Bar-Geometrie strukturiert, die in Abb. 4.1 gezeigt ist. Die Geometrie lässt sich in drei Abschnitte aufteilen, die durch die Hall-Bar-Breite definiert sind und im folgenden als schmal, mittel und breit bezeichnet werden. Die Länge der Abschnitte liegt für die Einzellage bei $L_E = 2.5 \mu\text{m}$ und für die Doppellage bei $1.8 \mu\text{m}$. Die Breite der einzelnen Abschnitte liegt für die Einzel-/Doppellage bei $W_G = 2.2 \mu\text{m}/2 \mu\text{m}$ für den breiten Teil, $1 \mu\text{m}/1 \mu\text{m}$ für den mittleren Teil und $0.6 \mu\text{m}/0.5 \mu\text{m}$ für den schmalen Teil. Die Wahl der Geometrie erfolgte so, dass nicht nur die Charakterisierung, sondern auch der Einfluss der Kanten-Unordnung auf den elektrischen Transport ermittelt werden konnte. Für die Messung wurde ein AC-Strom mit einer Amplitude von 100 nA getrieben und an den jeweiligen Abschnitten in einer vier-Punkt-Konfiguration die Spannung gemessen. Der Widerstand wurde anschließend berechnet. Die in diesem Kapitel vorgestellten Messungen wurden bei einer Temperatur von 1.5 K durchgeführt.

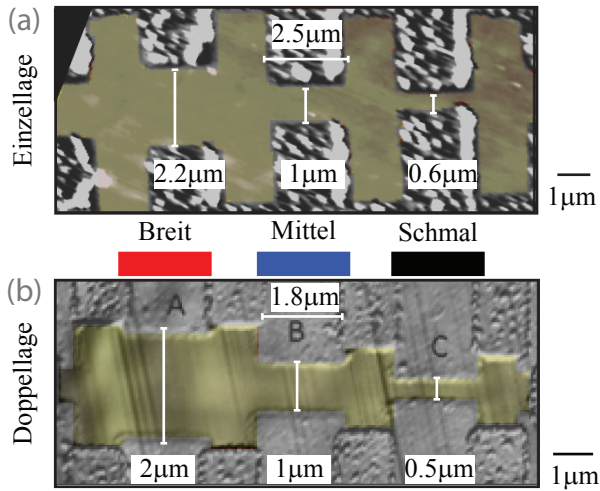


Abbildung 4.1: AFM-Darstellung der verwendeten Proben mit Aufteilung in drei Abschnitte für (a) die Graphen-Einzel- und (b) Doppellage.

4.1.2 Charakterisierung der Graphen-Einzellage

Für die Charakterisierung der Graphen-Einzellage wird erst nur der schmale Abschnitt der Probe diskutiert. Abbildung 4.2 zeigt die dazugehörige Widerstandsmessung gegen die Backgate-Spannung. Dargestellt sind sowohl der Widerstand als auch die Leitfähigkeit. Der Widerstand steigt über die Backgate-Spannung zu einem Maximum auf und fällt anschließend ab. Dies kann als Feldeffekt mit dem Ladungsneutralitätspunkt am Maximum identifiziert werden. Die Peak-Position liegt bei $U_{BG} = 23.4 \text{ V}$, was auf eine Restdotierung nach der mechanischen Reinigung zurückzuführen ist und hat einen Widerstand von $33 \text{ k}\Omega$. Weiterhin zeigt die Kurve eine kleine Asymmetrie zwischen Elektronen und Löchern. Dies kann auf unterschiedliche Transporteigenschaften für die beiden Ladungsträgertypen zurückgeführt werden. Die Leitfähigkeit zeigt dementsprechend ein Minimum beim Neutralitätspunkt. Weiterhin wird kein lineares Verhalten der Leitfähigkeit beobachtet, sondern ein Abweichen davon für höhere Backgate-Spannungen. Dies ist auf kurzreichweitige Streuprozesse zurückzuführen, wie in Abschnitt 2.2.1

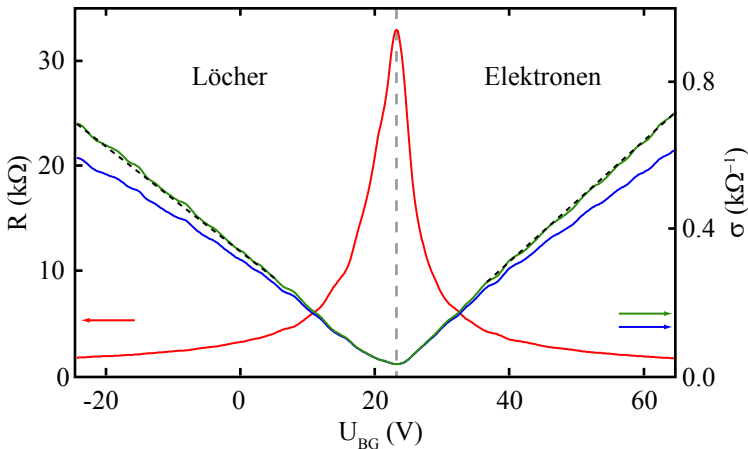


Abbildung 4.2: Feldeffekt-Messung für die Graphen-Einzellage. Der Widerstand ist in rot gegen die Backgate-Spannung dargestellt. Die Leitfähigkeit ist in blau und die Korrektur in grün gezeigt. Das lineare Verhalten ist durch die schwarze, gestrichelte Linie verdeutlicht.

beschrieben. Um den dazugehörigen Widerstandsanteil zu bestimmen, wird die Kurve nach Gl. 2.13 angepasst. Der konstante Widerstandsbeitrag liegt für Löcher und Elektronen bei $R_{Srs} = 300 \Omega$ bzw. $R_{Srs} = 400 \Omega$. Zieht man diesen nun von dem Gesamtwiderstand ab und bildet die korrigierte Leitfähigkeit, so zeigt diese anschließend das erwartete lineare Verhalten, wie in Abb. 4.2 in grün dargestellt ist. Die Asymmetrie zwischen Löchern und Elektronen wird hierbei deutlicher. Die Steigung der Leitfähigkeit im Elektronenbereich ist höher, was auf eine höhere Beweglichkeit für diesen Ladungsträgertyp hindeutet (siehe Abschnitt 4.2: $\mu_e = 7300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $\mu_h = 6000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$). Weiterhin sind kleine Fluktuationen in der Widerstandsmessung und in der Leitfähigkeit zu beobachten, die als Leitfähigkeitsfluktuationen¹(UCF) identifiziert werden können. Die UCFs haben einen Effektivwert²(RMS) von $\approx 500 \Omega$ und erstrecken sich über den gesamten Spannungsbereich.

Magnetotransport

Der bisher diskutierte Feldeffekt wurde ohne ein angelegtes Magnetfeld aufgenommen. In dem folgenden Abschnitt wird der Magnetotransport für die Graphen-Einzellage besprochen. Abbildung 4.3(a) zeigt eine Messung des Widerstands über die Backgate-Spannung und einem Magnetfeld senkrecht zur Probe in einer Farbdarstellung. Hierbei wurde das Magnetfeld schrittweise von $B = 10 \text{ T}$ bis 0 T festgehalten, die Backgate-Spannung variiert und der Widerstand wie zuvor vermessen. Die Farben entsprechen Widerstandswerten, die auf der rechten Seite von Abb. 4.3(a) dargestellt sind. Bei kleinen Magnetfeldern entspricht dies der Feldeffekt-Messung, die einen Peak am Neutralitätspunkt aufweist. Jedoch treten ab $B \approx 3 \text{ T}$ Minima und Maxima auf. Diese Strukturen breiten sich fächerartig aus. Das gesamte Bild ist charakteristisch für die Entwicklung von Landau-Niveaus in Graphen. Extrapoliert man den Verlauf der Minima zu $B = 0 \text{ T}$, so schneiden sich diese am Neutralitätspunkt. Der Widerstand am Neutralitätspunkt steigt im Magnetfeld auf $67 \text{ k}\Omega$ bei 10 T an. Dieses Verhalten ist in den meisten bisher beobachteten Fällen stark ansteigend und kann verschiedene Ursachen haben [40, 99–102].

¹engl. universal conductance fluctuations

²engl. root mean square

Ein Ausschnitt aus dieser Messung bei einem konstanten Magnetfeld von 10 T ist in Abb. 4.3(b) gezeigt. Wie bereits in der Farbdarstellung bilden sich hier Minima und Maxima aus, die Shubnikov-de Haas-Oszillationen. Diese kommen aufgrund der Veränderung der Ladungsträgerkonzentration sowie des damit verbundenen Füllfaktors zustande. Die gezeigten SdH-Oszillationen sind in ihren Extrempunkten gegenüber der Backgate-Spannung und damit der Konzentration der Ladungsträger äquidistant. Weiterhin reiht sich der Abstand zwischen den ersten Minima auf der Elektronen- bzw. Löcherseite in diese Abfolge ein. Also erfährt das nullte Niveau die gleiche Entartung wie alle anderen. Ein Ausschnitt aus dieser Farbdarstellung bei konstanter Backgate-Spannung von $U_{BG} = 60 \text{ V}$ ist in Abb. 4.3(d) gegen das inverse Magnetfeld gezeigt. Die Messung zeigt SdH-Oszillationen, die gegen das inverse Magnetfeld äquidistant sind. In Abb. 4.3(d) sind die Positionen der Maxima auf $B^{-1} = 0 \text{ T}^{-1}$ durch gestrichelte Linien extrapoliert. Dadurch lässt sich die Berry-Phase direkt ablesen und liegt bei π . Weiterhin kann, wie in Abschnitt 2.3.3 beschrieben, aus der konstanten Periode der SdH-Oszillationen die Ladungsträgerdichte berechnet werden. In Abb. 4.5(d) liegt die SdH-Periode bei $\Delta B^{-1} = 0.035 \text{ T}^{-1}$. Mit $n = 4e/(\hbar\Delta B)$ wird die Ladungsträgerkonzentration zu $n = 2.76 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ berechnet.

Berechnet man nun die Ladungsträgerkonzentration für verschiedene Backgate-Spannungen, so kann die Ankopplungskonstante ermittelt werden. Abbildung 4.5(e) zeigt die aus verschiedenen Schnitten durch Abb. 4.5(a) ermittelte Konzentration der Ladungsträger gegen die Backgate-Spannung. Hierbei wurden Konzentrationen sowohl aus dem Löcher- als auch aus dem Elektronenbereich ermittelt. Die Konzentration zeigt wie erwartet ein lineares Verhalten gegen die Backgate-Spannung, wie durch die gestrichelte Linie verdeutlicht. Daraus kann die Ankopplungskonstante ermittelt und der Neutralitätspunkt überprüft werden, der hierbei bei $U_{BG} = 22 \text{ V}$ liegt. Die leichte Abweichung im Vergleich zu der zuvor diskutierten Feldeffekt-Messung kommt durch die Verschiebung des Neutralitätspunktes im Magnetfeld. Die berechnete Ankopplungskonstante und der theoretische Wert für das 330 nm-Substrat liegt bei $\alpha_{ML} = 6.95 \cdot 10^{14} \text{ V}^{-1} \text{ m}^2$ bzw. $\alpha_{330} = 6.53 \cdot 10^{14} \text{ V}^{-1} \text{ m}^2$ (Abweichung von 6%). Mit der ermittelten Ankopplungskonstante können nun die Füllfaktoren für 4.3(b) mit $\nu = \hbar n/eB$ berechnet werden. Diese sind in der Abbildung eingezeichnet und folgen dem $\nu = 2, 6, 10$ -Schema.

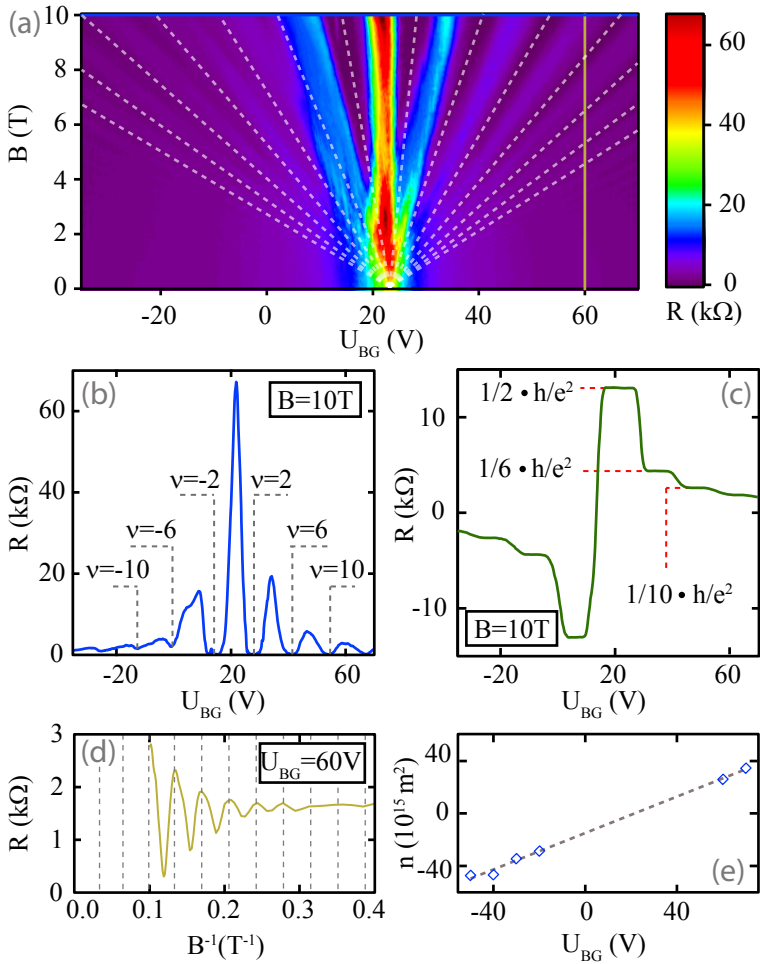


Abbildung 4.3: (a) Eine Farbdarstellung der Längswiderstandsmessung gegen Magnetfeld und Backgate-Spannung. (b) Längswiderstandsmessung und (c) Quanten-Hall-Effekt bei 10 T. (d) Shubnikov-de Haas-Oszillationen bei konstanter Ladungsträgerkonzentration gegen inverses Magnetfeld. (e) Die berechnete Ladungsträgerkonzentrationen dargestellt gegen die Backgate-Spannung.

Außerdem wurden Messungen des Quanten-Hall-Effekts durchgeführt. Eine Darstellung des QHE ist in Abb.4.3(c) bei einem Magnetfeld von 10 T gezeigt. Hierbei kommt es aufgrund der Veränderung der Ladungsträgerkonzentration zur Ausbildung von Quanten-Hall-Plateaus. Diese breiten sich sowohl für Elektronen als auch für Löcher aus und befinden sich an den selben Backgate-Spannungswerten wie die Widerstandsminima im Längswiderstand (Abb. 4.3(b)). Kleinere Asymmetrien treten auch hier auf; so ist das höchste Plateau im Elektronenbereich deutlich weitläufiger als im Löcherbereich, was sich jedoch nicht auf die restlichen Plateaus im gleichen Umfang überträgt. Eine Ursache davon kann eine Vermischung von Längs- und Queranteilen sein. Betrachtet man die Widerstandswerte der Plateaus, so liegen die ersten bei $R_{xy} = 13,05 \text{ k}\Omega$, $4,35 \text{ k}\Omega$ und $2,6 \text{ k}\Omega$. Diese Werte stimmen mit einem Fehler von unter 2 % mit $1/2 \cdot h/e^2$, $1/6 \cdot h/e^2$ und $1/10 \cdot h/e^2$ überein, was dem halbzahligen QHE entspricht.

Zusammengefasst wurden aus dem Magnetotransport die charakteristischen Eigenschaften ermittelt, die zu einer zweifelsfreien Bestimmung der Lagenanzahl führen. Aus den Positionen der Widerstandsminima im Längswiderstand wurde die für Graphen-Einzellagen typische Abfolge von Füllfaktor ermittelt. Weiterhin wurde durch die Betrachtung der SdH-Oszillationen gegen das inverse Magnetfeld eine Berry-Phase von π festgestellt. Abschließend wurde der halbzahligen QHE präsentiert, der in Graphen-Einzellagen auftritt.

4.1.3 Charakterisierung der Graphen-Doppellage

Die Graphen-Doppellage wurde bei den selben Bedingungen wie im vorherigen Abschnitt vermessen und wird auf die gleiche Weise charakterisiert. Zunächst wird der Feldeffekt diskutiert. Dafür wurde auch bei der Doppellage der schmale Abschnitte verwendet. Abbildung 4.4 zeigt eine Widerstandsmessung gegen die Backgate-Spannung. Wie bereits bei der Einzellagen-Messung ist auch hier der Feldeffekt zu beobachten. Der Neutralitätspunkt liegt bei $U_{BG} = 10.8 \text{ V}$, zeigt also eine kleinere Dotierung als die Einzellage. Die Doppellage wurde länger mit dem AFM mechanisch gereinigt, so dass der Unterschied in der Dotierung darauf zurückgeführt werden könnte. Der Widerstand am Neutralitätspunkt liegt bei $R_{CNP} = 45 \text{ k}\Omega$. Die Leitfähigkeit ist in Abb. 4.4 ebenfalls abgebildet und verhält sich linear mit der Backgate-Spannung. Dies deutet darauf hin, dass der Anteil des SrS in dieser Probe verschwindend gering ist. Wie bei der Einzellage tritt eine Asymmetrie in der Steigung der Leitfähigkeit zwischen Elektronen und Löchern auf (siehe Abschnitt 4.2: $\mu_e = 3900 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $\mu_h = 2600 \text{ cm}^2/\text{Vs}$). Weiterhin werden Fluktuationen im Widerstand über den gesamten Spannungsbereich registriert. Diese liegen im Mittel bei $\approx 500 \Omega$.

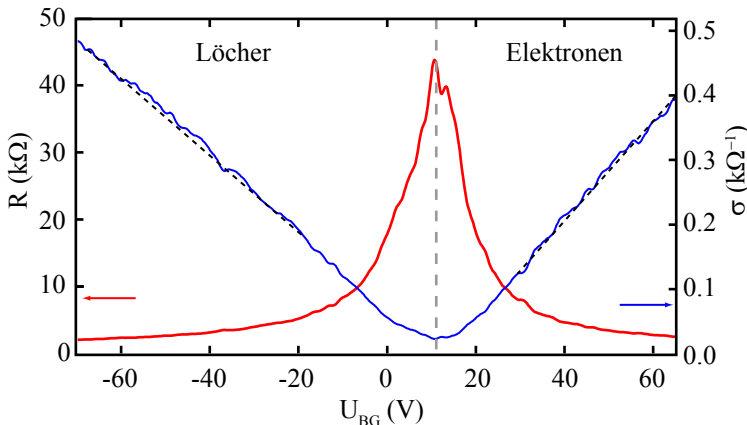


Abbildung 4.4: Feldeffekt-Messung der Graphen-Doppellage. Gezeigt sind Widerstand (rot) und die Leitfähigkeit (blau). Das lineare Verhalten der Leitfähigkeit ist durch die gestrichelte, schwarze Linie verdeutlicht.

Magnetotransport

Um diese Probe vollständig als Doppellage zu charakterisieren, wird ebenfalls der Magnetotransport untersucht. Eine Widerstandsmessung über den schmalen Abschnitt unter einer schrittweisen Änderung des Magnetfeldes und der Backgate-Spannung wurde aufgenommen. Das Ergebnis ist in der Farbdarstellung in Abb. 4.5(a) zusammengefasst. Auch in dieser Messung ist eine Ausbildung der Fächer-Struktur zu beobachten, die bei $B \approx 4\text{ T}$ beginnt und sich zum Neutralitätspunkt bei $B = 0\text{ T}$ extrapolieren lässt (dargestellt durch gestrichelten Linien in der Abbildung). Zusätzlich verschiebt sich das Widerstandsmaximum linear mit ansteigendem Magnetfeld von $U_{BG} = 10.8\text{ V}$ bei $B = 0\text{ T}$ auf $U_{BG} = 14.8\text{ V}$ bei $B = 10\text{ T}$. Eine solch deutliche Verschiebung lässt sich durch eine Asymmetrie zwischen den beiden Ladungsträgertypen im Neutralitätspunkt erklären [99, 103].

Abbildung 4.5(b) zeigt einen Ausschnitt aus dieser Messung bei einem konstanten Magnetfeld von $B = 10\text{ T}$. Der Neutralitätspunkt erfährt bei dieser Probe keinen merklichen Anstieg im Magnetfeld und liegt bei $R_{xx,CNP} = 45\text{ k}\Omega$. Äquidistante Extrema der Shubnikov-de Haas-Oszillationen sind in dieser Messung deutlich erkennbar. Weiterhin zeigt der Abstand zwischen dem ersten Löcher- und Elektronenminimum, dass das nullte Niveau ein achtfache Entartung erfährt, da er im Vergleich zu den restlichen Niveaus doppelt so groß ist. Ein Ausschnitt aus der Farbdarstellung bei konstanter Backgate-Spannung von $U_{BG} = 60\text{ V}$ ist in Abb. 4.3(d) dargestellt. Äquidistante SdH-Oszillationen sind gegen das inverse Magnetfeld gezeigt. Wie zuvor bei der Einzellage kann die Berry-Phase aufgrund der Position der Extrempunkte abgelesen werden. Die Positionen der Oszillation-Minima können zu $B^{-1} = 0\text{ T}^{-1}$ extrapoliert werden, was einer Berry-Phase von 2π entspricht. Die Ladungsträgerkonzentration lässt sich genau wie bei der Einzellage aus den SdH-Oszillationen bestimmen. In Abb. 4.5(e) ist diese gegen die Backgate-Spannung aufgetragen. Durch die Linearisierung wird die Ankopplungskonstante ermittelt und liegt bei $\alpha_{DL} = 6.64 \cdot 10^{14}\text{ V}^{-1}\text{m}^2$. Die Abweichung zu dem theoretisch ermittelten Wert liegt bei 1.5%. Die Füllfaktoren für Abb. 4.3(b) lassen sich damit berechnen und folgen dem $\nu = 4, 8, 12$ - Schema.

Die Messung des Quanten-Hall-Effekts ist in Abb. 4.5(c) für ein konstantes Feld von $B = 10\text{ T}$ gezeigt. Die Messung zeigt QH-Plateaus die

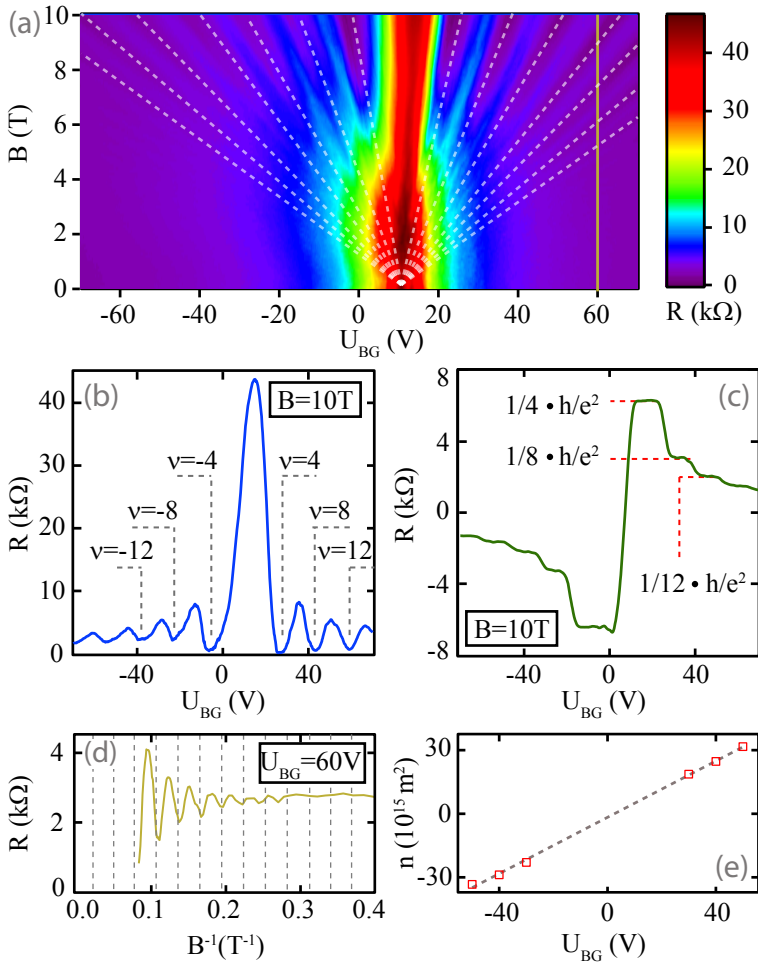


Abbildung 4.5: (a) Widerstandsmessung über die Backgate-Spannung und Magnetfeld in Farbdarstellung. (b) Messung des Längswiderstandes und (c) des Quanten-Hall-Effekts bei 10 T. (d) Shubnikov-de Haas-Oszillationen bei konstanter Backgate-Spannung. (e) Ladungsträgerkonzentration ermittelt aus den SdH-Oszillationen.

sich sowohl für Elektronen als auch für Löcher ausbreiten. Die Positionen der Plateaus entsprechen auch hier den Widerstandsminima in der Abb. 4.5(b). Betrachtet man die Widerstandswerte der ersten drei Plateaus, so liegen diese bei $R_{xy} = 6.35 \text{ k}\Omega$, $3.10 \text{ k}\Omega$ und $2.05 \text{ k}\Omega$. Die Widerstandswerte zeigen eine Übereinstimmung mit $1/4 \cdot h/e^2$, $1/8 \cdot h/e^2$ und $1/12 \cdot h/e^2$, den für Doppellagen erwarteten Werten. Die Abweichung liegt im Bereich von $\approx 100 \Omega$. Eine mögliche Ursache für diese Abweichung kann in der Ungenauigkeit der angelegten Stromstärke liegen. Eine kleine Vermischung mit dem Längswiderstandsanteil ist ebenfalls möglich.

Zusammenfassend lässt sich diese Probe durch den Magnetotransport zweifelsfrei als Doppellage identifizieren. Der Längswiderstand zeigt ein achtfach entartetes nulltes Landau-Niveau sowie eine Berry-Phase von 2π . Weiterhin zeigen die Widerstandswerte der QH-Plateaus die für Doppellagen typische Abfolge.

4.2 Auswirkung der Unordnung am Proben-Rand

In der bisherigen Diskussion der beiden Proben wurden nur die schmalen Hall-Bar-Bereiche für die Identifikation der Lagenanzahl betrachtet. In dem folgenden Abschnitt werden die restlichen Zonen untersucht und verglichen. Dabei werden Messungen in Abwesenheit eines Magnetfeldes betrachtet. Abbildung 4.6 zeigt den gemessenen und spezifischen Widerstand der Feldeffekt-Messungen zu den beiden Proben für den schmalen, mittleren und breiten Bereich. Sowohl in der Einzellschicht als auch in der Doppellschicht fallen zwei Charakteristiken für die Breitenabhängigkeit auf, die einer Gesetzmäßigkeit folgen: Die Änderung des Widerstandes und die Verschiebung des Neutralitätspunktes.

Der Widerstandswert steigt am Neutralitätspunkt mit sinkender Breite der Hall-Bar-Struktur, wie in Abb. 4.6(a) für die Einzellschicht und in (c) für die Doppellschicht dargestellt ist. Für die Einzellschicht liegt dieser bei $R_{CNP} = 2 \text{ k}\Omega$, $9 \text{ k}\Omega$ und $33 \text{ k}\Omega$ für den jeweils breiten, mittleren und schmalen Bereich. Die Doppellschicht folgt der gleichen Abhängigkeit, die Widerstandswerte liegen hier bei $R_{CNP} = 6.5 \text{ k}\Omega$, $14 \text{ k}\Omega$ und $45 \text{ k}\Omega$. Diese Entwicklung ist erwartet, da sich der Geometriefaktor über dem jeweils gemessenen Hall-Bar-Bereich verändert und mit kleiner werdender Breite sinkt. Als Resultat steigt der Widerstand an, nicht nur in dem Neutralitätspunkt sondern über den kompletten Messbereich. Der Anstiegsgrad des Widerstandes folgt diesem Ansatz jedoch nicht. Die Breite des Hall-Bars nimmt von dem schmalen Abschnitt aus immer etwa um einen Faktor 2 zu, wobei die Länge konstant bleibt. Eine solche Veränderung in der Geometrie würde dazu führen, dass der Gesamtwiderstand sich um den gleichen Faktor ändert. Abbildung 4.6(b) und (d) stellt den spezifischen Widerstand gegen eine auf den jeweiligen Ladungsneutralitätspunkt verschobene Backgate-Spannung $U_{BG} - U_{CNP}$ dar. Sowohl in der Einzellschicht als auch in der Doppellschicht nimmt der spezifische Widerstand mit sinkender Breite weiter zu. Es wird deutlich, dass der Anstieg des Gesamtwiderstandes in Abb. 4.6(a) und (c) nicht nur auf die geometrische Veränderung der jeweiligen Hall-Bar-Abschnitte zurückzuführen ist. Dies deutet auf einen weiteren Widerstandsanteil hin, der in jedem Abschnitt vorhanden und von der Geometrie unabhängig ist.

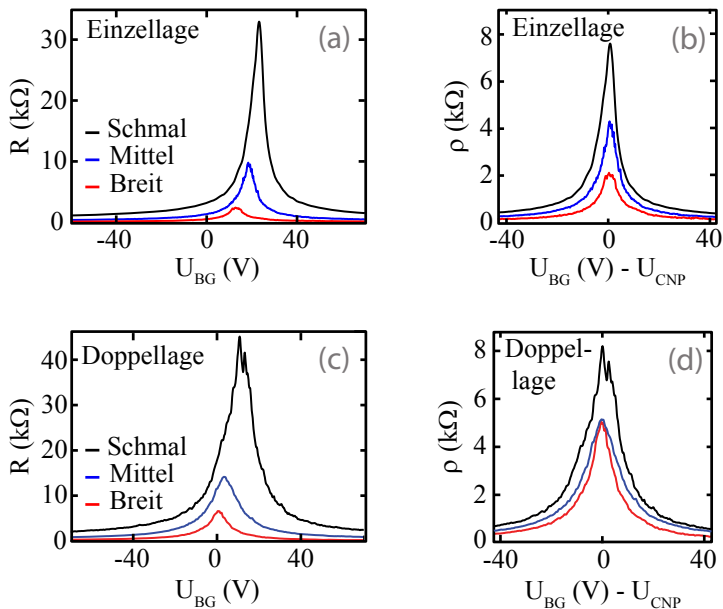


Abbildung 4.6: Vergleich der Feldeffekt-Messungen aller Abschnitte: (a) und (c) Der Gesamt widerstand für die Einzel- bzw. Doppellage gegen die Backgate-Spannung für verschiedene Abschnitte. (b) und (d) Der spezifische Widerstand gegen die um den jeweiligen Ladungsneutralitätspunkt verschobene Backgate-Spannung.

