

Zweidimensionale Kohlenstoffkristalle: Elektrischer Transport in Einzel- und Doppellagen-Graphen

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. Hennrik Schmidt
geboren am 16. April 1982 in Celle

2012

Referent: Prof. Dr. Rolf J. Haug
Korreferent: Prof. Dr. Georg Nachtwei

Tag der Promotion: 3. Februar 2012

Kurzzusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit monoatomar dünnen Schichten aus Kohlenstoff, dem sogenannten Graphen. Diese dünnen Kohlenstoffkristalle zeigen außergewöhnliche Eigenschaften, die mittels Transportspektroskopie analysiert werden. Dafür wurden verschiedene Systeme hergestellt und untersucht: Einzel- und gekoppelte Doppellagen sowie gefaltete Einzellagen mit zueinander verdrehten Gittern.

Da Einzellagen-Graphen einen zweidimensionalen Kristall darstellt, bei dem jedes Atom an der Oberfläche liegt, verhält sich der elektrische Transport sehr sensitiv auf jegliche Arten von Störungen, von denen drei betrachtet werden. Erstens werden Adsorbate auf der Oberfläche entfernt und die Veränderung der Transporteigenschaften währenddessen analysiert. Des Weiteren wird der Bereich kleiner Ladungsträgerdichten genutzt, um feldabhängige Ladungsumladungen zu untersuchen. Als dritter Fall wird an einer Einzellage mit dem Rasterkraftmikroskop gezielt ein bestimmter Bereich verändert und die Auswirkungen auf den Transport ausführlich erläutert.

Weiterhin werden entkoppelte Doppellagensysteme untersucht. Zum Einen wird an einer geklappten Probe mit separat kontaktierten Lagen der Transport durch den gefalteten Bereich analysiert. Zum Anderen werden an parallel kontaktierten entkoppelten Lagen Magnetotransportmessungen durchgeführt, um die Eigenschaften dieser nur um wenige Angström auseinanderliegende Lagen zu untersuchen. Dabei wird gezeigt, dass es zur Abschirmung des angelegten elektrischen Feldes und von Substrateffekten kommt. Die Wechselwirkung der beiden Lagen wird anhand einer reduzierten Fermigeschwindigkeit nachgewiesen.

Schlagworte: Graphen, Magnetotransport, verdrehte Doppellagen

Abstract

In his work atomically thin layers of carbon, so-called graphene, are investigated. These systems exhibit outstanding electronic properties which are analysed using magnetotransport measurements. For this purpose, different types of samples are prepared, analysed and discussed. In addition to conventional single layer and single crystal bilayer systems, folded flakes with twisted planes are examined.

Since monolayer graphene is a two dimensional crystal in which every atom sits at the surface, it is very sensitive to any type of perturbation. Three different cases are investigated: Firstly, dopants are removed from the surface and the change in transport properties is monitored. Secondly, the regime of small carrier concentrations is used to observe field induced recharging of inhomogeneities. Thirdly, an atomic force microscope is used to alter the graphene itself in a defined region. The implications of this modification are again investigated using magnetotransport measurements.

The influence of one layer on another one is studied in decoupled two layer samples. A folded sample with separately contacted layers is used to show transport through the folded region. For jointly contacted layers parallel transport measurements are performed to analyse screening effects of an applied electric field and substrate influence. The interaction of the two layers is shown by a significant reduction of the Fermi velocity.

Keywords: Graphene, Magnetotransport, Twisted Bilayer

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	17
2	Theoretische Grundlagen	23
2.1	Zweidimensionale Kohlenstoffkristalle	24
2.1.1	Gitterstruktur	24
2.1.2	Bandstruktur	26
2.1.3	Gekoppelte Doppellagen	30
2.1.4	Verdrehte Doppellagen	33
2.2	Transporteigenschaften	35
2.2.1	Elektrischer Feldeffekt	35
2.2.2	Elektrischer Transport	38
2.2.3	Magnetotransport	41
3	Experimentelle Grundlagen	47
3.1	Probenherstellung	48
3.1.1	Substrat	49
3.1.2	Graphen-Herstellung	52
3.1.3	Optische Mikroskopie	54
3.1.4	Rasterkraft-Mikroskopie	59
3.1.5	Elektronenstrahl-Lithographie	62
3.1.6	Bonden	66
3.2	Grundlagen zur Messung	69
3.2.1	Messaufbau	69
3.2.2	Messgeräte & Schaltung	72
3.3	Probenreinigung	74
3.3.1	Ausheizen(1)	74
3.3.2	Ausheizen(2)	75
3.4	Zusammenfassung Grundlagen	77

4	Einzellagen-Graphen	79
4.1	Transporteigenschaften	80
4.1.1	Shubnikov-de Haas-Effekt	82
4.1.2	Quanten-Hall-Effekt	85
4.2	Einfluss und Entfernen von Adsorbaten	89
4.3	Feldabhängige Aufladung von Defekten	95
4.4	Transport am Übergang unterschiedlicher Ladungsträgerdichten	105
4.4.1	Bearbeitung der Probe	106
4.4.2	Transporteigenschaften	108
4.4.3	Magnetotransport-Messungen	111
4.5	Zusammenfassung Einzellagen	117
5	Doppellagen-Graphen	119
5.1	Gekoppelte Doppellagen	120
5.2	Gefaltete Einzellige	127
5.2.1	Transport über die Faltung	129
5.3	Entkoppelte Einzelligen	137
5.3.1	Paralleler Transport	139
5.3.2	Abschirmeffekte	142
5.3.3	Temperaturabhängige Messungen	147
5.4	Zusammenfassung Doppellagen	151
6	Zusammenfassung	153
7	Anhang	159

Abbildungsverzeichnis

2.1	Graphengitter im Real- und Impulsraum	25
2.2	Bandstruktur von Graphen	27
2.3	Bernal-Stapelung	30
2.4	Bandstruktur einer Doppellage	32
2.5	Verdrehte Lagen	33
2.6	Modell Plattenkondensator	36
2.7	Elektrischer Feldeffekt	39
2.8	SdH-Oszillationen	43
2.9	Zustandsdichten und QHE in Graphen	45
3.1	Hysterese auf Substrat C	50
3.2	Backgate-Stabilität	51
3.3	Graphenherstellung	53
3.4	Optische Analyse	55
3.5	Kontrastauswertung	58
3.6	AFM-Schnitt Substrat-Graphen	59
3.7	AFM-Schnitt Graphen-Graphen	61
3.8	Elektronenstrahl-Lithographie	62
3.9	Marker	63
3.10	Ätzmaske und Ätzvorgang	64
3.11	Kontakte	65
3.12	Chipcarrier	66
3.13	Bonddrähte, normal und geklebt	67
3.14	Schema Bonden	67
3.15	Kontaktierte Probe	68
3.16	Helium-4 Badkryostat	70
3.17	Probenstab	71
3.18	Schema der Messschaltung	73

3.19	Temperaturverlauf Ausheizen (1)	74
3.20	Temperaturverlauf Ausheizen (2)	76
4.1	Feldeffekt Einzellage	81
4.2	Landau-Fächer einer Einzellage	83
4.3	Ermittlung der Ladungsträgerdichte	84
4.4	Halbzahliges QHE in Graphen	85
4.5	QHE bei hohen Temperaturen	87
4.6	Probe SL01	90
4.7	Veränderung während des Ausheizens	91
4.8	Feldeffekt vor und nach dem Ausheizen	93
4.9	Probe SL02	96
4.10	Hysterese am CNP	97
4.11	Differenz Hin- und Rückweg	98
4.12	Hysterese im magnetischen Feld	99
4.13	Temperaturabhängigkeit der Hysterese	100
4.14	Abhängigkeit vom Umkehrpunkt	102
4.15	Probe SL03	105
4.16	Bearbeitung SL03	107
4.17	Bestimmung der Dotierung in Probe SL03	109
4.18	Randkanäle im p-n-Bereich	112
4.19	Längswiderstände im Magnetfeld	113
4.20	Sweep	114
4.21	Feldeffekt bei 13 Tesla	115
5.1	Probe BL02	120
5.2	Feldeffekt SC-Doppellage	121
5.3	Magnetotransport SC-Doppellage	122
5.4	Temperatureabhängigkeit Doppellage	123
5.5	Probe BL01	124
5.6	QHE in einer SC-Doppellage	125
5.7	Probe T01	127
5.8	AFM Aufnahme T01	128
5.9	Feldeffektmessung über den Knick	129
5.10	Magnetotransport über den Knick	131
5.11	Magnetotransport gefaltete Probe	133

5.12	Temperaturabhängigkeit gefaltete Lage	134
5.13	Schema verdrehte Doppellage	137
5.14	Probe T02	138
5.15	Feldeffekt verdrehte Doppellage	139
5.16	SdH-Oszillationen in entkoppelten Lagen	140
5.17	Ladungsträgerdichte verdrehte Doppellage	143
5.18	Bestimmung der Ladungsträgermobilitäten	144
5.19	Streuzeiten verdrehte Doppellage	146
5.20	Temperaturabhängigkeit SdH-Oszillationen	147
5.21	Zyklotronmassen verdrehte Doppellage	148
5.22	Temperaturabhängigkeit des CNPs	150
7.1	Schema Quantenpunkt	161
7.2	I-U Kennlinien über Einengung	162
7.3	Coulomb-Diamanten	163

Symbole

A, B	Basisatome der Untergitter
a1, a2, a3	Abstände
\vec{a}, \vec{b}	Gittervektoren
$\vec{a}', \vec{b}', \vec{k}, \vec{q}, \vec{K}, \vec{K}'$	Vektoren im Impulsraum
α	Ladungsträgerdichte-Koeffizient
α_T	Rotationswinkel
A_C	Kondensatorfläche
A_R	Amplitude der Shubnikov-de Hass-Oszillation
β	Berrys-Phase
B	Magnetfeld
B_C	Kritisches Magnetfeld
B_F	Minima Abstand in T^{-1}
C	Kapazität
C_{opt}	Kontrast
D	Fläche
ΔK	Verschiebung im Impulsraum
Δ_G	Bandlücke
D(E)	Zustandsdichte
d_l	Lagenabstand
d_{nn}	Atomabstand im Graphengitter
e	Elementarladung
E, E_0	Energien
E_F	Fermienergie
E_N	Energie des N-ten Landauniveaus
ϵ_r	Relative Dielektrizität
ϵ_0	Dielektrizität des Vakuums
g	Entartung
γ	Geometriefaktor
$\gamma_0, \gamma_1, \gamma_\perp$	Kopplungskonstanten
Γ_{LL}	Verbreiterung der Landauniveaus
H, H_{sl}, H_{dl}, H_t	Hamilton-Operatoren
h (\hbar)	Plancksches-Wirkungsquantum (reduziert)
i (N)	Ganze Zahl ohne (mit) Null

I	Strom
I_m, I_o	Intensität mit und ohne Substrat
J	Exponent
k_x, k_y, q_x, q_y	Koordinaten im Impulsraum
k_B	Boltzmann-Konstante
m	Masse
m_c	Zyklotronmasse
m^*	Effektive Masse
m_e	Ruhemasse des Elektrons
μ, μ_1, μ_2	Ladungsträger-Beweglichkeiten
δn	Dotierung
n, n_1, n_2	Ladungsträgerdichten
ν	Füllfaktor
∇	Nabla
ω_c	Zyklotronfrequenz
$\psi(\vec{r})$	Elektronen-Wellenfunktion
Φ_0	Flussquant
$\rho, \rho_{xx}, \rho_{xy}, \hat{\rho}$	Spezifische Widerstände
ρ_{SRS}	Kurzreichweitiger Streuanteil
$R_0, R, R_{max}, R_{xx}, R_{xy}, R_{1,2}$	Widerstände
R1,R2	Temperaturwiderstände
R_D	Dinglefaktor
R_H	Heizwiderstand
R_K	von Klitzing-Konstante
R_T	Temperatur-Amplituden-Faktor
$\sigma, \sigma_{xx}, \sigma_{xy}, \hat{\sigma}$	Spezifische Leitfähigkeit
$\sigma_x, \sigma_y, \vec{\sigma}$	Paulimatrizen
sp^2, sp^3	Hybridisierungsarten von Kohlenstoff
τ_t, τ_q	Transport- und Quantenstreuzeit
t	Zeit
Θ_q	Phase
Θ	Streuwinkel
U_0	Verschiebung des Neutralitätspunktes
$U_{BG} (U_{eff})$	Backgatespannung (effektiv)
$v_F (\tilde{v}_F)$	Fermigeschwindigkeit (reduziert)

Abkürzungen

2DEG	Z weidimensionales E lektronengas
Abb.	A bbildung
AC	A lternating C urrent, Wechselstrom
AFM	A tomic F orce M icroscope, Rasterkraft-Mikroskop
B1,B2	B ereiche 1 und 2 der Probe
CNP	C harge N eutrality P oint
D	D rain, elektrische Ableitung
DC	D irect C urrent, Gleichstrom
DL	D oppel L age
EL	E inzel L age
IVC	I nnner V acuum C hamber
LL	L andau L evel
LUH	L eibniz U niversität H annover
M1, M2	M aximum 1,2
PMMA	P oly m ethyl m ethacrylat
QHE	Q uanten- H all- E ffekt
RRS	R elative R ot-Verschiebung
S	S ource, Zuleitung
SC	S ingle C ystal, Einkristall
SdH	S hubnikov- d e H aas
SEM	S canning E lectron M icroscope
Si	S ilizium
SiO ₂	S iliziumdi O xid
SRS	S hort R ange S catterer
STM	S canning T unneling M icroscope

Kapitel 1

1

Einleitung

Obwohl das Element Kohlenstoff nur einen geringen Teil der Gesamtmasse aller Elemente auf der Erde ausmacht¹, ist es die Grundlage für organische Verbindungen und somit essentiell für alles, bis jetzt bekanntes, Leben. So beträgt der Masseanteil im menschliche Körper etwa 20% [3], in dem Kohlenstoff in einer großen Vielfalt komplexer Verbindungen vorkommt. Kohlenstoff erfreut sich in seiner reinen Form als Diamant enormer Beliebtheit, wird aber auch, etwas weniger glamourös, in der Form von Graphit vielfältig genutzt. Letzteres ist schichtartig aufgebaut, eine Einzelne dieser Schichten wird Graphen genannt [4]. Diese zweidimensionalen Kristalle mit außergewöhnlichen Eigenschaften² sind Gegenstand dieser Arbeit.

¹Massenanteil bei etwa einem Promille [1, 2]. Im Vergleich dazu z. B. Eisen und Sauerstoff bei jeweils um die 30 %.

²Zu empfehlen sind folgende Übersichtsartikel: [5, 6, 7, 8].

Da man davon ausging, dass thermische Fluktuationen die Fernordnung von zweidimensionalen Kristallen stören und diese somit bei jeder Temperatur schmelzen müssten [9, 10, 11], wurde Graphen lange Zeit nur theoretisch und nicht experimentell untersucht. Dieses änderte sich schlagartig, als es Novoselov et al. 2004 gelang [12], Graphen durch das Spalten von Graphit auf Silizium-Wafern zu isolieren und zu untersuchen. Bereits 6 Jahre später erhielten Novoselov und Geim den Nobelpreis für *groundbreaking experiments regarding the two-dimensional material graphene*, also bahnbrechende Experimente am zweidimensionalen Material Graphen [13].

Warum also das große Interesse an Graphen, das sich auch in der rapide steigenden Zahl wissenschaftlicher Veröffentlichungen [14] zeigt? Zuerst einmal ist es ein neues Material, ein echter zweidimensionaler Kristall. Diese Eigenschaft unterscheidet es von anderen Systemen, z. B. zweidimensionalen Elektronengasen (2DEG), die in dem Inversionsbereich im Metalloxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor (MOSFET) oder in Halbleiter-Heterostrukturen erzeugt werden können. Dabei ist Graphen, obwohl es eine Dicke von nur einem Atom hat, im Vergleich zu anderen Nanomaterialien äußerst robust, sodass es gut kontaktiert und untersucht werden kann. Da Graphen direkt an der Oberfläche liegt bzw. eben diese ist, können zur Analyse neben elektrischen Transportmessungen auch eine Reihe von Mikroskopieverfahren angewendet werden. Diese reichen von der Untersuchung mit dem Licht- und Elektronenmikroskop (Scanning Electron Microscope, kurz SEM) über Tunnelspektroskopie bis zur mechanischen Analyse mit dem Rasterkraftmikroskop (Atomic Force Microscope, kurz AFM). Darüber hinaus kann Graphen auch direkt bearbeitet werden.