Die Entwicklung der Position des Neutralitätspunktes ist gleichermaßen nicht trivial. Für die Einzellege liegt dieser bei $U_{BG} = 13.6\text{V}$, 18.2V und 23.4V und für die Doppellage bei $U_{BG} = 0.4\text{V}$, 4.0V und 10.8V , für den jeweils breiten, mittleren und schmalen Bereich. Der Trend ist in beiden Fällen deutlich: Mit kleiner werdender Hall-Bar-Breite verschiebt sich der Neutralitätspunkt in positive Spannungsrichtung. Da dieser jedoch den Grad der Dotierung darstellt, heißt es, dass mit kleinerer Breite die Löcher-Dotierung steigt. Weiterhin ist diese Entwicklung sowohl in der Einzellege als auch in der gründlich gesäuberten Doppellage zu beobachten, in der der breite Abschnitt so gut wie keine Dotierung mehr aufweist. Die Abhängigkeit der Dotierung von der Geometrie des Hall-Bars ist bemerkenswert. Zwar ist bekannt, dass Abschnitte von Graphen-Proben lokale Abweichungen von der Gesamtdotierung auf-

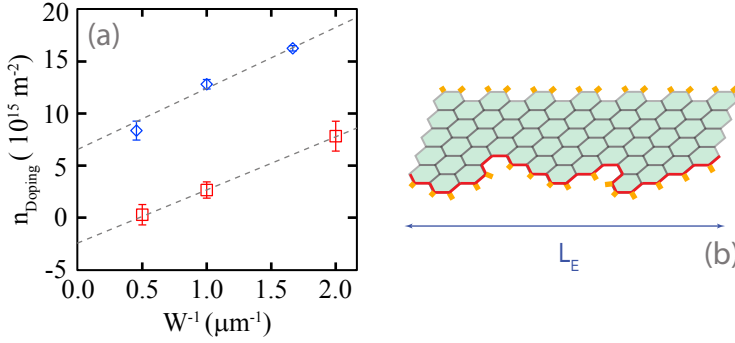


Abbildung 4.7: (a) Die Darstellung und Linearisierung der berechneten Dotierung für die Einzellege (blau) und die Doppellege (rot) aufgetragen gegen inverse Hall-Bar-Breite. d) Eine schematische Darstellung der Graphen-Kantenanordnung dargestellt.

weisen können, jedoch nicht in dem hier gezeigten Ausmaß. Weiterhin ist es unwahrscheinlich, dass die Dotierung der einzelnen Abschnitte aus dem Graphen-Volumen kommt. Einerseits erfolgte die mechanische Reinigung über die gesamte Probe und macht damit die Verteilung der Dotierung auf einzelne Abschnitte unwahrscheinlich. Andererseits wurden keine weiteren Besonderheiten im Magnetotransport beobachtet, wie sie für p-n-Übergänge erwartet werden [29, 104]. Da das Volumen als Ursache ausgeschlossen werden kann, wird die Wirkung der Kante der Probe auf die jeweiligen Abschnitte betrachtet. Hierbei ist zu vermerken, dass die Dotierung immer im Bereich der Löcher liegt. Solche Dotierungen durch Adsorbate wurden in verschiedenen Untersuchungen an Graphen-Kanten festgestellt [105–107]. Um den Dotierungsanteil der Probenkante zu ermitteln, wird der folgende Ansatz betrachtet. Die Gesamtdotierung der Probe N_O setzt sich zusammen aus der Anzahl von Dotierladungsträgern aus dem Volumen N_B und von der Kante der Probe N_E

$$N_O = N_B + N_E. \quad (4.1)$$

Betrachte man nun die gesamte Dotierungskonzentration $n_O = N_O/F$, wobei F die dazugehörige geometrische Fläche ist, so ergibt sich

$$n_O = n_B + n_E \cdot \frac{1}{WG}. \quad (4.2)$$

Hierbei ist $n_B = N_B/F$ die Dotierungskonzentration aus dem Volumen und $n_E = N_E/L_E$ die Dotierungskonzentration der Probenkante, L_E die Kantenlänge und W_G die Probenbreite. Für die Konzentration ergibt sich daraus eine lineare Abhängigkeit von der inversen Probenbreite. Mit der aus dem Magnetotransport berechneten Ankopplungskonstante für beide Proben kann aus dem Ladungsneutralitätspunkt die gesamte Dotierungskonzentration berechnet werden. Abbildung 4.7(a) zeigt n_O der jeweiligen Abschnitte dargestellt gegen die inverse Abschnittsbreite. Für beide Proben zeigt die Gesamtdotierung lineares Verhalten und kann angepasst werden. Aus dem Fit lassen sich anschließend nach Formel 4.2 sowohl n_B als auch n_E bestimmen. Die Volumendotierung liegt für die Einzellage bei $n_B = (6.6 \pm 0.8) \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ und für die Doppellage bei $n_B = (-2.3 \pm 1.3) \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$. Da die p-Dotierung hier als positiv definiert ist, handelt es sich im Falle der Doppellage um eine n-Dotierung im Volumen. Der Grund für eine Gesamtdotierung im Löcherbereich liegt darin, dass der Rand eine p-Dotierung aufweist und die Volumendotierung dominiert. Die Randdotierung kann aus der Steigung der Geraden ermittelt werden. Wie erwartet liegt diese im Löcherbereich und beträgt für die Einzellage $n_E = (5.9 \pm 0.6) \cdot 10^9 \text{ m}^{-1}$ und für die Doppellage $n_E = (5 \pm 1.2) \cdot 10^9 \text{ m}^{-1}$. Weiterhin kann ermittelt werden, dass die Dotierung durch den Rand einen erstaunlichen Teil der Gesamtdotierung darstellt. So ist in der Graphen-Einzellage die Volumendotierung ($N_B = n_B \cdot W_G L_E$) mit 33000 Dotier-Ladungsträgern erst im breiten Abschnitt mit der Randdotierung ($N_E = 2n_E \cdot L_E$) mit 29500 Dotier-Ladungsträgern vergleichbar.

Weiterhin kann der Grad der Randdotierung bestimmt werden. Die Dotierung am Rand kommt durch Bindungen von Fremdatomen an die Kohlenstoffatome zustande. Dies ist jedoch nur einmal pro Länge der Einheitszelle a möglich (hierbei wurde eine Zig-Zag-Kantenart angenommen). Falls jede Bindung einen Dotierladungsträger mit sich bringt, so lässt sich der Grad der Randdotierung angeben durch

$$G = N_E \cdot \frac{a}{LK_E} = \frac{n_E a}{K_E}, \quad (4.3)$$

wobei K_E die Anzahl der Kanten der jeweiligen Probe ist. Für die Einzellage ergibt sich hierbei ein Randdotiergrad von $G = 0.72$ und für die Doppellage 0.31, ausgehend davon, dass der Rand vierfach zur Dotierung beiträgt (Anzahl der Kanten $K_E = 4$). D.h. bei 70 % (Einzellage) bzw. 31 % (Doppellage) der möglichen Randstellen kommt es zu einer Bindung, die anschließend zu einer Dotierung beiträgt. Der Gesamt-

beitrag der Randdotierung der beiden Proben mit einer Konzentration von $n_E = (5.9 \pm 0.6) \cdot 10^9 \text{ m}^{-1}$ und $n_E = (5.0 \pm 0.6) \cdot 10^9 \text{ m}^{-1}$ ist jedoch beinahe gleich. Allerdings ist durch den Grad keine Einschätzung über die Randunordnung möglich. Die möglichen Bindung, die zur Dotierung beitragen könnten, sind durch gelbe Striche in Abb. 4.6(b) verdeutlicht. Geht man davon aus, dass eine solche Unordnung am Rand der Probe gegeben ist, so kann durch Abzählen die Anzahl von Dotiermöglichkeiten für die perfekte Kante und für die ungeordnete Kante festgestellt werden. Diese liegt in diesem Beispiel bei 14 möglichen Bindungen für die perfekte und bei 16 für die ungeordnete Kante: d.h. durch die Betrachtung der Randdotierung bzw. des -dotiergrads kann keine Aussage über die Unordnung am Rand getroffen werden. Um die Randunordnung abzuschätzen, ist die Betrachtung weiterer Transporteigenschaften notwendig.

Von den Transportmessungen kann auf das Streuverhalten in der Probe geschlossen werden. Die Beweglichkeit wird nach $\sigma = ne\mu$ für jeden Abschnitt beider Proben berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 4.8(a) und (b) gegen die Backgate-Spannung dargestellt. Für die Einzellage liegt die Löcher-Beweglichkeit bei $\mu = 6000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für den schmalen, $9200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für den mittleren und $18400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für den breiten Abschnitt. Für Elektronen ergibt sich eine Beweglichkeit von $\mu = 7300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $10500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und $19500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Die Asymmetrie in der Beweglichkeit ist konsistent mit den bereits festgestellten Unterschieden in den Feldeffekt-Messungen. Auffällig ist die systematische Änderung dieser Transporteigenschaft in den einzelnen Abschnitten. Die Beweglichkeit nimmt deutlich zu mit größer werdender Breite, also mit kleinerem Einfluss des Randes. Eine solche Entwicklung ist nicht unerwartet. Die Unordnung am Rand führt zu einem weiteren Streumechanismus und reduziert die Streuzeiten. Bei einer schmaleren Probe haben solche Randeffekte einen höheren Einfluss auf den elektrischen Transport, wie in Abb. 4.8(d) dargestellt. Ist die Probe dagegen ausreichend breit, so können die meisten Ladungsträger den Rand nicht als Streuer wahrnehmen. Dies führt zu der höheren Beweglichkeit im breiten Abschnitt. Die selbe Entwicklung ist auch in der Doppellage zu beobachten. Auch hier nimmt die Beweglichkeit mit der Breite zu und liegt für Löcher bei $\mu = 2600 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für den schmalen, bei $4250 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für den mittleren und bei $5650 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für den breiten Abschnitt (für Elektronen $\mu = 3900 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $4655 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $6100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$). Weiterhin liegt die Beweglichkeit der Doppellage in allen Abschnitten deutlich unter der der Einzellage. Dies scheint zunächst überraschend, die Doppellage

weist eine kleinere Dotierung auf und wurde länger mechanisch gereinigt. Jedoch ist ein solcher Unterschied eher typisch, da die Beweglichkeit aufgrund der zunehmenden effektiven Masse mit der Lagenanzahl sinkt [108, 109].

Durch die Analyse der Beweglichkeit kann auf das Streuverhalten am Rand und im Volumen der Probe geschlossen werden. Da die systematische Änderung sowohl im Elektronen- als auch im Löcherbereich vorkommt, wird die Beweglichkeit aus dem Löcherbereich verwendet. Da diese mit kleiner werdender Breite sinkt, deutet dies auf einen zusätzlichen Streumechanismus am Rand hin. Nach Matthiessens Regel addiert sich die Gesamtbeweglichkeit μ_g aus N Streumechanismen invers zu

$$\frac{1}{\mu_g} = \sum_{n \in N} \frac{1}{\mu_n}. \quad (4.4)$$

Die inverse Beweglichkeit der beiden Proben ist in Abb. 4.8(c) für die Löcher gegen die inverse Probenbreite dargestellt (Elektronenbeweglichkeit folgt dem selben Trend). Wie bereits die Dotierung, zeigt auch die Beweglichkeit eine lineare Abhängigkeit von der inversen Breite. Diese Abhängigkeit kann wiederum auf den Probenrand zurückgeführt werden, was zu einer Vereinfachung der Formel führt.

$$\frac{1}{\mu_g} = \frac{1}{\mu_B} + \frac{1}{\mu_E}, \quad (4.5)$$

wobei hier μ_B und μ_E die Volumen- bzw. Randbeweglichkeitsanteile sind. Dabei ist die Verteilung der Streumechanismen eingeteilt in den Volumenanteil, der keine geometrische Abhängigkeit hat und den Randanteil, der mit wachsender Breite sinkt, da sich immer mehr Ladungsträger im inneren der Probe aufhalten. Linearisiert man nun die inverse Beweglichkeit so kann durch Extrapolieren zu $1/W = 0 \text{ m}^{-1}$ auf den Volumenanteil der Beweglichkeit geschlossen werden. Dieser liegt bei $5.5 \pm 1 \text{ m}^2/\text{Vs}$ für die Einzellage und bei $0.75 \pm 0.05 \text{ m}^2/\text{Vs}$ für die Doppellage. In beiden Fällen übersteigt der Volumenanteil deutlich die gemessenen Werte der Beweglichkeit aus allen Abschnitten und liegt für die Einzellage sogar im Bereich des theoretischen Limits der Beweglichkeit von Graphen-Proben auf Siliziumdioxid [110]. Dies zeigt, dass die Unordnung am Rand den elektrischen Transport in beiden Proben deutlich beeinflusst.

Aus der Analyse der Beweglichkeit der jeweiligen Abschnitte wird deut-

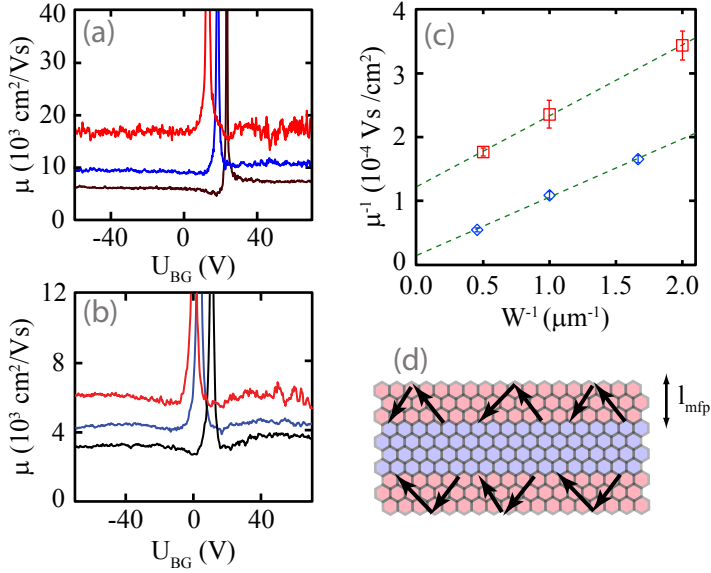


Abbildung 4.8: Darstellung der Beweglichkeit für den breiten (rot), mittleren (blau) und für den schmalen (schwarz) Abschnitt (a) der Graphen-Einzellage und (b) Doppellage. (c) Die inverse, gemittelte Beweglichkeit für den Löcherbereich ist für die Einzellage (blau) und Doppellage (rot) gegen die inverse Breite dargestellt. (d) Eine schematische Darstellung der Randstreuung.

lich, dass die Unordnung am Proben-Rand den Transport beeinflusst. Um abzuschätzen in welchem Umfang der Rand einen Einfluss auf die Streuprozesse ausübt, wird die mittlere freie Weglänge l_{mfp} untersucht. Diese kann durch $l_{\text{mfp}} = 2D/v_f$ bestimmt werden, wobei $D = \sigma/\nu e^2$ die Diffusionskonstante ist, die wiederum aus der Zustandsdichte $\nu = 2g\pi\epsilon_f/(h^2v_f^2)$ und der Fermienergie $\epsilon_f = \sqrt{nh^2v_f^2/g\pi}$ ermittelt werden kann. Die Diffusionskonstante liegt für die Einzellage (gemittelt aus Elektronen- und Löcherbereich) bei $D = 0.06 \text{ m}^2/\text{s}$, $0.09 \text{ m}^2/\text{s}$ und $0.17 \text{ m}^2/\text{s}$ für den jeweils schmalen, mittleren und breiten Bereich. Für die Doppellage ergibt sich dementsprechend $D = 0.04 \text{ m}^2/\text{s}$, $0.05 \text{ m}^2/\text{s}$ und $0.09 \text{ m}^2/\text{s}$. Daraus kann anschließend die mittlere freie Weglänge bestimmt werden, die in Abb. 4.9(a) gegen die Hall-Bar-Breite abgebildet ist. Wie bereits die Beweglichkeit, steigt die mittlere freie Weglänge

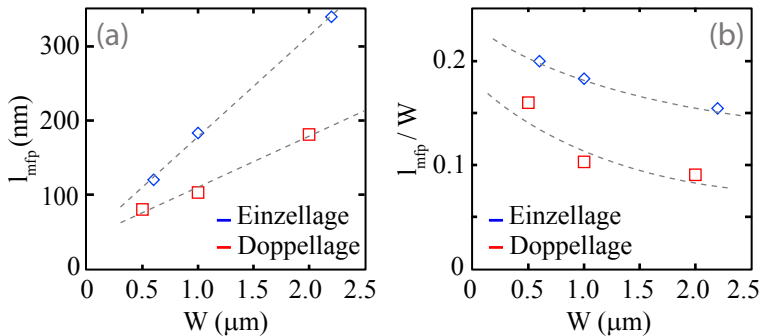


Abbildung 4.9: Breitenabhängigkeit der mittleren freien Weglänge: (a) Die mittlere freie Weglänge gegen die Breite der jeweiligen Abschnitte für die Einzel- und Doppellage dar. (b) Die relative mittlere freie Weglänge gegen die Hall-Bar-Breite. Die gestrichelten Linien in (a) und (b) stellen Hilfslinien zur besseren Sichtbarkeit dar.

mit der Breite an und liegt bei $l_{mfp} = 120$ nm bzw. 80 nm, 180 nm bzw. 100 nm und 340 nm bzw. 180 nm für den schmalen, mittleren und breiten Bereich für die Einzel- bzw. Doppellage. Die mittlere freie Weglänge beschreibt die mittlere geometrische Länge, die die Ladungsträger zwischen zwei Streuungen durchqueren: d.h. dieser Parameter kann verwendet werden, um den Einfluss des Randes im jeweiligen Abschnitt zu bestimmen. Es wird hierbei davon ausgegangen, dass Ladungsträger nur dann von der Streuung am Rand betroffen sind, wenn diese sich im Bereich einer mittleren freien Weglänge vom Rand entfernt aufhalten. Die mittlere freie Weglänge auf die Probenbreite normiert (l_{mfp}/W) stellt also den geometrischen Anteil der Probe dar, in dem es zur Randstreuung kommt (siehe Abb. 4.8(d)). Dies ist in Abb. 4.9(b) gegen die Probenbreite dargestellt. Es wird hierbei deutlich, dass die Wirkung der Randstreuung im schmalen Bereich sowohl für Einzel- ($l_{mfp}/W = 0.2$) als auch für die Doppellage (0.16) am höchsten ist und mit wachsender Breite absinkt. Eine quantitative Abhängigkeit kann in diesem Fall nicht aufgestellt werden, jedoch wird ein saturierendes Verhalten aus der Abb. 4.9(b) vermutet. Zusammenfassend kann durch die Untersuchung der Beweglichkeit und der mittleren freien Weglänge festgestellt werden, dass die Unordnung am Rand zwar einen limitierenden Einfluss auf den elektrischen Transport ausübt, jedoch in ihrer Wirkung mit wachsender Breite nachlässt.

4.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die zur Charakterisierung von Graphen-Proben notwendigen Messungen vorgestellt. Es wurden zwei Proben mit ähnlicher Hall-Bar-Geometrie verwendet. Feldeffektmessungen wurden für beide Flocken präsentiert und auf Transporteigenschaften, wie z.B. Dotierung, Beweglichkeit usw. untersucht. Magnetotransportmessungen wurden anschließend verwendet, um die Lagenanzahl beider Proben zu identifizieren. Dafür wurden charakteristische Eigenschaften wie die Berry-Phase aus den Shubnikov-de Haas-Oszillationen und die Werte der Quanten-Hall-Plateaus ermittelt. Dadurch konnte die Lagenanzahl beider Proben festgestellt werden. Zum Abschluss wurde die Geometrie der Probe dazu genutzt, um den Einfluss des Probenrandes auf die Dotierung und den elektrischen Transport zu ermitteln. Es stellte sich heraus, dass die Unordnung am Rand einen starken Einfluss sowohl auf die Gesamtdotierung als auch auf die effektive Beweglichkeit aufweist.

Kapitel 5

Phasenkohärenter Transport

In dem folgenden Kapitel wird der Hauptteil dieser Arbeit vorgestellt: Phasenkohärente Effekte in Graphen-Einzel- und Doppellagen. An mehreren Proben wird das Zusammenspiel einzigartiger Eigenschaften Graphens und des phasenkohärenten Transports in Quantenringen veranschaulicht. Zunächst wird der Aharonov-Bohm-Effekt in Graphen-Einzellagen vorgestellt und Auswertungsmethoden der resultierenden Oszillationen werden erläutert. Anschließend wird der Aharonov-Bohm-Effekt in einem bipolaren System untersucht und die Koexistenz mit dem Klein-Paradoxon, dem rückstreuungsfreien Tunneln, diskutiert. Der zweite Teil des Kapitels befasst sich mit Dekohärenzmechanismen in Graphen-Einzellagen. Anhand von Quanteninterferenz wird die Unterdrückung der Phasenkohärenzlänge durch die Spin-Wechselwirkung und dessen Aufhebung dargestellt. Im letzten Teil des Kapitels wird der phasenkohärente Transport in Doppellagen untersucht. Aharonov-Bohm-Oszillationen werden in einer Einkristall-Doppellage zum ersten Mal nachgewiesen. Untersuchungen des Aharonov-Bohm-Effekts in einem bipolaren und unipolaren System werden für Doppellagen durchgeführt und mit den Ergebnissen der Einzellagen-Messungen verglichen.

5.1 Probenbeschreibung

Die ersten Messungen zur Quanteninterferenz werden an der Probe 3A-285 nm vorgestellt. Die Flocke wurde via der scotch tape-Methode auf das 285 nm-Si/SiO₂-Substrat transferiert. Anschließend wurde die Flocke zu einem Ring strukturiert. Eine AFM-Darstellung ist in Abb. 5.1(a) gezeigt. An jeder Seite des Ringes wurden jeweils drei Kontakte angebracht, siehe Abb. 5.1(b), so dass der Quanten-Hall-Effekt als auch Messungen des Längswiderstandes in einer vier-Punkt-Konfiguration über den Ring möglich waren. Die durchschnittlichen Außen- und Innenradien des Ringes betragen jeweils 220 ± 20 nm und 360 ± 20 nm. Zusätzlich wurden zwei Topgates über jeweils einem der Ringarme angebracht (in Abb. 5.1(b) mit blauen Pfeilen markiert). Die Position der Topgates wurde so gewählt, dass sowohl Löcher als Elektronen gleichzeitig als Ladungsträger in dem Ring induziert werden können. Somit können n-p-n- bzw. p-n-p-Übergänge in dem Ring erzeugt werden. Abbildung 5.1(c) zeigt eine schematische Darstellung eines solchen bipolaren Systems. Die Höhe des als Isolator verwendeten PMMA wurde mit dem AFM festgestellt und liegt bei 50 nm. Weiterhin bedeckt die PMMA-Isolationsschicht die gesamte Probe, um eine statistisch gleiche Dotierung zu gewährleisten, da es zu erwarten ist, dass PMMA die Probe p-dotiert.

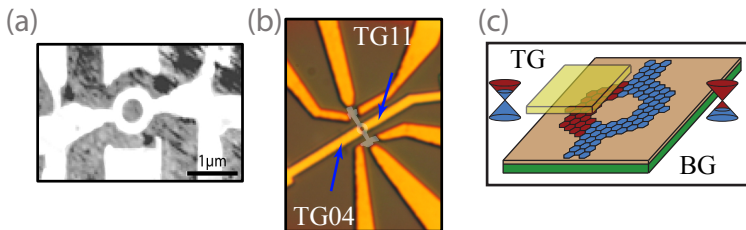


Abbildung 5.1: (a) Eine AFM-Darstellung nach dem Strukturieren der Probe. (b) Eine Lichtmikroskop-Aufnahme der Probe 3A-285 nm nach Anbringen der Topgates (mit blauen Pfeilen markiert). Die unter dem PMMA liegende Probe wurde in weiß schematisch dargestellt. (c) Eine schematische Darstellung des Quantenringes mit einem Topgate über einem Ringarm.

5.1.1 Proben-Charakterisierung

Vor dem Vermessen wurde die Probe für über sechs Stunden bei einer durchschnittlichen Temperatur von $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ ausgeheizt um die Qualität der Probe zu verbessern. Die Probe wurde in den ^4He - Verdampfungskryostaten mit dem ^3He -Aufsatz eingebaut und bei 500 mK Basistemperatur vermessen. Die Charakterisierungsmessungen zu der Probe 3A-285 nm wurden in einer vier-Punkt-Konfiguration über den Ring durchgeführt. Ein AC-Strom mit einer Amplitude von 100 nA wurde über den Ring angelegt und der Widerstand vermessen. Die Messung des Feldeffektes ist in Abb. 5.2(a) dargestellt. Die Messung zeigt einen deutlich erkennbaren Feldeffekt mit einem Maximum bei $U_{BG} = 7.25\text{ V}$, was auf eine Restdotierung zurückzuführen ist. Das Widerstandsmaximum liegt bei $40\text{ k}\Omega$. Weiterhin wurden Messungen mit einem Magnetfeld senkrecht zur Probe durchgeführt. Abbildung 5.2(b) zeigt den Längswiderstand und die Hall-Leitfähigkeit bei $B = 13\text{ T}$. Die Quantisierung der Landau-Level ist in beiden Messungen deutlich erkennbar. Die Werte der Hall-Plateaus können aus der Hall-Leitfähigkeit ermittelt werden und liegen bei $\sigma_{xy} = g(N + 1/2) \cdot e^2/h$, was eine Charakteristik von dem halbzahligen Quanten-Hall-Effekt ist. Weiterhin liegen die Minima des Längswiderstandes bei Füllfaktoren $\nu = 2, 6$ und das nullte Niveau erfährt die gleiche Entartung wie andere Niveaus. Dies bestätigt die vorherige optische Analyse und identifiziert die Probe als eine Graphen-Einzellege. Weiterhin wurde aus den Magnetotransportmessungen die Ankopplungskonstante ermittelt, die bei

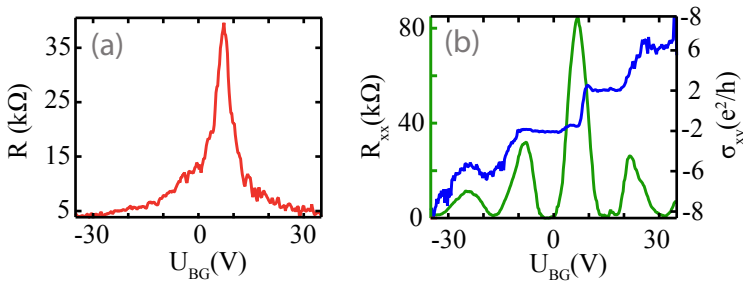


Abbildung 5.2: Charakterisierung der Probe 3A-285 nm: (a) Eine vier-Punkt-Feldeffekt-Messung über die Ringstruktur. (b) Der Längswiderstand (grün) und die Hall-Leitfähigkeit (blau) bei 13 T ab.

$\alpha = 7.8 \cdot 10^{14} \text{ V}^{-1} \text{ m}^{-2}$ liegt. Der theoretische Wert für das 285 nm-Substrat liegt bei $\alpha_{285} = 7.56 \cdot 10^{14} \text{ V}^{-1} \text{ m}^{-2}$ und stimmt gut mit dem experimentell ermittelten Wert überein. Mit der Ankopplung kann die Beweglichkeit berechnet werden. Diese liegt bei $6000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für Löcher und bei $6800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für Elektronen.

5.1.2 Aharonov-Bohm-Effekt

Im Rahmen von Magnetotransportmessungen wurden auch phasenkohärente Messungen durchgeführt. Hierbei wurde dieselbe vier-Punkt-Konfiguration verwendet wie bei der Charakterisierung der Probe. Um die Elektronen-Temperatur minimal zu halten, wurde der Strom auf 5 nA reduziert. Weiterhin wurde die Backgate- sowie Topgate-Spannung konstant bei $U = 0\text{ V}$ gehalten, das senkrecht angelegte Magnetfeld in kleinen Schritten um $B = 0\text{ T}$ verändert und die Spannung über den Ring aufgenommen. Abbildung 5.3 zeigt den Widerstandsverlauf über das angelegte Magnetfeld. Ein Maximum bei $B = 0\text{ T}$ ist zu erkennen. Dieses kann als der Effekt der schwachen Lokalisierung identifiziert werden. Weiterhin sind kleine Oszillationen über den gesamten Messbereich erkennbar. Die Periode dieser Oszillationen kann abgezählt werden und liegt bei $\Delta B \approx 16\text{ mT}$. Um diese Oszillationen als AB-Effekt zu identifizieren, wird aus der Ring-Geometrie die erwartete Periode mit Hilfe der Gl. 2.24 berechnet. Der innere und äußere Radius des Ringes liegt bei 220 nm bzw. 360 nm. Die dazu gehörigen AB-Perioden liegen bei $\Delta B = 10\text{ mT}$ bzw. 27 mT. Diese Werte stellen die Grenzen der geometrisch möglichen Oszillationsperioden dar. In einem ballistischen System würden sich Leitfähigkeitsmoden ausbilden,

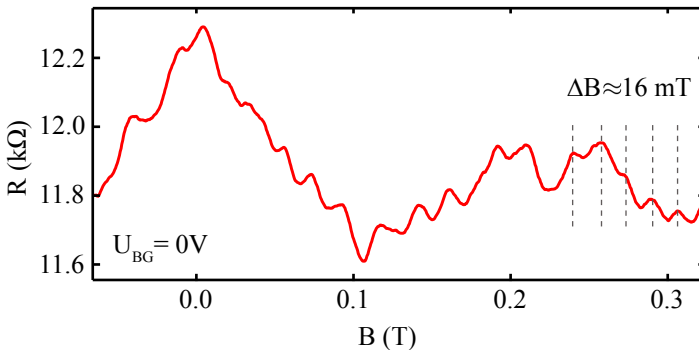


Abbildung 5.3: Eine Messung des Widerstandes über den Ring gegen ein senkrecht angelegtes Magnetfeld um $B = 0\text{ T}$ mit einer Backgate-Spannung von $U_{BG} = 0\text{ V}$. Phasenkohärente Effekte, wie die schwache Lokalisierung und Aharonov-Bohm-Oszillationen können beobachtet werden.

die zu den AB-Oszillationen einzeln beitragen [111], während in einem diffusen System zu erwarten ist, dass der mittlere Radius die Periode bestimmt [57, 67]. Um das Transportregime zu bestimmen, wird die mittlere freie Weglänge $l_{mfp} = 2D/v_f$ berechnet. Die Diffusionskonstante liegt für den gemessenen Bereich bei $D = 0.05 \text{ m}^2/\text{s}$. Dabei ergibt sich, dass die mittlere freie Weglänge bei einer angelegten Backgate-Spannung von $U_{BG} = 0 \text{ V}$ bei $l_{mfp} \approx 100 \text{ nm}$ liegt. Diese ist deutlich geringer als der kleinste Ringumfang $l_c \approx 1.4 \mu\text{m}$. Es kann also von einem diffusen Transportregime ausgegangen werden. Der mittlere Radius der Probe liegt bei 290 nm , was einer AB-Periode von $\Delta B = 15.6 \text{ mT}$ entspricht. Dies stimmt gut mit der gemessenen Periode von 16 mT (Abb. 5.3) überein.

5.1.3 Auswertungsmethoden von AB-Oszillationen

Um die AB-Oszillationen weiter auszuwerten, müssen diese erst aus dem Gesamtsignal extrahiert werden. Dafür stehen verschiedene Auswertungsmethoden zur Verfügung. Einige davon werden in diesem Abschnitt vorgestellt. Die Annahme hierbei ist, dass außer den periodischen AB-Oszillationen es ein Hintergrundsignal R_B gibt, das sich aus verschiedenen Anteilen zusammen setzt, wie der schwachen Lokalisierung, den lang- und kurzreichweitigen Widerstandsanteilen usw., so dass der Gesamtwiderstand dargestellt werden kann als

$$R_{ges} = R_B + R_{AB}, \quad (5.1)$$

wobei R_{AB} der Anteil der AB-Oszillationen ist.

Eine Möglichkeit das oszillierende Signal zu extrahieren, besteht in der Bildung des Hintergrundsignals über eine gleitende Mittlung des Gesamtsignals. Dabei wird das Hintergrundsignal wie folgt gebildet: Die Messauflösung sei so gesetzt, dass eine AB-Periode aus P Punkten besteht. Dann setzt sich jeder Punkt N des Hintergrundwiderstands aus dem Mittelwert der Punkte $N - P/2$ bis $N + P/2$, also aus einer AB-Periode, zusammen. Es wird also durchgehend über eine Periode der Oszillation gemittelt und dadurch ein Hintergrundsignal erzeugt. Diese Prozedur wird auch als *running average* bezeichnet und wird bei verschiedenen AB-Messungen angewandt [67, 68]. Dieser Vorgang funktioniert am besten, wenn der Hintergrundwiderstand auf den ein-

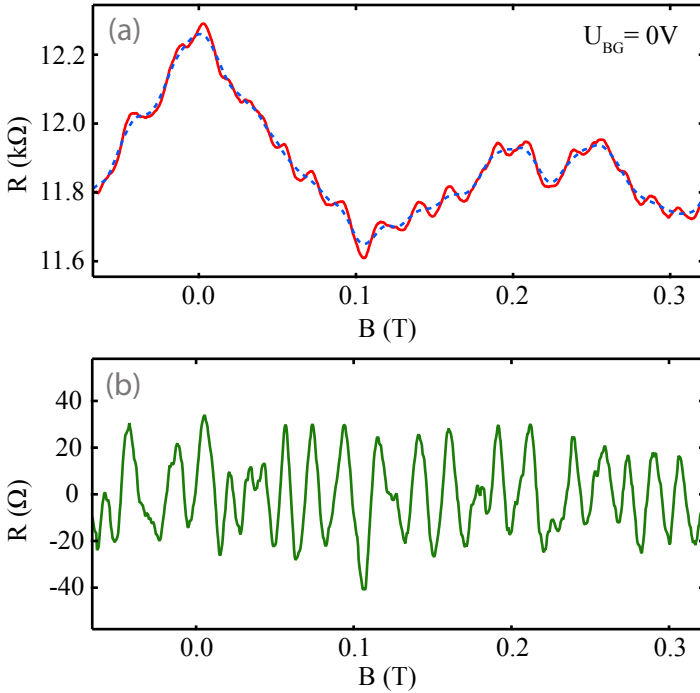


Abbildung 5.4: (a) Aharonov-Bohm-Messung bei einer Backgate-Spannung von $U_{BG} = 0V$ (rot) und ein mit der gleitenden Mittelung erzeugtes Hintergrundsignal (blau). (b) AB-Oszillationen, die aus dem Gesamtsignal extrahiert wurden.

zelen Periodenlängen keine starke Änderung, d.h. ein lineares Verhalten erfährt. Abbildung 5.4 zeigt die Anwendung dieser Prozedur auf die bisher gezeigten AB-Messungen. Das Hintergrundsignal ist in Abb. 5.4(a) in blau dargestellt. Wie erwartet sind die Oszillationen um das Hintergrundsignal herum ausgebildet. Zieht man dieses nun von dem Gesamtwiderstand ab, so erhält man die AB-Oszillationen. Diese sind in Abb. 5.4(b) dargestellt und können nun ausgewertet werden.

Die subtrahierten Oszillationen in Abb. 5.4(b) haben eine Maximalamplitude von $R_{AB} = 40\Omega$. Der Interferenzkontrast, K_I , also das Verhältnis zwischen der Oszillationsamplitude und dem Hintergrundsignal, kann durch $K_I = \pi \cdot RMS(R_{AB})/(\overline{R_B})$ angegeben wer-

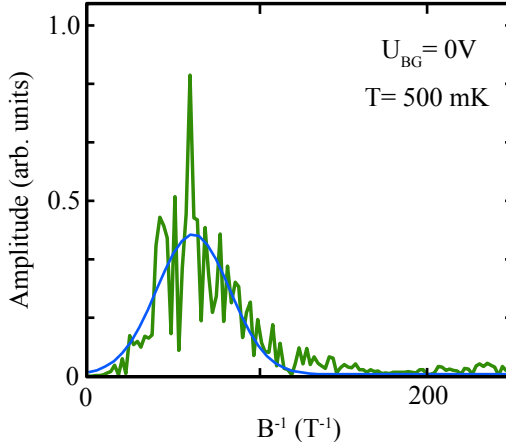


Abbildung 5.5: Fourier-Transformation der extrahierten AB-Oszillationen aus Abb. 5.4(b) (grün). Das Hauptmaximum des AB-Effekts ist zu erkennen und wurde mit einer Gauß-Funktion angepasst (blau).

den. Dieser ist bei einem durchschnittlichen Hintergrundwiderstand von $R = 12 \text{ k}\Omega$ mit 1% niedriger als bei AB-Messungen in Heterostrukturen [58,59,112], jedoch vergleichbar mit anderen AB-Messungen in Graphen [67,68]. Eine mögliche Erklärung dieses Phänomens ist die hohe Anzahl von Leitfähigkeitsmoden. Um die Oszillationen weiter zu analysieren, wird das Signal im Fourier-Raum betrachtet. Abbildung 5.5 zeigt den Betrag der Fourier-Transformation. Ein Maximum ist deutlich zu erkennen und wurde mit einer Gauß-Funktion angepasst (Abb. 5.5(blau)). Die Position des Maximums liegt bei $\Delta B^{-1} = 62 \text{ T}^{-1}$ und entspricht den gemessenen AB-Oszillationen. Um zu verstehen, wie sehr der AB-Effekt ausgeprägt ist, wird die Phasenkohärenzlänge abgeschätzt. Diese kann aus der Diffusionskonstante und der Dekohärenzzeit bestimmt werden

$$l_{\varphi} = \sqrt{D \cdot \tau_{\varphi}}. \quad (5.2)$$

In [113] wurde die Dekohärenzzeit für Graphen auf SiO_2 -Substraten bei tiefen Temperatur untersucht. Eine Entwicklung der Dekohärenzzeit wurde durch $\tau_{\varphi}^{-1} = k_B T \cdot \ln(g)/(\hbar g)$ mit $g = \sigma h/e^2$ angegeben. Nach dieser Abschätzung liegt die Dekohärenzzeit bei $\tau_{\varphi} = 0.1 \text{ ns}$ für die Backgate-Spannung von $U_{BG} = 0 \text{ V}$. Die Phasenkohärenzlänge kann nun nach Gl. 5.2 zu $l_{\varphi} = 2.2 \mu\text{m}$ berechnet werden. Der Ringumfang

für den mittleren Radius des Ringes liegt bei $l_C = 1.8 \mu\text{m}$. Das heißt, dass die Phasenkohärenzlänge sich zwischen ein und zwei mal des Ringumfangs befindet ($l_C < l_\varphi < 2l_C$). Dies erklärt die volle Ausprägung des Originalpeaks in der Fourier-Transformation. Weiterhin wird deutlich, wieso höhere Harmonische nicht ausgeprägt sind. Die Systemlänge erforderlich für die erste bzw. weitere Harmonische entspricht zwei bzw. N -Mal des mittleren Ringumfangs ($2l_C$ bzw. Nl_C). Da jedoch die Phasenkohärenzlänge darunter liegt, kann nur ein Anteil der Ladungsträger proportional zu $\exp(-L_S/l_\varphi)$ dazu beitragen [114], wobei L_S die Systemlänge ist. Dies führt zu einer nicht vollständigen Ausprägung der ersten bzw. weiteren Harmonischen, was der Grund dafür ist, dass nur der original AB-Effekt registriert wird.

Eine weitere Möglichkeit die Oszillationen von dem Gesamtsignal zu extrahieren besteht im Einsatz eines Frequenzfilters. Der Hintergrundwiderstand kann durch Anwendung eines solchen Hochpass-Filters subtrahiert werden. Dafür wird das gemessene Gesamtsignal Fourier transformiert, mit einem Filter multipliziert und anschließend zurück transformiert. Für die Analyse der Periode ist eine Rücktransformation nicht unbedingt erforderlich, kann jedoch zur Veranschaulichung der AB-Oszillationen gebildet werden. Neben eines typischen Hochpass-Filters können weitere Filter verwendet werden, die an die Intensität des AB-Effekts angepasst sind. Diese können auf den erwarteten AB-Bereich oder gar auf eine vordefinierte Frequenz angepasst sein [115]. Solche Filter-Möglichkeiten finden ihre Anwendung bei deutlich ausgebildeten AB-Oszillationen mit einem hohen Interferenzkontrast. Um Fehleranalysen zu vermeiden, wurde im Rahmen dieser Arbeit jedoch nur mit üblichen Hochpass-Filtern gearbeitet. Abbildung 5.6(a) zeigt den Vergleich der beiden Methoden: Der running average-Methode und den Einsatz eines Hochpass-Filters. Da die Methoden miteinander vergleichbar sind, unterscheiden sich die Fourier-Spektren nur wenig voneinander. Abbildung 5.6(b) zeigt das Ergebnis beider Auswertungsmethoden. Die Resultate der vorgestellten Methoden zeigen in beiden Fällen Oszillationen mit gleicher Periode unterscheiden sich jedoch ein wenig in der Amplitude: Die Maximal-Amplitude liegt bei 40Ω und 35Ω für die Oszillationen der running average-Methode bzw. der Anwendung eines Hochpass-Filters.

Die bisherigen präsentierten Methoden werden auf Messungen angewandt, bei denen die Oszillationen gut sichtbar ausgebildet sind und der Hintergrundwiderstand gleichzeitig keine starken Fluktuationen auf-

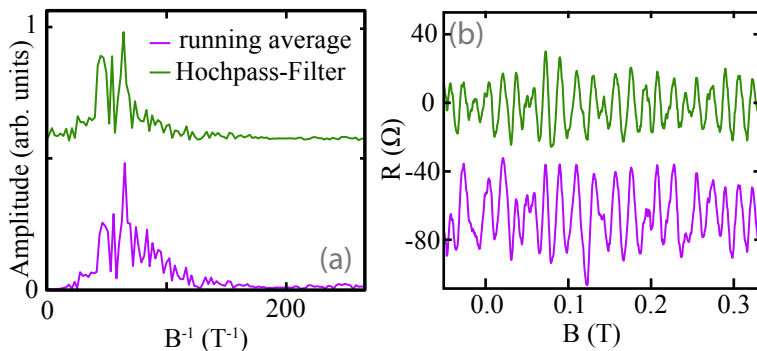


Abbildung 5.6: Darstellung der Fouriertransformation der AB-Oszillationen mit verschiedenen Methoden: running average-Methode (lila) und Hochpass-Filter (grün). (b) AB-Oszillationen aus beiden Methoden. Die running average-Oszillation ist für einfaches Vergleichen um $\approx -60 \Omega$ verschoben.

weist, d.h. ein Interferenzkontrast von $> 1\%$ besteht. Für Oszillationen bei denen der Hintergrundwiderstand starke Fluktuationen aufweist, wird eine andere Methode angewandt. Dabei werden mehrere AB-Messungen aufgenommen, bei denen ein Parameter geändert wird, der zu einer Änderung der Potential-Landschaft führt. Dies beeinflusst die Leitfähigkeitsfluktuationen. Ein solcher Parameter kann z.B. die Konzentration der Ladungsträger in einem kleinen Bereich sein. Anschließend wird über alle Messungen gemittelt, wodurch die Leitfähigkeitsfluktuationen verringert werden und die Erkennbarkeit der Oszillationen deutlich erhöht wird. Weitere Analysen geschehen über das Extrahieren der Oszillationen aus dem Gesamtsignal oder der direkten Betrachtung der Fourier-Transformation.

5.2 Temperaturabhängigkeit

Um die AB-Oszillationen weiter auszuwerten wurden Messungen bei Temperaturen zwischen $T = 0.3\text{ K}$ und 5 K aufgenommen. Die extrahierten Oszillationen sind für einige Temperaturen in Abb. 5.7(a) dargestellt. Die Oszillationen zeigen die bisher ermittelte Periodizität, sind jedoch bei höherer Temperatur stärker moduliert. Die Amplitude sinkt mit steigender Temperatur ab, jedoch nicht durchgehend gleich. Im höheren Temperaturbereich ist ein schnelles Absinken bis zu einem beinahe Verschwinden der AB-Amplitude zu beobachten. Um dieses Verhalten genauer zu untersuchen, wird der Effektivwert der Oszillationen betrachtet. Abbildung 5.7(b) zeigt den Effektivwert der AB-Amplitude als Funktion der Temperatur. Hier wird das bisher beschriebene Temperaturverhalten deutlich: Die Temperaturabhängigkeit der Amplitude kann in zwei Bereiche eingeteilt werden. Im Bereich von kleinen Temperaturen (zwischen 0.3 K und 1 K) zeigt die AB-Amplitude beinahe keine Veränderung. Eine geringe Steigung zu niedrigen Temperaturen

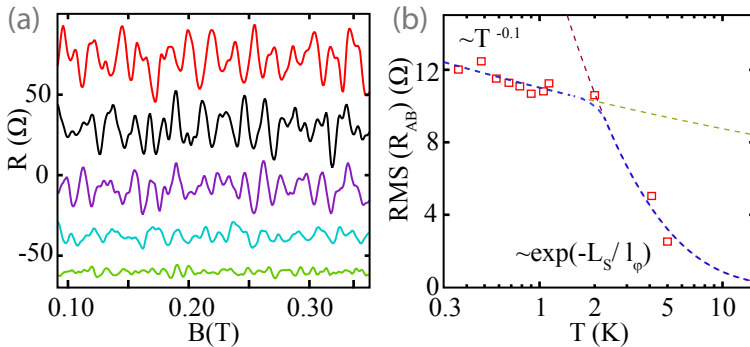


Abbildung 5.7: (a) AB-Oszillationen bei verschiedenen Temperaturen: $T = 0.4\text{ K}$ (rot), 0.6 K (schwarz), 1 K (lila), 4 K (blau) und 5 K (grün). Die Kurven wurden für bessere Erkennbarkeit gegeneinander verschoben. (b) Effektivwert der AB-Oszillationen gegen die Temperatur mit dazugehörigen Anpassungen (gelb, braun). Die blaue Linie stellt den groben Verlauf der AB-Amplitude dar und stimmt in den meisten Punkten mit den Anpassungen überein.

hin wird beobachtet, jedoch stellt sich in diesem Bereich eine saturierende Entwicklung ein. Um die Veränderung in dieser Region zu untersuchen, werden die AB-Amplituden mit einer $T^{-\alpha}$ -Funktion angepasst. Der Koeffizient liegt dabei bei $\alpha = 0.1 \pm 0.02$ (Abb. 5.7(b), gelb). Für den AB-Effekt wird eine Gesamttemperatur-Entwicklung proportional zu $\sim T^{-0.5} \cdot \exp(-L_S/l_\varphi)$ erwartet [67, 116]. Der erste Teil dieser Abhängigkeit kommt durch thermisches Verschmieren zustande und tritt genau dann auf, wenn die Phasenkohärenzlänge l_φ größer als die Systemlänge L_S ist. Es ist ersichtlich dass die Amplitude in den hier gezeigten Messungen sich deutlich langsamer verändert, als erwartet, da ein saturierendes Verhalten gezeigt wurde. Eine mögliche Erklärung für diese Abweichung kann bei der effektiven Temperatur der Ladungsträger liegen. Zwar entspricht die Temperatur in Abb. 5.7(b) der eingestellten Temperatur des Systems, jedoch muss diese im niedrigen Temperatur-Bereich (< 1 K) nicht mit der effektiven Temperatur der Ladungsträger übereinstimmen. Der angelegte Strom induziert eine minimale effektive Temperatur, die auch erhalten bleibt, wenn die Temperatur des Systems sinkt. Dies kann zu dem hier beobachteten saturierenden Verhalten führen.

Bei hohen Temperaturen, d.h. im Bereich zwischen 2 K und 5 K wird ein schnelles Absinken der AB-Amplitude beobachtet. In dieser Region sinkt der Effektivwert der Amplitude von über 10Ω auf unter 4Ω ab. Wie bereits oben erwähnt wird für die Entwicklung der Temperatur eine Abhängigkeit $\sim T^{-0.5}$ erwartet. Dies gilt jedoch nur dann, wenn die Phasenkohärenzlänge größer als die System-Länge ist. Ist diese Bedingung nicht mehr erfüllt, so wird diese Abhängigkeit um einen exponentiellen Zerfall $\sim \exp(-L_S/L_\varphi)$ erweitert. Die exponentielle Entwicklung kommt dadurch zustande, dass bei einer kleineren Phasenkohärenzlänge immer weniger Ladungsträger an dem Interferenz-Effekt teilnehmen können. Abbildung 5.7(b) zeigt die Anpassungen des Effektivwertes im hohen Temperatur-Bereich, die sich aus einer saturierenden Entwicklung und einem exponentiellen Zerfall im hohen Temperatur-Bereich zusammensetzt (insgesamt $\sim T^{-0.1} \cdot \exp(-L_S/L_\varphi)$). Beim exponentiellen Zerfall wurde vorausgesetzt, dass die Phasenkohärenzlänge mit $\sim T^{-0.5}$ sinkt. Eine solche Entwicklung wurde in Graphen aufgrund von Elektron-Elektron-Wechselwirkung beobachtet [113]. Diese qualitative Betrachtung stimmt gut mit den gemessenen AB-Amplituden überein. Es wird dadurch ersichtlich, dass die Phasenkohärenzlänge ab ≈ 1 K nicht mehr größer als die Systemlänge ist ($L_S > l_\varphi$). Dadurch kommt es zu einer kleineren Intensität des AB-Effekts was sich durch die beobachtete AB-Amplitude äußert.

5.3 Aharonov-Bohm-Effekt in einem bipolaren System

Graphen ist ein zweidimensionales System in dem die Möglichkeit besteht nicht nur Ladungsträgerkonzentration, sondern auch den Ladungsträgertyp kontinuierlich zu verändern. Dadurch ergibt sich eine Reihe neuer Möglichkeiten wie die Quanteninterferenz in einem bipolaren System. Dabei werden in einem Arm des Ringes z.B. Elektronen und im Rest der Probe Löcher induziert. Ein solches System kann durch Kombination von Top- und Backgate erzeugt werden. In dem folgenden Abschnitt wird zunächst die Funktionsweise der beiden Topgates analysiert. Anschließend werden AB-Oszillationen in einem unipolaren System mit verschiedenen Ladungsträgerkonzentrationen und in einem bipolaren System untersucht.

5.3.1 Topgate-Charakterisierung

Neben dem Backgate wurden zwei Topgates jeweils über einem Ringarm angebracht (siehe Abb. 5.1(b) und (c)). Um eine Charakterisierung der beiden Topgates durchzuführen, wird die Spannung am Topgate variiert, während die Backgate-Spannung konstant gehalten wird. Der Widerstand über dem Ring wird in der bisherigen Konfiguration vermessen. Abbildung 5.8(a) zeigt Messungen zu den beiden vorhandenen Topgates, die als TG4 und TG11 nach ihren Kontaktverbindungen gekennzeichnet werden. Die Backgate-Spannung ist dabei auf $U_{BG} = -2\text{ V}$ festgesetzt (Löcherbereich). TG4 zeigt einen Topgate-abhängigen Feldeffekt. Der Ladungsträgerneutralitätspunkt liegt in dieser Messung bei $U_{TG} = 0.75\text{ V}$. Im Gegensatz zu den bisherigen von der Backgate-Spannung abhängigen Feldeffekt-Messungen, ist der Widerstandsverlauf in diesem Fall jedoch stark asymmetrisch: d.h. der Widerstand ist in dem positiven Spannungsbereich höher als im negativen. Diese Erhöhung wird jedoch nicht auf den Unterschied zwischen Elektronen und Löchern zurückgeführt, sondern lässt sich durch den entstandenen p-n-p-Übergang in dem Ring erklären. Das Kleintunneln ist bei dieser Geometrie nicht perfekt ausgeprägt, wodurch es zu Rückstreuprozessen kommt. Dies führt zu einem erhöhten Widerstand im p-n-p-Bereich. Betrachtet man die gleiche Messung für das TG4 bei einer geänderten Backgate-Spannung, wie sie für $U_{BG} = 15\text{ V}$

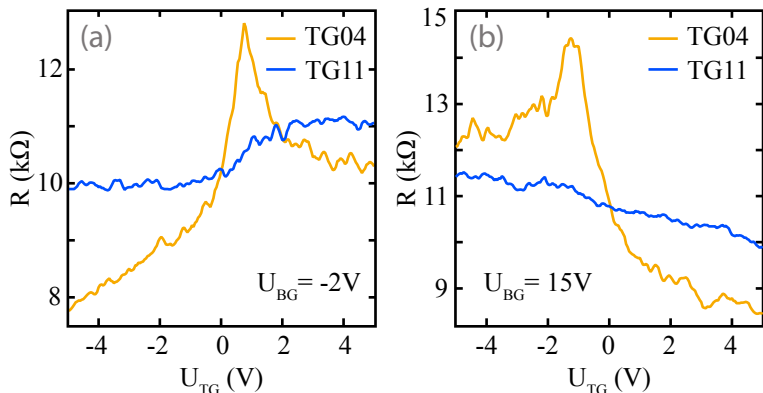


Abbildung 5.8: Widerstandsmessungen über den Ring gegen die Topgate-Spannung von TG4 (orange) und TG11 (blau) aufgetragen. Die Backgate-Spannung ist dabei konstant bei (a) $U_{BG} = -2V$ und (b) $U_{BG} = 15V$.

in Abb. 5.8(b) dargestellt ist, so ist zwar der Feldeffekt immer noch ausgebildet, jedoch ist der Neutralitätspunkt auf $U_{TG} = 1.2V$ verschoben. Weiterhin ist die Asymmetrie nun in dem Löcherbereich aufzufinden. Die Verschiebung und der Wechsel der Asymmetrie folgen der gleichen Gesetzmäßigkeit. Die Ladungsträgerkonzentration wird durch die Backgate-Spannung bestimmt. Diese wirkt für das lokale Topgate wie eine Dotierung, folglich muss nun eine andere Spannung angelegt werden um diese auszugleichen und der Neutralitätspunkt verschiebt sich. Die Asymmetrie im Löcherbereich folgt dementsprechend durch den Wechsel der Backgate-Spannung aus dem Löcher- in den Elektronenbereich. Der Neutralitätspunkt teilt also in einer Topgate-Messung den Bereich in ein bipolares und ein unipolares Regime ein, wobei der bipolare stets durch einen erhöhten Widerstand gekennzeichnet ist. Das Verhalten von TG11 ist jedoch nicht ebenso eindeutig. Die Widerstandsverläufe zeigen eine Stufenfunktion bei $U_{BG} = -2V$ und einen beinahe durchgehenden Anstieg bei $U_{BG} = 15V$ aus dem unipolaren in den erwarteten bipolaren Bereich. Jedoch ist in keiner der Darstellungen ein Neutralitätspunkt eindeutig zu erkennen. Weiterhin ist die Änderung des Widerstandes durch TG11 kleiner als durch TG4. Dieses Verhalten deutet drauf hin, dass das TG11 nicht den gesamten Ringarm bedeckt, und damit einen Zwischenfunktion von Topgate und Sidegate erfüllt.

Um die Ankopplung der beiden Topgates zu bestimmen, wird die Verschiebung der von den Topgates bestimmten Neutralitätspunkten bei verschiedenen Backgate-Spannungen betrachtet. Die globale Dotierung wird von der Backgate-Spannung bestimmt und verschiebt so den Neutralitätspunkt in den Topgate-Messungen. Mit der bereits aus dem Magnetotransport bestimmten Ankopplung des Backgates lässt sich die Ankopplung beider Topgates ermitteln. Dafür werden Widerstandsmessungen über den Ring gegen die Topgate-Spannung durchgeführt, während die Backgate-Spannung schrittweise geändert wird. Das Ergebnis ist in Abb. 5.9(a) für TG04 und in (b) für TG11 darge-

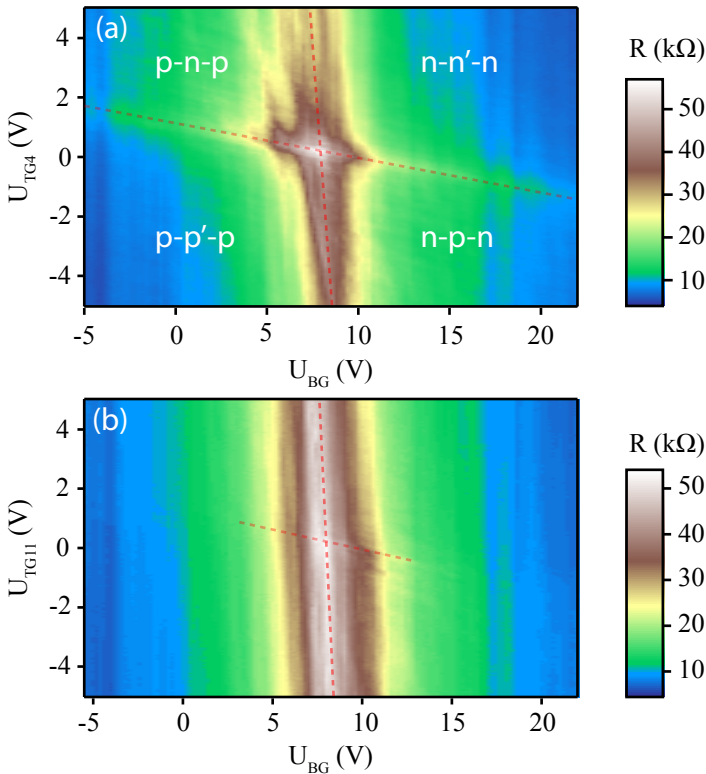


Abbildung 5.9: Ermittlung der Ankopplung der Topgates durch eine Topgate-Backgate-Widerstandsmessung für (a) TG4 und (b) TG11. Verläufe der Neutralitätspunkte sind mit durchgestrichenen Linien gekennzeichnet.

stellt. Für das TG4 lassen sich in der Farbdarstellung zwei Maxima-Verläufe erkennen. Diese Maxima entsprechen jeweils den Back- und Topgate-Neutralitätspunkten und sind mit gestrichelten Linien markiert. Sie unterteilen den Bereich in vier Regionen; zwei unipolare und zwei bipolare. Der Topgate-Neutralitätspunkt verschiebt sich um 3.8 V in dem gezeigten Backgate-Spannungsbereich. Jedoch erfährt auch der Backgate-Neutralitätspunkt eine durch die Topgate-Spannung induzierte Verschiebung. Im Vergleich zu der Verschiebung des Topgate-CNPs fällt diese mit 1.6V relativ klein aus. Die Verschiebung des Gesamtneutralitätspunktes hat dieselbe Ursache wie die Verschiebung des Topgate-Neutralitätspunktes. Das Topgate induziert zwar eine bestimmte Ladungsträgerkonzentration nur auf dem Bereich des Ringarms, ist jedoch auch in der Gesamtdotierung messbar und verschiebt den Neutralitätspunkt des Backgates. Um die Ankopplung des TG4 zu bestimmen muss die Verschiebung aller Neutralitätspunkte berücksichtigt werden. Dafür werden die Topgate-Spannungswerte am Neutralitätspunkt aus der Messung bestimmt und als Funktion der Backgate-Spannung linearisiert. Anschließend kann die Ankopplung des TG4 durch die Verhältnisse der Steigungen der beiden Kurven ermittelt werden. Für die Topgate Ankopplung ergibt sich dabei $\alpha_{TG} = 4.3 \cdot 10^{15} \text{ V}^{-1} \text{ m}^{-2}$, was bei ca. dem fünffachem der Backgate-Ankopplung liegt. Dieser Wert stimmt gut mit dem theoretisch ermittelten Wert für eine 50 nm dicke PMMA-Schicht überein, die nach Gl. 2.12 bei $4.6 \cdot 10^{15} \text{ V}^{-1} \text{ m}^{-2}$ liegt.

Die Farbdarstellung der TG11-Backgate-Messung ist in Abb. 5.9(b) dargestellt. Hier lässt sich der Gesamtneutralitätspunkt erkennen, jedoch ist der Topgate-Neutralitätspunkt wie bereits in Abb. 5.8(a) und (b) nicht ausgeprägt. Dessen Verlauf ist nur um den Gesamtneutralitätspunkt herum sichtbar, was mit einer gestrichelten Linie angedeutet ist. Obwohl der Topgate-Neutralitätspunkt nicht ausgeprägt ist, erfährt der Gesamtneutralitätspunkt trotzdem eine kleine Verschiebung von 0.8V. Ein solches Verhalten entspricht einer Änderung der Ladungsträgerkonzentration in einem kleinen Anteil des Gesamtbereichs der Probe, wie es bei Sidegates der Fall ist [117, 118]. Damit bestätigt sich die bisherige Annahme, dass das TG11 nicht den gesamten Arm des Ringes bedeckt. Aufgrund von dieser Erkenntnis werden die weiteren Untersuchungen nur mit dem TG4 ausgeführt. TG11 wird dabei auf 0V gesetzt.

5.3.2 Quanteninterferenz im Elektronen-Loch-System

Die Charakterisierung mit den Topgates erlaubt es nun den AB-Effekt in einem bipolaren System zu untersuchen. Die Messungen dazu wurden wie folgt durchgeführt: Die Backgate-Spannung wurde auf $U_{BG} = -4\text{ V}$ gesetzt und konstant gehalten. Dies induziert Löcher als Ladungsträger in der gesamten Probe. Danach wurde die Topgate-Spannung schrittweise zwischen $U_{TG} = -4\text{ V}$ und 4 V geändert, um in einem Arm des Ringes eine Änderung der Ladungsträgerkonzentration bzw. des Ladungsträgertyps zu erzeugen. Anschließend wurden Widerstandsmessungen über den Ring gegen das Magnetfeld aufgenommen und die AB-Oszillationen wie zuvor ausgewertet.

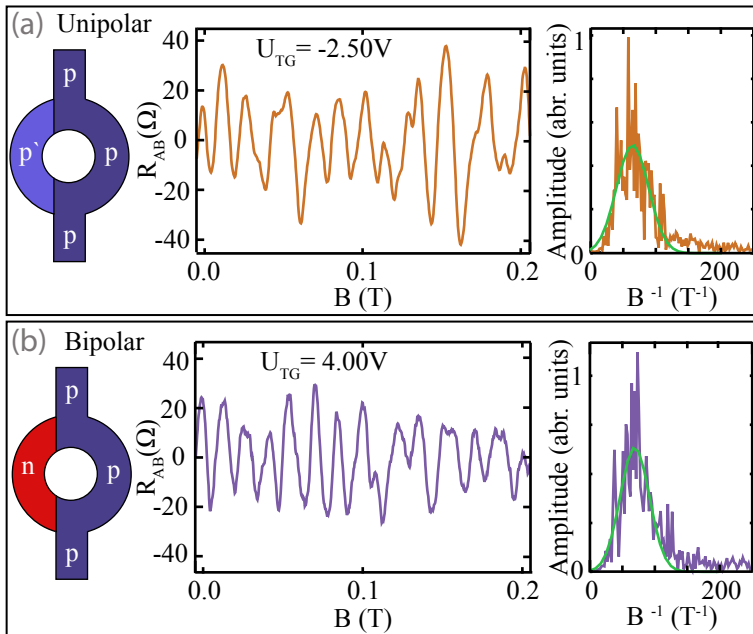


Abbildung 5.10: AB-Oszillationen in (a) einem unipolaren und (b) einem bipolaren Ring. Eine schematische Abbildung der Ladungsträgertypen innerhalb des Ringes (links), AB-Oszillationen mit abgezogenen Hintergrundwiderstand (mittig) und die Fourier-Transformierte (rechts) sind für beide Fälle dargestellt.