Die elektronischen Eigenschaften sind ebenfalls bemerkenswert. So ist Graphen ein Halbleiter mit der Bandlücke null, sodass es möglich ist, mit Hilfe von Gates die Ladungsträgerdichten über einen weiten Bereich und auch zwischen Löchern und Elektronen als Majoritätsladungsträger zu variieren. Dadurch können auch, z. B. durch lokale Dotierung oder

mithilfe von Topgates, p-n Übergänge erzeugt werden [15, 16]. Die Bandstruktur verhält sich um den Dirac-Punkt in erster Näherung linear, sodass die Ladungsträger, ähnlich wie Photonen, mit den Diracgleichungen, beschrieben werden können. Man spricht deswegen auch von masselosen Dirac-Fermionen [17]. Aufgrund seiner perfekten Gitterstruktur weisen Ladungsträger im Graphen hohe Mobilitäten auf, die auch bei höheren Temperaturen bestehen bleiben. Dadurch eignet sich Graphen zur Untersuchung von Quanteneffekten, z. B. des Quanten-Hall-Effektes (QHE), der in Graphen einen unkonventionellen Verlauf zeigt [18, 19]. Durch weitere Strukturierung und einhergehender Einschränkung der Bewegungsmöglichkeiten der Ladungsträger können neue Systeme erzeugt werden. Beispiele hierfür sind dünne, fast eindimensionale, Bänder, sog. Nanoribbons [20] oder auch nulldimensionale Quantenpunkte [21]. Ein weiteres Beispiel sind Ringstrukturen zur Untersuchung von Elektroneninterferenz mittels des Aharonov-Bohm-Effektes. Die Durchstimbarkeit von Graphen kann dabei auch dazu genutzt werden, Aharonov-Bohm-Oszillationen an einem bipolaren Ring zu beobachten [22].

Während Einzellagen (EL) bereits sehr interessante Eigenschaften zeigen, sind auch Doppellagensysteme (DL) Gegenstand intensiver Untersuchungen. So ist es möglich, in gekoppelten Doppellagen durch asymmetrische elektrische Felder eine Bandlücke zu erzeugen und zu verändern [23]. Besteht eine Verdrehung der beiden Lagen zueinander, kann es zur Entkopplung und somit zu zwei zweidimensionalen Systemen kommen, die sehr nahe beieinander liegen. Magnetotransport-Messungen an solchen Systemen aus zwei entkoppelten Einzellagen wurden im Rahmen dieser Arbeit erstmals analysiert [24, 25, 26] und werden im letzten Messkapitel vorgestellt.

Aber wozu ist das gut?, mag sich an dieser Stelle der ein oder andere interessierte Leser fragen. Denn obwohl neue Erkenntnisse in der Grundlagenforschung bereits wertvoll genug sind, stellt sich immer auch die Frage möglicher Anwendungen. Trotz der relativ kurzen Zeitspanne experimenteller Untersuchungen an Graphen deuten sich hier bereits eine Reihe von Möglichkeiten an, und auch die Zahl der Patente steigt langsam aber stetig [14].

Als mögliches Anwendungsgebiet für Graphen kommt aufgrund der guten elektrischen Eigenschaften zuerst einmal die Halbleiterindustrie in Frage. Allerdings ist trotz der stetigen Fortschritte, z. B. der Demonstration von 100 GHz Transistoren [27] oder integrierten Schaltkreisen [28] auf Waferbasis durch IBM, ein Wechsel weg von der gut bekannten und standardisierten Siliziumtechnik für ganze Chips unwahrscheinlich. Eher in Frage kommen Spezialbauteile, z. B. verlustarme Gleichrichter und Frequenzverdoppler, die die bipolaren Eigenschaften des Graphens ausnutzen [29]. Ein weiteres Feld möglicher Anwendung bilden Sensoren. Aufgrund seiner Struktur reagiert Graphen im elektronischen Transport äußerst sensitiv auf Änderungen an der Oberfläche. So können z. B. kleinste Gasmengen bis hin zu einzelnen Atome nachgewiesen werden [30]. Des Weiteren sind viele Anwendungen als Sensoren für elektrische und magnetische Felder, als Druck- oder photoelektrische Sensoren denkbar [31]. Eine weitere Eigenschaft von Graphen ist die geringe Absorption von Licht, sodass die Anwendung als transparente Elektroden [32], z. B. im Bereich der Solarzellen oder bei Touchscreens möglich ist. Dank der hohen Ladungsträgermobilitäten auch bei moderaten Temperaturen, z. B. in flüssigem Stickstoff, ist Graphen auch für eine einfache Anwendung als Widerstandsstandard mithilfe des Quanten-Hall-Effekts interessant [33].

Um diese Anwendungen zu realisieren oder neue zu finden, ist jedoch noch einige Entwicklungsarbeit und vor allem ein gutes Verständnis der Eigenschaften von Graphen und seiner Wechselwirkung mit der Umgebung notwendig. Nach diesem kleinen Ausblick in **Kapitel 1** geht es deshalb zurück zu den Grundlagen und zum Inhalt dieser Arbeit.

Das nächste **Kapitel 2** gibt einen Überblick über die theoretischen Grundlagen von Graphen. Hierbei werden Gitter- und Bandstruktur von Einzellagen-Graphen erläutert und auf gekoppelte und entkoppelte Doppellagen eingegangen. Der zweite Abschnitt der theoretischen Grundlagen befasst sich mit dem elektrische Transport auch unter dem Einfluss eines Magnetfeldes.

Kapitel 3 stellt den praktischen Teil der Grundlagen dar. Dieser umfasst die Wahl des richtigen Substrates und die Herstellung von Graphen sowie diverse Mikroskopiemethoden, um diese Systeme zu untersuchen. Die Kontaktierung der dünnen Proben, die experimentellen Messmethoden und der Messaufbau werden ebenfalls gezeigt.

Der experimentelle Teil dieser Arbeit ist in zwei Abschnitte unterteilt:

In **Kapitel 4** werden Messungen an Einzellagen gezeigt und an diesen verschiedene Einflüsse auf den Transport, wie z. B. durch Adsorbate, diskutiert. Mit dem AFM wird eine Probe lokal verändert, und der so entstandenen p-n-Übergang mit Magnetotransport-Messungen untersucht.

Danach wird in **Kapitel 5** auf Doppellagen eingegangen. Der Schwerpunkt liegt hier auf verdrehten Lagen, wobei der Transport bei Systemen mit einzeln und gemeinsam kontaktieren Lagen untersucht wird. An Letzteren werden Abschirm- und Wechselwirkungseffekte diskutiert.

Abschließend werden in **Kapitel 6** die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick gegeben.

Theoretische Grundlagen

Auf den folgenden Seiten wird ein theoretischer Überblick über die Kristall- und die Bandstruktur von Einzellagen-Graphen gegeben. Danach folgt die Beschreibung von Doppellagen-Systeme in Bernal-Stapelung und mit verdrehten Einzellagen. Der zweite Teil dieses Kapitels beschreibt den elektronischen Transport in Graphen. Hierzu wird zunächst die Induzierung von Ladungsträgern in Einzel- und Doppellagen betrachtet. Den Abschluss bildet die Beschreibung des Transportes unter Einfluss eines Magnetfeldes.

2.1 Zweidimensionale Kohlenstoffkristalle

Kohlenstoff ist ein Element der vierten Hauptgruppe. Es kommt in vielen komplexen Verbindungen vor, darunter in allen organischen. In seiner reinen Form kann Kohlenstoff in verschiedenen Modifikationen auftreten, die sich von ihren mechanischen und elektrischen Eigenschaften und auch ihrer Dimensionalität erheblich unterscheiden [34]. Kommt es zu einer sp^3 Hybridisierung der Kohlenstoffatome, besitzt jedes Atom vier symmetrisch angeordnete kovalente Bindungen zu den nächsten Nachbarn. Dies führt zu der dreidimensionalen Diamantstruktur und dementsprechend dem elektrisch isolierenden Diamanten. Eine weitere gut bekannte dreidimensionale Modifikation ist Graphit. Dieser besteht aus Schichten von sp^2 hybridisierten Atomen, die in der Ebene stark kovalent (Bindungsenergie 5 eV [35]) gebunden sind, während zwischen den Ebenen nur relativ schwache (61 meV pro Atom [36]) van der Waals-Bindungen bestehen. Nimmt man nun eine Schicht aus dem Stapel heraus, gelangt man zum zweidimensionalen Graphen. Würde man dieses nun aufrollen, wäre ein eindimensionales System, eine Kohlenstoff-Nanoröhre (auf Englisch carbon nanotube), das Ergebnis. In die nullte Dimension gelangt man mit den Fullerenen. Diese bestehen aus sechs und fünfeckigen Waben, sodass die sp^2 hybridisierten Atome nicht mehr in einer flachen Ebene liegen, sondern vielmehr einen abgeschlossenen Raum bilden. In den folgenden Abschnitten werden die Gitterstruktur und die daraus resultierenden elektronischen Eigenschaften des zweidimensionalen Graphens erläutert.

2.1.1 Gitterstruktur

Die erste herausragende Eigenschaft wird direkt aus der Kristallstruktur von Graphen deutlich. Auch wenn dünne Mehrlagensysteme Graphen genannt werden können, bezeichnet der Begriff erst einmal eine monoatomare Schicht von Kohlenstoffatomen, d. h. es handelt sich um einen echt-zweidimensionalen Kristall, der nur aus Oberflächenatomen besteht. Die Kohlenstoffatome im Graphen sind in einem hexagonalen Gitter angeordnet. Sie bilden in der Ebene kovalente σ -Bindungen zu ihren drei Nachbarn. Diese starken Bindungen sind ausschlaggebend für die ho-

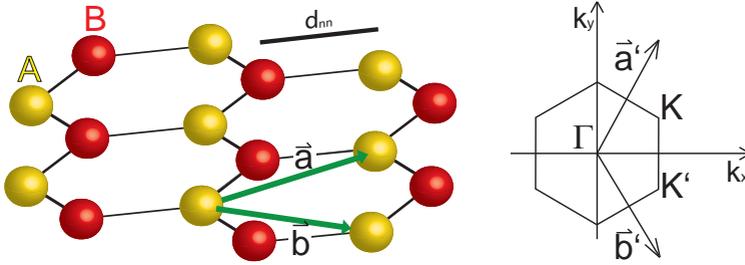


Abbildung 2.1:

Links: Gitterstruktur von Graphen mit den Atomen der beiden Untergittern in gelb und rot. Rechts sind die vom Γ -Punkt ausgehenden reziproken Gittervektoren \vec{a}' und \vec{b}' sowie die K- und K'-Punkte am Rande der Brillouinzone im Impulsraum abgebildet.

Die Stabilität des Graphens. Senkrecht zu den s-Orbitalen in der Ebene steht das p-Orbital mit jeweils einem Elektron. Die delokalisierten π -Elektronen bilden das π - und π^* -Band, die für die herausragenden elektronischen Eigenschaften des Graphens verantwortlich sind. In Abbildung 2.1 ist schematisch der Aufbau eines Graphenkristalls gezeigt. Die Einheitszelle besteht aus zwei Basisatomen, A und B, die jeweils ein Untergitter aufspannen. Der Abstand zum nächsten Nachbarn beträgt $d_{nn} = 1.42 \text{ \AA}$. Die Gittervektoren lassen sich wie folgt definieren:

$$\vec{a} = \frac{d_{nn}}{2} \begin{pmatrix} 3 \\ \sqrt{3} \end{pmatrix} \quad \vec{b} = \frac{d_{nn}}{2} \begin{pmatrix} 3 \\ -\sqrt{3} \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Aus diesen ergeben sich durch einfache Rechnung die reziproken Gittervektoren im Impulsraum,

$$\vec{a}' = \frac{2\pi}{3d_{nn}} \begin{pmatrix} 1 \\ \sqrt{3} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{b}' = \frac{2\pi}{3d_{nn}} \begin{pmatrix} 1 \\ -\sqrt{3} \end{pmatrix},$$

sowie die daraus konstruierte hexagonale Brillouinzone [37]. In der Mitte dieser Zone liegt der Γ -Punkt. An den Eckpunkten liegen die K- und K'-

2 Theoretische Grundlagen

Punkte¹, auch Dirac-Punkte genannt, die für die Transporteigenschaften eine große Rolle spielen und deren Umgebung im nächsten Abschnitt genauer betrachtet wird. Diese ergeben sich zu:

$$\vec{K} = \frac{2\pi}{3d_{nn}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1/\sqrt{3} \end{pmatrix} \quad \vec{K}' = \frac{2\pi}{3d_{nn}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1/\sqrt{3} \end{pmatrix}.$$

2.1.2 Bandstruktur

Um die Bandstruktur zu berechnen nutze Wallace [38] das Modell der starken Kopplung (auf Englisch tight binding). Hierbei werden nur Elektronenbewegungen von einer Position zum nächsten (anderes Untergitter) und übernächsten Nachbarn betrachtet. Aus dem daraus folgenden Hamilton-Operator für die delokalisierten π -Elektronen lässt sich die Bandstruktur herleiten:

$$E_{\pm} = \pm\gamma_0\sqrt{3 + f(\vec{k})} - \gamma_1 f(\vec{k}) \quad \text{mit}$$

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

Hierbei sind $\gamma_0 \approx 2.8$ eV und γ_1 die Energien für die Sprünge zum nächsten bzw. übernächsten Nachbarn und k_x und k_y die Koordinaten im Impulsraum. Abbildung 2.2 zeigt die so berechnete Bandstruktur mit Leitungs- und Valenzband².

¹Jeweils drei, die äquivalent sind.

²Der Wert von γ_1 ist nicht genau ermittelt [8], eine Größenordnung ist hier z. B. 56 meV pro Atom [39]. Der entsprechende Term, der nur zu einer Verschiebung bzw. Verzerrung der Bandstruktur führt, wurde bei der Berechnung weggelassen. Die grundlegenden Eigenschaften bleiben jedoch bestehen.

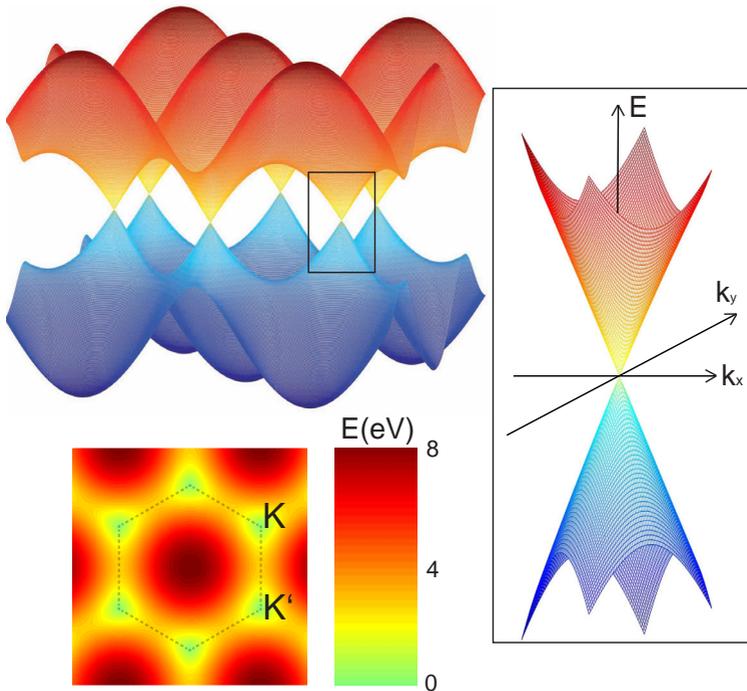


Abbildung 2.2:

Bandstruktur von Graphen (links oben). Unten ist die Energie des oberen Bandes in der Aufsicht und farblich kodiert dargestellt. Eingezeichnet sind analog zu Abbildung 2.1 die erste Brillouinzone und die Dirac-Punkte. Rechts ist in einer Vergrößerung das lineare Verhalten, die sog. Dirac-Kegel, an diesen Punkten gezeigt.

2.1.2.1 Lineare Näherung am Dirac-Punkt

Wie schon erwähnt sind die Punkte K und K' von besonderer Bedeutung. An diesen Punkten berühren sich die Bänder ohne sich zu überlappen, weswegen auch von einem Halbleiter ohne Bandlücke (auf Englisch zero gap semiconductor) gesprochen wird. In der Umgebung dieser Punkte zeigt die Dispersionsrelation lineares Verhalten und ergibt sich unter Vernachlässigung von Resttermen und mit dem Impuls \vec{q} , der seinen Ursprung im K Punkt hat, zu:

$$E_{\pm} \approx v_F |\vec{q}| + \mathcal{O}(q^2).$$

Diese Dispersion unterscheidet sich durch das lineare Verhalten signifikant von z. B. normalen Halbleitern mit parabolischen Bändern ($E(\vec{q}) = \vec{q}^2/2m^*$). Eine direkte Konsequenz ist eine konstante Fermigeschwindigkeit $v_F \approx (1.05 \pm 0.1) \cdot 10^6$ m/s [40], die weder von der Energie noch von dem Impuls abhängt³. Ein weiteres Resultat des linearen Verhaltens ist eine verschwindende Masse am Dirac-Punkt. Diese Beschreibung entspricht der von ultrarelativistischen Teilchen, auch wenn Geschwindigkeit nur etwa ein 300stel der Lichtgeschwindigkeit beträgt. In dem linearen Bereich kann die Elektron-Wellenfunktion $\psi(\vec{r})$ im Ortsraum mit der zweidimensionalen Dirac-Gleichung

$$-i v_F \vec{\sigma} \nabla \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r})$$

mit den Paulimatrizen $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y)$ beschrieben werden. Der Hamilton-Operator in der Umgebung der Dirac-Punkte ist, mit $q = q_x + i q_y$ und dem komplex konjugierten q^* , dann:

$$H_{sl} = \hbar v_F \begin{bmatrix} 0 & q^* \\ q & 0 \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

Die Wellenfunktion im Impulsraum ergibt sich mit $\Theta_q = \arctan(\frac{q_x}{q_y})$ zu

$$\psi_{\pm}(\vec{k}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{-i\Theta_q/2} \\ e^{\pm i\Theta_q/2} \end{pmatrix}.$$

³In freihängenden Graphen mit großen Beweglichkeiten kann es zu einer Verformung der Dirac-Kegel und somit zu einer Impulsabhängigkeit der Fermigeschwindigkeit kommen [40].

Eine wichtige Eigenschaft ist hierbei, dass sich bei einer Veränderung der Phase Θ_q um 2π das Vorzeichen der Wellenfunktion ändert. Dies entspricht einer Berrys-Phase [41, 42] von $\beta = \pi$ für Graphen Einzellen.

Bei großen Energien ändert sich der Verlauf der Zustandsdichte vom linearen Verhalten $D(E) \propto E$ hin zu einer Singularität im Bereich der abflachenden Energiebänder am Γ -Punkt. Diese sogenannte van Hove-Singularität wird jedoch bei Transportmessungen an EL-Graphen in der Regel nicht relevant.

2.1.3 Gekoppelte Doppellagen

Die Lagen in natürlich gewachsenem Graphit weisen oftmals eine AB- oder auch Bernal-Stapelung auf, die daher auch bei, aus diesem gewonnenen, Doppellagen auftritt. Hierbei ist, wie in Abbildung 2.3 gezeigt, die obere Lage in Bezug auf die untere versetzt. Der Abstand ist in diesem Fall $d_l=3.35 \text{ \AA}$ [39]. Diese Art von Doppellagen werden im Folgenden als gekoppelte oder auch Einkristall-Doppellagen (im Englischen Single Crystal, SC) bezeichnet.

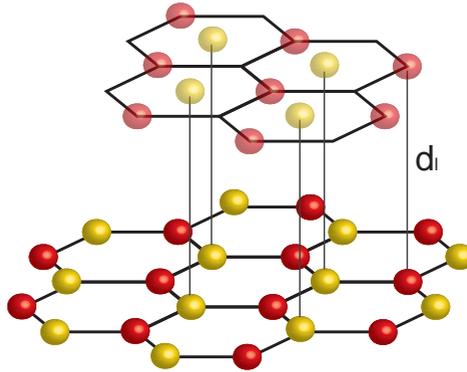


Abbildung 2.3:

Skizze der Bernal-Stapelung mit den versetzten Lagen im Abstand d_l . In die obere Lage ist die Position der Atome der unteren Lage projiziert, um die Verschiebung zu verdeutlichen.

Das Modell der starken Kopplung kann auch auf diese SC-Doppellagen übertragen werden, der Hamilton-Operator enthält dann aufgrund mehrerer möglicher Elektronen-Übergänge zwischen den Lagen eine Reihe von zusätzlichen Termen [43]. In der Nähe der K-Punkte ergibt sich der Operator, ähnlich wie in Formel 2.2 für eine Einzellage, zu⁴:

$$H_{dl} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \begin{bmatrix} 0 & (q^*)^J \\ (q)^J & 0 \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

Ein wichtiger Unterschied ist der Exponent J . Bei Einzellagen ist dieser $J=1$ und deswegen nicht angegeben, in SC-Doppellagen beträgt er nun $J=2$. Dies führt dazu, dass diese in der Nähe der K-Punkte bei kleinen Energien eine parabolische Dispersion aufweisen. In Doppellagen-Graphen ist eine Berrys-Phase von 2π vorhanden (1π in Einzellagen).

Abbildung 2.4 a) zeigt diese Bandstruktur von SC-Doppellagen-Graphen im idealen Fall mit zwei sich berührenden Bändern (dunkelblau). Zusätzlich sind zwei weitere Bänder (hellblau) vorhanden, die erst bei hohen Ladungsträgerdichten ab $n \approx 2 \cdot 10^{17} \text{m}^{-2}$ eine Rolle spielen und die in den Experimenten in dieser Arbeit nicht erreicht werden. Erst durch eine gezielte hohe Dotierung konnten Efetov et al. Transport in diesen zusätzlichen Bändern untersuchen [44].

In Abb. 2.4 b) ist eine weitere wichtige Eigenschaft von SC-Doppellagen-Graphen gezeigt. Durch eine Asymmetrie zwischen den Energien in den Lagen, z. B. ein ausreichend starkes elektrisches Feld, lässt sich die Bandstruktur so verändern, dass eine Bandlücke Δ_G erzeugt wird [45, 46]. Experimentell wurde dies durch Dotierung mit Kalium [47] und Ammoniak (NH_3) [48] jeweils in Kombination mit einer Backgatespannung erreicht. Eine weitere Möglichkeit, diese Bandlücke zu erzeugen und zu variieren, ergibt sich durch die Verwendung von zwei Gates, die unter und über der Probe angebracht sind [23, 49]. Dieses Erzeugen einer durchstimmbaren

⁴Dies gilt für eine Doppellage ohne Asymmetrie zwischen den Lagen. Mit einer solchen verändern sich die Matrixelemente, die hier null sind, zu einem Wert, der gerade der halben, so entstandenen, Bandlücke entspricht [23].

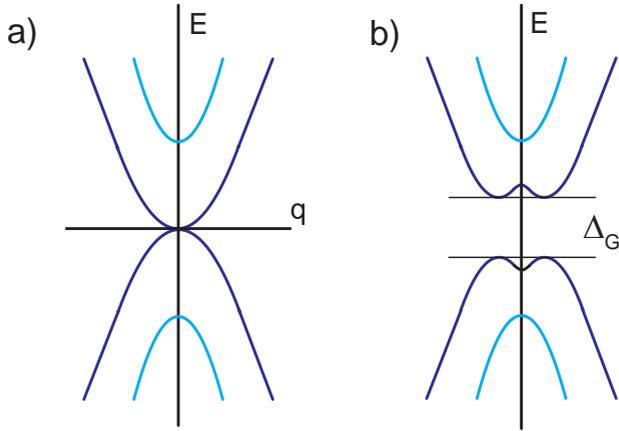


Abbildung 2.4:
Bandstruktur von DL-Graphen, a) ohne und b) mit Bandlücke.

Bandlücke ermöglicht das Schalten zwischen leitend und nicht leitenden Zuständen der Probe, was für den Einsatz in Transistorschaltungen wichtig ist. In Graphen-Einzellagen ist eine Bandlücke nur durch Strukturierung in dünne Bänder realisiert worden [20].

2.1.4 Verdrehte Doppellagen

Wenn die Ebenen einer Doppellage keine Bernal Ordnung aufweisen, sondern die eine Lage in Bezug zur anderen in der Ebene um den Winkel α_T rotiert ist (Abb. 2.5), spricht man von verdrehten (auf englisch twisted) Doppellagen.

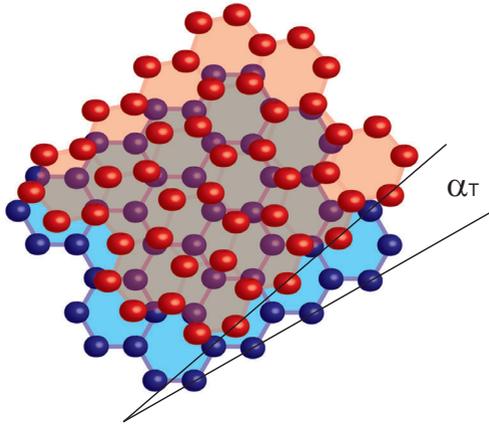


Abbildung 2.5:

Skizze von einer verdrehten Doppellage. Die Drehwinkel zwischen den beiden Lagen ist hierbei α_T . Bei SC-Doppellagen ist dieser Winkel $\alpha_T = 0$.

Diese können z. B. bei bestimmten Wachstumsprozessen auf Siliziumcarbid [50, 51] oder Nickel [52] erzeugt werden. Während des Herstellungsprozesses mithilfe der mikromechanischen Aufspaltung von Graphit treten solche Systeme ebenfalls auf. Dies kann der Fall sein, wenn eine einzelne Lage gefaltet wird oder sich durch mechanische Kraft zwei Lagen gegeneinander verschieben. Sagar et al. [53] fanden ein Verhältnis von fünf zu drei von SC- zu verdrehten Doppellagen bei dieser Herstellungsmethode. Eine weitere Möglichkeit ist die gezielte Platzierung von Lagen aufeinander mithilfe einer Transfermethode [54].

Verdrehte Doppellagen wurden z. B. mithilfe des Ramanspektrometers

2 Theoretische Grundlagen

untersucht und identifiziert [55]. Eine weitere Methode ist die Untersuchung mittels Tunnelspektroskopie [56] mit dem Raster-Tunnel-Mikroskop (englisch Scanning Tunneling Microscope, kurz STM), mit dem Zustandsdichten [52, 57] oder die Moirè-Gitter als Überstruktur aus den einzelnen Lagen [58] analysiert werden können.

Transportmessungen an verdrehten Doppellagen unterscheiden sich signifikant von denen an Einzel- oder SC-Doppellagen. So zeigt sich paralleler Transport durch zwei Lagen mit unterschiedlichen Eigenschaften [24, 25, 26, 59]. Mithilfe von zusätzlichen Togatess können die Ladungsträgerdichten in den beiden Lagen gezielt beeinflusst werden [54, 60]. Der QHE zeigt ebenfalls ein von Einzel- und SC-Doppellagen unterscheidbares Verhalten [51, 59].

Theoretische Berechnungen erwarten sowohl eine Entkopplung [61] als auch eine Kopplung [62] der beiden Lagen unter Konservierung des linearen Verhaltens. Messungen zeigen diese Konservierung des linearen Verhaltens bis hin zu kleinen Winkeln [52]. Bei sehr kleinen Winkeln kann die, im Vergleich zur Einzellage bei kleineren Energien liegende, van Hove-Singularität einen entscheidenden Einfluss auf die Eigenschaften der Doppellage haben [57]. Das Verhalten dieser Doppellagen ist in jedem Fall stark von dem Drehwinkel α_T abhängig. Für kleine Energien ergibt sich der Hamilton Operator für verdrehte Lagen nach [63] zu:

$$H_t = \begin{bmatrix} E_0 & \hbar\tilde{v}_F q^* \\ \hbar\tilde{v}_F q & E_0 \end{bmatrix}. \quad (2.4)$$

Ein wichtiger Punkt hierbei ist die Reduzierung der Fermigeschwindigkeit auf \tilde{v}_F . Diese Reduzierung ist gegeben durch:

$$\frac{\tilde{v}_F(\alpha_T)}{v_F} = 1 - 9\left(\frac{\gamma_\perp}{\hbar v_F \Delta K}\right)^2,$$

wobei γ_\perp eine Kopplungskonstante ist und $\Delta K = 8\pi/(3d_{nn})\sin(\alpha_T/2)$ der Abstand der K-Punkte der beiden Lagen im Impulsraum [63, 64]. Die reduzierte Fermigeschwindigkeit ist also eine direkte Folge und ein Maß für die Verdrehung. Weiterhin hängt auch die Distanz der Lagen von dem Rotationswinkel ab [65] und wird bei kleineren Winkeln größer.

2.2 Transporteigenschaften

Wird die Bandstruktur von undotiertem Graphen betrachtet, liegt die Fermienergie in der Mitte der Dirac-Kegel zwischen Leitungs- und Valenzband. Die Leitfähigkeit zeigt an diesem, auf Englisch Charge Neutrality Point (CNP) genannten Punkt, ein Minimum größer null. Als Wert für diese minimale Leitfähigkeit wird, in Abwesenheit eines magnetischen Feldes, $\sigma_{min} = \frac{4e^2}{h}$ angegeben [5, 17], mit der Elementarladung $e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ C und dem Planckschen Wirkungsquantum $h = 6.626 \cdot 10^{-34}$ Js. Als Ursache für diesen endlichen Wert könnten die durch Substrat und Wellung hervorgerufenen lokal dotierten Zonen (electron hole puddles, englisch für Pfützen) ausschlaggebend sein [66]. Genauer Leitwert und Ursache werden jedoch noch diskutiert [67, 68]. Mindestens genauso wichtig und interessant sind die im Folgenden betrachteten elektrischen Transporteigenschaften bei höheren Ladungsträgerdichten, d. h. ausreichend entfernt vom CNP, und auch unter dem Einfluss eines magnetischen Feldes.

2.2.1 Elektrischer Feldeffekt

Um zusätzliche Ladungsträger in das Graphen zu induzieren, kann eine Potentialverschiebung mithilfe eines externen Gates, z. B. eines Backgates, erzeugt werden. Dadurch wird die Fermienergie E_F , je nach Vorzeichen der Spannung, in das Valenz- oder Leitungsband geschoben. Die Dichte n der induzierten Ladungsträger lässt sich über das Modell eines Plattenkondensators herleiten⁵. Dies ist schematisch in Abb. 2.6 gezeigt. Für die Kapazität C eines solchen Kondensators mit der Fläche A_C gilt bei der angelegten Spannung U_{BG} :

$$C = \frac{neA_C}{U_{BG}} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A_C}{d},$$

mit der relativen Permittivität ϵ_r und der Permittivität des Vakuums

⁵Nicht berücksichtigt wird hierbei die Quantenkapazität oder auch Kompressibilität des zweidimensionalen Systems [69], was zu einer Korrektur der Werte führen kann.

2 Theoretische Grundlagen

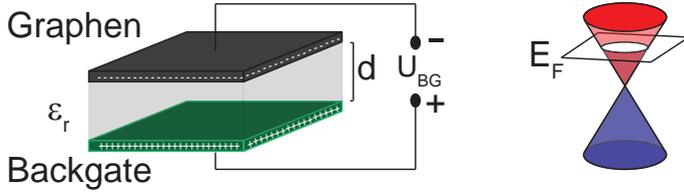


Abbildung 2.6:

Das Modell eines Plattenkondensators, gebildet aus Graphen und Backgate mit einem Dielektrikum der Dicke d . Durch das Anlegen einer Spannung wird, wie rechts gezeigt, die Fermienergie im Dirac-Kegel vom CNP weg verschoben und die Ladungsträgerdichte und Art im Graphen verändert. Gezeigt ist der Fall für Elektronen, d. h. E_F liegt im Leitungsband.

$\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$. Durch einfache Umformung erhält man eine lineare Abhängigkeit zwischen Ladungsträgerdichte und Spannung:

$$n = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{de} U_{BG} = \alpha U_{BG}$$

Das Backgate ist bei den beschriebenen Versuchen durch ein Dielektrikum, Siliziumdioxid mit der relativen Permittivität $\epsilon_r = 3.9$ und, sofern nicht anders angegeben, der Dicke $d=330 \text{ nm}$, getrennt. Der probenabhängige Ladungsträgerdichte-Koeffizient ergibt sich mit diesen Werten zu $\alpha = 6.53 \cdot 10^{14} \text{ V}^{-1} \text{ m}^{-2}$.

Durch die spezielle Bandstruktur am K-Punkt ist es in Graphen möglich, außer der Dichte auch die Art (Elektronen oder Löcher) der Majoritäts-Ladungsträger zu ändern. Es kann also zwischen Elektronen- und Löcherleitung variiert werden. Dies kann mit lokalen Topgates auch dazu genutzt werden, durch Änderung der Ladungsträgerart an definierten Stellen p-n-Übergänge zu erzeugen [15].

2.2.1.1 Abschirmeffekte in entkoppelten Doppellagen

In einem System mit zwei entkoppelten Lagen müssen bei der Berechnung der induzierten Ladungsträger Abschirmeffekte berücksichtigt werden [24, 54, 70]. Dabei kommt es bei einem einseitigen Backgate zu einer Asymmetrie zwischen den Ladungsträgerdichten für die untere und obere Lage, n_1 bzw. n_2 . Bei der folgenden Berechnung werden auch zusätzliche Ladungsträger δn beachtet, die durch ungewollte Dotierungen auf der Probe, z. B. durch Wasser, erzeugt werden. Die insgesamt induzierte Ladungsträgerdichte setzt sich dann aus drei Teilen zusammen:

$$\alpha U_{BG} = n_1 + n_2 + \delta n.$$

Die Abhängigkeit der Ladungsträgerdichten untereinander ergibt sich aus der Äquivalenz der elektrochemischen Potentiale der beiden Lagen wie folgt:

$$2\sqrt{\pi}d_i(e^2/\epsilon_0)[n_2 + \delta n] = hv_F(s_1\sqrt{|n_1|} - s_2\sqrt{|n_2|}). \quad (2.5)$$

$s_i = n_i/|n_i|$ ist hierbei das Vorzeichen der Ladung.

2.2.2 Elektrischer Transport

Der Transport in Graphen ohne Magnetfeld lässt sich im einfachsten Fall durch die Leitfähigkeit $\sigma = ne\mu$ bzw. den spezifischen Widerstand $\rho = \sigma^{-1}$ beschreiben [12]. μ ist hierbei die, im Bereich ausreichend hoher Ladungsträgerdichten, konstante Beweglichkeit der Ladungsträger und n die Ladungsträgerdichte. Wird diese, wie im vorherigen Unterkapitel beschrieben, durch eine Backgate-Spannung variiert, kann der für Graphen typische Feldeffekt beobachtet werden. Dieser ist in Abb. 2.7 schematisch dargestellt. Gezeigt ist der idealisierte Verlauf von Leitfähigkeit und spezifischem Widerstand bei Veränderung des Backgates. Darunter ist die Lage der Fermienergie im Dirac-Kegel skizziert.