Abbildung 5.10 zeigt Oszillationen aus dieser Messreihe für ein unipolares (a) und ein bipolares (b) System mit einem bereits abgezogenen Hintergrundwiderstand. Global ist eine Löcherkonzentration von $p = 8.6 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ durch die Backgate-Spannung induziert. Weiterhin wurde die Konzentration der Ladungsträger in Abb. 5.10(a) in den Löcherbereich und in 5.10(b) in den Elektronenbereich durch TG4 verschoben. Die Oszillationen sind in beiden Fällen, wie zuvor, leicht moduliert. Die Periode der AB-Oszillationen bleibt unverändert und entspricht in beiden Fällen der bisher gemessenen. Die Auswertung der Fourier-Transformierten führt zum gleichen Ergebnis. Im uni- sowie im bipolaren Bereich wird ein Maximum beobachtet, das der AB-Oszillation entspricht. Der Effektivwert der AB-Amplituden ist für beide gezeigten Messungen gleich und liegt bei $\text{RMS}[R_{AB}] = 16 \pm 4 \Omega$. In beiden Fällen sind also Oszillationen zu beobachten, die als AB-Oszillationen identifiziert werden können. Als Ergebnis kann man deswegen zusammenfassen, dass der AB-Effekt in Graphen-Einzellagen nicht nur existieren kann, wenn in dem Quantenring deutlich unterschiedliche Ladungsträgerkonzentrationen vorhanden sind, sondern auch wenn sowohl Löcher als auch Elektronen präsent sind. Eine unveränderte Periode ist jedoch auch nicht im Vorhandensein eines p-n-p-Übergangs überraschend, da diese nur von der Geometrie des Ringes abhängt. Weder Form noch Größe wird bei der Induktion eines solchen Übergangs verändert, also bleibt die Periode der AB-Oszillationen gleich. Eine Abhängigkeit wäre eher in der Amplitude zu erwarten.

Um die Amplitude auszuwerten, wird der Effektivwert aus der oben beschriebenen Messreihe untersucht. Abbildung 5.11(b) stellt den RMS der AB-Oszillationen gegen die Spannung von TG4 dar. Im selben Backgate-Spannungsbereich ist der vom Topgate abhängige Feldeffekt zur Orientierung dargestellt (Abb.5.11(a)). Dieser unterteilt durch seinen Ladungsneutralitätspunkt den Bereich in eine unipolare und bipolare Region, was durch eine gestrichelte Linie verdeutlicht ist. Jeder Punkt in Abb. 5.11(b) stellt den Effektivwert aus den aufgenommenen AB-Oszillationen zu dem dazugehörigen Spannungswert dar. Diese sind an allen Stellen ausgeprägt, außer dem Neutralitätspunkt. Das überraschende Ergebnis ist, dass die Amplitude der AB-Oszillationen sowohl im unipolaren als im bipolaren Bereich gleich ist, d.h. die AB-Amplitude ist weder von der Ladungsträgerkonzentration noch vom Typ abhängig. Vor allem in Betracht des Durchschnitts des Hintergrundwiderstands, der durch den Feldeffekt repräsentiert ist, ist die konstante Amplitude bemerkenswert. Aufgrund des nicht perfekt ausge-

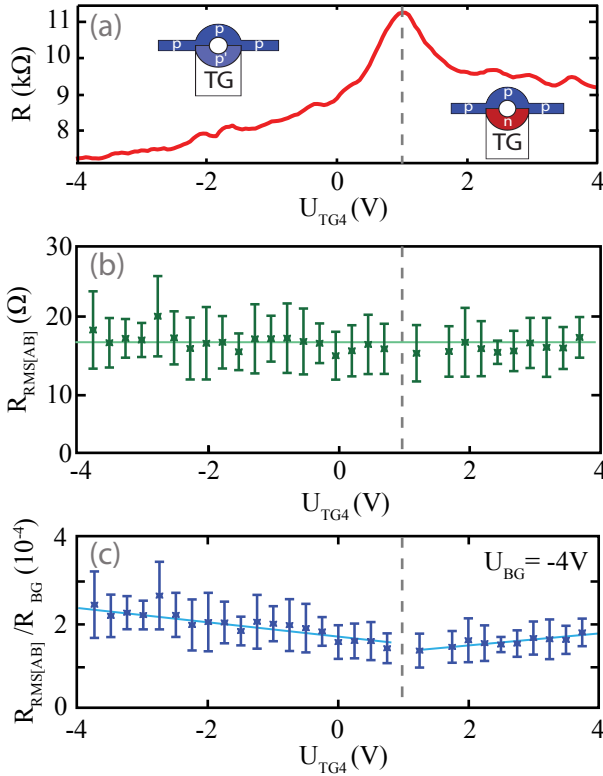


Abbildung 5.11: Analyse des Effektivwerts der AB-Amplitude im bipolaren Ring: (a) Der Topgate-abhängige Feldeffekt dargestellt gegen die Topgate-Spannung. Die gestrichelte Linie verdeutlicht die Einteilung in eine unipolare und bipolare Region. (b) Der Effektivwert der AB-Oszillationen abhängig der Topgate-Spannung. (c) Der auf den Hintergrundwiderstand normierte Effektivwert der AB-Amplitude.

prägen Klein-Tunneln erfährt der Widerstand eine Erhöhung im bipolaren Bereich. Es kommt also zur Rückstreuung an dem p-n-Übergang. Die Amplitude der AB-Oszillationen ist dagegen durchweg symmetrisch. In Präsenz eines p-n-p-Übergangs wäre ein solches Verhalten in Graphen-Einzellagen nur aufgrund vom perfektem Klein-Tunneln möglich. Eine Erklärung für dieses Verhalten ist also, dass das Klein-

Tunneln auf die phasenkohärenten Ladungsträger wirkt. Diese tunneln ungestört durch die induzierte Potentialbarriere durch, was zu dem gemessenen Resultat führt. Weiterhin wurde die relative Amplitude bzw. der Interferenzkontrast untersucht. Dafür wurde der Effektivwert auf das Mittel des Hintergrundwiderstandes normiert und ist in Abb. 5.11(c) dargestellt. Wie aus der Darstellung deutlich zu entnehmen ist, verhält sich die relative Amplitude linear und liegt in den Messungen zwischen 0.2 % und 0.3 %. Die Steigung ist in dem unipolaren Bereich höher als in dem bipolaren, was jedoch auf die Veränderung im Hintergrundwiderstand zurückzuführen ist, da die AB-Amplitude im gesamten Bereich konstant bleibt.

Ein solches Experiment wurde zuvor theoretisch untersucht [119]. Dabei wurden AB-Oszillationen und deren Amplitude in Abhängigkeit von einem Gate-Potential numerisch studiert. Es wurde festgestellt, dass der AB-Effekt in einem bipolaren System möglich ist. Weiterhin wurde für den Fall eines perfekten Klein-Tunnelns die gleiche Amplitude für die unipolare und bipolare Region ermittelt. Insgesamt lässt sich die Aussage treffen, dass das Verhalten der AB-Amplitude mit dem numerisch ermitteltem Ergebnis übereinstimmt. Weiterhin wurde dieses Experiment in einer ähnlichen Geometrie wiederholt [71]. Die hier gezeigten Ergebnisse konnten dabei reproduziert werden.

5.4 Reduktion von Dekohärenz in hohen Magnetfeldern

Der AB-Effekt ist eines der grundlegenden Phänomene, um die Quanteninterferenz zu veranschaulichen. Weiterhin ist es sensitiv auf die kleinste Änderung der Magnetfeldstärke. Der Interferenzkontrast, das Verhältnis der AB-Amplitude zu dem Hintergrundwiderstand, ist in diesem Fall von essentieller Bedeutung. In Heterostrukturen ist dieser Kontrast aufgrund der hohen Beweglichkeit und kleiner Konzentration der Ladungsträger typischerweise hoch [115]. In den bisher gezeigten Messungen liegt der Kontrast bei 1% und erreicht lediglich bis zu 5% in anderen experimentellen Arbeiten [67–72]. Weiterhin sind höhere Harmonische in Graphen schwer zu detektieren. Dies deutet auf einen starken Dekohärenzmechanismus in Graphen hin. In dem folgenden Kapitel wird eine Möglichkeit präsentiert die Dekohärenz teilweise zu unterdrücken.

5.4.1 Aharonov-Bohm-Effekt in hohen Magnetfeldern

Für die folgenden Experimente wurde die Probe 1F-330 nm verwendet. Diese wurde mit den bisher beschriebenen Methoden auf das 330 nm-Si/SiO₂-Substrat transferiert. Abbildung 5.12(a) stellt ein Bild der Probe aufgenommen mit dem Rasterkraftmikroskop dar. Die Flocke ist zu einer vier-Ring-Struktur geätzt worden, die über einen großen Bereich in der Mitte der Probe verbunden ist. Abbildung 5.12(c) zeigt eine AFM-Darstellung der bereits kontaktierten Probe. Jeder Ring ist mit jeweils drei Kontakten an einer Seite verbunden. Weiterhin ist der mittlere Bereich vierfach kontaktiert. Die Kontaktierung der Probe erlaubt einerseits die Vermessung der Ringe in einer vier-Punkt-Konfiguration und andererseits die Charakterisierung der Probe über den mittleren Bereich. Im Umfang des Experiments wurde einer der Ringe ausführlich vermessen (die restlichen Ringe wurden während der Messphase beschädigt). Dieser ist in Abb. 5.12(a) markiert und in 5.12(b) vergrößert dargestellt. Der durchschnittliche Ringradius liegt bei 290 ± 20 nm mit einer Breite von 200 ± 20 nm. Die Probe wurde in dem Entmischungs-Kryostaten bei einer Basistemperatur von $T = 100$ mK vermessen. Der benutzte Messaufbau erlaubte es, die Probe im Magnetfeld zu drehen, so dass nicht nur ein senkrechtes, son-

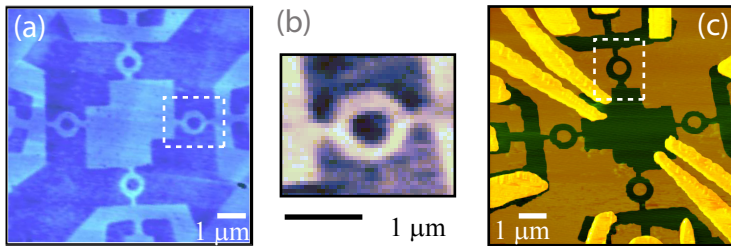


Abbildung 5.12: Beschreibung der Probe 1F-330 nm: (a) Eine AFM-Aufnahme der bereits strukturierten Probe mit vier Ringen. Der in den Messungen benutzte Ring ist markiert und in (b) vergrößert dargestellt. (c) Eine AFM-Aufnahme nach der Kontaktierung zur besseren Sichtbarkeit in Falschfarben dargestellt.

dern auch ein paralleles Magnetfeld angelegt werden konnte. Die Charakterisierung der Probe wurde wie in Abschnitt 4 durchgeführt. Die Flocke konnte als eine Graphen-Einzellage identifiziert werden (Charakterisierungsmessungen in Anhang D). Weiterhin ist es notwendig zu erwähnen, dass in Transportmessungen direkt über dem Ring weder SdH-Oszillationen noch der QHE festgestellt werden konnte (siehe auch Abb. 5.14(a)).

Die Messungen zum AB-Effekt wurden bei einer festgehaltenen Ladungsträgerkonzentration von $n = 3.7 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ über den Ring durchgeführt. Der induzierte Strom wurde auf das Signal-Rausch-Verhältnis optimiert und lag bei 5 nA. Das Magnetfeld wurde um $B = 0 \text{ T}$ verändert und der Widerstand wurde aufgenommen. Abbildung 5.13(a) zeigt eine typische Messung des AB-Effekts. Die schwache Lokalisierung ist bei $B = 0 \text{ T}$ in Form eines kleinen Maximums zu sehen. In dem restlichen Magnetfeldbereich sind Fluktuationen zu beobachten, die als UCFs identifiziert werden können. In dem gesamten Magnetfeldbereich sind weiterhin kleine periodische Oszillationen zu beobachten. Die Periode der Oszillationen liegt bei $\Delta B = 16 \pm 1.0 \text{ mT}$. Um diese als AB-Oszillationen zu identifizieren, wird der dazu gehörige Radius betrachtet. Nach Gl. 2.24 entspricht die gemessene Periode einem Radius von $287.5 \pm 7.5 \text{ nm}$ und stimmt sehr gut mit der Ring-Geometrie überein. Um eine Analyse der Oszillationen durchzuführen, wurde ein Hochpassfilter, wie in Abschnitt 5.1.3 beschrieben, eingesetzt. Die gefilterten

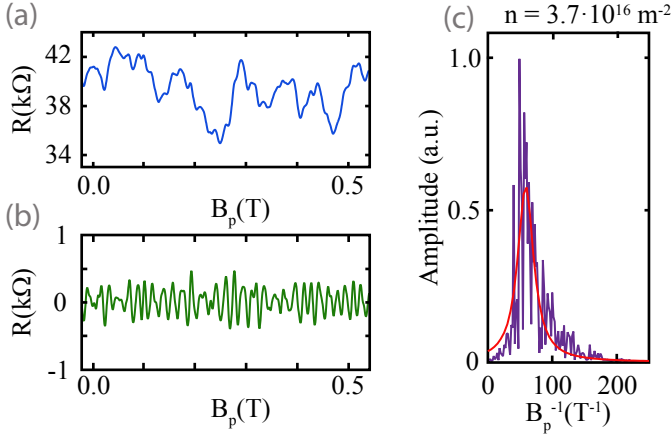


Abbildung 5.13: (a) Eine Messung des AB-Effekts bei einer konstanten Backgate-Spannung von 60 V. (b) Die mit einem Hochpass gefilterten AB-Oszillationen. (c) Das dazugehörige Fourier Spektrum (lila) mit einem Lorentz-Fit (rot) gegen die senkrechte Magnetfeldkomponente B_p .

Oszillationen sind in Abb. 5.13(b) dargestellt. Der Interferenzkontrast ist im Vergleich zu den AB-Messung von der Probe 3A-285 nm leicht erhöht und liegt bei 1.5%. Die Ursache des kleinen Interferenzkontrastes kann mit der hohen Ladungsträgerkonzentration bzw. der daraus folgenden hohen Anzahl von Leitfähigkeitsmoden erklärt werden, ist jedoch mit anderen experimentellen Arbeiten vergleichbar [67–69]. Das Fourier-Spektrum der AB-Oszillationen ist in Abb. 5.13(c) mit einem dazugehörigen Lorentz-Fit dargestellt. Ein Maximum ist bei 60 T^{-1} zu sehen, was den gemessenen AB-Oszillationen entspricht. Weitere Maxima, die zu höheren Harmonischen beitragen würden, können hier nicht festgestellt werden. Um die Phasenkohärenzlänge abzuschätzen, wird wie in Abschnitt 4.2 die Diffusionskonstante bestimmt. Diese liegt in diesem Ring bei $D \approx 0.01 \text{ m}^2/\text{s}$. Um die Dekohärenzzeit genauer abzuschätzen, wird der Ansatz aus [113] verwendet. Dadurch kann die Dekohärenzzeit abgeschätzt und die Phasenkohärenzlänge nach Gl. 5.2 berechnet werden und liegt bei $\tau_\varphi \approx 0.26 \text{ ns}$ bzw. $l_\varphi \approx 1.6 \mu\text{m}$. Die Abschätzung von l_φ vervollständigt die bisherigen Messergebnisse. Die Phasenkohärenzlänge ist vergleichbar mit dem durchschnittlichen Ringumfang, der bei $l_C = 1.8 \mu\text{m}$ liegt, ist jedoch deutlich kleiner als vielfa-

che davon. Dies wird auch in den gezeigten Messungen beobachtet: Die AB-Oszillationen sind deutlich ausgeprägt, weitere Harmonische werden jedoch nicht registriert.

Die kleine Phasenkohärenzlänge und der unterdrückte Interferenzkontrast sprechen jedoch für einen starken Dekohärenzmechanismus. Um eine weitere Analyse zu betreiben, wird der AB-Effekt bei hohen Magnetfeldern betrachtet. Abbildung 5.14(a) zeigt eine Widerstandsmessung gegen das gesamte Magnetfeld bei einem Verkipfungswinkel von $\Theta = 25^\circ$, d.h. dass nun das Gesamtmagnetfeld B_{tot} in eine parallele B_{ip} und senkrechte B_p Komponente aufgeteilt werden kann. Die einzelnen Komponenten lassen sich durch $B_{ip} = B_{tot} \cdot \sin(\Theta)$ und $B_p = B_{tot} \cdot \cos(\Theta)$ bestimmen. Der Messbereich im Bezug auf das Magnetfeld wurde deutlich erhöht, wobei die Messauflösung konstant gehalten wurde, um Änderungen des AB-Effekts registrieren zu können. Die Ladungsträgerkonzentration wurde auf $n = 2.1 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ festgesetzt. Wie in Abb. 5.14(a) zu sehen ist, bilden sich weder SdH-Oszillationen noch QH-Plateaus aus. Die AB-Oszillationen sind jedoch in dem dargestellten Bereich existent, auch für sehr hohe Magnetfelder. Wie bereits in Abschnitt 4.2 gezeigt, wirkt sich die Kantenunordnung stark negativ auf den elektrischen Transport aus. Es ist also möglich, dass auch die Quantenstreuzeiten davon beeinflusst werden. Auch die Beobachtung der AB-Oszillationen, die in Abb. 5.14(b)-(d) gefiltert dargestellt sind, passt mit der Abwesenheit der Landau-Level überein, da der AB-Effekt bei klar definierten, gebundenen Pfaden unterdrückt wird.

Um die Entwicklung der Oszillationen analysieren zu können, werden einzelne Abschnitte der in Abb. 5.14(a) gezeigten Messung betrachtet. Die Größe dieser Bereiche wurde so bestimmt, dass diese klein genug sind, um die Entwicklung im Magnetfeld beobachten, als auch groß genug, um neu dazu gekommene Veränderungen registriert zu können. Drei solcher Abschnitte sind in der Abb. 5.14(a) für ein durchschnittliches Gesamtmagnetfeld von $B_{tot} = 3.5 \text{ T}$, $B_{tot} = 7.7 \text{ T}$ und $B_{tot} = 11.8 \text{ T}$ farblich gekennzeichnet. Abbildung 5.14(e)-(g) zeigt gleich normierte Fourier-Transformationen für diese Bereiche. Eine Entwicklung im Fourier-Spektrum ist deutlich zu erkennen. Neben dem Hauptmaximum, der zu den bisher gemessenen AB-Oszillationen gehört, wird bei $B_{tot} = 3.5 \text{ T}$ (Abb. 5.14(e)) eine Schulter bei höheren Frequenzen registriert. Geht man nun zu höheren Magnetfeldern (Abb. 5.14(f), $B_{tot} = 7.7 \text{ T}$), so bildet sich diese Schulter zu einem vollen Maxi-

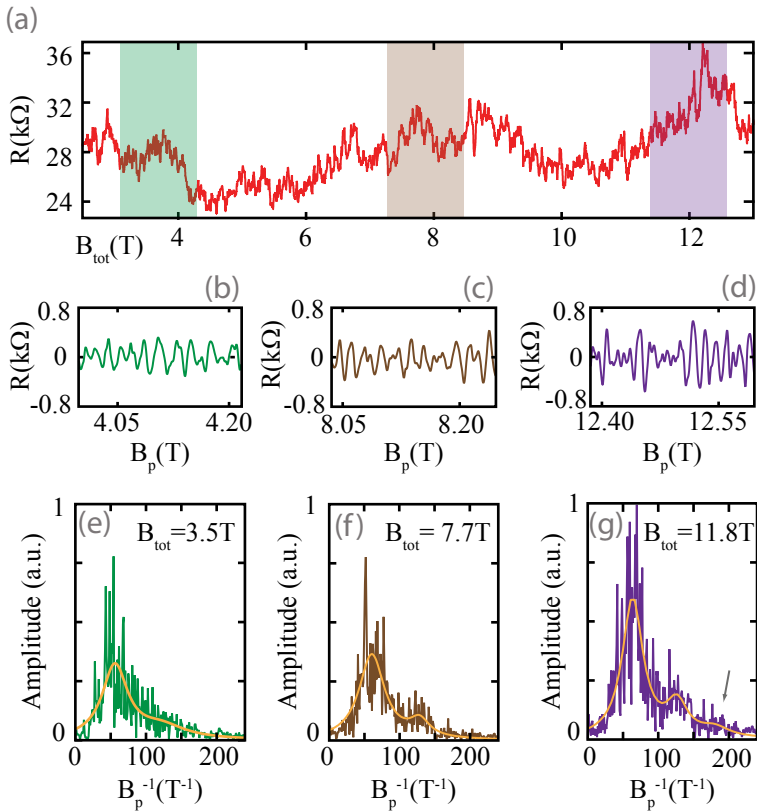


Abbildung 5.14: AB-Messungen im hohen Magnetfeld bei einem Verkipfungswinkel von $\Theta = 25^\circ$: (a) Widerstandsmessungen über den Ring im hohen Magnetfeld mit drei markierten Regionen um $B_{tot} = 3.5$ T (grün), $B_{tot} = 7.7$ T (braun) und $B_{tot} = 11.8$ T (lila). (b)-(d) AB-Oszillationen aus den markierten Bereichen, farblich gleich dargestellt. (e) bis (g) Fourier-Spektren zu den markierten Bereichen mit jeweils einem zweifachen Lorentz-Fit.

mum aus. Um die Position des zweiten Peak zu bestimmen, wurde das Fourier-Spektrum mit einer zweifachen Lorentz-Funktion angepasst. Die Position des zweiten Maximums liegt bei $B^{-1} = 115 \pm 10 \text{ T}^{-1}$. Die dazugehörige Periode liegt bei $8.75 \pm 0.75 \text{ mT}$. Betrachtet man die Fourier-Transformation für den letzten Ausschnitt (Abb. 5.14(g), $B_{tot} = 11.8 \text{ T}$), so bildet sich das zweite Maximum weiter aus, wobei die Position unverändert bleibt. Zusätzlich kommt es auch zu einer Erhöhung des Hauptmaximums. Diese Entwicklung ist gleichbedeutend mit der Steigerung der AB-Amplitude, was auch in Abb. 5.14(d) beobachtet wird. Abschließend kommt es neben dem zweiten Maximum zu einer Ausbildung einer weiteren Schulter (in Abb. 5.14(g) mit Pfeil markiert) bei höheren Frequenzen. Diese wurde mit einem weiteren Lorentz-Fit analysiert und entspricht einer Oszillationsperiode von $\Delta B = 5.5 \pm 1 \text{ mT}$. Das Hauptmaxima resultiert aus den bisher beobachteten AB-Oszillationen. Aus der Ringgeometrie lässt sich die erwartete AB-Periode berechnen und liegt bei $\Delta B = 15.85 \pm 2 \text{ mT}$. Dementsprechend liegen die erwarteten Perioden der ersten beiden Harmonischen bei $\Delta B = 7.9 \pm 1 \text{ mT}$ und $B = 5.33 \pm 0.75 \text{ mT}$. Die gemessenen AB-Perioden liegen bei $16 \pm 1 \text{ mT}$, $8 \pm 0.75 \text{ mT}$ und $5.5 \pm 1 \text{ mT}$. Durch diese Gegenüberstellung kann das Hauptmaximum als der AB-Effekt und die beiden neuen Features als die erste und zweite höhere Harmonische identifiziert werden und stimmen sehr gut mit den erwarteten Werten überein.

Aufgrund der Existenz von höheren Harmonischen im hohen Magnetfeld, kann die Entwicklung der Phasenkohärenzlänge abgeschätzt werden. Die erste Harmonische ist bei $B_{tot} = 11.8 \text{ T}$ deutlich ausgebildet und die zweite ist in Form einer Schulter vorhanden. Also kann man annehmen, dass die Phasenkohärenzlänge zwischen zwei und drei mal des Ringumfangs liegt, also gilt: $2l_C < l_\varphi < 3l_C$. Auf die gleiche Art kann l_φ für die anderen beiden Fälle bestimmt werden und liegt für $B_{tot} = 7.7 \text{ T}$ im Bereich von zwei mal des Ringumfangs ($l_\varphi \approx 2l_C$) und für $B_{tot} = 3.5 \text{ T}$ zwischen eins und zwei mal des Ringumfangs ($l_C < l_\varphi < 2l_C$). Es kommt also zu einer stetigen Erhöhung der Phasenkohärenzlänge mit ansteigendem Gesamtmagnetfeld. Bei bestimmten Magnetfeldern wird l_φ ausreichend groß relativ zu N mal des Ringumfangs und es bilden sich höhere Harmonische aus. Weiterhin werden diese zusammen mit den original AB-Oszillationen stärker bzw. vollständig ausgeprägt, was zu der hier präsentierten Beobachtung führt. Der Grund für die Zunahme der Phasenkohärenzlänge liegt in der Interaktion der Ladungsträger mit Adsorbaten/Defekten. Aufgrund der Dotierung der

Probe ist es anzunehmen, dass eine gleich verteilte Konzentration von Dotieratomen auf der Probe und im Substrat existiert. Weiterhin wurde in Abschnitt 4.2 gezeigt, dass an der Kante der Probe sich weitere Dotieratome bzw. Ladungsträger-Fallen befinden, die den elektrischen Transport limitieren. Mit beiden Arten von Defekten kann es zur Spin-Wechselwirkung mit den Ladungsträgern kommen [120, 121]. Solche Streueffekte verursachen einen Spin-Flip der Ladungsträger und stellen effektiv einen starken Dekohärenzmechanismus dar. Die Folge davon ist die Reduktion der Phasenkohärenzlänge. Das Anlegen eines hohen Magnetfeldes führt zu einer Spinpolarisierung und hebt diesen Mechanismus auf. Nimmt man nun den Spin-Zustand der Defekte bei $B_{tot} = 11.8 \text{ T}$ als komplett polarisiert und bei $B_{tot} = 0 \text{ T}$ als nicht polarisiert an, so kann man aufgrund der Ausprägung von höheren Harmonischen die Änderung der Streurrate $\Delta\tau_\varphi^{-1}$ abschätzen. In dem Fall der nicht polarisierten Defekte bei $B_{tot} = 0 \text{ T}$ wurde die Dekohärenzzeit und -länge bereits zu $\tau_\varphi \approx 0.26 \text{ ns}$ bzw. $l_\varphi \approx 1.6 \mu\text{m}$ abgeschätzt. Die dazugehörige Streurrate liegt bei $\tau_\varphi^{-1} = 3.9 \text{ ns}^{-1}$. Im komplett polarisiertem Fall bei $B_{tot} = 11.8 \text{ T}$ liegt die Phasenkohärenzlänge zwischen zwei und drei mal des Ringumfangs ($2l_C < l_\varphi < 3l_C$), d.h. bei $l_\varphi = 4.5 \pm 0.9 \mu\text{m}$. Die dazugehörige Dekohärenzzeit bzw. -rate können aus Gl. 5.2 ermittelt werden und liegen bei $\tau_\varphi = 2.1 \pm 0.8 \text{ ns}$ bzw. $\tau_\varphi^{-1} = 0.56 \pm 0.22 \text{ ns}^{-1}$. Wie bereits festgestellt, kommt es durch die Spinpolarisierung zu einer Änderung der betrachteten Parameter, die bei $\Delta l_\varphi = 2.9 \pm 0.9 \mu\text{m}$, $\Delta\tau_\varphi = 1.84 \pm 0.2 \text{ ns}$ und $\Delta\tau_\varphi^{-1} = 3.34 \pm 0.22 \text{ ns}^{-1}$ liegt. $\Delta\tau_\varphi^{-1}$ stellt die Veränderung der Rate aufgrund von Streuungen an Spin-Defekten dar. In [122] wurde die Änderung der Phasenkohärenzlänge und der dazugehörigen Streurrate anhand von Leitfähigkeitsfluktuationen untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass die Phasenkohärenzlänge im hohen Magnetfeld steigt. Änderungen der Dekohärenzrate wurden experimentell ermittelt. Weiterhin wurde die magnetische Streurrate (τ_{mag}^{-1}) an Spin-1/2-Defekten numerisch berechnet. Die Ergebnisse liegen bei $\Delta\tau_{\varphi,ref}^{-1} = 4.7 \pm 0.5 \text{ ns}^{-1}$ (experimentell) und $\tau_{mag}^{-1} = 5 \text{ ns}^{-1}$ (numerisch) und sind vergleichbar mit den hier vorgestellten Abschätzungen. Obwohl in [122] eine andere Geometrie verwendet wurde, stimmen die Ergebnisse, sowohl von der generellen Entwicklung der Phasenkohärenzlänge als auch von der Änderung der Rate gut mit den hier vorgestellten überein und bestätigen damit die Annahme der Spinpolarisierung.

5.4.2 Aharonov-Bohm-Oszillationen in Präsenz eines parallelen Magnetfeldes

Bisher wurde das Gesamtmagnetfeld B_{tot} betrachtet. Jedoch ist es nicht ausgeschlossen, dass nur das parallele Magnetfeld eine Wirkung auf die Kohärenz ausübt. Um dies zu überprüfen, wurden Messungen für verschiedenen Kippwinkel unternommen. Die Analyse der Messungen wurde, wie in Abschnitt 5.4.1 beschrieben, durchgeführt. Um einen Vergleich zwischen verschiedenen parallelen Magnetfeldstärken anzustellen, wurde immer ein Messabschnitt betrachtet bei dem das Gesamtmagnetfeld B_{tot} gleich groß ist. In Abbildung 5.15 sind die Er-

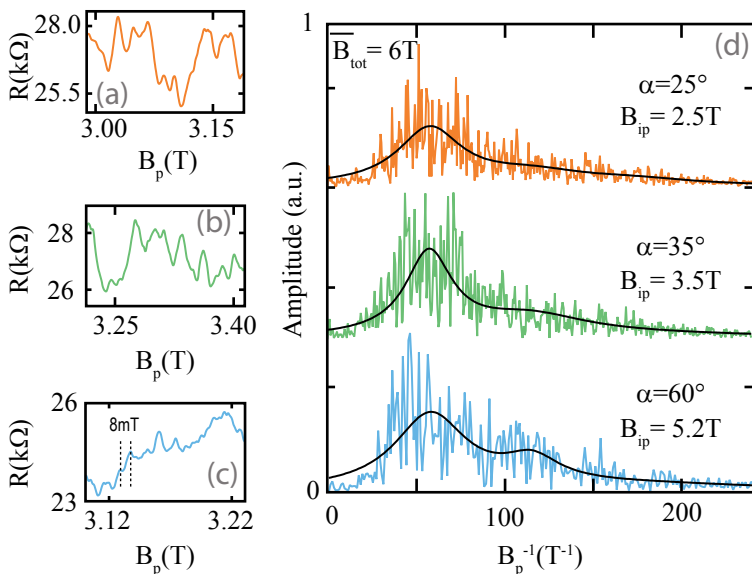


Abbildung 5.15: AB-Oszillationen in Präsenz eines parallelen Magnetfeldes: (a) bis (c) Ausschnitte aus den AB-Messungen bei verschiedenen Winkeln (25° (orange), 35° (grün) und 60° (blau)), dargestellt gegen die senkrechte Magnetfeldkomponente B_p . (d) Die dazugehörigen Fourier-Transformationen mit Lorentz-Fits in gleicher Farbdarstellung. Für bessere Erkennbarkeit wurden die Kurven gegeneinander verschoben.

gebnisse für $B_{tot} = 6$ T zusammengefasst. Abbildung 5.15(a) bis (c) zeigt dazugehörige Messausschnitte für die Kippwinkel $\Theta = 25^\circ$, 35° und 60° . AB-Oszillationen sind in jeder Messung deutlich zu erkennen. Zusätzlich zu den original AB-Oszillationen ist bei dem Kippwinkel von $\Theta = 60^\circ$, also einem hohen parallelen Magnetfeld, eine weitere Oszillation mit einer Periode von $\Delta B = 8$ mT deutlich erkennbar. Abbildung 5.15(d) zeigt die dazugehörigen Fourier-Transformationen. Mit einem zunehmenden parallelen Magnetfeld B_{ip} ist eine Entwicklung in den Spektren zu beobachten. Genau wie beim Gesamtmagnetfeld entwickelt sich zunächst eine Schulter im höheren Frequenzbereich, die bei hohen B_{ip} in ein voll entwickeltes Maximum übergeht. Die Position des sekundären Maximums ist im Vergleich zu der Analyse in Abschnitt 5.4.1 unverändert und entspricht der ersten Harmonischen. Dies ist auch auf eine Steigerung der Phasenkohärenzlänge zurückzuführen. Jedoch ist hierbei nur die parallele Komponente für die positive Abänderung von l_φ verantwortlich. Eine solche Abhängigkeit weist auf eine anisotrope Spin-Streuung in dem System hin. Eine solche richtungsabhängige Spin-Streuung ist in Graphen möglich und wurde in [123] theoretisch untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass es zur Änderung der Spin-Lebenszeit abhängig des Winkels zwischen Graphen-Gitter-Ausrichtung und Ladungsträgerimpuls kommen kann. Weiterhin lag der Unterschied zwischen der minimalen und maximalen Streuzeit bei mindestens einem Faktor von 2. Es ist also möglich, dass durch Anlegen eines parallelen Magnetfeldes es zu einer Änderung des oben genannten Winkels und der damit verbundenen Spin-Streuzeiten kommt. Dadurch kommt es zu einer Erhöhung der Phasenkohärenzlänge und führt zu dem beobachteten Ergebnis. Weiterhin kann man der Messungen entnehmen, dass es zu einer Erhöhung der Phasenkohärenzlänge kommt, jedoch nicht im gleichen Umfang wie durch die Spinpolarisierung durch das Gesamtmagnetfeld. Die parallelen Komponenten in Abb. 5.15(d) sind vergleichbar mit den in Abb. 5.14(e)-(g). Wird jedoch nur B_{ip} verändert, so entwickelt sich die erste Harmonische langsamer, während es nicht zu einer Ausbildung der zweiten kommt.