Experimentelle Untersuchungen zeigen jedoch ein Abweichen von dem linearen Verhalten [71]. Dies ist darauf zurückzuführen, dass es zwei Arten von Streuzentren gibt. Geladene Streuzentren (auf Englisch charged impurities) verursachen langreichweitige Streuung (auf Englisch long range scattering) und führen zu dem beschriebenen Verhalten $\rho \propto (n\mu)^{-1}$ [72] mit konstanter Beweglichkeit. Kurzreichweitige Streuzentren (auf Englisch Short Range Scatterer, SRS), wie z. B. Gitterdefekte oder neutrale Adsorbate, führen hingegen zu einem konstanten Anteil ρ_{SRS} in dem spezifischen Widerstand, der sich somit zu

$$\rho = \rho_{SRS} + 1/ne\mu$$

ergibt.

Zwei relevante Streuzeiten [72, 73] müssen beim Transport betrachtet werden, die Transportstreuzeit τ_t und die Quantenstreuzeit τ_q . In Graphen sind diese, mit dem Streuwinkel Θ und einem vom Streumechanismus abhängigen Faktor $Q(\Theta)$, gegeben als:

$$\frac{1}{\tau_t} = \int_0^\pi Q(\Theta)(1 + \cos(\Theta))(1 - \cos(\Theta))d\Theta$$

$$\frac{1}{\tau_q} = \int_0^\pi Q(\Theta)(1 + \cos(\Theta))d\Theta$$

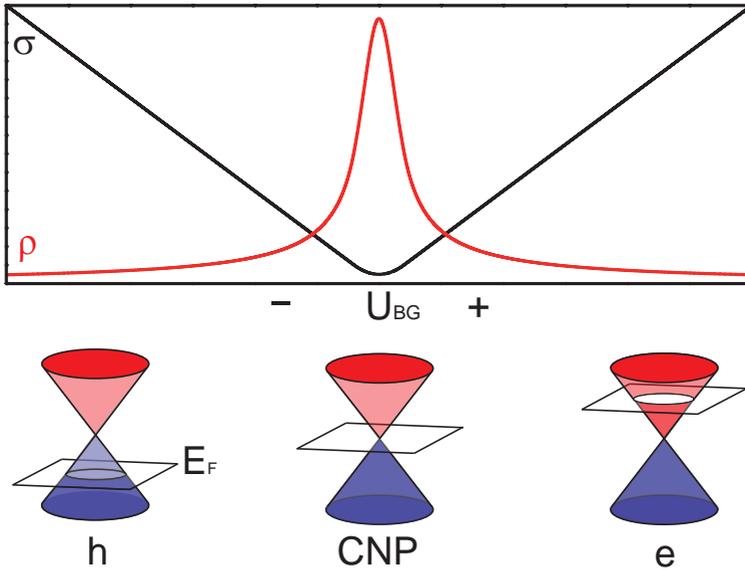


Abbildung 2.7:

Schematische Darstellung der Feldeffektmessung des spezifischen Widerstandes ρ und der spezifischen Leitfähigkeit σ . Je nach Vorzeichen der angelegten Spannung wird die Fermienergie ins Valenzband (Löcherleitung, h) oder ins Leitungsband (Elektronenleitung, e) gebracht. Am CNP befindet sich die Fermienergie genau in der Mitte der Kegel.

2 Theoretische Grundlagen

Die Transportstreuzeit gibt an, wie groß der Einfluss von Ereignissen unter verschiedenen Winkeln auf den elektrischen Transport ist. Die Beweglichkeit der Ladungsträger lässt sich daher auch als $\mu = \tau_t e / m^*$ mit der effektiven Masse $m^* = \hbar \sqrt{\pi n} / v_F$ [18, 72] angeben. τ_t ist dabei laut Gleichung nicht sensitiv auf Vorwärtsstreuung unter kleinen Winkeln, die keinen Einfluss auf den Transport haben sollte, aber erstaunlicher Weise auch nicht auf komplette Rückstreuung mit 180 Grad. Der größte Beitrag ergibt sich aus Streueignissen unter rechtem Winkel. Die Quantenstreuzeit hingegen ist sehr sensitiv auf Streuung unter kleinem Winkel. Sie bestimmt die energetische Breite der Landau-Niveaus im Magnetfeld, $\Gamma_{LL} = \hbar / 2\tau_q$ [74].

Bei realen Systemen, die in den nächsten Kapiteln untersucht werden, müssen einige weitere Dinge beachtet werden. Durch Dotierungen kann es zu einer Verschiebung der Fermienergie und somit der Position des Maximums des spezifischen Widerstandes um U_0 kommen. Diese Dotierungen beeinflussen den Transport je nach Art unterschiedlich: Kalium z. B. reduziert hierbei zusätzlich die Mobilität, sprich Transportstreuzeit, der Ladungsträger [67], während NO_2 nur zu einer Verschiebung des CNPs im Feldeffekt führt [30]. In beiden Fällen muss die Ladungsträgerdichte als $n = \alpha(U_{BG} - U_0)$ angegeben werden.

Im Experiment werden Potentialdifferenzen (Spannungen) gemessen, aus denen jeweils der Widerstand R berechnet wird. Zur Bestimmung des spezifischen Widerstandes $\rho = R/\gamma$ muss der Geometriefaktor $\gamma = \text{Länge}/\text{Breite}$ der Probe mit berücksichtigt werden. Zusätzlich treten bei Zwei- oder Dreipunkt-Messungen Kontaktwiderstände auf. Dieser konstante Anteil wird mit dem aus den SRS in R_0 zusammengefasst.

Insgesamt lässt sich die Feldeffektmessung des Längswiderstandes dann mit folgender Gleichung beschreiben:

$$R_{xx} = R_0 + \frac{\gamma}{\alpha(U_{BG} - U_0)e\mu}. \quad (2.6)$$

2.2.3 Magnetotransport

Unter Einfluss eines, zu dem zweidimensionalen System senkrechten, Magnetfeldes B werden Leitfähigkeit $\hat{\sigma}$ und spezifischer Widerstand $\hat{\rho}$ als Tensoren zweiter Stufe angegeben. Bei hohen Temperaturen oder kleinen Magnetfeldern ergeben sich die Diagonalelemente wie folgt [75]:

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} = \frac{m^*}{ne^2\tau_t} \quad (2.7)$$

$$\rho_{xy} = \frac{-\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} = \frac{B}{en}. \quad (2.8)$$

Hierbei sind $m_c = eB/\omega_c$ die Zyklotronmasse, mit der Zyklotronfrequenz ω_c , und τ_t die Transportstreuzeit. Die erste Gleichung beschreibt den Längswiderstand ($R_{xx} = U_{xx}/I = \rho_{xx}\gamma$), die zweite den klassischen Hall-Effekt im Querwiderstand ($R_{xy} = U_{xy}/I = \rho_{xy}$).

Bei ausreichend tiefen Temperaturen und hohen Magnetfeldern kommt es zu einer Veränderung der Zustandsdichte und es entstehen quantisierte Landauniveaus (Landau-Level, LL). Der Füllfaktor

$$\nu = n/n_L = nh/eB$$

gibt dann die Anzahl der gefüllten LL an. Hierbei ist $n_L = B/\Phi_0$ mit dem magnetischen Flussquant $\Phi_0 = h/e$.

Diese Quantisierung führt im Längswiderstand ρ_{xx} zu den Shubnikov-de Haas-Oszillationen sowie zu quantisierten Plateaus im Querwiderstand, dem Quanten-Hall-Effekt [76].

2.2.3.1 Shubnikov-de Haas-Effekt

Viele Informationen über die Eigenschaften der Probe lassen sich aus dem Shubnikov-de Haas (SdH)-Effekt gewinnen, der im Magnetfeld bei Variation des Füllfaktors als Oszillation im Längswiderstand auftritt. Dieser Effekt wurde erstmals von Shubnikov und de Haas in dreidimensionalen Bismut-Proben [77] und 1966 von Fowler in einem zweidimensionalen Elektronengas beobachtet [78]. Die Beschreibung und Analyse

2 Theoretische Grundlagen

in Einzel- und Doppellagen-Graphen erfolgt analog zu der in klassischen zweidimensionalen Systemen [18, 79, 80, 72].

Die Oszillationen im Längswiderstand R_{xx} lassen sich wie folgt beschreiben:

$$\Delta R_{xx} = A_R(B, T) \cos(2\pi(B_F/B + 1/2) + \beta).$$

Hierbei ist ΔR_{xx} die Differenz zu einer Messung ohne Oszillation (z. B. bei hohen Temperaturen), β die Berrys-Phase und A_R die Oszillationsamplitude. Die Abstand benachbarter Minima bzw. Maxima im inversen Magnetfeld B^{-1} beträgt, mit einem Entartungsfaktor von 4 für Valley- und Spinentartung,

$$B_F = 4e/hn \quad . \quad (2.9)$$

Die Amplitude A_R ist proportional zu zwei Faktoren, dem Dinglefaktor R_D und dem Temperatur-Amplituden-Faktor R_T :

$$R_D(B) = \exp(-\pi\omega_c^{-1}\tau_q^{-1}) \quad (2.10)$$

$$R_T(B, T) = \frac{2\pi^2 k_B T / (\hbar\omega_c)}{\sinh(2\pi^2 k_B T / (\hbar\omega_c))}. \quad (2.11)$$

Hierbei ist k_B die Boltzman-Konstante, \hbar das Plancksche Wirkungsquantum geteilt durch 2π , τ_q die Quantenstreuzeit, ω_c die Zyklotronfrequenz und T die Temperatur. Der Verlauf ist schematisch für eine Einzellege bei verschiedenen Temperaturen in Abbildung 2.8 dargestellt.

Im Experiment lassen sich aus der Analyse dieses Effektes Informationen über die Probenparameter gewinnen. Insbesondere lässt sich durch die Auftragung in $1/B$ direkt die Berrys-Phase β ablesen, die für Einzellegen π und für gekoppelte Doppellegen 2π beträgt. Dies ermöglicht, wie auch der Quanten-Hall-Effekt, eine Identifikation als Einzel- oder Doppellege. Aus der Periode B_F lässt sich die Ladungsträgerdichte n bestimmen. Darüber hinaus kann, bei konstantem Magnetfeld und Ladungsträgerdichte, aus der Temperaturabhängigkeit eines Maximums mit dem

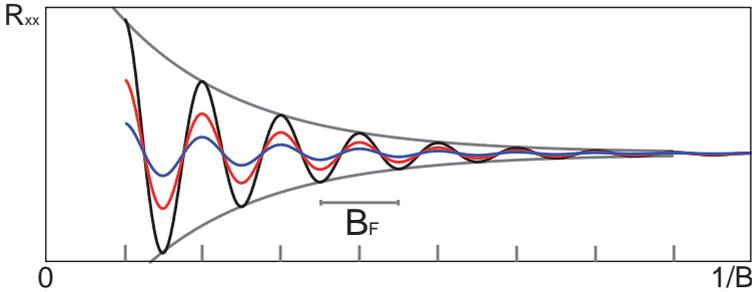


Abbildung 2.8:

Schematische Darstellung mehrerer SdH-Oszillationen bei verschiedenen Temperaturen. Eine größere Amplitude entspricht dabei einer kleineren Temperatur.

Faktor R_T die Zyklotronfrequenz und somit auch die Zyklotronmasse berechnet werden. Aus dieser lässt sich die Fermigeschwindigkeit gewinnen:

$$v_F = \sqrt{\frac{\hbar^2 n}{4\pi m_c^2}}. \quad (2.12)$$

Ist die Masse bekannt, kann aus dem Dinglefaktor die Quantenstreuzeit τ_q ermittelt werden. Diese bestimmt über die Verbreiterung der LL direkt, wie gut die SdH-Oszillationen ausgeprägt sind.

2.2.3.2 Quanten-Hall-Effekt

Im Magnetfeld bilden sich im Querwiderstand Quanten-Hall-Plateaus aus, wobei zwischen integrelem und fraktionalem QHE unterschieden werden muss. Erster kann in Graphen auch bei hohen Temperaturen bis hin zu Raumtemperatur [81] beobachtet werden. Der fraktionale QHE tritt in Graphen [82, 83], wie auch in Heterostruktur-2DEGs, nur bei tiefen Temperaturen und bei Proben mit sehr hohen Ladungsträgermobilitäten, z. B. in freihängenden Graphen Proben, auf. Deshalb wird hier nur der integrale Quanten-Hall-Effekt betrachtet. Der Widerstandswert

2 Theoretische Grundlagen

der Plateaus unterscheidet sich im 2DEG (z. B. GaAs/AlGaAs), EL- und DL-Graphen⁶, die im Folgenden verglichen werden sollen.

- Im 2DEG folgen die Landauniveaus in der Zustandsdichte einer linearen Abfolge

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

mit $N=0,1,2,\dots$. Das unterste LL tritt hierbei bei einer Energie $E_0 = \hbar\omega_c/2$ auf. Der QHE im Querwiderstand zeigt Stufen bei $\rho_{xy} = R_K/gi$ mit $i=1,2,3,\dots$ und dem Entartungsfaktor g , d. h. bei ganzzahligen Brüchen.

$$R_K = h/e^2 = 25812,807 \Omega$$

ist die nach dem Nobelpreisträger benannte von Klitzing-Konstante. Betrachtet man σ_{xy} , zeigen sich ganzzahlige Plateaus bei gN/R_K , insbesondere auch bei $\nu = 0$.

- In Einzellagen-Graphen ergeben sich die LL zu [84][18]:

$$E_N = \pm\sqrt{2e\hbar v_F^2 NB}.$$

Das Vorzeichen ergibt sich jeweils für Löcher oder Elektronen als Majoritätsladungsträger. Das unterste LL liegt bei $E_0 = 0$. Dieses ist jeweils zur Hälfte mit Löchern und Elektronen besetzt. Dadurch kommt es zu Quanten-Hall-Plateaus bei $\sigma_{xy} = \pm 4/R_K \cdot (i - 1/2)$, also bei halbzahligen Werten von $4/R_K$, nicht aber bei $\nu = 0$.

- In SC-Doppellagen-Graphen gilt [43][19]:

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

Hierbei ist die doppelte Entartung ($N=0,1$) des unteren LL zu beachten. Das Resultat ist ein ganzzahliger QHE mit Plateauwerten wie beim 2DEG, allerdings mit einer Doppelten Stufe bei $\nu = 0$.

Diese Eigenschaften sind in Abbildung 2.9 noch einmal graphisch zusammengefasst.

⁶In Graphen wird auch vom unkonventionellen QHE gesprochen [19, 84].

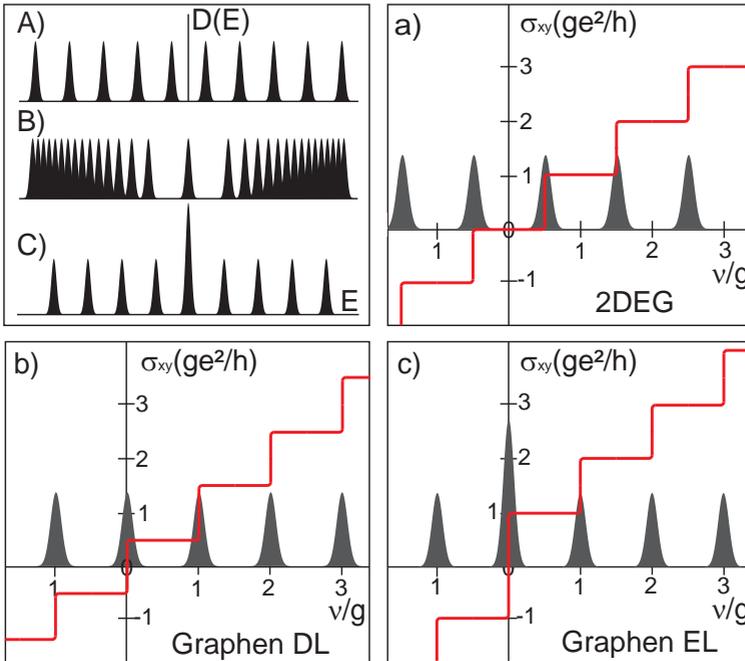


Abbildung 2.9:

Oben Links: A) Zustandsdichte über Energie für ein klassisches 2DEG, B) Einzellagen-Graphen, C) Doppellagen-Graphen. a), b) und c) zeigen jeweils den Quanten-Hall-Effekt (rot) in σ_{xy} über dem Füllfaktor für die drei Fälle.

Experimentelle Grundlagen

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die verwendeten experimentellen Techniken, also das Handwerkszeug, zur Herstellung und Untersuchung der dünnen Kohlenstoffschichten gegeben. Der erste Teil beschäftigt sich mit der Herstellung und Kontaktierung bis zur messfertigen Probe. Dafür werden die Wahl des Substrates und die Lithographieschritte sowie verschiedene Mikroskopietechniken vorgestellt. Im zweiten Teil wird auf den Kryostaten, den verwendeten Messaufbau und die Messgeräte eingegangen. Um die Probe zu reinigen, werden verschiedene Ausheizschritte, (1) und (2), benötigt, die ebenfalls vorgestellt werden.

3.1 Probenherstellung

Um die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen durchzuführen, wurden eine Reihe von Graphen-Proben hergestellt. Vom Graphit und Siliziumsubstrat bis zur fertigen Probe werden dafür eine Reihe von Präparationschritten benötigt. Dünne Kohlenstoffschichten bis hin zu monoatomaren Lagen von einigen zehn Mikrometern lateraler Ausdehnung werden hierbei durch mikromechanisches Spalten von natürlichem Graphit erzeugt und anschliessend durch optische Mikroskopie lokalisiert und in der Dicke abgeschätzt. Um solche mesoskopischen Systeme für elektrische Messungen zu strukturieren und zu kontaktieren müssen weitere Schritte durchgeführt werden. Hierbei wird Elektronenstrahl-Lithographie verwendet, um Masken in einem organischen Lack herzustellen. Diese ermöglichen es dann, gezielt zu ätzen und Kontakte aufzudampfen. Diese Kontakte werden anschliessend durch dünne Golddrähte mit einem Halter, dem Chipcarrier, verbunden, dessen Form auf das Messsystem angepasst ist.

3.1.1 Substrat

Um Graphen untersuchen zu können, wird dieses auf ein Substrat aufgebracht. Hierbei handelt es sich um Wafer aus Silizium (Si) mit einer feuchttermisch aufgetragenen Schicht Siliziumdioxid (SiO_2), das als Gatedielektrikum für den elektrischen Feldeffekt dient. Da das Substrat einen großen Einfluss auf die Transporteigenschaften von Graphen haben kann, muss es sorgfältig ausgewählt werden. Im Folgenden werden drei verschiedene Substrate, A, B, und C, verglichen¹ und zwei relevante Effekte, die durch das Substrat induzierte Hysterese im Graphen und der Backgatedurchbruch, diskutiert.

Durch Ladungsfallen im Substrat kann es zu Hysterese während der Änderung der Ladungsträgerdichte durch die angelegte Backgatespannung kommen. Diese wurde von P. Barthold ausführlich untersucht und dann dazu genutzt, die Ladungsfallen im Substrat genau zu studieren [85, 86].

Abbildung 3.1 zeigt eine Feldeffektmessung an der SC-Doppellage BL01 bei einem Magnetfeld von 13 Tesla auf dem Substrat C mit starkem Einfluss von Ladungsfallen. Das Backgate wird zuerst von -90 V mit einer Rate von 0.5 V/s auf +90 V gefahren (schwarze Kurve). Danach wird die Sweeprichtung umgekehrt und zurück auf -60 V gefahren. Zu sehen ist in beiden Kurven der maximale Widerstand am CNP sowie die Nebenmaxima aus den SdH-Oszillationen. Diese Nebenmaxima sollten in den Messkurven bei gleichmäßiger Variation der Ladungsträgerdichte äquidistant sein. Im Vergleich von Hin- und Rückweg ist eine deutliche, nicht gleichmäßige Verschiebung aller Maxima zu erkennen, was auf eine Aufladung der Ladungsfallen zurückzuführen ist. Die eingezeichneten Spannungsunterschiede wurden wie folgt bestimmt: $a_1=50$ V, $a_2=32$ V, $a_3=25$ V. Der Unterschied der beiden Kurven in der Spannung für Punkte gleicher Ladungsträgerdichte, sprich dem selben Füllfaktor, nimmt zu, je weiter die Spannung vom Umkehrpunkt bei +90 V entfernt ist. Diese Verzerrung erschwert die genaue Bestimmung und das Einstellen der

¹Es wurde festgestellt, dass sich auch unterschiedliche Wafer derselben Firma und mit derselbe Herstellungsmethode unterscheiden können, obwohl der einzige nominelle Unterschied in einer leichten Variation der Dioxiddicke liegt.

3 Experimentelle Grundlagen

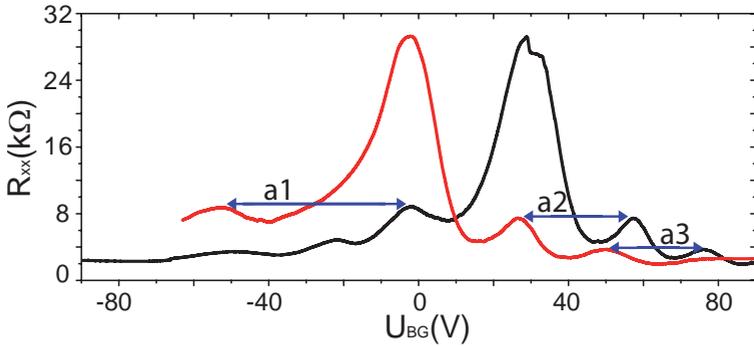


Abbildung 3.1:

Vierpunkt-DC-Messung des Längswiderstandes der Doppellage BL01 auf Substrat C bei $B = 13$ T. Zuerst wurde das Backgate von $U_{BG} = -90$ V bis $+90$ V gefahren (schwarze Kurve), dann direkt zurück bis auf -65 V (rote Kurve).

Ladungsträgerdichten. Daher erscheint Substrat C eher ungeeignet für die praktische Anwendung.

Eine weitere wichtige Eigenschaft ist die Stabilität des Gates, da für hohe Ladungsträgerdichten hohe Spannung benötigt werden. Abbildung 3.2 zeigt Stromspannungs-Kennlinien an verschiedenen Substraten, A und B, aufgenommen bei 1.5 Kelvin. Substrat B zeigt hierbei bei den ersten Messungen Durchbrüche, d. h. einen starken Anstieg des Stroms, ab $U_{BG} \approx \pm 25$ V und nach zweitägigem Messen bereits bei $U_{BG} \approx \pm 15$ V. Die Durchbruchfestigkeit nimmt also mit der Zeit noch ab. Substrat A hingegen behält seinen hohen Widerstand auch bei den in den Experimenten maximal verwendeten Spannungen von ± 100 V.

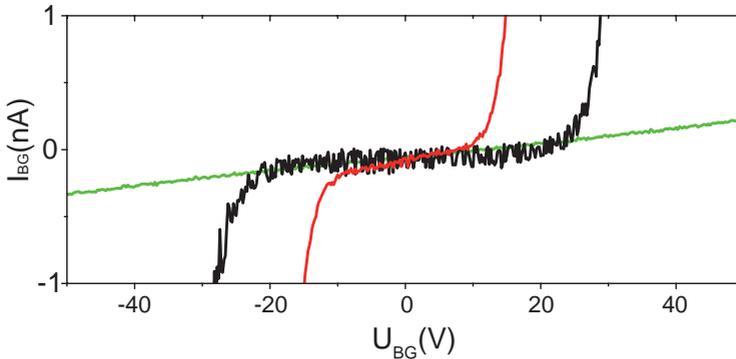


Abbildung 3.2:

Strom-Spannungskennlinien bei 1.5 Kelvin während verschiedener Feldeffektmessungen. Gezeigt sind Messungen an Substrat B nach dem Einbau in den Kryostaten (schwarz) und nach 48-stündigem Messen (rot). Zum Vergleich ist eine Messung an Substrat A in grün gezeigt.

Substrat A zeigt keine Hysterese aufgrund von Ladungsfallen sowie eine hohe Gatestabilität und wurde deshalb, soweit nicht anders vermerkt, für die in den nächsten Kapiteln vorgestellten Messungen genutzt. Bei den Wafern handelt sich hierbei um runde 100 mm Silizium-Scheiben der Firma Si-Mat. Das Silizium ist mit Arsen stark n-dotiert. Auf einer Seite wurde mit einem feuchtthermischen Verfahren die Siliziumdioxid-Schicht erzeugt und poliert. Die Schichtdicke wird hierbei vom Hersteller je nach Wafer mit ca. 330 nm und einer Abweichung von einigen Nanometern angegeben. Auf diese Oxidschicht wird das Graphen aufgebracht.

3.1.2 Graphen-Herstellung

Mit dem steigenden Interesse an Graphen wurden in den letzten Jahren zahlreiche Herstellungsmethoden entwickelt. Ein Ansatz basiert beispielsweise darauf, dass an der Oberfläche von Siliziumcarbid unter dem Einfluss hoher Temperaturen im Bereich von $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ dünne Graphenschichten großflächig epitaktisch gewachsen werden können [87, 88]. Eine andere Methode für die großflächige Herstellung ist die chemische Gasphasenabscheidung (englisch Chemical Vapor Deposition, kurz CVD). Hierbei wird Kohlenstoff aus einem Gas an der Oberfläche eines Substrates, z. B. Nickel [89, 90] oder Kupfer abgeschieden und bildet dort Graphenschichten. Um das Graphen vom leitenden Substrat zu trennen, wurde eine Methode zum Transfer von Kupferrollen auf Folien demonstriert [32], was vor allem für die industrielle Nutzung im großem Massstab interessant ist. Mit den genannten Methoden lassen sich großflächig und reproduzierbar Graphenlagen mit ausreichend guter Qualität herstellen, um sie in Zukunft z. B. für Touchscreens oder elektronische Bauteile zu verwenden. Wenn allerdings die Qualität der Proben entscheidend ist, um z. B. quantenmechanische Effekte untersuchen zu können, ist immer noch die von Novoselov et al. verwendete Methode [12] der mikromechanischen Aufspaltung (englisch micromechanical cleavage) erste Wahl. Daher wurden auch die in dieser Arbeit vorgestellten Proben auf diese Weise hergestellt.

Ausgangsmaterial sind natürliche Graphitstücke der Firma NGS Naturgraphit [91] mit einer Größe von einigen Millimetern (Abb. 3.3a). Abbildung 3.3c zeigt ein Graphitstück aufgenommen mit dem Elektronenstrahlmikroskop. Der schichtartige Aufbau ist hierbei gut zu erkennen. Die kovalenten Bindungen innerhalb dieser Basalebene sind sehr viel stärker als die van der Waals-Wechselwirkungen zwischen den Schichten. Dies führt zu einer guten Spaltbarkeit entlang dieser Ebenen. Grundidee der Herstellungsmethode ist es daher, durch mehrmaliges Spalten von Graphit dünne Schichten bis hin zu monoatomaren Lagen zu erhalten. Praktisch geschieht dies mithilfe eines Klebebandes (Tesafilm), weswegen auch von der Klebeband-Methode (auf Englisch scotch tape method) gesprochen wird. Das Graphit wird durch wiederholtes Falten und Ausein-

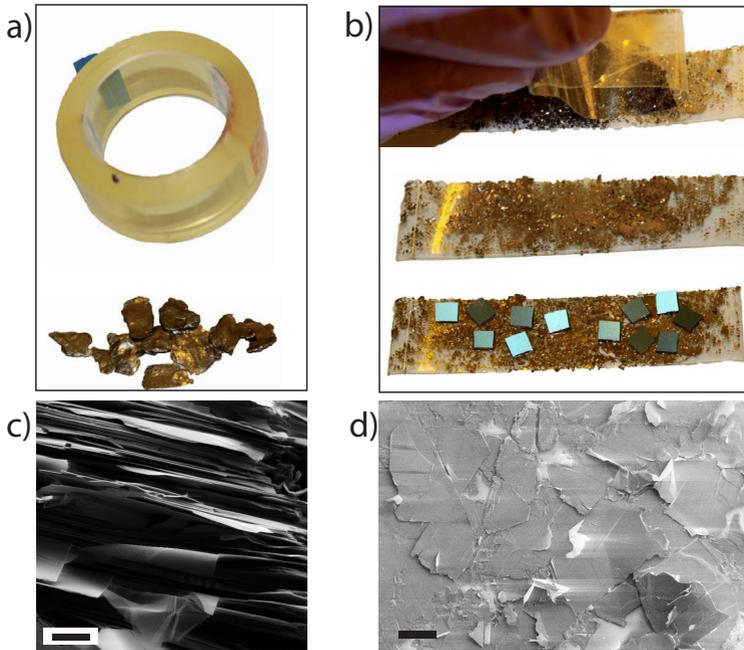


Abbildung 3.3:

Graphenherstellung: a) Die Verbrauchsmaterialien Graphit und Tesafilm. b) Das Graphit wird mit dem Klebeband mehrmals abgezogen bis der Film vollständig bedeckt ist. Dann werden die Wafer aufgelegt. c) SEM Aufnahme eines Graphitstückchens (Maßstab 10 μm) und d) eines mit Graphit bedeckten Klebebandes (Maßstab 200 μm).

3 Experimentelle Grundlagen

anderziehen des Klebebandes immer dünner. Dies geschieht solange, bis das Band komplett bedeckt ist. Danach wird es noch einmal mit einem neuem Stück Klebeband abgezogen (Abb. 3.3b). Die SEM-Aufnahme des bedeckten Tesafilms (Abb. 3.3d) zeigt viele, teilweise locker aufliegende, Kohlenstoffschichten. Auf das so präparierte Stück Tesafilm werden nun die quadratische Stücke des Substrates gepresst. Bevor dieses geschieht, werden die Wafer mit Ultraschall, Aceton, Isopropanol und einem reaktiven Sauerstoffplasma gereinigt. Letzteres geschieht in dem 100-E Plasmasystem der Firma TePla mit einer Leistung von 100 bis 200 W und einer Dauer von 5 Minuten. Es stellte sich hierbei heraus, dass die Graphenausbeute signifikant besser wird, wenn die Wafer möglichst schnell von diesem, auch Verascher genannten, Gerät auf das Klebeband gebracht wurden. Anschließend können die Wafer vom Klebeband gelöst und weiter untersucht werden.

3.1.3 Optische Mikroskopie

Die im vorherigen Abschnitt beschriebene Methode führt zu einem Wafer mit, im besten Fall vielen, Graphenflocken unterschiedlichster Größe und Dicke. Um diese zu lokalisieren und auszuwählen eignet sich die optische Mikroskopie am besten. Andere Verfahren mit dem AFM oder Raman-Spektrometer [92] eignen sich auch zur Lokalisation und Dickenbestimmung, sind aber mit einem größeren (zeitlichem) Aufwand verbunden. Wird zuerst nur das Substrat betrachtet, d. h. den Si-Wafer mit der dünnen dielektrischen Schicht SiO_2 , so ist dessen Farbe durch die Dicke des Dioxides gegeben. An den Grenzflächen Si-SiO_2 und SiO_2 -Umgebung wird das einfallende Licht jeweils reflektiert und interferiert zu einer Gesamtreflexion. Diese Interferenz ist bei einer vorgegebenen Dicke des Oxides durch die Wellenlänge des einfallenden Lichtes bestimmt, da die Phasenverschiebung der interferierenden Strahlen und die Brechungsindizes von dieser abhängen. Eine ausführliche Untersuchung hierzu wurde von Henrie et al. durchgeführt [93]. Wird nun Graphen als dritte Komponente hinzugefügt, ändern sich die Interferenzbedingungen. Es tritt aber immer noch genügend Reflexion auf, da Graphen eine geringe Ab-

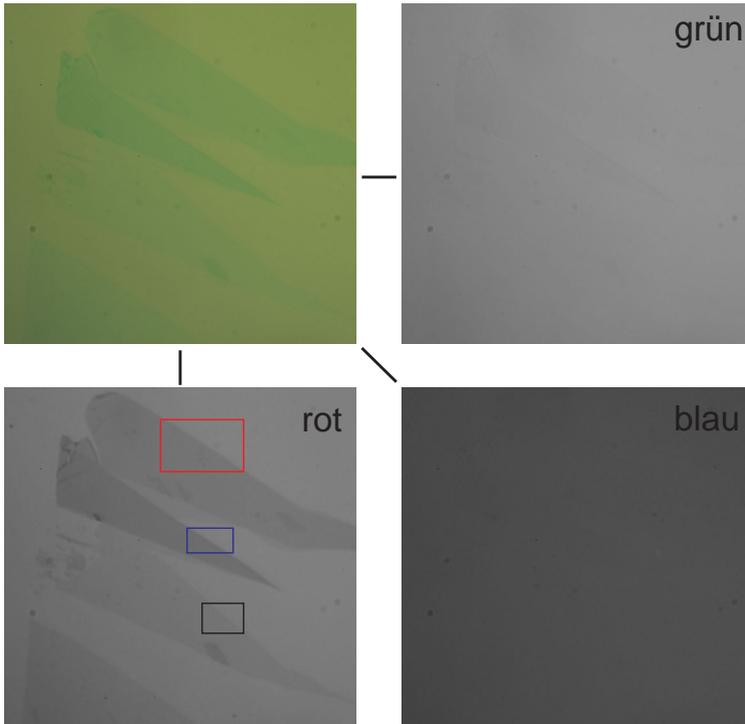


Abbildung 3.4:

Optische Aufnahme einer Graphen-Probe, in farbiger Originalaufnahme und in grünen, blauen und roten Kanal getrennt. Die Kantenlänge des Bildes beträgt ca. $60 \mu m$. Im roten Kanal sind die drei Flächen für die Kontrastmessung gekennzeichnet, von oben nach untern im Doppellagen-, Trilagen- und Einzellagen-Bereich.