5.5 Aharonov-Bohm-Effekt in Graphen-Doppellagen

In den vorhergegangenen Abschnitten wurde der AB-Effekt ausführlich für Graphen-Einzellagen untersucht. Es wurde sowohl das Verhalten von AB-Oszillationen im hohen Magnetfeld, als auch Quanteninterferenz in einem bipolaren System vorgestellt. Weiterhin kann diese durchgeführte Studie an Ringsystemen mit bisherigen Arbeiten verglichen werden [67–69]. Studien über den AB-Effekt in Graphen-Doppellagen sind bisher nicht durchgeführt worden. Dieses Material ist vergleichbar mit Einzellagen, was die elektrischen Eigenschaften angeht, Unterschiede treten jedoch vor allem in der Dispersionsrelation auf. In dem folgenden Abschnitt werden AB-Messungen in Graphen-Doppellagen vorgestellt.

5.5.1 Probe 14E-330 nm

Für die folgenden Messungen wurde die Probe 14E-330 nm verwendet. Eine AFM-Darstellung ist in Abb. 5.16(a) gezeigt. Die Probe wurde auf ein 330 nm-Substrat platziert. Sie besteht aus drei Ringen die über Kontaktflächen miteinander verbunden sind. In diesem Abschnitt gezeigte Messungen wurden am mittleren Ring durchgeführt. Dieser ist in Abb. 5.16(b) vergrößert dargestellt. Die Ring ist durch einen kleinen Versatz der beiden Arme zueinander asymmetrisch. Um die Fläche des Ringes abzuschätzen, wurde die Geometrie mit Ellipsen angenähert, wie in Abb. 5.16(b) verzeichnet. Die Fläche der äußeren und

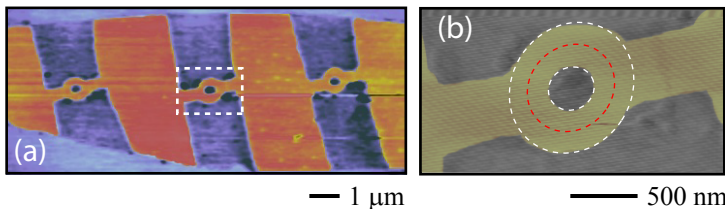


Abbildung 5.16: (a) AFM-Darstellung der Probe 14E-330 nm. (b) Vergrößerung des mittleren Ringes. Für die Bestimmung der Fläche wurde der Ring mit Ellipsen angenähert.

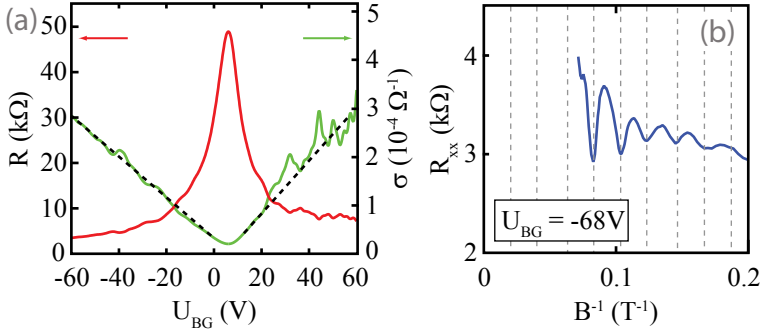


Abbildung 5.17: Charakterisierung der Probe 14E-330 nm: (a) Feldeffekt-Messungen bei $B = 0$ T und $T = 100$ mK. (b) Shubnikov-de Haas-Oszillationen bei einer konstanten Backgate-Spannung von 68.8 V

der inneren Ellipse beträgt $F = 0.69 \mu\text{m}^2$ (Radien: 500 nm/440 nm) bzw. $F = 0.08 \mu\text{m}^2$ (Radien: 165 nm/150 nm). Der durchschnittliche Weg der Ladungsträger ist in Abb. 5.16(b) mit einer roten Ellipse mit Radien 330 nm/315 nm angegeben und umschließt eine Fläche von $F = 0.31 \mu\text{m}^2$. Der Umfang der Ellipse liegt bei $l_C = 1.98 \mu\text{m}$. Weiterhin befindet sich ein Topgate über dem oberen Arm des Ringes. Als Isolator wurde eine PMMA-Schicht mit einer Höhe von 50 nm verwendet. Die Probe wurde in dem Entmischungs-Kryostaten bei einer Basis-Temperatur von 100 mK in einer vier-Punkt-Konfiguration mit einem AC-Strom von 5 nA bei 17.777 Hz vermessen.

Die Charakterisierungsmessungen der Probe wurden genauso wie in Abschnitt 4 durchgeführt und sind in Abb. 5.17 dargestellt. Abbildung 5.17(a) zeigt den Widerstandsverlauf gegen die Backgate-Spannung. Der Neutralitätspunkt der Feldeffekt-Messung liegt bei $U_{BG} = 5.8$ V und hat einen Widerstand von $R_{CNP} = 51.5$ kΩ. Die Leitfähigkeit zeigt eine lineare Spannungsabhängigkeit, was mit gestrichelten Linien verdeutlicht ist. Abbildung 5.17(b) zeigt Magnetotransport-Messung bei konstanter Backgate-Spannung. Shubnikov-de Haas-Oszillationen sind deutlich erkennbar und die Berry-Phase liegt bei 2π . Dadurch ist die Probe als eine Graphen-Doppellage charakterisiert. Die Beweglichkeit der Probe kann aus den Feldeffekt-Messungen ermittelt werden und liegt bei $\mu = 2000$ cm²/Vs für Löcher und bei 1700 cm²/Vs für Elektronen.

5.5.2 AB-Messungen in Graphen-Doppellagen

Aharonov-Bohm-Messungen wurden nach dem gleichen Prinzip wie bei den Messungen zu Graphen-Einzellagen durchgeführt. Abbildung 5.18(a) zeigt einige solcher Messungen bei festgehaltener Backgate-Spannung um $U_{BG} = -15$ V. Ein Maximum bei $B = 0$ T ist zu erkennen und kann als schwache Lokalisierung identifiziert werden. Weiterhin sind kleine Oszillationen stellenweise erkennbar. Die beobachteten Oszillationen sind relativ klein und werden von den Widerstandsfluktuationen überschattet. Betrachtet man die Fluktuationen in Abb. 5.18(a), so variieren sie stark relativ zu der kleinen Veränderung der Backgate-Spannung. Bei der Auswertung des AB-Effekts sind diese störend, da es bei einer solchen Fluktuation des Hintergrundwiderstandes schwer wird, einzelne AB-Perioden bzw. Peaks in der Fourier-Transformation zu registrieren: d.h. es ist nicht ausgeschlossen, dass die UCFs zum gleichen Frequenzbereich wie der AB-Effekt beitragen können.

Um nun festzustellen, ob und in welchem Ausmaße es zu dem AB-Effekt in diesem System kommt, werden Messungen bei verschiedenen Backgate-Spannungen aufgenommen, wobei diese nur in sehr kleinen Schritten geändert wird ($\Delta U_{BG} = 0.01$ V, ein Ausschnitt aus der Messreihe ist in Abb. 5.18 dargestellt). Anschließend wird über die aufgenommenen Messungen gemittelt. Bei diesem Verfahren geht man davon aus, dass der Hintergrundwiderstand, hier die Widerstandsfluktuationen, sich schnell mit dem variierenden Parameter ändern. Weiterhin kann man davon ausgehen, dass der AB-Effekt in diesem relativ kleinen Bereich keine Abhängigkeit von der Backgate-Spannung aufweist, da weder weitere Moden dazukommen, noch die Kohärenz zerstört wird. Obwohl die Potentiallandschaft sich ändert, sollte der Beitrag des AB-Effekts also konstant bleiben. Mittelt man nun über alle Messungen aus dem Spannungsbereich, so werden nach diesem Ansatz die Widerstandsfluktuationen zum Teil weggemittelt, während der Beitrag des AB-Effekts durch Addition gesteigert wird. Das Mittel aller Messungen ist in 5.18(b) dargestellt. Die Widerstandsfluktuationen fallen kleiner aus als ohne Mittlung, was zu einer verbesserten Sichtbarkeit der Oszillationen führt. Allerdings liegt der Interferenzkontrast bei maximal 0.3% und fällt im Vergleich zu den bisher in Einzellagen gezeigten AB-Effekt-Messungen (Abschnitt 5.1.3 und 5.4.1) deutlich geringer aus. Die durchschnittliche Periode der Oszillationen liegt in dem in Abb. 5.17(b) gezeigten Bereich bei $\Delta B = 12.6 \pm 1$ mT. Um nun die Periode

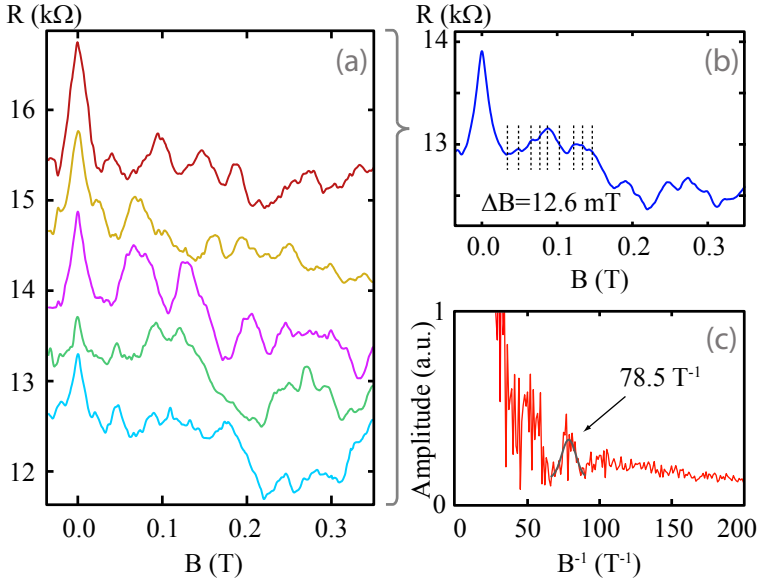


Abbildung 5.18: AB-Messungen in der Graphen-Doppellage: (a) Widerstandsmessungen gegen ein Magnetfeld senkrecht zur Probe bei verschiedenen Backgate-Spannungen: -15 V (braun), -14.9 V (gelb), -14.8 V (pink), -14.7 V (grün) und -14.6 V (blau). Zur besseren Sichtbarkeit wurden die Kurven gegeneinander verschoben. (b) Die daraus gemittelten Widerstandswerte aufgetragen gegen Magnetfeld. (c) Die Fourier-Transformation der gemittelten Messung.

genauer zu bestimmen, wird die Fourier-Transformation für den gesamten Messbereich betrachtet. Da zu erwarten ist, dass die Oszillationen einen sehr kleinen Anteil der Gesamtmessung ausmachen, wird, um eine Fehlanalyse zu vermeiden, kein weiterer Filter angewandt. Abbildung 5.18(c) zeigt das Fourier-Spektrum der gemittelten Messung. Neben hohen Fluktuationsbeiträgen bei kleinen Frequenzen, kann ein deutliches Maximum ausgemacht und mit einer Gauß-Funktion angepasst werden. Der Fit ist in Abb. 5.18(c) dargestellt und die Peak-Position liegt bei $B^{-1} = 78.5\text{ T}^{-1}$, was einer Periode von 12.7 mT entspricht. Nach Gl. 2.24 liegt die dazu gehörige Fläche bei $F = 0.33\text{ }\mu\text{m}^2$ und stimmt sehr gut mit der durch Ellipsen abgeschätzten Fläche des Ringes

überein. Die Oszillationen können also auf den AB-Effekt zurückgeführt werden. Die Ursache für den geringen Interferenzkontrast und der Instabilität des Effekts in Doppellagen scheint zunächst ungeklärt. Eine Ursache kann die geometrische Asymmetrie sein. In früheren experimentellen Arbeiten an Heterostrukturen wurde gezeigt, dass Unterschiede zwischen den beiden Armen zu einer Unterdrückung des AB-Effekts führen [124, 125]. Allerdings sind solche Asymmetrien in Graphen-Ringen nicht unüblich. Sowohl die in dieser Arbeit gezeigten Ringe als auch bisherige experimentelle Arbeiten weisen kleine Unterschiede zwischen den beiden Armen der Ringe auf [67–69].

5.5.3 Aharonov-Bohm-Effekt am Neutralitätspunkt

Um nun eine weitere Untersuchung des AB-Effekts durchzuführen, wurden Messungen für verschiedene Backgate-Spannungen aufgenommen. Die Auswertungen gingen auf die gleiche Art und Weise vorstatten, wie in Abschnitt 5.5.2 beschrieben. Während im hohen Spannungsbereich keine Unterschiede zu den bisherigen Ergebnissen beobachtet wurden, zeigt der Bereich des Neutralitätspunkt deutliche Abweichungen. Abbildung 5.19(a) stellt die AB-Messung am Neutralitätspunkt dar. Im Vergleich zu den bisher gezeigten Messungen bei hoher Backgate-Spannung, fällt diese Messung vor allem durch die Abwesenheit jeglicher hochfrequenter Oszillationen auf. Weiterhin fallen die Widerstandsfluktuationen im Vergleich zum Gesamtwiderstand kleiner aus, während das Maximum der schwachen Lokalisierung deutlich breiter als in den bisherigen Messungen ist. Abbildung 5.19(b) zeigt das Fourier-Spektrum der Neutralitätspunkt-Messung. In der Darstellung ist zwar ein Maximum bei $B^{-1} = 25 \text{ T}^{-1}$ zu sehen, jedoch lässt sich einfach durch die Betrachtung der dazugehörigen Periode feststellen, dass es sich dabei um einen Widerstandsfluktuationsanteil mit $\Delta B = 40 \text{ mT}$ handelt. Im erwarteten Bereich um $\Delta B^{-1} = 75 \text{ T}^{-1}$ (im Bild mit gelb markiert) lassen sich im Spektrum keine Besonderheiten erkennen. Wohlgermerkt repräsentiert die Fourier-Transformation in Abb. 5.19(b) eine Reihe von sehr vielen Messungen, in denen der AB-Effekt aufgrund von dieser Feststellung nicht zustande kommt. Es ist überraschend, dass keine Anzeichen von AB-Oszillationen am Neutralitätspunkt registriert wurden. In bisherigen experimentellen Studien gibt es keine eindeutige Aussagen zu der Abhängigkeit des AB-Effekts von der Ladungsträgerkonzentration in Graphen-Einzellagen. In Ref. [67] wird ein

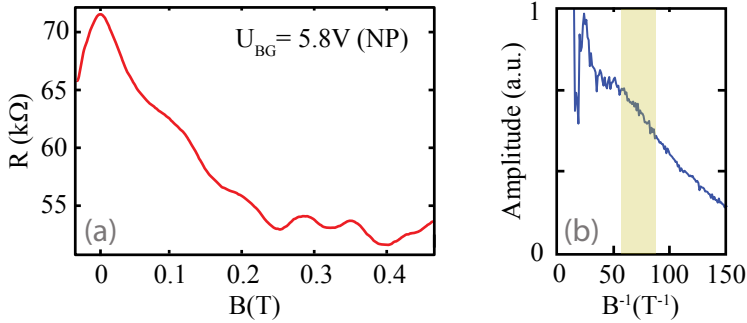


Abbildung 5.19: AB-Effekt-Messungen am Neutralitätspunkt: (a) Widerstandsmessung gegen das Magnetfeld senkrecht zur Probe am Ladungsneutralitätspunkt ($U_{BG} = 5.8V$). (b) Die dazugehörige Fourier-Transformation.

Anstieg der AB-Amplitude mit erhöhter Ladungsträgerkonzentration berichtet, während das genaue Gegenteil in [71] festgestellt wurde. Allerdings wurde in beiden Arbeiten der AB-Effekt am Neutralitätspunkt und in dessen unmittelbaren Umgebung registriert. Weiterhin wurden in Abschnitt 5.3.2 AB-Oszillationen abhängig der Topgate-Spannung vermessen. Zwar waren Oszillationen direkt am Neutralitätspunkt nicht deutlich ausgeprägt, wurden jedoch nicht ausgeschlossen. In der direkten Umgebung des CNP wurde der AB-Effekt vermessen.

Weitere Messergebnisse des AB-Effekts in Abhängigkeit der Backgate-Spannung sind in Abb. 5.20 durch Fourier-Spektren zusammengefasst. In der Nähe des Neutralitätspunktes (Abb. 5.20(a) und (c)) werden ebenso keine AB-Oszillationen beobachtet. Es sind zwar wie beim Neutralitätspunkt Maxima bzw. Schulter ähnliche Features für kleinere Frequenzen erkennbar, jedoch nicht im Frequenzbereich des AB-Effekts (mit gelb markiert). Bei höheren Backgate-Spannungen kommt es zu AB-Oszillationen. Abbildung 5.20(d) und (e) zeigt die Fourier-Spektren der AB-Messungen für jeweils Löcher und Elektronen. In beiden Fällen sind AB-Oszillationen vorhanden, was sich in dem erwarteten Frequenzbereich durch ein Maximum äußert. Damit folgt die Entwicklung der AB-Oszillationen einer Gesetzmäßigkeit. Zur besseren Übersicht ist in Abb. 5.20 die Feldeffekt-Messung bei $B = 0T$ dargestellt und nach Gl. 2.13 angepasst. Dadurch wird der Backgate-Spannungsbereich in drei Abschnitte aufgeteilt und ist farblich kodiert. Die blau kodierten



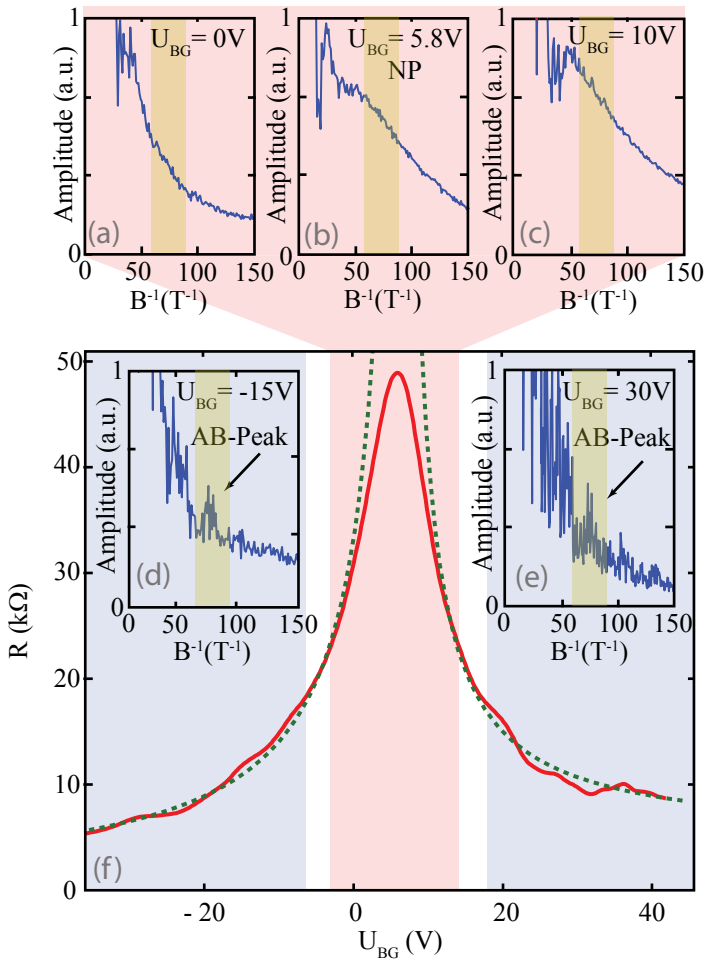


Abbildung 5.20: AB-Effekt in Abhängigkeit der Backgate-Spannung: (a) bis (c) Fourier-Spektren für Bereich um den Neutralitätspunkt. (d) und (e) Fourier-Spektren des AB-Effekts für Löcher und Elektronen. (f) Die Feldeffekt-Messung über den Ring. Die zu den Fourier-Spektren gehörigen Bereiche sind farblich für den bipolaren (rot) und unipolaren (blau) Ladungsträgertyp markiert.

Abschnitte stellen die von den Elektronen bzw. Löcher dominierten unipolaren Bereiche dar, während der rote Bereich die Umgebung um den Neutralitätspunkt kennzeichnet. In diesem Abschnitt kommt es, wie in 2.2.1 beschrieben, zu einer Abweichung von dem linearem Verhalten der Leitfähigkeit, da es aufgrund von Potentialfluktuationen zur Bildung von Elektronen-Loch-Inseln kommt. Somit enthält diese Umgebung beide Ladungsträgertypen mit einer minimalen Konzentration. Es wird deutlich, dass der AB-Effekt genau dann entwickelt ist, wenn der elektrische Transport von genau einer Ladungsträgerart dominiert wird, wie es für $U_{BG} = -15\text{ V}$ durch Löcher und $U_{BG} = 30\text{ V}$ durch Elektronen der Fall ist. Ist dieses jedoch nicht mehr erfüllt, wie in der Umgebung des Ladungsneutralitätspunktes, so bricht der AB-Effekt zusammen und ist nicht mehr detektierbar. Es wird vermutet, dass die Phasenkohärenzlänge, die für den kohärenten Transport kennzeichnende Größe, sich drastisch mit dem Übergang vom Neutralitätspunkt zum unipolaren Transport bei hohen Ladungsträgerkonzentrationen ändert. Eine Abschätzung dieser Länge, wie in bisherigen Untersuchungen angewandt, ist aufgrund von dieser starken Änderung nicht mehr möglich.

Um die Phasenkohärenzlänge genauer zu bestimmen, wurde der Effekt der schwachen Lokalisierung betrachtet. Dieser Effekt beschreibt die Interferenz bei phasenkohärenten Rückstreuprozess und kann in Graphen mit Gl. 2.20 beschrieben werden. Durch Anpassung der Formel an die Messergebnisse kann die Phasenkohärenz- τ_φ , die elastische Intervalley- τ_i und die trigonale Streuzeit τ_* bestimmt werden. Während die Phasenkohärenzlänge die Reduktion des Hauptmaximums im kleinen Magnetfeldbereich bestimmt, sind die Intervalley- und die trigonalen Streumechanismen für die darauffolgende Krümmung verantwortlich. Wie bereits in Abb. 5.18(a) gezeigt, sind die Widerstandsfluktuationen in dieser Probe stark von der Backgate-Spannung abhängig und dominieren den Widerstandsverlauf im Magnetfeld außerhalb der unmittelbaren Umgebung von $B = 0\text{ T}$. Aufgrund dieser starken Fluktuation kann keine Aussage über τ_i oder τ_* durch die Anpassung der Theorie an die Messungen getroffen werden. Im Gegensatz dazu ist das Maximum der schwachen Lokalisierung deutlich ausgeprägt und die Anpassung ist für diesen Bereich zulässig. Abbildung 5.21(a) zeigt eine auf $R(B = 0\text{ T})$ normierte Messung der schwachen Lokalisierung bei $U_{BG} \approx -15\text{ V}$, also in einem unipolaren System. Der Widerstandsverlauf stammt aus der in Abb. 5.18(a) gezeigten Messreihe, in der der AB-Effekt festgestellt wurde. Die gezeigte Messung wurde aufgrund der vergleichsweise kleinen UCFs im Messbereich ausgewählt. Der Fit nach

Gl. 2.20 ist durch eine gestrichelte Linie dargestellt und stimmt gut mit dem gemessenen Signal überein. Aus den Fit-Parametern kann die Phasenkohärenzlänge zu $1.4 \pm 0.1 \mu\text{m}$ ermittelt werden. Der Umfang der mittleren Ellipse dieses Quantenrings liegt bei $2 \mu\text{m}$, d.h. die Phasenkohärenzlänge ist vergleichbar mit der durchschnittlichen Systemlänge L_S , liegt jedoch darunter. In einem solchen Fall erwartet man eine verminderte AB-Amplitude proportional zu $\exp(-L_S/l_\varphi)$, was wiederum die kleine Intensität der AB-Oszillationen und den stark reduzierten Interferenzkontrast erklärt. Weiterhin wurde eine solche Anpassung auch am Neutralitätspunkt durchgeführt, was in Abb. 5.21(b) dargestellt ist. Hierbei fällt der Effekt der schwachen Lokalisierung deutlich breiter aus

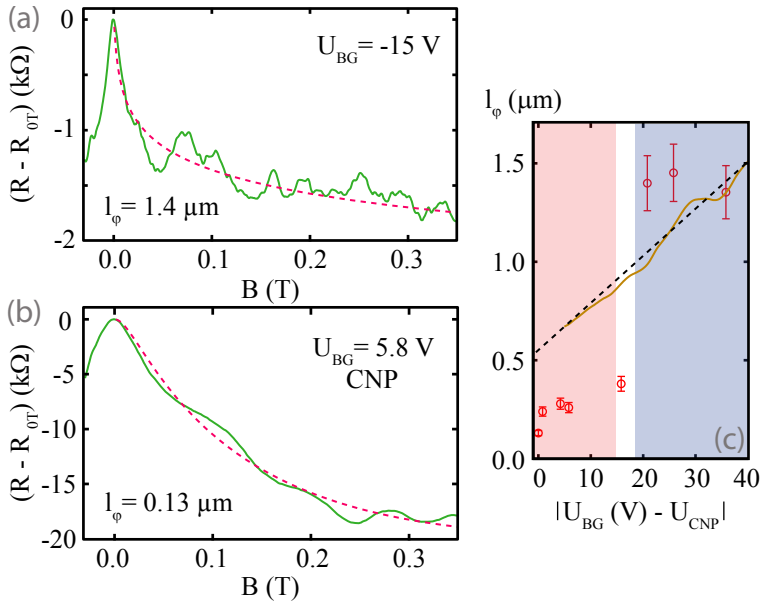


Abbildung 5.21: Bestimmung der Phasenkohärenzlänge durch den Effekt der Schwachen Lokalisierung: (a) und (b) Messungen der Schwachen Lokalisierung bei $U_{BG} = -15\text{V}$ (Löcher) und $U_{BG} = 5.8\text{V}$ (Elektronen-Loch Inseln, CNP) (grün) und die dazugehörige Anpassung (rot). (c) Aus den Fits berechnete Phasenkohärenzlänge gegen die auf den Neutralitätspunkt normierte Backgate-Spannung. Die gelbe Linie zeigt den theoretisch erwarteten Verlauf.

als in einem unipolaren System, was auf eine Verminderung der Phasenkohärenzlänge hindeutet. In der Tat führt das Ergebnis des Fits zu einer Phasenkohärenzlänge von 130 nm und ist weniger als ein Zehntel der bei $U_{BG} = -15$ V gemessenen. Anhand dieser Untersuchung wird das gemessene Ergebnis deutlich. AB-Oszillationen werden am Ladungsneutralitätspunkt nicht detektiert, weil die Phasenkohärenzlänge nur bei knapp 10 % der durchschnittlichen Weglänge der Ladungsträger liegt. Der größte Teil der Ladungsträger verlieren ihre Kohärenz auf dem Pfad durch den Ring und der AB-Effekt findet nicht statt.

Weitere Untersuchungen der Phasenkohärenzlänge wurden für verschiedene Backgate-Spannungen durchgeführt und sind in Abb. 5.21(c) dargestellt. Die Backgate-Spannung wurde um die Offset-Spannung des Ladungsneutralitätspunktes verschoben. Die Grafik bestätigt die bisherigen Ergebnisse der AB-Messungen. Bei hohen Konzentrationen erreicht die Phasenkohärenzlänge $\approx 1.5 \mu\text{m}$. Aufgrund davon ist der AB-Effekt detektierbar. Befindet sich das System jedoch in dem Bereich, in dem sich Elektronen-Loch-Inseln ausbilden, so bricht die Kohärenz zusammen und die Phasenkohärenzlänge sinkt auf unter 260 nm. Der AB-Effekt kommt hierbei nicht zustande. Das absolute Minimum liegt direkt am Neutralitätspunkt mit 130 nm. Die Phasenkohärenz steigt in der Umgebung davon zwar leicht an, jedoch ist keine klare Entwicklung zu erkennen. Die Abhängigkeit der Phasenkohärenzlänge wurde theoretisch durch Elektron-Elektron-Wechselwirkung beschrieben [113] und wurde in Abschnitt 5.1.3 und 5.4.1 zur Abschätzung benutzt. Der gleiche Ansatz wird hier für die Ermittlung der Dekohärenzzeit verwendet. Weiterhin wird die Diffusionskonstante für diesen Doppellagen-Ring berechnet ($D = 0.02 \text{ m}^2/\text{s}$) und daraus die Phasenkohärenzlänge nach Gl. 5.2 ermittelt. Der theoretische Verlauf, sowie dessen Linearisierung sind in Abb. 5.21(c) dargestellt und weichen von den gemessenen Werten ab. Während theoretisch ein durchgehender Anstieg der Kohärenz erwartet wird, zeigen die gemessenen Werte eher ein Plateauartiges Verhalten. Weiterhin bleiben die ermittelten Werte im Bereich des Ladungsneutralitätspunktes, d.h. wenn Löcher und Elektronen koexistieren, unter den theoretischen und weisen auf einen zusätzlichen Dekohärenzmechanismus speziell in Graphen-Doppellagen hin, da in Einzellagen gezeigt werden konnte, dass ein solches bipolares System die AB-Oszillationen nicht beeinflusst (siehe Abschnitt 5.3). Weitere Untersuchungen des AB-Effekts in einem vergleichbaren, bipolaren Doppellagen-System sind für das Verständnis dieses zusätzlichen Dekohärenzmechanismus erforderlich.