3 Experimentelle Grundlagen

sorption aufweist². Blake et al. haben die Reflektivität einer solchen dreischichtigen Si-SiO₂-Graphen Struktur mithilfe der Fresnel Gleichungen ausführlich berechnet [95]. Das Ergebnis dieser Berechnung ist, dass der Kontrast C_{opt} des Graphens von der Wellenlänge des einfallenden Lichtes und der Dicke des Siliziumdioxides abhängt. Der Kontrast ist hierbei als die relative Intensität über die Intensitätswerte mit (I_m) und ohne (I_o) Graphen definiert:

$$C_{opt} = 1 - \frac{I_m}{I_o}.$$

Oxidicken von 90 und 280 nm sind optimal für die Sichtbarkeit unter grünem und weißem Licht. Aber auch für andere Dicken lässt sich eine optimale Wellenlänge angeben. Für das hier verwendete Substrat mit 330 nm Oxid ergibt sich eine optimale Wellenlänge im roten Bereich von 650 nm. Diese Erkenntnis lässt sich nun auf zwei Arten nutzen. Zum einen wird beim Suchen nach Graphen-Proben am optischen Mikroskop (Leica DM L) ein schmalbandiger Rotfilter für das einfallende Licht genutzt, was die Sichtbarkeit der Proben stark erhöht. Ohne diesen wären dünne Proben mit ein oder zwei Lagen mit dem bloßen Auge kaum zu finden. Die zweite Verbesserung betrifft die Analyse der Bilder, die am Mikroskop mit einer Digitalkamera (Canon EOS 500D) erstellt werden. Abbildung 3.4 zeigt ein solches Bild, einmal in Originalfarbe und dann getrennt nach rotem, grünem und blauem Anteil. Diese Unterteilung geschieht mit dem Programm ImageJ und erzeugt Bilder mit Farbwerten von 0 bis 255 je Kanal. Es zeigt sich deutlich, dass die beste Sichtbarkeit wie erwartet im roten Bereich liegt, während im grünen und im blauen Anteil nichts mehr zu erkennen ist. Zu sehen sind Graphenproben mit verschiedenen Dicken, die nun über den optischen Kontrast genauer untersucht werden können. Aus dem Wert des relativen Kontrastes lässt sich nach Craciun et al. [96] die Lagenzahl direkt ermitteln³. Dafür wird

²Eine Einzellage Graphen absorbiert 2.3 %, d. h. π mal die Feinstrukturkonstante, des einfallenden Lichtes [94].

³Hier erfolgt die Auswertung in einem anderen Farbkanal als in der angegebenen Referenz aufgrund unterschiedlicher Substratdicken.

nur der rote Kanal verwendet, aus dem die, analog zum relativen Kontrast definierte, relative Rot-Verschiebung (englisch Relative Red Shift, RRS) berechnet wird:

$$RRS = 1 - \frac{\text{Farbwert}(\text{Graphen})}{\text{Farbwert}(\text{Substrat})}.$$

Diese Werte werden über einen ausgewählten Bereich gemittelt. Wichtig ist hierbei, dass die untersuchten Bereiche von Probe und Substrat direkt nebeneinander liegen, da die Ausleuchtung der Probe stark variieren kann. Im gezeigten Beispiel werden drei Bereiche mit Substrat und Graphen unterschiedlicher Dicke ausgewählt. Die erhaltenen RRS-Werte sind im oberen Teil von Abb. 3.5 dargestellt.

Der Anteil um Null gehört jeweils zum Substrat ohne Graphen. Dazu ist pro untersuchtem Bereich jeweils eine Kurve zu sehen, an die jeweils eine Gaussverteilung angepasst werden konnte. Die RRS-Werte der Maxima betragen 5,6, 10,3 und 13,8 %. Um diese Werte richtig einzuordnen, werden Referenzwerte benötigt. Diese hängen von dem Zusammenspiel von Kamera, Mikroskop und Einstellungen ab. Besonders wichtig ist auch das genutzte Bildformat. Moderne Digitalkameras verändern die Farbwerte zur besseren Darstellung automatisch und auch ein Speichern als komprimiertes JPEG Format macht eine weitere Analyse der Schichtdicke fehleranfällig. Es muss deshalb unbedingt darauf geachtet werden, nur das unveränderten RAW-Format zu verwenden, da sonst keine genaue Aussage über die Lagenzahl getroffen werden kann.

Im unteren Teil von Abb. 3.5 ist eine Reihe von nach Größe geordneten Werten für den hier verwendeten Aufbau gezeigt, die von L. Freise im Rahmen seiner Studienarbeit [97] ermittelt wurden. Zu sehen sind Stufen, die ein, zwei und mehr Lagen zugeordnet werden können⁴. Diese Zuordnung wurde mit Transportmessungen an ausgewählten Proben be-

⁴Die Kombination von vorgeschaltetem Rotfilter und digitaler Auswertung ermöglicht noch eine schärfere Trennung, vor allem zur Identifikation von drei bis fünf Lagen [97], wurde hier aber nicht angewendet.

3 Experimentelle Grundlagen

stätigt, die eindeutige Merkmale von Einzel- bzw Doppellagen zeigten. Die Werte der verschiedenen Bereiche aus Bild 3.4, eingezeichnet als farbige Linien, lassen sich dementsprechend einer Einzel-, einer Doppel- und einer Dreifachlage zuordnen.

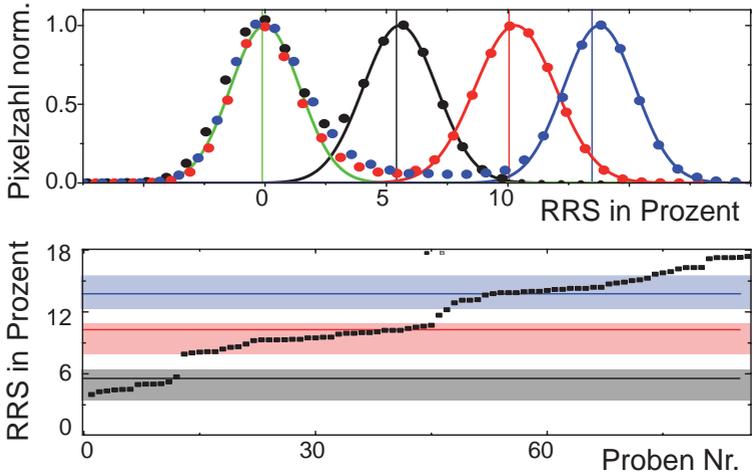


Abbildung 3.5:

Kontrastauswertung der Proben in Abb. 3.4. Der obere Graph zeigt das Histogramm der RRS-Werte der eingezeichneten Flächen. Die Kreise zeigen die Messdaten von jeweils einem Bereich mit Graphen und Substrat, die Linien die dazugehörigen Gauss-Fits. Die grüne Kurve gehört zum Substrat ohne Graphen, die anderen zu der Einzellage (schwarz), Doppellage (rot) und Trilage (blau). Im unteren Teil sind verschiedene RRS-Werte für ausgewählte Proben gezeigt. Die Linien geben die Werte aus den oben gezeigten Messungen an, die farbigen Balken Erfahrungswerte für ein, zwei und drei Lagen.

3.1.4 Rasterkraft-Mikroskopie

Als weiteres Gerät zur Analyse von Nanostrukturen bietet sich das Rasterkraft-Mikroskop mit seiner hohen Auflösung an. Hierbei wird eine kleine Spitze über die Probe gefahren und durch deren Auslenkung ein Höhenprofil erstellt. Ein solches Höhenprofil einer Einzellage ist in Abb. 3.6 zu

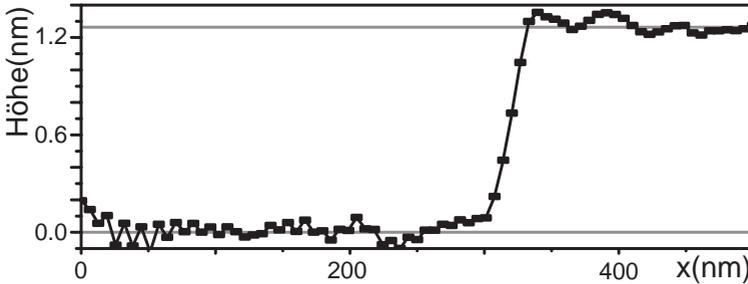


Abbildung 3.6:

Querschnitt des Überganges von Substrat zu Einzellage T01 (Siehe auch Abb. 5.8).

sehen. An dem Übergang zwischen Graphen und Substrat wurde entlang einer Schnittkante gemittelt und daraus die mittlere gemessene Höhe des Graphens ermittelt. Es fällt auf, dass der Wert mit ca. 1.2 nm stark von der theoretischen Höhe von $d_l=3.35 \text{ \AA}$ abweicht. Dieses ist bekannt [98, 99] und tritt auch bei Mehrlagen auf. Grund hierfür könnte Wasser unter oder auf der Probe sein. Messungen eines Wasserfilms auf SiO_2 ergeben 7 \AA [100], was in der Größenordnung der Differenz liegt. Somit lassen sich am Übergang Graphen-Substrat zunächst keine genauen Informationen über die Höhe der Probe erhalten. Anders sieht es bei einem Graphen-Graphen-Übergang aus. Abbildung 3.7 zeigt einen Teil eines Dreilagensystems, bei dem in der Mitte ein Streifen fehlt. Der Übergang von zwei zu drei Lagen zeigt nun auf beiden Seiten die für Bernal-Ordnung erwarteten Abstand von $d_l=3.35 \text{ \AA}$. Auch eine umgeklappte Schicht und der damit erzeugte Graphen-Graphen-Übergang kann zur Bestimmung der Dicke einer Einzellage genutzt werden. Hierbei ist je-

3 Experimentelle Grundlagen

doch zu beachten, dass die, durch das Klappen entstandenen, verdrehten Lagen eine etwas höhere Distanz aufweisen [65].

Das AFM kann auch zur Strukturierung der Proben benutzt werden. Hierbei wird statt einer normalerweise genutzten Siliziumspitze eine diamantbeschichtete Spitze genutzt, um mit erhöhter Andruckkraft Linien in das Graphen zu ritzen. Ausserdem kann die Spitze dazu genutzt werden, gezielt Teile des Graphenflakes umzuklappen. In der Dissertation von P. Barthold [85] werden diese Strukturierungsmethoden an Mehrlagensystemen ausführlich diskutiert. An Einzel- und Doppellagen Systemen wurde die Strukturierung und auch das gezielte Umklappen von J. Rode im Rahmen seiner Bachelorarbeit demonstriert [101]. In Zusammenarbeit mit J. Rode wurde die Probe SL03 hergestellt, die in definierten Bereichen mit dem AFM verändert wurde und in Kapitel 4.4 ausführlich beschrieben und charakterisiert wird.

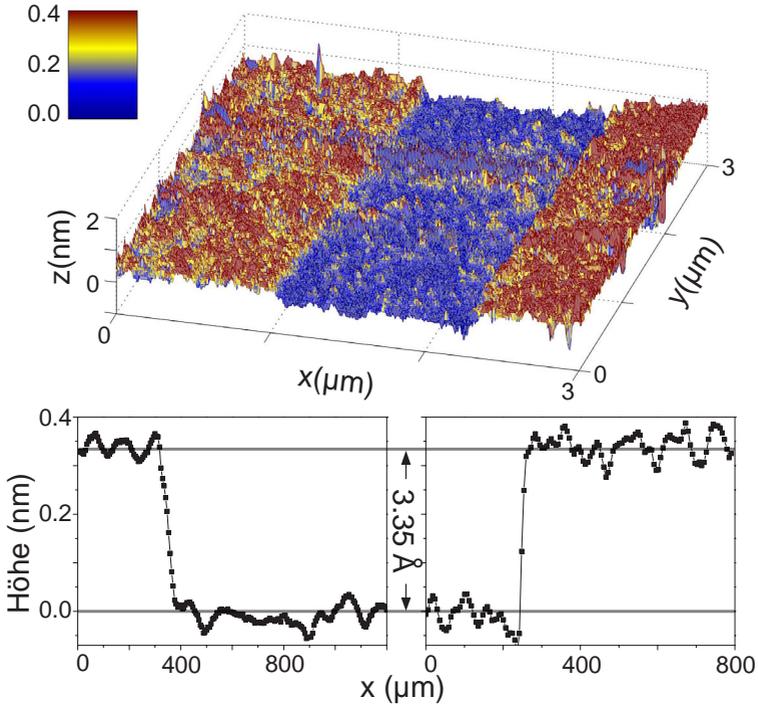


Abbildung 3.7:

Querschnitt des Überganges von drei auf zwei auf drei Lagen in Bernal-Stapelung. Oben zu sehen der gesamte Ausschnitt, unten zwei Schnitte parallel zur x -Achse.

3.1.5 Elektronenstrahl-Lithographie

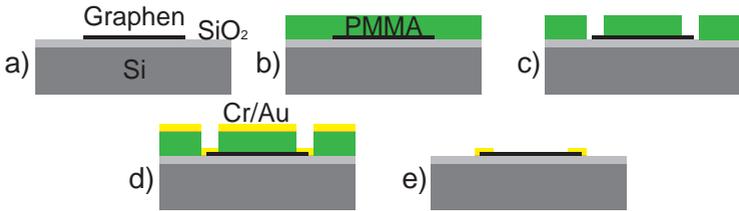


Abbildung 3.8:

Schema zur Elektronenstrahl-Lithographie. a) Auf den Si/SiO₂ Wafer mit dem Graphen wird b) Lack (grün) aufgebracht. Durch Elektronenbeschuss werden Teile des Lackes chemisch verändert, die dann c) im Entwickler herausgelöst werden. d) Chrom und Gold werden aufgedampft und die restlichen PMMA-Flächen entfernt, sodass e) die gewünschten Goldflächen auf dem Wafer bleiben.

Sobald geeignete Proben lokalisiert und identifiziert sind, müssen sie für weiterführende Transportmessungen strukturiert und kontaktiert werden. Als Methode zur Herstellung kleiner Strukturen dient hierbei die Elektronenstrahl-Lithographie. Hierfür werden zwei verschiedenen Polymerlacke (Polymethylmethacrylat, kurz PMMA, umgangssprachlich auch Plexiglas, 200K und 950K) auf den Wafer geschleudert (Spin coating mit 4000 Umdrehungen pro Minute). Dabei sollte möglichst mit einer kleinen Umdrehungszahl (500 Umdrehungen pro Minute) begonnen werden, um die Graphenflocken nicht zu beschädigen. Die ausgeheizten Lacke reagieren chemisch auf Elektronenbeschuss, sodass ein SEM mit einer Beschleunigungsspannung von 30 kV benutzt wird, um kleine Strukturen in den Lack zu schreiben. Hierfür wird eine elektronische Vorlage verwendet, die mit der Software Elphy der Firma Raith erstellt und geschrieben wird. Die so belichteten Flächen werden dann beim Entwickeln mit Methylisobutylketon (MIBK) herausgelöst. Dieses Verfahren wird während der Prozessierung mehrmals angewendet und ist in Abbildung 3.8 beispielhaft dargestellt.

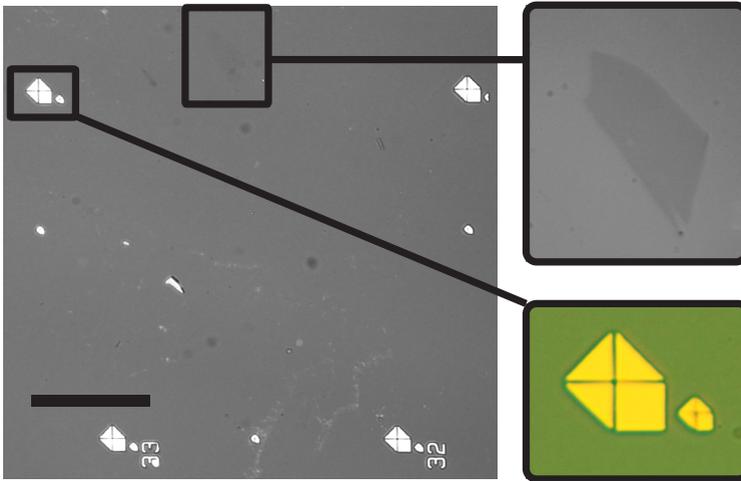


Abbildung 3.9:

Optisches Bild der Probe SL03 mit aufgedampften Goldmarkern, der schwarze Balken entspricht $100\ \mu\text{m}$. Die Vergrößerungen rechts zeigen Probe und Goldmarker.

Für die meisten Prozessschritte ist es notwendig, die genaue Position des Graphen-Proben auf dem Wafer zu kennen. Dafür werden die Positionen aus den optischen Aufnahmen abgeschätzt und dann in der Nähe des Graphens Positionsmarkierungen, sogenannte Marker, platziert. Dies geschieht durch das Erzeugen einer Maske aus PMMA mithilfe der SEM-Lithographie, die Teile des Substrates freilegt. Daraufhin wird auf die gesamte Probe erst eine $8\ \text{nm}$ Schicht Chrom als Haftvermittler und dann 40 bis $60\ \text{nm}$ Gold aufgedampft. Dieses Verfahren wird physikalische Gasphasenabscheidung genannt (englisch Physical Vapour Deposition). Bei dem Lift-off-Prozess in Aceton wird der restliche Lack mit dem aufliegenden Chrom/Gold entfernt und nur an den vorher freiliegenden Stellen bleiben die Metalle haften.

3 Experimentelle Grundlagen

In Abbildung 3.9 ist eine Einzellege (SL03 vor der Bearbeitung) mit Markern zu sehen. Anhand dieser kann die Probe nun genau lokalisiert und für die nächsten Belichtungsschritte im SEM ausgerichtet werden.