5.5.4 Aharonov-Bohm-Effekt im bipolaren Doppellagen-System

In dem letzten Abschnitt wurde der Aharonov-Bohm-Effekt in einem unipolaren Doppellagen-System sowie dessen Abhängigkeit von der Ladungsträgerkonzentration betrachtet. Vergleichbar zu dem Einzellagen-Ring in Abschnitt 5.3 ist auch für diesen Quantenring die Möglichkeit gegeben, den bipolaren Fall mit einem Topgate einzustellen. In dem folgenden Unterkapitel wird der elektrische Transport abhängig von der Topgate-Spannung, sowie der AB-Effekt in einem bipolaren Ring dargestellt.

Die Charakterisierung des Topgates erfolgt durch Variieren der Spannung und Vermessung des Widerstandes in der gleichen Konfiguration wie bisher beschrieben. Abbildung 5.22 zeigt solche Messungen bei einer festgehaltenen Backgate-Spannung von $U_{BG} = -20\text{ V}$ (Löcher) in (a) und von $U_{BG} = 20\text{ V}$ (Elektronen) in (b). In beiden Fällen ist ein asymmetrischer Feldeffekt mit einem erhöhten Widerstand auf einer Seite der Messung zu sehen. Weiterhin verschiebt sich der Neutralitätspunkt mit der Backgate-Spannung. Abhängig davon kommt es auch zu einer Änderung des Gesamtwiderstands. Dieses Topgate-Verhalten ist äquivalent zu dem in Abschnitt 5.3 beschriebenen und folgt der gleichen Systematik (siehe Abb. 5.8): Der Ladungsneutralitätspunkt teilt den Messbereich in eine unipolare und eine bipolare Region auf. Die bipolare ist hierbei stets durch einen höheren Widerstand aufgrund von erhöhter Rückstreuung gekennzeichnet. Der Unterschied zu den Einzellagenmessungen besteht darin, dass der Feldeffekt breiter ausfällt, was auf die kleinere Beweglichkeit zurückzuführen ist. Abbildung 5.22(c) zeigt die Widerstands-Backgate-Spannungsmessung in einer Farbdarstellung. Auch hier fallen Parallelen zu den Messung der Einzellage auf (siehe Abb. 5.9). Zwei Verläufe von Feldeffekt-Maxima können in der Messung registriert werden (mit gestrichelten Linien gekennzeichnet). Der Neutralitätspunkt des Topgate-abhängigen Feldeffekts erfährt eine deutlich höhere Verschiebung als der Backgate-Neutralitätspunkt. Aus den Positionen der beiden Neutralitätspunkte wird die Topgate-Ankopplung ermittelt und liegt bei $\alpha_{TG} = 3.13 \cdot 10^{15}\text{ V}^{-1}\text{m}^{-2}$. Dieser Wert weicht von dem theoretisch berechneten ab ($4.6 \cdot 10^{15}\text{ V}^{-1}\text{m}^{-2}$). Dieser Unterschied kann durch eine lokale Höhenabweichung des PMMA im Bereich von 10 nm zustande kommen. Weiterhin ist der vom Topgate abhängige Feldeffekt gut ausgebildet und in der gesamten Dar-

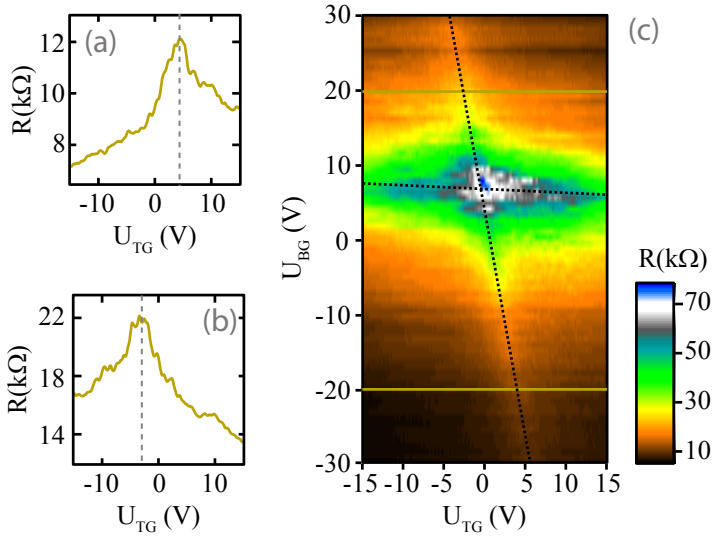


Abbildung 5.22: Charakterisierung des Topgates: Topgate abhängige Feldeffekt-Messungen bei einer konstanten Backgate-Spannung von (a) $U_{BG} = -20$ V und (b) $U_{BG} = 20$ V. (c) Eine Farbdarstellung der Widerstandsmessung gegen die Top- und Backgate-Spannungen. Die Positionen der Ladungsneutralitätspunkte ist mit gestrichelten Linien eingezeichnet.

stellung gut zu sehen, wodurch davon auszugehen ist, dass das Topgate wie vorgesehen den gesamten Arm des Ringes bedeckt (siehe Abb. 5.9 zum Vergleich zu Graphen-Einzellage).

AB-Effekt-Messungen mit einer angelegten Topgate-Spannung wurden mit der bisherigen Konfiguration durchgeführt. Die Backgate-Spannung wurde bei $U_{BG} = -15$ V festgehalten. Die Topgate-Spannung wurde schrittweise von dem unipolaren in den bipolaren Bereich verändert. Anschließend wurde eine Messreihe zum AB-Effekt, wie in Abschnitt 5.5 beschrieben, durchgeführt. Fourier-Spektren sind in Abb. 5.23(a) bis (c) für verschiedene Topgate-Spannungen dargestellt, wobei das System in (a) sich um unipolaren und in (c) im bipolaren Zustand befindet. Wie zu sehen, erfährt der AB-Effekt weitreichende Veränderungen. Neben einem zusätzlichen Maximum im Bereich kleiner Frequenzen, ist der

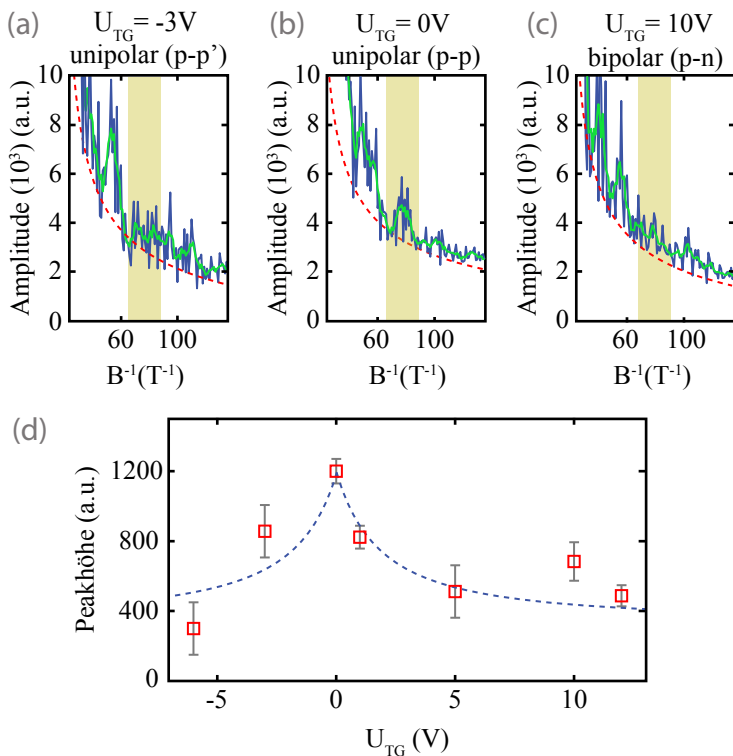


Abbildung 5.23: Fourier-Spektren der AB-Messungen in Abhängigkeit der Topgate-Spannung: (a) $U_{TG} = -3V$ (unipolar, verschieden Ladungsträgerkonzentration), (b) $U_{TG} = 0V$ (unipolar, gleiche Ladungsträgerkonzentration) und (c) $U_{TG} = 10V$ (bipolar). (d) Die Peak-Höhe aus der Gauß-Anpassung der Fourier-Spektren gegen die Topgate-Spannung. Die blaue gestrichelte Linie stellt einen groben Verlauf zur besseren Sichtbarkeit dar.

AB-Peak bei einer angelegten Topgate-Spannung deutlich schwächer ausgeprägt als ohne eine Topgate-Spannung. Betrachtet wird zunächst der Bereich des AB-Effekts.

In Abb. 5.23(a) bis (c) sind die Bereiche des AB-Maximums mit gelb markiert. Weiterhin wurden resultierenden Amplituden-Werte in der Fourier-Transformation für einen besseren Vergleich nicht normiert dar-

gestellt. Ist keine Topgate-Spannung (Abb. 5.23(b)) angelegt, so ist, wie in Abschnitt 5.5.2 gezeigt, ein AB-Peak zu sehen. Bei einer angelegten Topgate-Spannung (Abb. 5.23(a) und (c)) lassen sich Veränderungen in der Fourier-Transformation feststellen. Der AB-Peak scheint bei einer angelegten Topgate-Spannung unterdrückt zu sein. Um einen quantitativen Vergleich mit den bisherigen Ergebnissen durchzuführen, werden die AB-Maxima im Fourier-Spektrum untersucht. Die Analyse wird wie folgt durchgeführt: Um die Fluktuationen um das AB-Maximum herum zu verkleinern, wird ein gleitender Mittelwert der Fourier-Kurven gebildet. Das Ergebnis dieser Prozedur ist in Abb.5.23(a) bis (c) in grün dargestellt. Anschließend wird ein Hintergrund des Fourier-Spektrums gebildet (Abb. 5.23(a) bis (c) in rot dargestellt). Dies geschieht durch Anpassung der Fourier-Kurven in dem AB-Bereich. Das Bilden des Hintergrunds ist notwendig, um die Ausprägung des AB-Maximums bei verschiedenen Topgate-Spannungen zu vergleichen und eine Funktionen proportional zu $\sim 1/B^{-1}$ wurde für die Anpassung verwendet. Dieser Hintergrund wird von Fourier-Spektrum abgezogen und das Maximum anschließend mit einer Gauß-Funktion angepasst, während die Breite der Funktion konstant gehalten wird. Abbildung 5.23(d) zeigt die ermittelten Peak-Höhen für verschiedene Topgate-Spannungen. Das Resultat der Analyse lässt sich durch den groben Verlauf der Peak-Höhe (Abb. 5.23(c)(blau)) zusammenfassen: Der AB-Effekt wird proportional zu der angelegten Topgate-Spannung sowohl im unipolaren als auch im bipolaren Bereich unterdrückt. Die Höhe des AB-Maximums sinkt im Fourier-Spektrum ab, während bei $U_{TG} = 0\text{ V}$ der AB-Peak den höchsten Wert erfährt.

Es ist bemerkenswert, dass das AB-Maximum sowohl im unipolaren als auch im bipolaren Bereich eine Unterdrückung erfährt. Die kleinere Ausprägung im unipolaren Bereich (Abb.5.23(a)) könnte auf die entstandene Asymmetrie in den beiden Armen zurückgeführt werden: Aufgrund eines Topgate-Potential ($U_{TG} \neq 0\text{ V}$) wird eine Ladungsträgerkonzentration in einem Arm des Ringes eingeführt, die sich von der Konzentration in dem restlichen Probenbereich unterscheidet. Dies führt zu einer erhöhten Modenanzahl in einem Ringarm. Eine Erhöhung der Modenanzahl führt zu einer Verringerung der AB-Amplitude, was in Messungen an Heterostrukturen festgestellt wurde [126,127]. Da der bisherige AB-Effekt im symmetrischen, unipolaren Fall aufgrund der Phasenkohärenzlänge bereits nicht vollständig ausgeprägt war, kann man erwarten, dass solche Asymmetrien zu weiteren Reduktion des Effekts führen, was auch beobachtet wird.

Die Unterdrückung des AB-Effekts im bipolaren Bereich steht im Kontrast zu den Ergebnissen der Graphen-Einzellage in Abschnitt 5.3. Dabei wurde gezeigt, dass das Klein-Tunneln für phasenkohärenten Transport möglich ist: Eine Existenz des AB-Effekts ist sogar in einem System mit einem angelegten Potential bzw. einer Topgate-Spannung möglich. Das Klein-Tunneln tritt zwar auch in Einkristall-Doppellagen auf, jedoch nicht bei einer geöffneten Bandlücke. Wird eine solche Lücke erzeugt, so führt dies im Normalfall zum Zusammenbrechen des Klein-Tunneln [128,129], was zu Rückstreuverhalten führt. Eine solche Öffnung kann durch Asymmetrien zwischen den beiden Lagen, wie z.B. durch ein äußeres elektrisches Feld, entstehen [5], d.h. in den meisten hier präsentierten Messungen an Doppellagen-Systemen, ist davon auszugehen, dass eine, relativ kleine Bandlücke vorhanden ist. Die Topgate-Spannung induziert nun ein äußeres Potential, das im Gegensatz zu einer Einzellage nicht perfekt überwunden werden kann und es kommt zu Rückstreuung an dem gebildeten Potential. Dies reduziert den bisherigen AB-Effekt, wie in Abb.5.23(c) gezeigt ist.

Neben der starken Unterdrückung des AB-Effekts wurden neue Oszillationen registriert. Weitere Messungen für verschiedene Topgate-Spannungen sind in Abb. 5.24 durch Fourier-Transformationen dargestellt. Diese wurden sowohl für unipolare (c) und (d), als auch für bipolare (e) und (f) Bereiche durchgeführt. Weiterhin sind die vorgestellten Topgate-Spannungen so gewählt, dass die Ladungsträgerkonzentration für (c) und (e), aber auch für (d) und (f) miteinander vergleichbar sind, wie in Abb. 5.24(a) durch Punkte verdeutlicht ist. Die Ergebnisse sind jedoch in allen Fällen vergleichbar. Ein deutlicher Peak ist in allen Spektren erkennbar. Um die Position zu bestimmen, wurde dieser Peak mit einer Gauß-Funktion angepasst. Die Position des Peak-Maximums liegt im Mittel bei $B^{-1} = 53 \pm 2 \text{ T}^{-1}$. Die dazugehörige Periode liegt bei $\Delta B = 19 \pm 1 \text{ mT}$. Weiterhin ist dieser deutlich besser ausgeprägt als der AB-Effekt in allen Fällen (Interferenzkontrast liegt bei $K_I = 1.7\%$). Betrachtet man nun die dazugehörige, eingeschlossene Fläche, so liegt diese nach Gl. 2.24 bei $F = 0.22 \mu\text{m}^2$. Es handelt sich um eine deutlichen kleinere Fläche als für den bisherigen AB-Effekt. Neben diesem Hauptmaximum ist ein weiteres schwach ausgeprägtes Nebenmaximum bei $B^{-1} \approx 110 \text{ T}^{-1}$ zu sehen und ist in den Abb. 5.24(c) bis (f) mit Pfeilen markiert ($\Delta B = 9 \text{ mT}$, $K_I = 0.4\%$). Wie im oberen Abschnitt besprochen, ist der AB-Effekt in allen Spektren nur in einer stark unterdrückten Form zu sehen. Betrachtet man die neu dazugekommenen Oszillationen im Zusammenhang mit dem AB-Effekt,

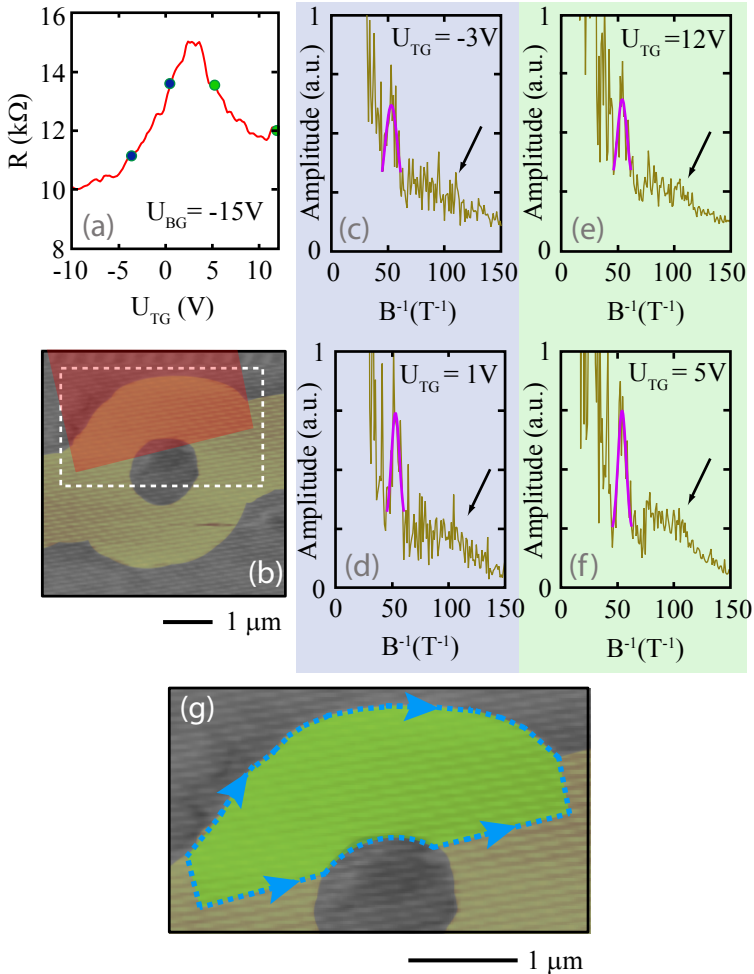


Abbildung 5.24: (a) Der vom Topgate abhängige Feldeffekt bei $U_{BG} = -15V$. (b) Eine AFM-Aufnahme des Doppellagen-Rings mit der Position des Topgates (rot). Fourier-Spektren zu AB-Messungen für den (c), (d) unipolaren und (e), (f) bipolaren Bereich. (g) Eine Vergrößerung der AFM-Aufnahme aus (b) mit eingezeichnetem Weg, definiert durch die Topgate-Wirkung (blau).

so entsprechen Sie Pfaden die eine Fläche von $F = 0.22 \mu\text{m}^2$ bzw. $F = 0.46 \mu\text{m}^2$ umschließen. Zwar sind solche Pfade im Ring möglich, jedoch sind AB-Oszillationen als Resultat davon unwahrscheinlich. Zum einen findet der bisherige AB-Effekt nicht deutlich ausgeprägt statt und zum anderen erscheinen die beiden Oszillationen nur in Zusammenhang mit einer Topgate-Spannung. Weiterhin spricht der vergleichsweise hohe Interferenzkontrast des Hauptmaximums für eine Verbesserung des phasenkohärenten Transports, wie z.B. durch die Reduktion der Systemlänge oder der Anzahl von Leitfähigkeitsmoden. Eine mögliche Erklärung für diese Oszillationen könnten Fabry-Perot-Interferenzen sein. Solche Interferenzen würden aufgrund von Rückstreuung an den Grenzen des p-n-Übergangs zustande kommen. Bei einem angelegten Magnetfeld können die Ladungsträger auf einem Pfad zwischen den Grenzen des p-n-Übergangs eine Phase auf sammeln, was zu Oszillationen in einer Widerstandsmessung führen würde. Solche Fabry-Perot-Effekte wurden im Magnetfeld in Graphen-Doppellagen gezeigt [130]. Allerdings sind solche Interferenzen unwahrscheinlich, da sie neben einer Magnetfeld-Abhängigkeit eine deutlich stärkere Abhängigkeit von der Topgate- bzw. Backgate-Spannung zeigen würden. Solche Topgate- bzw. Backgate-abhängigen Interferenzen wurden jedoch in diesem System nicht festgestellt (siehe Abb. 5.22(c)).

Um die Ursache für diese Oszillationen weiter zu untersuchen, wurde die Position bzw. die Fläche unter dem Topgate betrachtet. Abbildung 5.24(b) zeigt eine AFM-Darstellung des Quantenrings mit der Position des darüber liegenden Topgates (rot). Eine Vergrößerung dieser AFM-Darstellung um den Topgate-Bereich ist in 5.24(g) gezeigt. Die sich unter dem Topgate befindende Graphen-Fläche (grün) wurde angenähert und liegt bei $F = 0.22 \mu\text{m}^2$. Der Pfad, der diese Fläche umschließt ist in Abb. 5.24(g) mit einer blauen gestrichelten Linie markiert. Ladungsträger die sich speziell auf diesem Pfad bewegen, umschließen die gesamte Topgate-Fläche: Falls es zu AB-Interferenzen entlang dieses Pfades kommt, wird eine Oszillation mit einer Periode von 19 mT erwartet. Weiterhin wurde die Länge dieses Pfades bestimmt und liegt bei $\approx 2 \mu\text{m}$, was im Bereich der Phasenkohärenzlänge liegt. Die gemessenen Oszillationen des Hauptmaximums könnten also auf diesen Pfad zurückgeführt werden. Das Entstehen von einem solchen Pfad kann in diesem Zusammenhang nicht einwandfrei begründet werden. Eine Möglichkeit kann das Ausbilden von einem leitfähigen Kanal an den Grenzen des p-n-Übergangs sein. Der Interferenzkontrast steigt für diese Oszillation auf 1.7 % (von 0.3 % für den AB-Effekt im unipolaren

System). Da die Weglänge für diesen Pfad (Abb. 5.24(g)) sich praktisch nicht von der mittleren Länge innerhalb des Ringes unterscheidet (beide $\approx 2 \mu\text{m}$), kann diese Steigerung aufgrund von einer Reduktion der Leitfähigkeitsmoden kommen. Dies ist eine weitere Andeutung zur Ausbreitung eines solchen leitfähigen Kanals an den Grenzen des p-n-Übergangs. Nach dem gleichen Prinzip kann das Nebenmaximum begründet werden. Die Gesamtfläche des Ringes beträgt $F = 0.69 \mu\text{m}^2$. Der untere, von dem Topgate-Potential isolierte Teil, kann auf die gleiche Weise zu Interferenzen führen. Die umschlossene Fläche beträgt dabei $F = 0.47 \mu\text{m}^2$ und entspricht einem AB-Peak bei $B^{-1} = 114 \text{T}^{-1}$, was gut mit der Messung ($B^{-1} = 110 \text{T}^{-1}$) übereinstimmt. Eine weitere Erklärung für die kleine Oszillation besteht darin, dass das Nebenmaximum die erste Harmonische des Hauptmaximums ist. Die Ladungsträger würden also den in blau eingezeichneten Pfad in Abb. 5.24(g) zweimal durchlaufen. Die Fläche dafür liegt bei $F = 0.44 \mu\text{m}^2$ und entspricht einem Peak bei von $B^{-1} = 105 \text{T}^{-1}$.

5.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde der AB-Effekt in Graphen-Einzel- und Doppellagen präsentiert. An mehreren Quantenringen wurde der phasenkohärente Transport in Kombination mit den einzigartigen Eigenschaften Graphens dargestellt. Der erste Teil des Kapitels beschäftigte sich mit der Detektion des AB-Effekts in Graphen. Anhand der Probe 3A-285 nm wurden verschiedene Auswertungsmethoden zur Detektion und Isolation der AB-Oszillationen dargestellt. Weiterhin wurde der AB-Effekt in einem unipolaren System vermessen und untersucht. Neben einer guten Übereinstimmung mit der theoretisch erwarteten Periode wurde der Interferenzkontrast und die Temperaturabhängigkeiten betrachtet und mit den bisher bekannten Ergebnissen verglichen.

Im darauffolgenden Teil wurde der bipolare Transport untersucht. Dafür wurden die beiden vorhandenen Topgates, die jeweils über einem Ringarm angebracht waren, charakterisiert. Anschließend wurde eines davon in Zusammenspiel mit dem Backgate dazu benutzt, um den AB-Effekt in einem bipolaren System zu vermessen. Als Ergebnis, konnte der AB-Effekt auch in einem bipolaren System detektiert werden und zeigte überraschenderweise keine Änderungen im Vergleich zu dem unipolaren System. Dieses Verhalten konnte auf das Klein-Paradoxon für den phasenkohärenten Transport zurückgeführt werden.

Der zweite Teil dieses Kapitels beschäftigte sich mit Dekohärenz in Graphen-Einzellagen. Der AB-Effekt wurde in der Probe 1F-330 nm untersucht und charakterisiert. Messungen im hohen Magnetfeld zeigten durch die Ausbildung von höheren Harmonischen eine Steigerung der Phasenkohärenzlänge. Die Unterdrückung von Spin-Wechselwirkung zwischen Ladungsträgern und Defekten durch Polarisierung wurde als Ursache für diesen Effekt ermittelt. Weiterhin wurde durch Messungen im gekippten Magnetfeld ein anisotroper Dekohärenzmechanismus festgestellt.

Der letzte Teil dieses Kapitels beschäftigte sich mit dem AB-Effekt in Graphen-Doppellagen. Anhand des Quantenringes der Probe 14E-330 nm konnte der AB-Effekt zum ersten Mal in einer Doppellage nachgewiesen werden. Es kam dabei zu interessanten Feststellungen. Zum einen verschwand der AB-Effekt am Ladungsneutralitätspunkt. Die Ursache dafür lag in der starken Reduktion der Phasenkohärenzlänge

bei Ausbildung von Elektronen-Loch-Inseln. Weiterhin stehen die Ergebnisse der AB-Effekt-Untersuchungen im bipolaren System im Kontrast zu den Untersuchungen in Einzellagen. Einerseits wurden die AB-Oszillationen in Präsenz eines Topgate-Potentials unterdrückt. Andererseits entstanden neue Oszillationen, deren Perioden auf die abgeschirmte Fläche unter dem Topgate-Potential zurückgeführt werden könnte.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Graphen-Einzel- und Doppellagen hergestellt und charakterisiert. Dabei wurden elektrische Transporteigenschaften und phasenkohärente Effekte, im Speziellen der Aharonov-Bohm-Effekt untersucht. Die zugehörigen AB-Oszillationen wurden in Abhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration, Temperatur und Magnetfeldstärke analysiert. Hierbei beschränkten sich die Experimente nicht auf den unipolaren Fall, sondern konnten aufgrund von lokaler Veränderung des Ladungsträgertypen auch in bipolaren Systemen durchgeführt werden.

Die Graphen-Flocken wurden mit Hilfe der scotch tape-Methode auf Silizium/Siliziumdioxid-Wafer transferiert. Strukturiert wurden die Proben unter Einsatz von Sauerstoffplasma zu Hall-Bar- bzw. Mehr-Ring-Geometrien. Die benutzten Wafer erlaubten einerseits die Detektion von Graphen-Flocken mit dem Lichtmikroskop. Andererseits konnte aufgrund des Substrat-Aufbaus die p-dotierte Silizium-Schicht als eine Elektrode benutzt werden, um Ladungsträgerkonzentrationen in einer Probe zu beeinflussen. Graphen bietet außerdem die Möglichkeit nicht nur die Konzentration, sondern auch den Typ der Ladungsträger kontinuierlich zu verändern. So wurden weitere Gates dazu verwendet lokal an zusätzliche Bereiche der Probe anzukoppeln. Im Zusammenspiel mit einem globalen Backgate können solche Topgates dazu genutzt werden, um p-n-Übergänge in einem zweidimensionalen System zu erzeugen. Dadurch können bipolare Systeme geschaffen werden, die in Graphen eine weitere Besonderheit in Form des Klein-Tunnels erfahren. Dieses Phänomen hat zur Folge, dass Ladungsträger im Gegensatz zu einem typischen quantenmechanischen System unter bestimmten Voraussetzungen rückstreuungsfrei durch eine Potentialbarriere tunneln können.

Die Identifikation der Lagenanzahl von Graphen-Proben wurde zunächst optisch durchgeführt. Nicht nur sind wenige Atomlagen von Graphit auf dem verwendeten Substrat sichtbar, der Kontrastunterschied relativ zum Siliziumdioxid ist dazu noch charakteristisch für Einzel- bzw. Doppellagen. Eine zweifelsfreie Identifikation der Lagenanzahl fand durch Charakterisierung via elektrischen Transport statt. Dafür wurden die hergestellten Proben in Kryostaten bei Temperaturen von bis zu 100 mK und in Magnetfeldern von bis zu 14 T vermessen. Hierbei wurde die Auswirkung der Induktion von Ladungsträgern, der Feldeffekt untersucht. Wichtige Eigenschaften der Proben, wie Beweglichkeit, Ladungsträgerkonzentration und Dotierung konnten aus solchen Messungen extrahiert werden. Weitere Messungen im Magnetfeld wurden dazu genutzt, um die Lagenanzahl zu charakterisieren. Dazu wurden Shubnikov-de Haas-Oszillationen bei konstanter Ladungsträgerkonzentration bzw. konstantem Magnetfeld betrachtet. Aus solchen Messungen konnten einerseits die Füllfaktoren-Abfolge und andererseits die Berry-Phase bestimmt werden. Diese Parameter unterscheiden sich deutlich für Einzel- und Doppellagen. Die Vermessung des Quanten-Hall-Effekts und die Bestimmung der Widerstandswerte der QH-Plateaus vervollständigte diese Identifikation.

Im Rahmen der Charakterisierung wurde die Wirkung der Unordnung am Rand der Proben auf den elektrischen Transport untersucht. Dazu wurde eine Struktur mit einer Hall-Bar-Geometrie verwendet, die verschiedene Breiten aufwies. Durch Feldeffekt-Messungen konnte festgestellt werden, dass die Dotierung sich proportional zu der inversen Breite verändert. Durch einen einfachen Ansatz konnten die Dotierungsanteile des Probenvolumens und -randes bestimmt werden. Der Randanteil überstieg den Volumenanteil in den meisten Abschnitten. Weitere Untersuchungen zeigten, dass die Beweglichkeit mit wachsender Breite steigt. Während dieser Analyse wurde festgestellt, dass die Rand-Unordnung einen stark limitierenden Einfluss auf den elektrischen Transport ausübt. Allerdings konnte durch die Betrachtung der mittleren freien Weglänge aufgezeigt werden, dass dieser Einfluss mit steigender Breite reduziert wird.

Der zweite experimentelle Teil dieser Arbeit beschäftigte sich mit dem phasenkohärenten Transport, und speziell mit dem Aharonov-Bohm-Effekt. An mehreren Ring-Strukturen aus Einzel- und Doppellagen konnten der phasenkohärente Transport in Kombination mit einzig-

artigen Eigenschaften Graphens vorgestellt werden. Zunächst wurde der AB-Effekt in einer Graphen-Einzellage in einem typischen unipolaren System vermessen. Eine gute Übereinstimmung zwischen der vermessenen und der theoretisch erwarteten Oszillationsperiode wurde festgestellt. Mit vorgestellten Auswertungsmethoden konnten die AB-Oszillationen von dem Hintergrundsignal getrennt und der Interferenzkontrast bestimmt werden. Weiterhin erlaubte ein lokales Topgate, das sich über einem Arm des Ringes befand, ein System zu erzeugen, in dem Löcher und Elektronen koexistierten. Nach der elektrischen Charakterisierung des Topgates, konnte der AB-Effekt in einem bipolaren System nachgewiesen werden. Weder die AB-Periode noch die Amplitude erfuhren dabei eine Veränderung. Dieses Phänomen konnte auf das Zusammenspiel des Klein-Tunnelns und des AB-Effekts zurückgeführt werden.