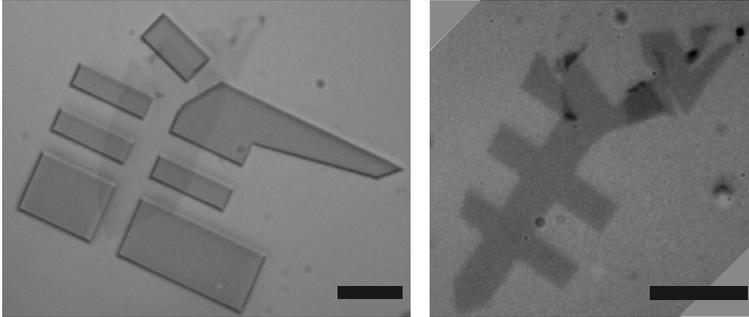


Abbildung 3.10:

Graphen Einzellege SL03 mit Ätzmaske (links) und nach dem Ätzen (rechts). Alle definierten Flächen wurden entfernt. Die schwarzen Balken entsprechen jeweils 10 μm .

Der nächste Prozessschritt ist das Strukturieren des Graphens, da für die Charakterisierung eine gut definierte Struktur hilfreich ist. Hierfür wird erneut Lack aufgeschleudert und mithilfe des SEMs eine Maske definiert, d. h. die zu entfernenden Teile der Probe werden freigelegt. In Bild 3.10 links ist die belackte Graphen Probe mit den etwas dunkleren freigelegten Stellen zu sehen. Die Probe wird nun in den Verascher gelegt und mit einem reaktiven Sauerstoff-Plasma geätzt. Die Parameter hängen dabei von der Probendicke ab, bei einer Einzellege reichen 120 Sekunden bei 100 Watt Leistung aus, um das freigelegte Graphen zu entfernen. Mehrmaliges Ätzen ist möglich, da aber auch der Lack angegriffen wird, muss zwischendurch gegebenenfalls der Fortschritt mit dem Mikroskop ermittelt werden. Bild 3.10 rechts zeigt das Ergebnis des Ätzschrittes. Teile des Flakes wurden so entfernt, dass im unteren Teil eine Hallbar-Struktur mit klarer Geometrie entstanden ist.

Als nächster Schritt soll die so entstandene Struktur kontaktiert werden. Abermals wird eine Maske erstellt und Teile des Wafers werden freigelegt. In Abbildung 3.11 ist eine solche Maske zu sehen. Die vorher geätzte Probe wird nun über dünne Kontakte mit den Pads, d. h. den quadratischen Kontaktflächen verbunden. Die Vergrößerung rechts zeigt die Position des Hallbars und verdeutlicht, dass die Positionen für die Kontakte gut plaziert sind. Durch das Aufdampfen von Chrom und Gold und erneutem Lift-off werden die Kontakte dann hergestellt.

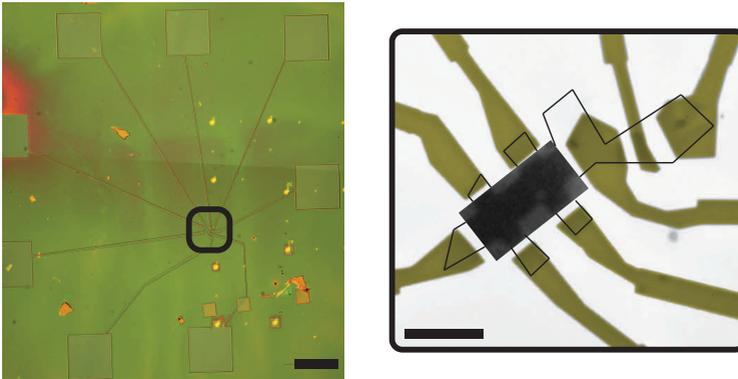


Abbildung 3.11:

Links: Bild der Probe SL03 mit Lack und den vordefinierten Kontakten, der schwarze Balken entspricht $100\ \mu\text{m}$. Die Vergrößerung zeigt den inneren Teil mit dem zu kontaktierenden Hallbars mit der Kontaktmaske und die skizzierte Lage des Graphens. Der Balken entspricht hierbei $10\ \mu\text{m}$.

3.1.6 Bonden



Abbildung 3.12:

Chipcarrier ohne (links) und mit (rechts) eingeklebtem und gebondetem Wafer.

Nachdem das Graphen auf dem Silizium-Wafer wie beschrieben kontaktiert wurde, sind die Pads mit einer Breite von $100\ \mu\text{m}$ noch relativ klein und variieren in ihrer Position je nach Probe. Da das verwendete Messsystem einen Probenhalter mit einer vorgegebene Geometrie besitzt, wird der Wafer mit Leitsilber in einen Chipcarrier eingeklebt (Abb.3.12). Dieser führt Kontakte von seiner Innenseite nach außen und hat die richtige, normierte Größe zum Einbau in das Mess-System.

Um die Kontakte des Chipcarriers und der Probe zu verbinden, werden sogenannte Bonddrähte aus Gold gezogen. Hierbei muss vorsichtig vorgegangen werden, da dieser Schritt sowohl das Graphen als auch das Substrat beschädigen kann. Die Bonddrähte werden mit einer Andruckkraft und Ultraschall zuerst auf dem Chipcarrier und dann auf den Pads befestigt. Bei diesem Schritt kann die Siliziumdioxid Schicht unter dem Pad beschädigt werden und seine isolierende Eigenschaften verlieren. Daher wurden weitere Opferpads ohne Kontakt zur Probe aufgedampft. Auf diese Bereiche wird nun gebondet, der Bonddraht auf das eigentliche Pad geschoben und anschliessend dort mit einem leitenden Epoxydharz festgeklebt. In Abbildung 3.14 sind SEM-Aufnahmen von einem normalen und nachträglich festgeklebten Bonddraht zu sehen. Ein weiteres Problem beim Bonden können elektrostatische Entladungen über die Probe darstellen. Dieses Problem wird behoben, indem, bevor auf die Pads

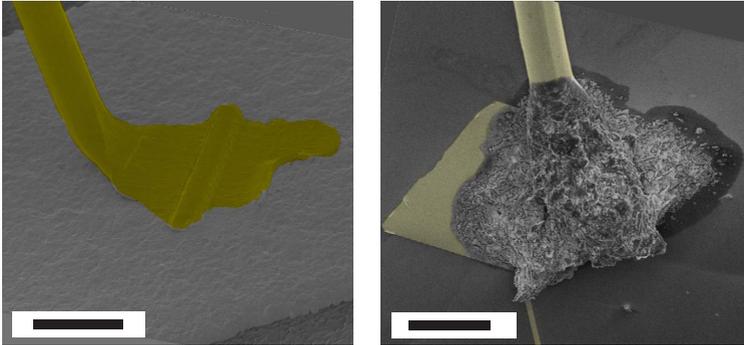


Abbildung 3.13:

Eingefärbte-SEM Aufnahmen der Bonddrähte. Links normal gebondet auf dem Chipcarrier. Rechts festgeklebt auf einen Bondpad auf dem Wafer. Die Balken entsprechen jeweils 50 μm .

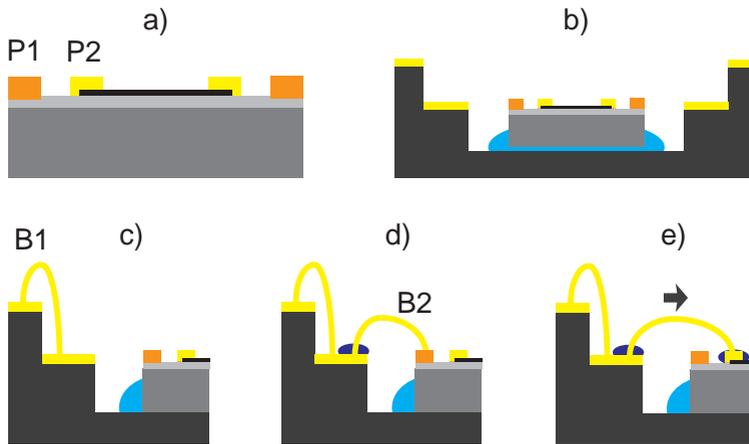


Abbildung 3.14:

Vorgehen beim Bonden. a) Wafer mit Probe und verschiedenen Pads, in gelb (P2) die mit Kontakt zur Probe, in orange (P1) die Opferpads. b) Die Probe wird in den Chipcarrier eingeklebt. c) Sicherheitsbond B1 zum Kurzschluss der Kontakte am Chipcarrier. d) Weiterer Bond B2 vom Chipcarrier (dort aus Stabilitätsgründen festgeklebt) zum Opferpad. e) B2 wird zum richtigen Pad verschoben.

3 Experimentelle Grundlagen

gebondet wird, jeder Kontakt des Chipcarriers per Bonddraht kurzgeschlossen wird. Diese Drähte werden erst möglichst kurz vor der Messung entfernt. Das Schema 3.14 zeigt die Schritte im Einzelnen.

Das Ergebnis der verschiedenen Kontaktierungsschritte ist in Abbildung 3.15 gezeigt. Auf der SEM-Aufnahme sind die zu der Probe führenden dünnen Goldkontakte und die Bonds von den Pads zum Chipcarrier zu sehen.

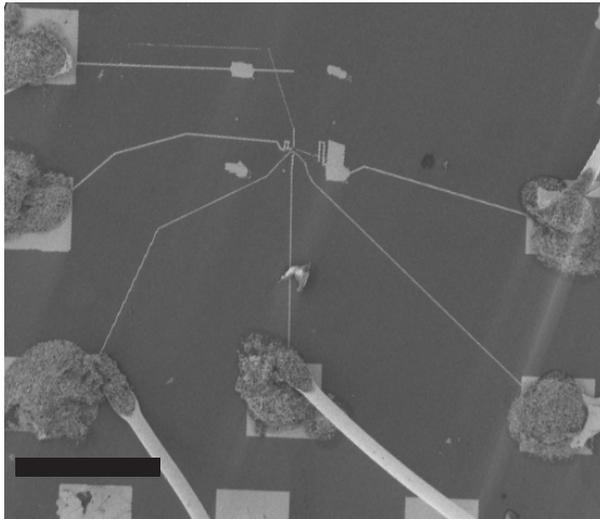


Abbildung 3.15:

SEM-Aufnahme einer fertig kontaktierten Probe mit Kontakten, Pads und festgeklebten Bonds. Der Balken entspricht $200\ \mu\text{m}$.

3.2 Grundlagen zur Messung

Um die kontaktierten Proben genau untersuchen zu können, werden elektrische Messungen vorgenommen. Parameter, die hierbei variiert werden, sind z. B. die Ladungsträgerdichte der Probe, die Temperatur und das angelegte magnetische Feld. In dem folgenden Abschnitt werden die Grundlagen und die technische Umsetzung dieser Messungen besprochen und der verwendete Messaufbau vorgestellt. Am Ende dieses Unterkapitels wird auf die Probenreinigung durch das Ausheizen außerhalb und innerhalb des Kryostaten eingegangen.

3.2.1 Messaufbau

Die Messungen wurden in einem ^4He Badkryostaten der Firma Oxford Instruments (Abb. 3.2.1) durchgeführt. In einem Reservoir mit flüssigem Helium (Siedepunkt 4.2 Kelvin) ist eine innere Vakuumkammer (englisch Inner Vacuum Chamber, IVC) vorhanden, in der sich auch die zu vermessende Probe befindet. Der Heliumfluss von dem Reservoir in diese Kammer kann durch ein feines Nadelventil reguliert werden. Zum einen lässt sich nun durch eine Pumpe in der IVC ein Unterdruck erzeugen, wodurch die Temperatur des flüssigen Heliums weiter bis auf 1.5 Kelvin reduziert wird. Zum anderen ermöglicht es ein fest eingebauter Heizer die Temperatur im IVC im Bereich zwischen 5 und 300 Kelvin beliebig einzustellen. Dies geschieht dann in einer Heliumgas Atmosphäre, um die Wärmeankopplung zur Probe zu gewährleisten. Die Regelung des Heizers erfolgt bei höheren Temperaturen durch ein externes Steuergerät, das ITC 503 von Oxford Instruments. Bei Temperaturen bis 100 Kelvin wird der Heizer durch ein Keithley 2400 betrieben und die Temperatur per Software-PID-Regelung konstant gehalten. Gemessen und geregelt wird die Temperatur über einen im Kryostaten eingebauten Widerstand, der jedoch nicht direkt an der Probe sitzt, sodass dieser Wert etwas von der Temperatur an der Probe abweichen kann. Zusätzlich werden Temperaturwiderstände in der Nähe der Probe gemessen, die im Bereich tiefer Temperaturen genaue Werte liefern.

3 Experimentelle Grundlagen

Im äußeren Heliumbad befindet sich eine supraleitende Spule, mit der Magnetfelder bis zu 15 T (mit Lamdstufe 17 T) erzeugt werden können. Für die Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurde der Bereich auf ± 13 T bei Änderungsraten von maximal 1 T/min begrenzt. Die Feldlinien stehen senkrecht zur Probenoberfläche.

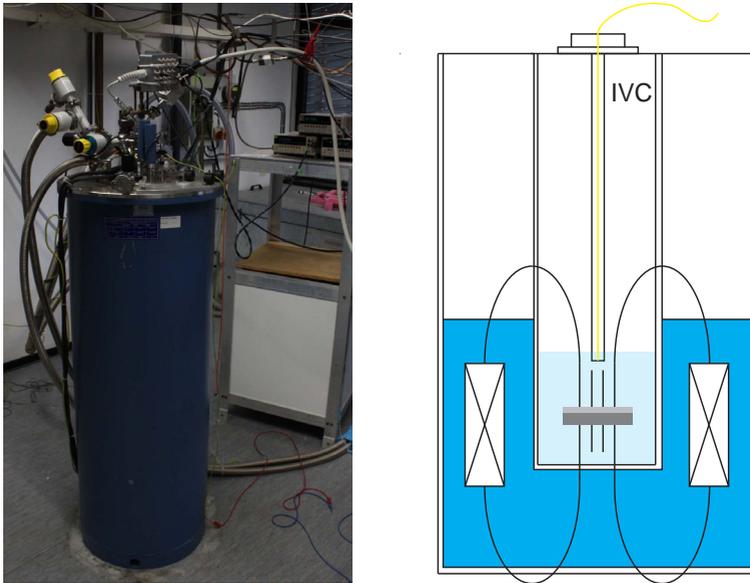


Abbildung 3.16:

Verwendeter Kryostat mit eingesetztem Probenstab und einer Reihe von Anschlüssen für Helium und elektrische Leitungen. Rechts ist schematisch der innere Aufbau mit der IVC mit Probenstab dargestellt. Im äußeren Heliumbad ist die Magnetspule (Kreuz) skizziert, die Probe (grau) liegt senkrecht zu den Feldlinien (schwarze Linien). Die elektrischen Leitungen sind in Gelb und das flüssige Helium in blau angedeutet.

Die Probe wird mithilfe eines Probenstabes in die IVC eingelassen. An dem Stab werden die elektrischen Kontakte von der Probe nach außen

geführt. Abbildung 3.17 zeigt den unteren Teil des Probenstabes. Der Chipcarrier mitsamt Probe wird im unteren Ende (C) eingesetzt, mit dem Stempel oben im Bild festgerückt und dann um 90 Grad in die richtige Position gedreht. Dünne Kabelstränge mit verwobenen Leitungen (englisch twisted pair) (L) führen die Kontakte vom Chipcarrier aus dem Kryostaten, wo sie an Schalterarrays, sogenannte Switchboards, angeschlossen sind. Diese ermöglichen es, die Kontakte ohne das Umstecken von Kabeln zu erden. Dieses ist beim Einbau der Probe und bei jedem Ändern der Messkonfiguration unbedingt notwendig, da sich die Proben als sehr empfindlich gegen statische Entladungen zeigen.

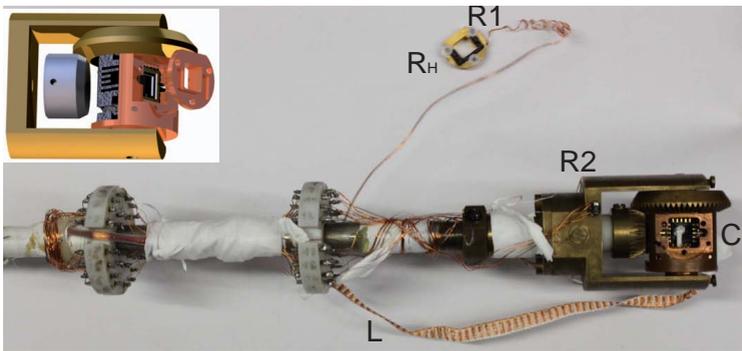


Abbildung 3.17:

Der untere Teil des Probenstabes. In den Sockel C wird der Chipcarrier eingefügt und mit dem Stempel oben fixiert. An dem Stempel sind Heiz- (R_H) und Temperaturwiderstand (R1) angebracht. Ein weiterer Temperaturwiderstand ist mit R2 gekennzeichnet. Links oben ist der schematische Aufbau mit Probensockel und Stempel gezeigt (Zeichnung mit freundlicher Genehmigung von R. Hüther).

Neben den Verbindungen zur Probe existiert noch ein getrennter Kabelstrang, an dem diverse Heiz- und Temperaturwiderstände angeschlossen sind. Im Bild sind zwei auf dem Stempel und einer auf dem Kupferblock gekennzeichnet. Wird der Probenstab mit der Probe in den Kryostaten

eingebaut, ist zum Schutz der Probe neben der Erdung auch zu beachten, dass es zu keinen zu schnellen Temperaturänderungen kommt, was zum Zerreißen der Probe führen kann.