Der AB-Effekt konnte an einem weiteren Einzellagen-Quantenring dazu genutzt werden, Dekohärenzmechanismen zu untersuchen und zu unterdrücken. Eine Analyse der AB-Oszillationen in Präsenz eines hohen Magnetfeldes zeigte die Ausbildung der ersten beiden Harmonischen. Diese kommen zustande, wenn Ladungsträger den Graphen-Ring mehrmals durchfahren, bevor es zur Interferenz kommt. Eine gute Übereinstimmung mit der Ring-Geometrie wurde festgestellt. Die Ausprägung von höheren Harmonischen konnte auf die Erhöhung der Phasenkohärenzlänge im hohen Magnetfeld zurückgeführt werden. Die Reduktion von Spin-Wechselwirkung zwischen den Ladungsträgern und Defekten erklärte dieses Verhalten. Die Spinpolarisierung im hohen Magnetfeld begründete die Unterdrückung dieses Dekohärenzmechanismus. Weitere Untersuchung des AB-Effekts in einem parallelen Magnetfeld führten zu ähnlichen Ausprägung von höheren Harmonischen und wiesen auf eine anisotrope Spin-Streuung hin.

Quantenringe wurden ebenfalls in Graphen-Doppellagen untersucht. In einer zu den bisherigen Einzellagen-Ringen vergleichbaren Struktur konnte der AB-Effekt in Doppellagen zum ersten Mal präsentiert und durch eine gute Übereinstimmung mit der erwarteten Periode nachgewiesen werden. Neben den typischen Charakterisierungen wurde der AB-Effekt in Abhängigkeit von der Ladungsträgerkonzentration untersucht. Dabei wurden erste Unterschiede zu Einzellagen deutlich. Während in Graphen-Einzellagen AB-Oszillationen am Ladungsneutralitätspunkt und in dessen Umgebung in bisherigen Arbeiten detektiert wurden, verschwand der AB-Effekt in Doppellagen am Neu-

tralitätspunkt. Eine Untersuchung der schwachen Lokalisierung zeigte, dass die Phasenkohärenzlänge bei der Ausbildung von Elektronen-Loch-Inseln, d.h. in der Nähe des Neutralitätspunktes stark abfiel, so dass der AB-Effekt in diesem System nicht mehr möglich war.

Weiterhin konnte auch in der Doppellage die Konzentration der Ladungsträger lokal in einem Arm des Ringes verändert werden. Während die elektrische Charakterisierung den Einzellagen-Messungen ähnlich war, kam es beim AB-Effekt jedoch zu Abweichungen. Während der AB-Effekt in der Graphen-Einzellage in einem vergleichbaren bipolaren System aufgrund des Klein-Paradoxon existieren konnte und keine Veränderung aufwies, wurde dieser in Doppellagen unterdrückt. Die Begründung dafür kann in dem Verschwinden des Klein-Tunnelns aufgrund einer geöffneten Bandlücke in Graphen-Doppellagen liegen. Weiterhin wurden neue Oszillationen registriert. Die Perioden dieser ließen sich auf eine Fläche unter dem Topgate zurückführen und könnten durch die Ausbildung von leitfähigen Kanälen an den Grenzen des Topgate-Potentials zustande kommen.

Kapitel 7

Anhang

A: Bandlücke in Graphen-Doppellagen

Graphen-Einzellagen zeigen außerordentliche Eigenschaften, einige davon wurden in den letzten Kapiteln vorgestellt. Jedoch existiert in diesem Material keine Bandlücke. Zwar kann diese geöffnet werden, jedoch nur durch Ausdünnen der Proben auf eine Breite von unter 100 nm [131]. Eine solche Bandlücke ist in Graphen-Doppellagen ebenfalls nicht vorhanden. Allerdings kann eine Lücke einfach durch eine Asymmetrie zwischen den beiden Lagen erzeugt werden. Dies kann durch z.B. eine mechanische Streckung oder ein elektrisches Feld zustande kommen [5]. Wie in Abschnitt 2.11 erklärt, wird dadurch die Energiestruktur im Bereich der Bandlücke verformt. Es entsteht die sogenannte Mexican-Hat-Struktur. Nachgewiesen wurde diese Lücke bereits durch experimentelle Studien. Das Detektieren einer solchen Lücke via elektrischen Transport gestaltet sich allerdings schwierig. Falls eine solche Lücke durch ein Top- bzw. Backgate erzeugt wird, ist die Größe dieser Bandlücke direkt proportional zu der angelegten Spannung. Nun spielt die Dotierung der Proben eine essentielle Rolle. Abbildung 7.1(a) und (b) zeigt die Dispersionsrelationen für eine dotierte und eine undotierte Probe, unter der Annahme, dass außerhalb eines elektrischen Feldes keine Asymmetrien in der Probe vorhanden sind. Bei der undotierten Probe liegt der Neutralitätspunkt bei $U_{BG} = 0$ V. Wird nun eine Backgate-Spannung angelegt, so öffnet sich eine Bandlücke. Gleichzeitig wird auch die Fermienergie angehoben. Jedoch ist die Größe der Lücke, aufgrund der geringen Backgate-Spannung klein und liegt stets unter der Fermienergie. Weiterhin befindet sich auch die Verformungsstruktur ebenfalls unter der Fermienergie. Die geänderte Bandstruktur

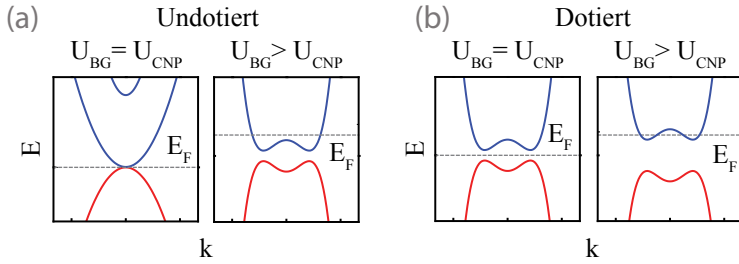


Abbildung 7.1: Dispersionsrelation einer (a) dotierten und (b) undotierten Graphen-Doppellage für den Fall $U_{BG} = U_{CNP}$ (links) und $U_{BG} > U_{CNP}$ (rechts).

ist also in dem undotierten Fall so nicht detektierbar. Im Falle einer dotierten Probe gibt es entscheidende Änderungen. Einerseits liegt der Neutralitätspunkt bei einer endlichen Backgate-Spannung. Legt man also diese Backgate-Spannung an, ist bereits eine Lücke ausgebildet. Andererseits durchläuft die Fermienergie den verformten Bereich der Energieverteilung bei einer weiteren Erhöhung der Backgate-Spannung. Diese Situation ist in Abb. 7.1(b) (rechts) dargestellt. Hierbei kreuzt die Fermienergie das Mexican-Hat, was zum Entstehen von zwei verschiedenen Ladungsträgerkonzentrationen führt, was weitreichende Folgen für den elektrischen und Magnetotransport eines solchen Systems hat. Im dotierten Fall ist also nicht nur die Energielücke direkt detektierbar, sondern auch der charakteristische verformte Bereich um die Lücke herum. In diesem Abschnitt werden Messungen von jeweils einer dotierten und einer beinahe reinen Graphen-Doppellage vorgestellt, die auf die Existenz einer Bandlücke hindeuten.

Mehrere Proben wurden für diese Studie vermessen und analysiert. Zwei von diesen Proben, die repräsentativ für die Ergebnisse sind, werden in diesem Abschnitt vorgestellt. Eine der beiden Proben wurde von A. Heine hergestellt und charakterisiert [132]. Die hier gezeigten Analysen wurden im Umfang dieser Arbeit durchgeführt. Beide Proben haben eine vergleichbare Geometrie und wurden in einer vier-Punkt-Konfiguration vermessen. Die Charakterisierung der beiden Doppellagen ist in Abb. 7.2 dargestellt. Abbildung 7.2(a) und (b) zeigt die Widerstandsmessungen gegen eine Backgate-Spannung. Die Feldeffekte sind deutlich erkennbar. Entscheidend hierbei ist die Position der Neutralitätspunkte, die bei $U_{BG} = -3.4\text{ V}$ und $U_{BG} = 22\text{ V}$ liegen,

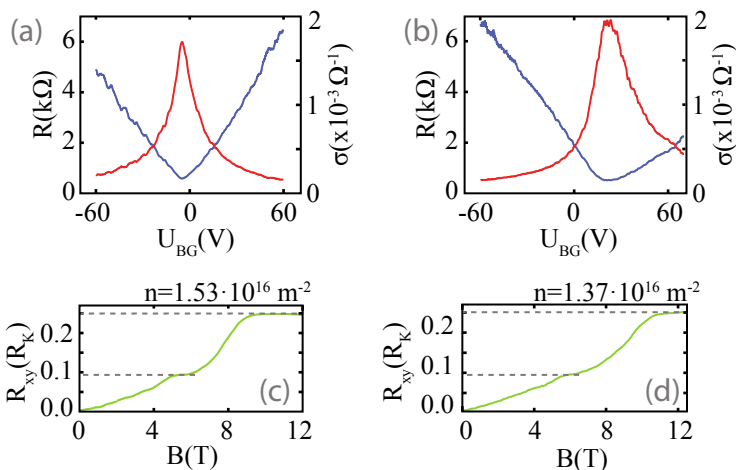


Abbildung 7.2: Charakterisierung der dotierten und undotierten Graphen-Doppellage: Feldeffekt-Verläufe für die beinahe undotierte (a) und (b) dotierte Probe. Die Neutralitätspunkte liegen bei $U_{BG} = -3.4\text{ V}$ und $U_{BG} = 22\text{ V}$. Quanten-Hall-Effekt für die (a) beinahe undotierte und (b) dotierte Probe für eine vergleichbare Ladungsträgerkonzentration.

d.h. die in Abb. 7.2(a) charakterisierte Probe ist beinahe undotiert und die in 7.2(b) gezeigte Probe ist p-dotiert. Weiterhin zeigen die beiden Proben vergleichbare Transporteigenschaften. Die Beweglichkeit liegt für die dotierte und undotierte Probe im Schnitt bei $\mu = 2100\text{ cm}^2/\text{Vs}$ bzw. $\mu = 2000\text{ cm}^2/\text{Vs}$. Der Nachweis für die Anzahl der Lagen ist in Abb. 7.2(c) und (d) für eine vergleichbare Ladungsträgerkonzentration in Form des Quanten-Hall-Effekts dargestellt. Die Werte der Plateaus stimmen in beiden Fällen mit den für Doppellagen erwarteten überein.

Der Hauptuntersuchungspunkt dieser Studie liegt bei dem klassischen Magnetotransport beider Proben, d.h. in einer Magnetfeld-Region außerhalb des Quanten-Hall-Regimes. Es wird bei verschiedenen Spannungswerten der Widerstand aufgenommen, während das Magnetfeld zwischen $B = 0\text{ T}$ und $B = 5\text{ T}$ variiert wird. Abhängig von der Backgate-Spannung bzw. der damit verbundenen Konzentration der Ladungsträger, lassen sich die Messungen in zwei verschiedenen Bereiche einteilen: Einer großen und kleinen (um Neutralitätspunkt) La-

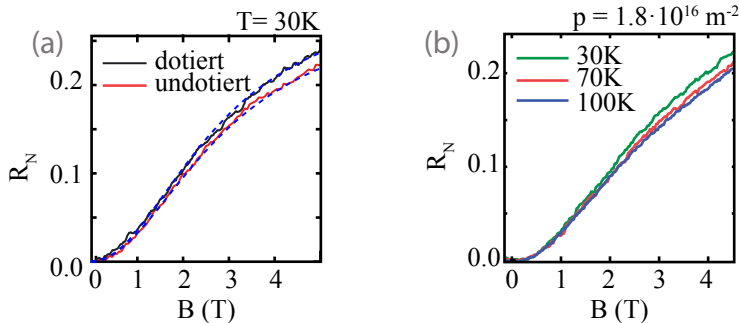


Abbildung 7.3: (a) Magnetotransport-Messungen im Löcherbereich für beide Proben mit der Anpassung nach Drude (gestrichelt). (b) Magnetotransport der dotierten Probe bei verschiedenen Temperaturen für eine konstante Ladungsträgerkonzentration.

dungsträgerkonzentration. Betrachtet wird zunächst der Bereich der hohen Ladungsträgerkonzentration. Abbildungen 7.3 und 7.4 stellen die Ergebnisse in diesen Bereich für Elektronen und Löcher zusammen. Um die Ergebnisse einfach vergleichen zu können, wird ein normierter Widerstand betrachtet. Die Normierung kommt durch

$$R_N = R_B / R_{B=0T} - 1$$

zustande. Abbildung 7.3(a) stellt den typischen Verlauf des Magnetowiderstands im Löcher-Bereich für die dotierte und undotierte Probe dar. In beiden Fällen zeigen die Systeme einen positiven Magnetowiderstand und sind einander sehr ähnlich. Der Widerstand steigt zunächst mit dem Magnetfeld schnell an und scheint anschließend in ein saturierendes Verhalten überzugehen. Eine solche Entwicklung ist für Systeme mit zwei verschiedenen Ladungsträgerkonzentrationen erwartet und kann durch das Drude-Modell beschrieben werden (siehe Abschnitt 2.8). In der Tat, lassen sich die beiden gezeigten Kurven sehr gut mit dem Drude-Modell nach Gl. 2.15 anpassen, was diese Vermutung verstärkt. Ein solches Verhalten scheint zunächst überraschend, da die angelegte Backgate-Spannung die Fermienergie weit in den Löcherbereich verschiebt. Jedoch entwickeln sich sowohl in Graphen-Einzellagen also auch Doppellagen aufgrund von lokalen Potential-Fluktuationen unter-

schiedliche Ladungsträgerkonzentrationen. Allerdings ist es wahrscheinlicher, dass aufgrund der Rand-Dotierung, die in Abschnitt 4.2 beschrieben ist, es zu verschiedenen Ladungsträgerkonzentrationen kommt. Es sei vermerkt, dass die Rand-Unordnung typischerweise eine p-Dotierung aufweist und dadurch das System sich immer noch in einem unipolaren Regime befindet. Abbildung 7.3(b) zeigt Messungen des Magnetotransports bei verschiedenen Temperaturen. Der Widerstand sinkt bei höheren Magnetfeldern leicht ab, wenn die Temperatur erhöht wird. Weiterhin sind aber keine weiteren Veränderungen zum Drude-Ansatz feststellbar.

Abbildung 7.4 zeigt äquivalente Messungen im Elektronenbereich. Obwohl sich hierbei nur der Ladungsträgertyp ändert, und die Konzentration vergleichbar bleibt, wird ein anderes Verhalten beobachtet. Der Widerstand zeigt eine negative Entwicklung im Bereich der Elektronen. Weiterhin zeigt sowohl die dotierte als auch die beinahe undotierte Probe dasselbe Verhalten. Zwar ist der Unterschied in diesem Bereich zwischen den beiden Proben größer als im Löcherbereich, jedoch bleibt die grundlegende Entwicklung des negativen Magnetotransports gleich. Ein negativer Magnetowiderstand ist zwar unüblich, jedoch wird ein solches Verhalten in hochdotierten Proben mit kleinen Beweglichkeiten beobachtet [133]. Der Magnetowiderstand wird in diesen Studien auf phasenkohärente Effekte zurückgeführt. Eine andere Erklärung ist

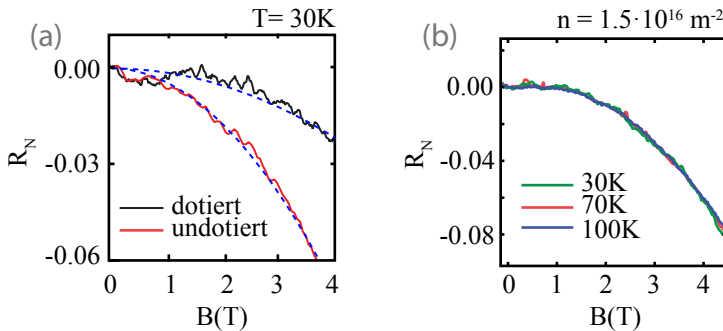


Abbildung 7.4: (a) Magnetotransport im Elektronenbereich für die dotierte und beinahe undotierte Probe. (b) Magnetotransport für die dotierte Probe für verschiedene Temperaturen.

die Elektron-Elektron-Wechselwirkung der Ladungsträger. Allerdings ist es unüblich, dass diese Art von Wechselwirkung für Elektronen, aber nicht für Löcher vorkommt. Abbildung 7.4(b) zeigt Messungen des Magnetowiderstands bei verschiedenen Temperaturen. Wie bereits im Löcherbereich bleibt das beobachtete Verhalten, auch bei höheren Temperaturen erhalten. Da phasenkohärente Effekte starkes Temperatur abhängiges Verhalten aufweisen, kann diese Möglichkeit in diesem Fall ausgeschlossen werden. Auch die Elektron-Elektron Wechselwirkung würde eine Temperaturabhängigkeit aufweisen. Allerdings kann der Drude-Ansatz auch in diesem Bereich angewandt werden. Für ein System mit Elektronen und Löchern kann aufgrund des Vorzeichens der Ladungsträgerkonzentration in Gl. 2.15 ein negativer Magnetowiderstand vorhergesagt werden [37]. Weiterhin wird in einem solchen Fall das saturierende Verhalten des Magnetowiderstands erst bei sehr hohen Magnetfeldern erwartet, so dass der Drude-Ansatz in diesem Fall eine negative parabolische Entwicklung vorhersagt. Beide Kurven in Abb. 7.4(a) sind mit einer Parabel angepasst worden. Das Resultat stimmt gut mit den gezeigten Daten überein. Jedoch ist die Ursache einer Präsenz von zusätzlichen Löcher-Ladungsträgern, die für ein solches negatives Verhalten notwendig sind nicht einfach zu bestimmen. Eine Möglichkeit liegt in der Rand-Unordnung, die eine p-Dotierung aufweisen. Im Fall einer hohen Rand-Dotierung, könnte sich an der Kante der Probe eine Schicht die aus Löchern besteht ausbilden, während im Volumen Elektronen dominieren würden. Ein bipolares System würde sich ausbilden. Jedoch würden die Ladungsträger keinen p-n-Übergang durchlaufen, da die Zonen mit verschiedenen Ladungsträgern parallel zur Stromrichtung entstehen.

Die bisherigen Messungen zeigten keine essentiellen Unterschiede zwischen der dotierten und undotierten Probe. Das qualitative Verhalten für Elektronen als auch für Löcher war beinahe identisch. Im Löcher-Regime ist dies auch für kleine Konzentration der Fall: Der Magnetowiderstand folgt dem in Abb. 7.3 gezeigtem Verhalten. Unterschiede zwischen den beiden Proben treten jedoch im Elektronen-Regime auf. Abbildung 7.5 stellt die Ergebnisse der Messungen bei kleinen Elektronenkonzentrationen dar. In (a) und (b) ist der Magnetotransport im Elektronenbereich für die dotierte und undotierte Probe dargestellt. Zwar zeigen die Messungen immer noch einen negativen Magnetowiderstand, jedoch treten Unterschiede zwischen den beiden Proben auf. Während die undotierte Probe (Abb. 7.5(a)) ein durchweg negatives Verhalten zeigt, lässt sich in der dotierten Probe (Abb. 7.5(b)) eine

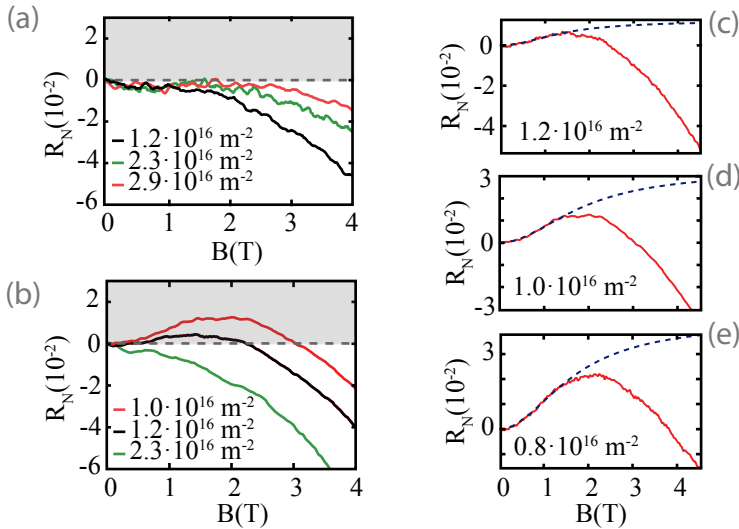


Abbildung 7.5: Magnetowiderstand bei kleinen Elektronenkonzentrationen für (a) die undotierte und (b) dotierte Probe. (c) bis (d) Magnetowiderstand der dotierten Probe mit Anpassung nach Drude für den positiven Anstieg.

Abweichung davon bei Annäherung zum Neutralitätspunkt feststellen. Der Widerstand steigt zunächst bevor dieser anschließend zum bereits gezeigten negativen Verlauf übergeht. Weiterhin ist die Steigung im kleinen Magnetfeldbereich deutlicher ausgeprägt, je kleiner die Ladungsträgerkonzentration ist, d.h. je näher man sich am Ladungsneutralitätspunkt befindet. Diese Entwicklung ist bemerkenswert. Da sowohl die Geometrie der Proben als auch die elektrischen Transporteigenschaften vergleichbar sind, würde man einen ähnlichen Verlauf erwarten. Jedoch besteht ein deutlicher Unterschied in der Dotierung. Die Folge dieser Dotierung ist die Verformung der Bandstruktur in der Form des Mexican-Hat. Es ist also ein entscheidender Unterschied zwischen den beiden Proben im Bereich des Ladungsneutralitätspunktes vorhanden. In der dotierten Probe durchläuft die Fermiennergie die Mexican-Hat-Struktur bei Annäherung an den Neutralitätspunkt. Als Ergebnis werden Ladungsträger mit einer weiteren Konzentration erwartet. Im klassischen Fall wird dadurch wiederum ein positiver Magnetowiderstand nach dem Drude-Modell vorhergesagt. Der positive Anstieg des Magnetowiderstandes bei kleinen La-

dungsträgertypen kann auf diese Weise interpretiert werden. Um diese Entwicklung weiter zu untersuchen, wurden weitere Messungen bei kleinen Ladungsträgerkonzentrationen aufgenommen und der positive Anstieg nach Gl. 2.15 angepasst. Abbildung 7.5(c) bis (d) zeigt die dazugehörigen Messungen. Wie zu erkennen ist, stimmen die Drude-Fits sehr gut mit dem positiven Anstieg überein. Diese qualitative Übereinstimmung bekräftigt die bisherige Annahme, dass eine weitere Ladungsträgerkonzentration induziert wurde. Es ist jedoch nicht komplett ausgeschlossen, dass die induzierten Ladungsträger aus der Bildung der Elektronen-Loch-Inseln stammen. Allerdings dient in diesem Fall die undotierte Doppellage als eine Kontrollprobe. Unabhängig von der Ausbildung einer Bandlücke bzw. der Verformung der Energiedispersion entstehen auch da Elektronen-Loch-Inseln am Ladungsneutralitätspunkt. Jedoch wurde kein positiver Anstieg im Bereich der Elektronen in dieser Doppellage festgestellt. Dadurch kann dieser positive Magnetowiderstand als eine indirekte Messung der Mexican-Hat-Struktur aufgefasst werden.

C: Proben Übersicht

In diesem Teil werden die verwendeten Proben mit dessen Eigenschaften zusammengefasst. Es werden der Name der Probe, die Kapitelnummer in der diese verwendet wurde und die Lagenanzahl dargestellt.

Name	Kapitel	Lagenanzahl
AH-330 nm	3	1
22SSV-330 nm	4	1
21SSV-330 nm	4	2
3A-285 nm	5.1	1
1F-330 nm	5.3	1
14E-330 nm	5.4	2
UN-DL-330 nm	Anhang A	2
D-DL-330 nm	Anhang A	2

D: Charakterisierungsmessungen

Probe 1F-330 nm

Die Charakterisierung der Flocke erfolgte über den mittleren Teil der Gesamt-Struktur. Dafür wurde ein Wechselstrom von 100 nA über zwei der mittleren Kontakte getrieben und die Spannung in einer vier-Punkt-Konfiguration aufgenommen. Das Ergebnis für den Widerstand ist in Abb. 7.6(a) gegen die Backgate-Spannung dargestellt. Der Feldeffekt mit einem Ladungsneutralitätspunkt von $U_{BG} = 32\text{ V}$ ist zu sehen. Die Restdotierung ist auf Ablagerungen auf der Probe zurückzuführen, die in den einzelnen Prozessierungs-Schritten angesammelt wurden. Die Charakterisierung der Lagenanzahl erfolgt über den Magnetotransport. Abbildung 7.6(b) zeigt die Shubnikov-de Haas-Oszillationen bei einer konstanten Ladungsträgerdichte im Elektronenbereich gegen das inverse Magnetfeld. Wie bereits in Kapitel 4 beschrieben, kann die Berry-Phase ermittelt werden und liegt bei π . Die Flocke wird dadurch als eine Graphen-Einzellage identifiziert. Weiterhin kann die Beweglichkeit für den mittleren Abschnitt angegeben werden und liegt für Löcher bei $\mu = 20000\text{ cm}^2/\text{Vs}$ und für Elektronen $18000\text{ cm}^2/\text{Vs}$. Eine Feldeffekt-Messung wurde auch über den Ring durchgeführt. Hierfür wurde eine

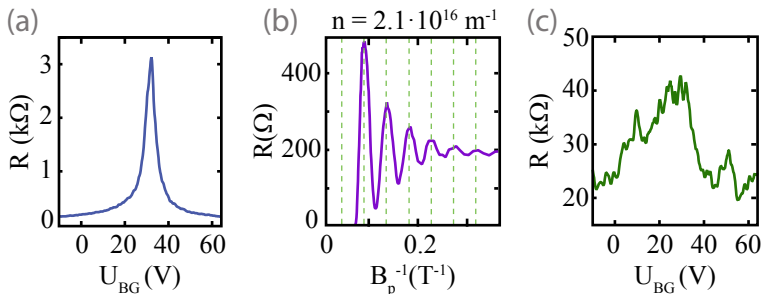


Abbildung 7.6: Charakterisierung von 1F-330 nm: (a) Eine vier-Punkt-Widerstandsmessung über den mittleren Teil der Probe. (b) SdH-Oszillationen gegen das inverse Magnetfeld. (c) Eine Widerstandsmessung über den Ring in einer drei-Punkt-Konfiguration.

drei-Punkt-Konfiguration verwendet. Das Ergebnis ist in Abb. 7.6(c) gezeigt. Zwar lässt sich das Feldeffekt-Maximum bei $U_{BG} \approx 30$ V feststellen, jedoch ist der Peak nicht genauso gut ausgeprägt wie in dem mittleren Teil der Probe (Abb. 7.6(a)). Außerdem ist der Widerstand über den gesamten Bereich erhöht und liegt im Maximum bei $R_{CNP} = 42$ k Ω . Dieser Wert ist vergleichbar mit den Werten für den in Abschnitt 5.1 vorgestellten Ring. Hohe Widerstandsfluktuationen sind im ganzen Spannungsbereich zu beobachten. Weiterhin wurden keine SdH-Oszillationen über den Ring festgestellt. Aufgrund des Kontaktwiderstandes kann die Beweglichkeit nicht genau bestimmt werden, lässt sich jedoch zu $\mu = 2000$ cm²/Vs abschätzen. Der Unterschied zwischen der Messung über den mittleren Teil und über den Ring ist auf die Wirkung der Unordnung an der Kante zurückzuführen, die den elektrischen und den Magnetotransport deutlich einschränkt, wie in Abschnitt 4.2 gezeigt wurde.

Literaturverzeichnis

- [1] Y. Aharonov und D. Bohm, *Significance of Electromagnetic Potentials in the Quantum Theory*, Phys. Rev., **115**, 485–491 (1959).
- [2] J. C. Slonczewski und P. R. Weiss, *Band Structure of Graphite*, Phys. Rev., **109**, 272–279 (1958).
- [3] H. P. Boehm, A. Clauss und U. Fischer, G. O. und Hofmann, *Dünnste Kohlenstoff-Folien*, Z. Naturforschg., **17 b**, 150–153 (1962).
- [4] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva und A. A. Firsov, *Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films*, Science, **306**(5696), 666–669 (2004).
- [5] E. McCann, *Asymmetry gap in the electronic band structure of bilayer graphene*, Phys. Rev. B, **74**, 161403 (2006).
- [6] E. McCann, *Interlayer asymmetry gap in the electronic band structure of bilayer graphene*, Physica Status Solidi (b), **244**(11), 4112–4117 (2007).
- [7] M. I. Katsnelson, K. S. Novoselov und A. K. Geim, *Chiral tunnelling and the Klein paradox in graphene*, Nature Physics, **2**, 620–625 (2006).
- [8] P. R. Wallace, *The Band Theory of Graphite*, Phys. Rev., **71**, 622–634 (1947).
- [9] L. Spanu, S. Sorella und G. Galli, *Nature and Strength of Inter-layer Binding in Graphite*, Phys. Rev. Lett., **103**, 196401 (2009).

- [10] A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres, K. S. Novoselov und A. K. Geim, *The electronic properties of graphene*, Rev. Mod. Phys., **81**, 109–162 (2009).
- [11] K.S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, M. I. Katsnelson, I. V. Grigorieva, S. V. Dubono und A. A. Firsov, *Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene*, Nature, **438**, 197–200 (2005).
- [12] E. McCann und V. I. Fal'ko, *Landau-Level Degeneracy and Quantum Hall Effect in a Graphite Bilayer*, Phys. Rev. Lett., **96**, 086805 (2006).
- [13] J. B. Oostinga, H. B. Heersche, X Liu, A. F Morpurgo und L. M. K. Vandersypen, *Gate-induced insulating state in bilayer graphene devices*, Nature Materials, **7**, 151–157 (2007).
- [14] G. M. Rutter, S. Jung, N. N. Klimov, D. B. Newell, N. B. Zhitenev und J. A. Stroscio, *Microscopic polarization in bilayer graphene*, Nature Physics, **7**, 649–655 (2011).
- [15] H. Min, B. Sahu, S. K. Banerjee und A. H. MacDonald, *Ab initio theory of gate induced gaps in graphene bilayers*, Phys. Rev. B, **75**, 155115 (2007).
- [16] L. Matthes und F. Bechstedt, *Influence of edge and field effects on topological states of germanene nanoribbons from self-consistent calculations*, Phys. Rev. B, **90**, 165431 (2014).
- [17] P. Michetti, P. H. Penteado, J. C. Egues und P. Recher, *Helical edge states in multiple topological mass domains*, Semiconductor Science and Technology, **27**(12), 124007 (2012).
- [18] J. R. Williams, L. DiCarlo und C. M. Marcus, *Quantum Hall Effect in a Gate-Controlled p-n Junction of Graphene*, Science, **317**(5838), 638–641 (2007).
- [19] G. Liu, J. Velasco, W. Bao und C. N. Lau, *Fabrication of graphene p-n-p junctions with contactless top gates*, Applied Physics Letters, **92**(20) (2008).

- [20] R. V. Gorbachev, A. K. Geim, M. I. Katsnelson, K. S. Novoselov, T. Tudorovskiy, I. V. Grigorieva, A. H. MacDonald, S. V. Morozov, K. Watanabe, T. Taniguchi und L. A. Ponomarenko, *Strong Coulomb drag and broken symmetry in double-layer graphene*, Nature Physics, **8**, 896–901 (2012).
- [21] J. Martin, N. Akerman, G. Ulbricht, T. Lohmann, J. H. Smet, K. Klitzing und A. Yacoby, *Observation of electron–hole puddles in graphene using a scanning single-electron transistor*, Nature Physics, **4**, 144–148 (2008).
- [22] A. K. Geim und K. S. Novoselov, *The rise of graphene*, Nature Materials, **6**, 183–191 (2007).
- [23] S. V. Morozov, K. S. Novoselov, M. I. Katsnelson, F. Schedin, D. C. Elias, J. A. Jaszczak und A. K. Geim, *Giant Intrinsic Carrier Mobilities in Graphene and Its Bilayer*, Phys. Rev. Lett., **100**, 016602 (2008).
- [24] J. H. Chen, C. Jang, S. Adam, M. S. Fuhrer, E. D. Williams und M. Ishigami, *Charged-impurity scattering in graphene*, Nature Physics, **4**, 377–381 (2008).
- [25] X. Wang, X. Li, L. Zhang, Y. Yoon, P. K. Weber, H. Wang, J. Guo und H. Dai, *N-Doping of Graphene Through Electrothermal Reactions with Ammonia*, Science, **324**(5928), 768–771 (2009).
- [26] S. Y. Zhou, D. A. Siegel, A. V. Fedorov und A. Lanzara, *Metal to Insulator Transition in Epitaxial Graphene Induced by Molecular Doping*, Phys. Rev. Lett., **101**, 086402 (2008).
- [27] S. J. Goncher, L. Zhao, A. N. Pasupathy und G. W. Flynn, *Substrate Level Control of the Local Doping in Graphene*, Nano Letters, **13**(4), 1386–1392 (2013).
- [28] M. Park, Y. J. Yun, M. Lee, D. H. Jeong, Y. Jun, Y. W. Park und B. H. Kim, *Local doping of graphene devices by selective hydrogen adsorption*, AIP Advances, **5**(1) (2015).
- [29] H. Schmidt, J. C. Rode, C. Belke, D. Smirnov und R. J. Haug,

- Mixing of edge states at a bipolar graphene junction*, Phys. Rev. B, **88**, 075418 (2013).
- [30] A. Calogeracos und N. Dombey, *History and physics of the Klein paradox*, Contemporary Physics, **40**(5), 313–321 (1999).
- [31] V. V. Cheianov und V. I. Fal’ko, *Selective transmission of Dirac electrons and ballistic magnetoresistance of p-n junctions in graphene*, Phys. Rev. B, **74**, 041403 (2006).
- [32] V. V. Cheianov, V. I. Fal’ko und B. L. Altshuler, *The Focusing of Electron Flow and a Veselago Lens in Graphene p-n Junctions*, Science, **315**(5816), 1252–1255 (2007).
- [33] B. Huard, J. A. Sulpizio, N. Stander, K. Todd, B. Yang und D. Goldhaber-Gordon, *Transport Measurements Across a Tunable Potential Barrier in Graphene*, Phys. Rev. Lett., **98**, 236803 (2007).
- [34] N. Stander, B. Huard und D. Goldhaber-Gordon, *Evidence for Klein Tunneling in Graphene p-n Junctions*, Phys. Rev. Lett., **102**, 026807 (2009).
- [35] E. Rossi, J. H. Bardarson, P. W. Brouwer und S. Das Sarma, *Signatures of Klein tunneling in disordered graphene p-n-p junctions*, Phys. Rev. B, **81**, 121408 (2010).
- [36] S. Sutar, E. S. Comfort, J. Liu, T. Taniguchi, K. Watanabe und J. U. Lee, *Angle-Dependent Carrier Transmission in Graphene p-n Junctions*, Nano Letters, **12**(9), 4460–4464 (2012).
- [37] J. M. Ziman. *Electrons and phonos.* (1960).
- [38] Z. Liao, Y. Zhou, H. Wu, B. Han und D Yu, *Observation of both classical and quantum magnetoresistance in bilayer graphene*, EPL (Europhysics Letters), **94**(5), 57004 (2011).
- [39] S. Cho und M.I S. Fuhrer, *Charge transport and inhomogeneity near the minimum conductivity point in graphene*, Phys. Rev. B, **77**, 081402 (2008).

- [40] P. S. Alekseev, A.P. Dmitriev, I.V. Gornyi, V. Yu. Kachorovskii, B.N. Narozhny, M. Schütt und M. Titov, *Magnetoresistance in Two-Component Systems*, Phys. Rev. Lett., **114**, 156601 (2015).
- [41] 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**, 494–497 (1980).
- [42] V. P. Gusynin und S. G. Sharapov, *Unconventional Integer Quantum Hall Effect in Graphene*, Phys. Rev. Lett., **95**, 146801 (2005).
- [43] K. S. Novoselov, E. MacCann, S. V. Morozov, V. I. Fal’ko, M. I. Katsnelson, U. Zeitler, D. Jiang, F. Schedin und A. K. Geim, *Unconventional quantum Hall effect and Berry’s phase of 2π in bilayer graphene*, Nature Physics, **2**, 177–180 (2006).
- [44] R. J. Haug, *Edge-state transport and its experimental consequences in high magnetic fields*, Semiconductor Science and Technology, **8**(2), 131 (1993).
- [45] L. Shubnikov und W. de Haas, Leiden Communication, **207a**(3) (1930).
- [46] L. Shubnikov und W. de Haas, *A New Phenomenon in the Change of Resistance in a Magnetic Field of Single Crystals of Bismuth*, Nature, **126**, 500–500 (1930).
- [47] Y. Zhang, Y. W. Tan, H. L. Stormer und P. Kim, *Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry’s phase in graphene*, Nature, **438**, 201–204 (2005).
- [48] E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello und T. V. Ramakrishnan, *Scaling Theory of Localization: Absence of Quantum Diffusion in Two Dimensions*, Phys. Rev. Lett., **42**, 673–676 (1979).
- [49] B. L. Altshuler, D. Khmel’nitzkii, A. I. Larkin und P. A. Lee, *Magnetoresistance and Hall effect in a disordered two-dimensional electron gas*, Phys. Rev. B, **22**, 5142–5153 (1980).
- [50] E.L. Altshuler, B.L. Altshuler und A.G. Aronov, *Quasielastic*

- electron- electron scattering and anomalous magnetoresistance*, Solid State Communications, **54**(7), 617 – 620 (1985).
- [51] T. Gang, M. D. Yilmaz, D. Atac, S. K. Bose, E. Strambini, A. H. Velders, M. P. de Jong, J. Huskens und W. G. van der Wiel, *Tunable doping of a metal with molecular spins*, Nature Nanotechnology, **7**, 232–236 (2012).
- [52] G. M. Gusev, U. Gennser, X. Kleber, D. K. Maude, J. C. Portal, D. I. Lubyshev, P. Basmaji, M. de P. A. Silva, J. C. Rossi und Yu. V. Nastaushev, *Quantum interference effects in a strongly fluctuating magnetic field*, Phys. Rev. B, **53**, 13641–13644 (1996).
- [53] Hai-Zhou Lu, Junren Shi und Shun-Qing Shen, *Competition between Weak Localization and Antilocalization in Topological Surface States*, Phys. Rev. Lett., **107**, 076801 (2011).
- [54] E. McCann, K. Kechedzhi, V. I. Fal'ko, H. Suzuura, T. Ando und B. L. Altshuler, *Weak-Localization Magnetoresistance and Valley Symmetry in Graphene*, Phys. Rev. Lett., **97**, 146805 (2006).
- [55] Y. Chen, M. Bae, C. Chialvo, T. Dirks, A. Bezryadin und N. Mason, *Magnetoresistance in single-layer graphene: weak localization and universal conductance fluctuation studies*, Journal of Physics: Condensed Matter, **22**(20), 205301 (2010).
- [56] R. G. Chambers, *Shift of an Electron Interference Pattern by Enclosed Magnetic Flux*, Phys. Rev. Lett., **5**, 3–5 (1960).
- [57] R. A. Webb, S. Washburn, C. P. Umbach und R. B. Laibowitz, *Observation of h/e Aharonov-Bohm Oscillations in Normal-Metal Rings*, Phys. Rev. Lett., **54**, 2696–2699 (1985).
- [58] A. Fuhrer, S. Lüscher, T. Ihn, K. Ensslin, W. Wegscheider und M. Bichler, *Energy spectra of quantum rings*, Nature, **413**, 822–825 (2001).
- [59] U. F. Keyser, C. Fühner, S. Borck, R. J. Haug, M. Bichler, G. Abstreiter und W. Wegscheider, *Kondo Effect in a Few-Electron Quantum Ring*, Phys. Rev. Lett., **90**, 196601 (2003).

- [60] H. Peng, K. Lai, D. Kong, S. Meister, Y. Chen, X. Qi, S. Zhang, Z. Shen und Y. Cui, *Aharonov–Bohm interference in topological insulator nanoribbons*, Nature Materials, **9**, 225–229 (2010).
- [61] T. Gang, M. D. Yilmaz, D. Atac, S. K. Bose, E. Strambini, A. H. Velders, M. P. de Jong, J. Huskens und W. G. van der Wiel, *Aharonov–Bohm oscillations in carbon nanotubes*, Nature, **397**, 673–675 (1999).
- [62] C. P. Umbach, C. Van Haesendonck, R. B. Laibowitz, S. Washburn und R. A. Webb, *Direct observation of ensemble averaging of the Aharonov–Bohm effect in normal-metal loops*, Phys. Rev. Lett., **56**, 386–389 (1986).
- [63] P. Recher, B. Trauzettel, A. Rycerz, Ya. M. Blanter, C. W. J. Beenakker und A. F. Morpurgo, *Aharonov–Bohm effect and broken valley degeneracy in graphene rings*, Phys. Rev. B, **76**, 235404 (2007).
- [64] R. Jackiw, A. I. Milstein, S.-Y. Pi und I. S. Terekhov, *Induced current and Aharonov–Bohm effect in graphene*, Phys. Rev. B, **80**, 033413 (2009).
- [65] V. Hung Nguyen, Y. M. Niquet und P. Dollfus, *Aharonov–Bohm effect and giant magnetoresistance in graphene nanoribbon rings*, Phys. Rev. B, **88**, 035408 (2013).
- [66] J. Schelter, B. Trauzettel und P. Recher, *How to Distinguish between Specular and Retroconfigurations for Andreev Reflection in Graphene Rings*, Phys. Rev. Lett., **108**, 106603 (2012).
- [67] S. Russo, J. B. Oostinga, D. Wehenkel, H. B. Heersche, S. S. Sobhani, L. M. K. Vandersypen und A. F. Morpurgo, *Observation of Aharonov–Bohm conductance oscillations in a graphene ring*, Phys. Rev. B, **77**, 085413 (2008).
- [68] M. Huefner, F. Molitor, A. Jacobsen, A. Pioda, C. Stampfer, K. Ensslin und T. Ihn, *The Aharonov–Bohm effect in a side-gated graphene ring*, New Journal of Physics, **12**(4), 043054 (2010).
- [69] J. S. Yoo, Y. W. Park, V. Skákalová und S. Roth, *Shubnikov–de*

- Haas and Aharonov Bohm effects in a graphene nanoring structure*, Applied Physics Letters, **96**(14) (2010).
- [70] D. Smirnov, H. Schmidt und R. J. Haug, *Aharonov-Bohm effect in an electron-hole graphene ring system*, Applied Physics Letters, **100**(20) (2012).
- [71] A. Rahman, J. W. Guikema, S. H. Lee und N. Markovic, *Transmission of phase information between electrons and holes in graphene*, Phys. Rev. B, **87**, 081401 (2013).
- [72] Y. Nam, S. Y. Jai, Y. W. Park, N. Lindvall, N. Bauch und A. Yurgens, *The Aharonov-Bohm effect in graphene rings with metal mirrors*, Carbon, **50**(15), 5562 – 5568 (2012).
- [73] D. Smirnov, J. C. Rode und R. J. Haug, *Suppression of decoherence in a graphene monolayer ring*, Applied Physics Letters, **105**(8) (2014).
- [74] J. Schelter, P. Recher und B. Trauzettel, *The Aharonov-Bohm effect in graphene rings*, Solid State Communications, **152**(15), 1411 – 1419 (2012).
- [75] L. D. Landau, *Zur Theorie der phasenumwandlungen II*, Phys. Z. Sowjetunion, **11**, 26–35 (1937).
- [76] R. E. Peierls, *Quelques proprietes typiques des corps solides*, Ann. I. H. Poincare, **5**, 177–222 (1935).
- [77] Y. Zhang, J. P. Small, W. V. Pontius und P. Kim, *Fabrication and electric-field-dependent transport measurements of mesoscopic graphite devices*, Applied Physics Letters, **86**(7) (2005).
- [78] J. Röhrli, M. Hundhausen, K. V. Emtsev, Th. Seyller, R. Graupner und L. Ley, *Raman spectra of epitaxial graphene on SiC(0001)*, Applied Physics Letters, **92**(20) (2008).
- [79] X. Li, W. Cai, J. An, S. Kim, J. Nah, D. Yang, R. Piner, A. Velamakanni, I. Jung, E. I. Tutuc, S. K. Banerjee, L. Colombo und R. S. Ruoff, *Large-Area Synthesis of High-Quality and Uniform*

- Graphene Films on Copper Foils*, Science, **324**(5932), 1312–1314 (2009).
- [80] B.i Lee, S. Park, H.l Kim, K. Cho, E. M. Vogel, M. J. Kim, R. M. Wallace und J. Kim, *Conformal Al₂O₃ dielectric layer deposited by atomic layer deposition for graphene-based nanoelectronics*, Applied Physics Letters, **92**(20) (2008).
- [81] L. Liao, J. Bai, Y. Qu, Y. Huang und X. Duan, *Single-layer graphene on Al₂O₃ /Si substrate: better contrast and higher performance of graphene transistors*, Nanotechnology, **21**(1), 015705 (2010).
- [82] J. Henrie, S. Kellis, S. Schultz und A. Hawkins, *Electronic color charts for dielectric films on silicon*, Opt. Express, **12**(7), 1464–1469 Apr (2004).
- [83] P. Blake, E. W. Hill, A. H. Castro Neto, K. S. Novoselov, D. Jiang, R. Yang, T. J. Booth und A. K. Geim, *Making graphene visible*, Applied Physics Letters, **91**(6) (2007).
- [84] A. C. Ferrari, J. C. Meyer, V. Scardaci, C. Casiraghi, M. Lazzeri, F. Mauri, S. Piscanec, D. Jiang, K. S. Novoselov, S. Roth und A. K. Geim, *Raman Spectrum of Graphene and Graphene Layers*, Phys. Rev. Lett., **97**, 187401 (2006).
- [85] X. Wang und H. Dai, *Etching and narrowing of graphene from the edges*, Nature Chemistry, **2**, 661–665 (2010).
- [86] C. Stampfer, E. Schurtenberger, F. Molitor, J. Güttinger, T. Ihn und K. Ensslin, *Tunable Graphene Single Electron Transistor*, Nano Letters, **8**(8), 2378–2383 (2008).
- [87] S. Masubuchi, M. Ono, K. Yoshida, K. Hirakawa und T. Machida, *Fabrication of graphene nanoribbon by local anodic oxidation lithography using atomic force microscope*, Applied Physics Letters, **94**(8) (2009).
- [88] M. C. Lemme, D. C. Bell, J. R. Williams, L. A. Stern, B. W. H. Baugher, P. Jarillo-Herrero und C. M. Marcus, *Etching of Gra-*

- phene Devices with a Helium Ion Beam*, ACS Nano, **3**(9), 2674–2676 (2009).
- [89] J. Baringhaus, M. Ruan, F. Edler, A. Tejada, M. Sicot, A. Taleb-Ibrahimi, A. Li, Z. Jiang, E. H. Conrad, C. Berger, C. Tegenkamp und W. A. de Heer, *Exceptional ballistic transport in epitaxial graphene nanoribbons*, Nature, **506**, 349–354 (2014).
- [90] J. A. Robinson, M. LaBella, M. Zhu, M. Hollander, R. Kasarda, Z. Hughes, K. Trumbull, R. Cavaleiro und D. Snyder, *Contacting graphene*, Applied Physics Letters, **98**(5) (2011).
- [91] W. S. Leong, H. Gong und J. T. L. Thong, *Low-Contact-Resistance Graphene Devices with Nickel-Etched-Graphene Contacts*, ACS Nano, **8**(1), 994–1001 (2014).
- [92] T. Lüdtke. *Entkoppelte Graphen-Einzel-Lagen: p-n Uebergänge, Quanten-Interferenzen und Nichtlinearität*. PhD thesis, Leibniz Universität Hannover, (2011).
- [93] M. T. Allen, J. Martin und A. Yacoby, *Gate-defined quantum confinement in suspended bilayer graphene*, Nature Communications, **3**(934) (2012).
- [94] Y. Lin, C. Lu, C. Yeh, C. Jin, K. Suenaga und P. Chiu, *Graphene Annealing: How Clean Can It Be?*, Nano Letters, **12**(1), 414–419 (2012).
- [95] A. M. Goossens, V. E. Calado, A. Barreiro, K. Watanabe, T. Taniguchi und L. M. K. Vandersypen, *Mechanical cleaning of graphene*, Applied Physics Letters, **100**(7) (2012).
- [96] J. Moser, A. Barreiro und A. Bachtold, *Current-induced cleaning of graphene*, Applied Physics Letters, **91**(16) (2007).
- [97] S. Tanaka, H. Goto, H. Tomori, Y. Ootuka, K. Tsukagoshi und A. Kanda, *Effect of current annealing on electronic properties of multilayer graphene*, Journal of Physics: Conference Series, **232**(1), 012015 (2010).
- [98] N. Mizuno, B. Nielsen und X. Du, *Ballistic-like supercurrent in*

- suspended graphene Josephson weak links*, Nature Communications, **4**(2716) (2013).
- [99] Y. Zhou, L. Zhang, D. Yu und Z. Liao, *Magnetic field induced insulating state in bilayer graphene at charge neutral point*, Applied Physics Letters, **104**(15) (2014).
- [100] J. G. Checkelsky, L. Li und N. P. Ong, *Zero-Energy State in Graphene in a High Magnetic Field*, Phys. Rev. Lett., **100**, 206801 (2008).
- [101] Y. Zhao, P. Cadden-Zimansky, Z. Jiang und P. Kim, *Symmetry Breaking in the Zero-Energy Landau Level in Bilayer Graphene*, Phys. Rev. Lett., **104**, 066801 (2010).
- [102] D. S. L. Abergel, V. Apalkov, J. Berashevich, K. Ziegler und T. Chkraborty, *Properties of graphene: a theoretical perspective*, Advances in Physics, **59**, 261–482 (2010).
- [103] J. Poumirol, W. Escoffier, A. Kumar, B. Raquet und M. Goiran, *Impact of disorder on the $\nu = 2$ quantum Hall plateau in graphene*, Phys. Rev. B, **82**, 121401 (2010).
- [104] D. A. Abanin und L. S. Levitov, *Quantized Transport in Graphene p-n Junctions in a Magnetic Field*, Science, **317**(5838), 641–643 (2007).
- [105] S. Heydrich, M. Hirmer, C. Preis, T. Korn, J. Eroms, D. Weiss und C. Schüller, *Scanning Raman spectroscopy of graphene antidot lattices: Evidence for systematic p-type doping*, Applied Physics Letters, **97**(4) (2010).
- [106] F. Oberhuber, S. Blien, S. Heydrich, F. Yaghobian, T. Korn, C. Schüller, C. Strunk, D. Weiss und J. Eroms, *Weak localization and Raman study of anisotropically etched graphene antidots*, Applied Physics Letters, **103**(14) (2013).
- [107] J. Dauber, B. Terrés, C. Volk, S. Trellenkamp und C. Stampfer, *Reducing disorder in graphene nanoribbons by chemical edge modification*, Applied Physics Letters, **104**(8) (2014).

- [108] Mikito Koshino und Tsuneya Ando, *Orbital diamagnetism in multilayer graphenes: Systematic study with the effective mass approximation*, Phys. Rev. B, **76**, 085425 (2007).
- [109] M. F. Craciun, S. Russo, M. Yamamoto, J. B. Oostinga, A. F. Morpurgo und S. Tarucha, *Trilayer graphene is a semimetal with a gate-tunable band overlap*, Nature Nanotechnology, **4**, 383–388 (2009).
- [110] J. Chen, C. Jang, S. Xiao, M. Ishigami und M. S. Fuhrer, *Intrinsic and extrinsic performance limits of graphene devices on SiO₂*, Nature nanotechnology, **3**, 206–209 (2008).
- [111] B. Krafft, A. Foerster, A. van der Hart und Th. Schaepers, *Control of Aharonov–Bohm oscillations in a AlGaAs/GaAs ring by asymmetric and symmetric gate biasing*, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **9**(4), 635 – 641 (2001).
- [112] B. Chenaud, C. Chaubet, F. Schoppfe, L. Saminadayar und D. Mailly, *Overlap of edge channels and Aharonov-Bohm’s interferences*, Journal of Physics: Conference Series, **51**(1), 395 (2006).
- [113] F. V. Tikhonenko, D. W. Horsell, R. V. Gorbachev und A. K. Savchenko, *Weak Localization in Graphene Flakes*, Phys. Rev. Lett., **100**, 056802 (2008).
- [114] Y. Imry. *Introduction to mesoscopic physics*. (2001).
- [115] M. Sigrist, A. Fuhrer, T. Ihn, K. Ensslin, S. E. Ulloa, W. Wegscheider und M. Bichler, *Magnetic-Field-Dependent Transmission Phase of a Double-Dot System in a Quantum Ring*, Phys. Rev. Lett., **93**, 066802 (2004).
- [116] S Washburn und R. A. Webb, *Aharonov-Bohm effect in normal metal quantum coherence and transport*, Advances in Physics, **35** (1986).
- [117] F. Molitor, J. Güttinger, C. Stampfer, D. Graf, T. Ihn und K. Ensslin, *Local gating of a graphene Hall bar by graphene side gates*, Phys. Rev. B, **76**, 245426 (2007).

- [118] J. F. Tian, L. A. Jauregui, G. Lopez, H. Cao und Y. P. Chen, *Ambipolar graphene field effect transistors by local metal side gates*, Applied Physics Letters, **96**(26) (2010).
- [119] J. Schelter, D. Bohr und B. Trauzettel, *Interplay of the Aharonov-Bohm effect and Klein tunneling in graphene*, Phys. Rev. B, **81**, 195441 (2010).
- [120] O. V. Yazyev und M. I. Katsnelson, *Magnetic Correlations at Graphene Edges: Basis for Novel Spintronics Devices*, Phys. Rev. Lett., **100**, 047209 (2008).
- [121] V. K. Dugaev und M. I. Katsnelson, *Spin relaxation related to edge scattering in graphene*, Phys. Rev. B, **90**, 035408 (2014).
- [122] M. B. Lundeberg, R. Yang, J. Renard und J. A. Folk, *Defect-Mediated Spin Relaxation and Dephasing in Graphene*, Phys. Rev. Lett., **110**, 156601 (2013).
- [123] S. Fratini, D. Gosalbez-Martinez, P. Merodio Camara und J. Fernandez-Rossier, *Anisotropic intrinsic spin relaxation in graphene due to flexural distortions*, Phys. Rev. B, **88**, 115426 (2013).
- [124] V. A. Tkachenko, Z. D. Kvon, D. V. Sheglov, A. V. Latyshev, A. I. Toropov, O. A. Tkachenko, D. G. Baksheyev und A. L. Aseev, *Aharonov-Bohm oscillation amplitude in small ballistic interferometers*, JETP Letters, **79**(3), 136–140 (2004).
- [125] A. Mühle, W. Wegscheider und R. J. Haug, *Coupling in concentric double quantum rings*, Applied Physics Letters, **91**(13) (2007).
- [126] M. Büttiker, *Superconducting Quantum Interference Devices and their Applications*, SQUID'85, (editiert von h. Hahlbohm und H. Lübbig), 529–560 (1985).
- [127] S. Pedersen, A. E. Hansen, A. Kristensen, C. B. Sørensen und P. E. Lindelof, *Observation of quantum asymmetry in an Aharonov-Bohm ring*, Phys. Rev. B, **61**, 5457–5460 (2000).
- [128] S. Park und H. S. Sim, *π Berry phase and Veselago lens in a bilayer graphene np junction*, Phys. Rev. B, **84**, 235432 (2011).

- [129] N. Gu, M. Rudner und L. Levitov, *Chirality-Assisted Electronic Cloaking of Confined States in Bilayer Graphene*, Phys. Rev. Lett., **107**, 156603 (2011).
- [130] A. Varlet, M. Liu, V. Krueckl, D. Bischoff, P. Simonet, K. Watanabe, T. Taniguchi, K. Richter, K. Ensslin und T. Ihn, *Fabry-Perot Interference in Gapped Bilayer Graphene with Broken Anti-Klein Tunneling*, Phys. Rev. Lett., **113**, 116601 (2014).
- [131] S. Dröscher, H. Knowles, Y. Meir, K. Ensslin und T. Ihn, *Coulomb gap in graphene nanoribbons*, Phys. Rev. B, **84**, 073405 (2011).
- [132] A. W. Heine. *Präparation und Charakterisierung von Mono- und Bilagen Graphenstrukturen*. PhD thesis, Leibniz Universität Hannover, (2010).
- [133] M. Rein, N. Richter, K. Parvez, X. Feng, H. Sachdev, M. Kläui und K. Müllen, *Magnetoresistance and Charge Transport in Graphene Governed by Nitrogen Dopants*, ACS Nano, **9**(2), 1360–1366 (2015).

Publikationen

Teile dieser Arbeit sind erschienen in:

- D. Smirnov, H. Schmidt und R. J. Haug,
Aharonov-Bohm effect in an electron-hole graphene ring system,
Appl. Phys. Lett. **100**, 203114 (2012).
- D. Smirnov, H. Schmidt und R. J. Haug,
Quantum interference in an electron-hole graphene ring system,
AIP Conf. Proc. **1566**, 141 (2013).
- D. Smirnov, J. C. Rode und R. J. Haug,
Suppression of decoherence in a graphene monolayer ring,
Appl. Phys. Lett. **105**, 082112 (2014).

Andere Veröffentlichungen:

- G. Yu. Vasil'eva, P. S. Alekseeva, Yu. L. Ivanov, Yu. B. Vasil'ev, D. Smirnov, H. Schmidt, R. J. Haug, F. Gouide and G. Nachtwei, *Magnetoresistance of single-layer graphene under the conditions of short-range potential scattering*, JETP Letters **96**, 471 (2012).
- H. Schmidt, D. Smirnov, J. C. Rode und R. J. Haug, *Multi-terminal magnetotransport measurements over a tunable graphene p-n junction created by AFM-nanomachining*, AIP Conf. Proc. **1566**, 175 (2013).
- H. Schmidt, J. C. Rode, C. Belke, D. Smirnov und R. J. Haug, *Mixing of edge states at a bipolar graphene junction*, Phys. Rev. B **88**, 075418 (2013).
- H. Schmidt, J. C. Rode, D. Smirnov und R. J. Haug, *Superlattice Structures in Twisted Bilayers of Folded Graphene*, Nature Communications **5**, 5742 (2014).

Konferenzbeiträge

- Frühjahrstagung der deutschen Physikalischen Gesellschaft, 2011 (Vortrag), 2012 (Vortrag), 2013 (Vortrag), 2014 (Vortrag)
- NanoDay Hannover, 2013 (Poster), 2014 (Poster), 2015 (Vortrag)
- NTH Meeting, 2012 (Poster), 2013 (Vortrag), 2014 (Vortrag)
- DFG Schwerpunktprogramm 1459 Graphene: Workshop 2011 (Poster), 2014 (Vortrag), 2015 (Poster)

International

- International Winterschool on New Developments in Solid State Physics, 2010 und 2012, Mauterndorf, Österreich (Poster)
- Grapheneweek, 2012, Delft, Niederlande (Poster) und 2014, Göteborg, Schweden (Poster)
- International Conference on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems (EP2DS), 2013, Wroclaw, Polen (Poster) und 2015, Sendai, Japan (Poster)
- International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS), 2012, Zürich, Schweiz (Poster)

Lebenslauf

Zur Person

Name **Dmitri Smirnov**
Geburtsdatum **11. Dezember 1984**
Geburtsort **Tomsk (Russland)**

Ausbildung

1992-1996 Grundschole in Tomsk (Russland)
1996-1997 Besuch der Orientierungsstufe an der
Albert Einstein Schule, Laatzen
1997-2004 Besuch des Erich Kästner Gymnasiums, Laatzen
2004 Abschluss: **Abitur**
2005-2007 Grundstudium der Physik an der Universität, Hannover
2007-2011 Hauptstudium der Physik an der Universität, Hannover
Diplomarbeit: "Untersuchung und Charakterisierung
von Graphen-Einzellagen und Ringstrukturen"
betreut von Prof. Dr. Rolf J. Haug
2011 Abschluss: **Diplom**

ab April 2011 Vorbereitung der Dissertation am Institut der
Festkörperphysik der Leibniz Universität Hannover

Hannover, 16. Februar 2016

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mich während dieser Arbeit unterstützt haben.

Ganz besonders möchte ich mich bei meinem Doktorvater Professor Dr. Rolf J. Haug für die Möglichkeit an diesem spannenden Thema zu arbeiten und für die hervorragende Betreuung bedanken.

Professor Dr. Patrik Recher danke ich für die freundliche Übernahme des Korreferats.

Bei meinen Graphen-Vorgängern Dr. Patrick Barthold, Dr. Thomas Lüdtke und Dr. Henrik Schmidt, von denen ich viel lernen konnte, möchte ich mich besonders bedanken. Dank gilt auch meinen Nachfolgern Benedikt Brechtken, Fabian Schlage, Johannes Rode, Christopher Belke und Felix Klösel. Für eine gute Zusammenarbeit möchte ich mich auch bei unseren Kollaborateuren aus St.Petersburg Dr. Yuriy Vasilyev und Galina Vasileva bedanken. Für weitere Unterstützung und anregende Diskussionen danke ich Priv.-Doz. Dr. Frank Hohls und Dr. Niels Ubbelohde.

Für die ausgezeichnete Arbeit im technischen und Verwaltungsbereich möchte ich mich bei Klara Wernecke, Yvonne Griep, Florin Riechers, Ronny Huether und Manfred Marquardt bedanken.

Für anregende und interessante Diskussionen, aber auch für die außerordentliche Arbeitsatmosphäre möchte ich mich herzlich bei Alexander Heine, Monika Kotzian, Dr. Lina Bockhorn und Timo Wagner bedanken.

Bei Fabian Berski und Pavel Sterin möchte ich mich für die so unterhaltsamen Admin-Meetings bedanken.

Des Weiteren danke ich allen derzeitigen und ehemaligen Nanos und Femtos für die nette Arbeitsatmosphäre während der letzten Jahre, darunter Prof. Michael Oestreich, Dr. Jens Hübner, Dr. Eddy Patrick Rugeramigabo, Jan Kühne, Gunnar Schneider, Johannes Bayer, Felix Busse, Ramin Dabhashi, Micahel Beck, Hendrik Kuhn, Lukas, Fricke, Julia Wiegand, Nandhavel Sethubalashubramanian, Jan Gerrit Lonnenman, Jennifer Haack, Dr. Niels Maire, Dr. Alexei Agafonov, Agnes Bei-

chert, Dr. Stefanie Döhrmann, Dr. Dave English, Dr. Christian Fricke, Andre Grieger, Aida Hodaei, Dr. Hauke Horn, Cay Kalmbach, Dr. Alexander Mühle, Dr. Maximilian Rogge, Nils Scharnhorst, Arthur Varkentin und Dr. Daniel Tutuc.

Abschließend möchte ich mich bei meinen Eltern und meiner Schwester für ihre durchgehende und anhaltende Unterstützung während der gesamten Arbeit ganz herzlich bedanken.