3.2.2 Messgeräte & Schaltung

Um die Proben zu charakterisieren, werden elektrische Transportmessungen durchgeführt. Eine geeignete Schaltung ist in Abbildung 3.18 skizziert. Das dotierte Silizium dient hierbei als Backgate und das Siliziumdioxid als Dielektrikum. Wird nun mithilfe eines Keithley 2400 Sourcemeters eine Spannung U_{BG} von Backgate gegen die Probe angelegt, kommt es, wie bereits in Abschnitt 2.2 erläutert, zu einer Induzierung von Ladungsträgern in das Graphen. Hierbei darf die Spannung nicht zu schnell geändert werden, um die Probe zu schützen. Eine weitere Sicherheitsmaßnahme ist der Schutzwiderstand zwischen der Spannungsquelle und Si. Der Widerstandswert liegt mit $10\text{ M}\Omega$ bei einem intakten Backgate einige Größenordnungen unter dem Widerstand der isolierenden Schicht, sodass die gesamte angelegte Spannung am Backgate abfällt. Verliert jedoch das Dielektrikum bei einem Backgatedurchbruch seine isolierende Eigenschaft, fällt der Großteil der Spannung und somit der Leistung am Vorwiderstand ab, um die Probe zu schützen.

Zur Charakterisierung der Probe wird ein konstanter Strom I durch die Probe geführt und es werden Spannungen aufgezeichnet. Im rechten Teil der Skizze ist dies an einer idealisierte Probe in Hallbar-Struktur gezeigt. Wenn möglich werden Vierpunkt-Messungen durchgeführt, um Anteile von den Kontaktwiderstände zu vermeiden. Als Stromquelle dient hier z. B. eine Keithley 6221 DC and AC current source die Gleich-(DC) aber auch Wechselströme (AC) erzeugen kann. Zum Messen der Gleichspannungen werden Keithley 2000 Multimeter benutzt. Bei den Wechselspannungen kommen Lock-in Verstärkern der Marke EG&G Princeton Applied Research zum Einsatz. Hierbei werden die analogen Modelle 5209 und 5210 sowie das digitale Modell 7260 verwendet. Bei den Wechselstromexperimenten wird ein oszillierender Stromanteil auf einen konstanten Gleichstrom addiert. Die Frequenzen bewegen sich hierbei

je nach Messung zwischen 18.333 und 83.333 Hz. Im Folgenden werden Spannungen (Widerstände), die an den Kontakten C und D bei einem Strom durch A und B gemessen werden, als U_{AB-CD} (R_{AB-CD}) angegeben. Eine Zweipunkt-Messung wird z. B. als R_{AB} bezeichnet. In der Hallbar-Geometrie werden Längs- (U_{xx}) und Querspannungen (U_{xy}) definiert.

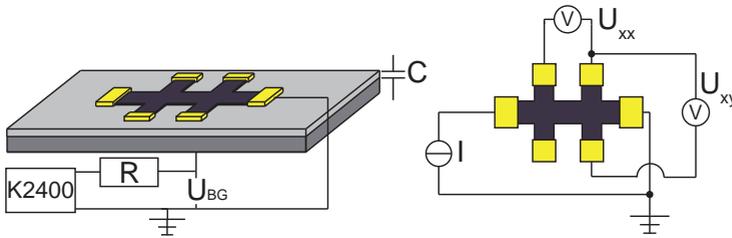


Abbildung 3.18:

Skizze der Verschaltung einer Probe. Links ist die kontaktierte Probe (schwarz) auf dem Substrat zu sehen. Das dotierte Silizium (dunkel grau) dient mit dem isolierendem SiO₂ (hellgrau) als Backgate mit der Spannung U_{BG} und der Kapazität C . Rechts ist die Verkabelung für Transportmessungen gezeigt. Ein Strom wird durch die Probe getrieben, während verschiedene Längs- und Querspannungen aufgenommen werden.

3.3 Probenreinigung

3.3.1 Ausheizen(1)

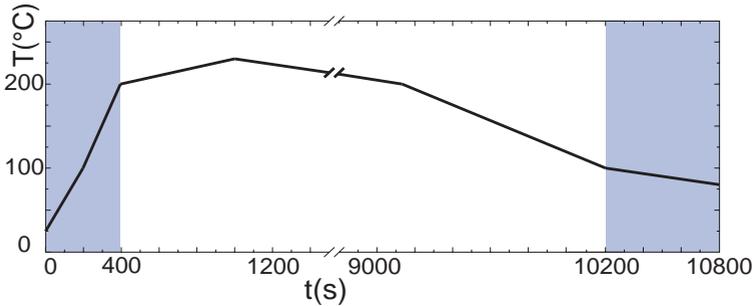


Abbildung 3.19:

Typischer Temperaturverlauf beim Ausheizen im Einlegierofen. Die blauen Flächen kennzeichnen die Phasen mit Gasdurchfluss.

Während der Prozessierung war die Probe vielen Substanzen, z. B. Lösungsmitteln und Lacken, ausgesetzt, die zu Verunreinigungen und somit zu einer Veränderung der Eigenschaften führen können. Um diese Verunreinigungen so gut wie möglich zu entfernen, wird die Probe direkt vor dem Einbau ins Messsystem ausgeheizt. Da dies nicht an Luft geschehen sollte, wird hierfür ein Einlegierofen (AZ 500 MBE Komponent GmbH) genutzt. Die Heizkammer wird hierfür mit Helium als Schutzgas gefüllt, da die im sonst genutzten Formiergas enthaltenen 20 % Stickstoff zu einer Veränderung der Probe führen könnte [102]. Eine zu schnelle Änderung der Temperatur sollte vermieden werden, da sonst an der Probe durch unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten von Substrat und Kontakten mechanische Spannungen auftreten und die Proben zerreißen können. Abbildung 3.19 zeigt den typischerweise genutzten Temperaturverlauf mit einer maximalen Temperatur von 230 Grad und einer Gesamtdauer von drei Stunden. Am Anfang und am Ende wird permanent frisches Helium durchgepumpt, im mittleren Teil Zufuss und Abfluss bei 300 mbar Kammerdruck geschlossen gehalten.

3.3.2 Ausheizen(2)

Nach dem ersten Ausheizen sind die Proben beim Transport zum Kryostaten und beim Einbauen wieder mindestens einige Minuten an der Umgebung, d. h. Gasen aus der Luft und Luftfeuchtigkeit ausgesetzt. Dieses führt wieder zu einer ungewünschten Veränderung der Probeneigenschaften, die durch erneutes Ausheizen entfernt werden können. Die Auswirkungen auf die Transporteigenschaften werden im Kapitel 4.2 genauer diskutiert. Hier wird nur auf die technische Realisierung eingegangen. Dieses letzte Ausheizen findet direkt im Kryostaten statt. Auf dem Stempel (Abb. 3.17) über der Probe ist hierzu ein Heizwiderstand R_H angebracht, die Temperatur wird direkt am Heizer mit dem Widerstand R1, einem PT 1000, gemessen. Um sicherzustellen, dass nur die Probe erhitzt wird, und keine empfindlichen Teile im Kryostaten, wird das Heliumgas aus der IVC gepumpt und während des Heizens auch die Temperatur weiter oben am Stab (R2) und im Kryostaten gemessen. Am Heizwiderstand ($R_H = 200 \Omega$) wird eine Spannung von bis zu 35 V angelegt, was einer maximalen Heizleistung von ca. 6 Watt entspricht. Abbildung 3.20 zeigt die gemessenen Temperaturen während einer Ausheizphase. Die am Heizwiderstand angelegte Spannung wird schrittweise erhöht, was jeweils zu einem stufenförmigen Anstieg der Temperatur an der Probe bei R1 führt. Ab Minute 80 wird die Spannung etwas herunteregelt, damit die Probe nicht zu heiß wird. 130 Grad am Heizer haben sich als ausreichend erwiesen, die Graphen-Proben zu reinigen. Die Temperatur am großen Kupferblock, gemessen mit R2, steigt hingegen nur langsam an, was auf eine gute Entkopplung der Probe und Stempel vom Stab hindeutet. Nach anschließendem Abschalten des Heizers und kurzem Abkühlen wird die Probe untersucht und je nachdem, wie stark sie verunreinigt ist, nochmal ausgeheizt.

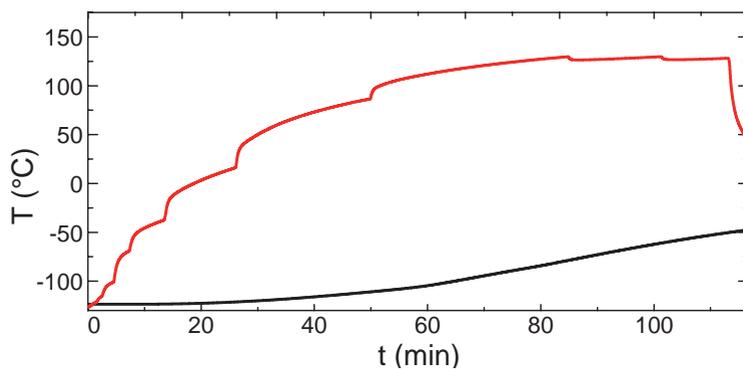


Abbildung 3.20:

Temperaturverlauf beim Ausheizen im Kryostaten. In rot ist die Temperaturmessung am Heizer in der Nähe der Probe gezeigt, in schwarz die Temperatur etwas höher am Probenstab.

3.4 Zusammenfassung Grundlagen

In diesem Kapitel wurden die experimentellen Methoden gezeigt, die benötigt werden, um Graphen herzustellen und zu vermessen. Für die Präparation der kleinen Strukturen wird Graphit aufgespalten und auf ein geeignetes Substrat gebracht. Optische Mikroskopie wird verwendet, um die dünnen Graphen-Schichten zu finden und zu identifizieren. Um diese elektrisch vermessen zu können, sind weitere Schritte zur Strukturierung und Kontaktierung notwendig. Hierfür werden die nötigen Prozessschritte, die SEM-Lithographie, das Ätzen und das Aufbringen von Kontakten, vorgestellt. Beim anschließenden Bonden wurden spezielle Sicherheitsvorkehrungen gezeigt, die notwendig sind, um Substrat und Probe nicht zu beschädigen.

Die Grundlagen zum Durchführen der Messungen wurden im zweiten Teil behandelt. Diese umfassen den Messaufbau zum Erzeugen tiefer Temperaturen und magnetischer Felder, die verwendeten Messgeräte sowie deren Verschaltung. Um die Probe zu reinigen, wurden zwei Ausheisschritte, (1) und (2), vorgestellt. Der erste findet außerhalb des Messaufbaus bei höheren Temperaturen statt. Um die beim anschließenden Transport zum Kryostaten abgelagerten Verunreinigungen zu entfernen, wird ein zweiter Ausheisschritt nach dem Einbau durchgeführt.

Einzellagen-Graphen

In diesem Kapitel wird auf die Transporteigenschaften von Einzellagen-Graphen eingegangen. Im ersten Abschnitt werden Magnetotransport-Messungen untersucht und die typischen Merkmale von EL-Graphen gezeigt. Der Ladungsträgerdichte-Koeffizient für das verwendete Substrat wird bestimmt und der halbzahlige Quanten-Hall-Effekt bei verschiedenen Temperaturen gemessen. Im zweiten Abschnitt wird erläutert, wie Verunreinigungen die Transporteigenschaften verändern, und wie sie entfernt werden können. Danach werden Aufladungseffekte im Bereich kleiner Ladungsträgerdichten in der Nähe des CNPs untersucht. Im letzten Abschnitt wird auf eine Probe eingegangen, die lokal mit dem AFM bearbeitet wurde. Dadurch wurde ein p-n-Übergang erzeugt, der im Magnetfeld untersucht wird.

4.1 Transporteigenschaften

Zur Einführung werden hier die charakteristischen Transportmessungen an einer Graphen-Einzellage gezeigt. Hierfür wird Probe SL03 verwendet, die bereits im Kapitel zum Herstellungsprozess in den Abbildungen 3.9 und 3.10 zu sehen war und in Abschnitt 4.4 genauer untersucht wird¹.

Abbildung 4.1 zeigt die Probe mit den genutzten Kontakten. Die Messungen werden mit einem Strom von 71 nA AC und 300 nA DC durch die Kontakte A und H durchgeführt², wobei im Folgenden nur die Wechselspannungsanteile betrachtet werden. Dabei werden in Vierpunkt-Konfiguration Längsspannung an den Kontakten E und F sowie die Querspannung an den Kontakten B und F aufgenommen.

Im rechten Teil von Abbildung 4.1 ist die Vierpunkt-Feldeffektmessung mit der Spannungsmessung an den Längskontakten E und F bei $T=1.5$ K und $B=0$ T gezeigt. Der Widerstand und die Leitfähigkeit sind über der angelegten Backgate-Spannung aufgetragen, die um die Lage des Maximums, $U_0 \approx 4.5$ V, verschoben wurde. Die Leitfähigkeit zeigt vor allem bei hohen Ladungsträgerdichten ein nichtlineares Verhalten, das auf Anteile von SRS zurückzuführen ist. Durch geeignete Fits nach Formel 2.6 lässt sich dieser Anteil zu 35Ω für Löcher und 16Ω für Elektronen bestimmen. Nach Abzug dieser Werte vom Widerstand zeigt sich ein lineares Verhalten der Leitfähigkeit, das schematisch durch die blauen Linien gezeigt ist. Nach dieser Korrektur ergeben sich Ladungsträgerbeweglichkeiten von $12500 \text{ V}^{-1}\text{cm}^{-2}$ und $11500 \text{ V}^{-1}\text{cm}^{-2}$ für Löcher bzw. Elektronen.

¹Die Probe zeigt einige besondere Eigenschaften, die in diesem Unterkapitel noch nicht thematisiert werden, sondern in Abschnitt 4.4.

²Kontakt H liegt außerhalb des optischen Bildes hinter zwei weiteren Kontakten und wurde hier, da es sich nur um einen Kontakt zur Strom-Führung und nicht zur Spannungs-Messung handelt, zur besseren Übersicht versetzt dargestellt.

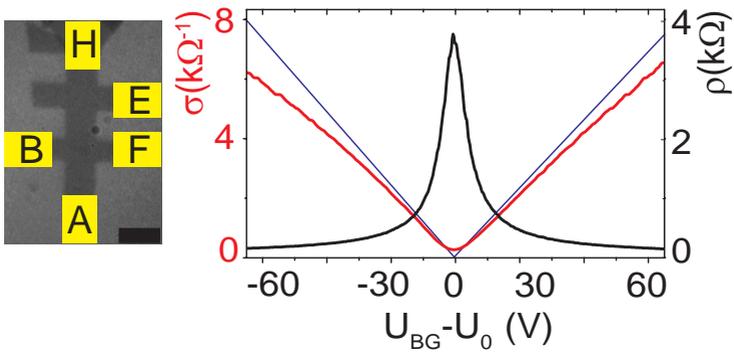


Abbildung 4.1:

Links: Probe SL3 in der optischen Aufnahme mit den hier genutzten Kontakten. Der schwarze Balken entspricht $5 \mu\text{m}$. Rechts ist der elektrische Feldeffekt gezeigt. In schwarz ist der spezifische Widerstand abgebildet, in rot die Leitfähigkeit. Der erwartete lineare Verlauf der Leitfähigkeit ist in blau eingezeichnet.

4.1.1 Shubnikov-de Haas-Effekt

In diesem Unterkapitel werden Magnetotransport-Messungen des Längswiderstandes und die SdH-Oszillationen gezeigt.

Oben in Abbildung 4.2 ist der Längswiderstand in Abhängigkeit von Magnetfeld und Backgatespannung dargestellt. Dabei wurde jeweils bei einem festen Magnetfeld die Backgatespannung verändert. Die Farbskala ist so gewählt, dass die Maxima deutlich hervortreten. Die Füllfaktoren 2, 6, 10 usw. an den Minima sind gekennzeichnet. Die Lage dieser Minima stimmt mit einer Berrys-Phase von π überein und identifiziert die Probe als Einzellage. Mit den schwarzen Strichen sind Schnitte bei konstantem Magnetfeld von $B = 3$ T und konstanter Spannung von $U_{BG} = 70$ V markiert. Letzterer ist unten abgebildet und zeigt die erwarteten Oszillationen. Über dem inversen Magnetfeld aufgetragen lässt sich eine konstante Periode von $B_F = 0.023$ T⁻¹ bestimmen. Dies entspricht einer Ladungsträgerdichte von $n = 4.2 \cdot 10^{16}$ m⁻², was zu der angelegten Backgate-Spannung passt.

Abbildung 4.3 zeigt die Messung bei einem konstanten Magnetfeld (3 Tesla) und Variation der Backgatespannung. Die Lage der äquidistanten Minima und Maxima wurde bestimmt und über einem ganzzahligen Index³ aufgetragen. Aus der Steigung einer linearen Näherung wird dann der Spannungsabstand ΔU pro Füllfaktor zu 1.14 V bestimmt, d. h. die Minima liegen aufgrund der Entartung um das vierfache, 4.56 V, auseinander. Daraus ergibt sich dann eine Ladungsträgerdichte-Koeffizient von $\alpha = 6.4 \cdot 10^{14}$ V⁻¹ m⁻². Dieser Wert würde einer Oxiddicke von ca. 340 nm entsprechen, was gut mit den Herstellerangaben übereinstimmt.

³Der Abstand zwischen einem Minima und Maxima ist hierbei aufgrund der Entartung zwei.

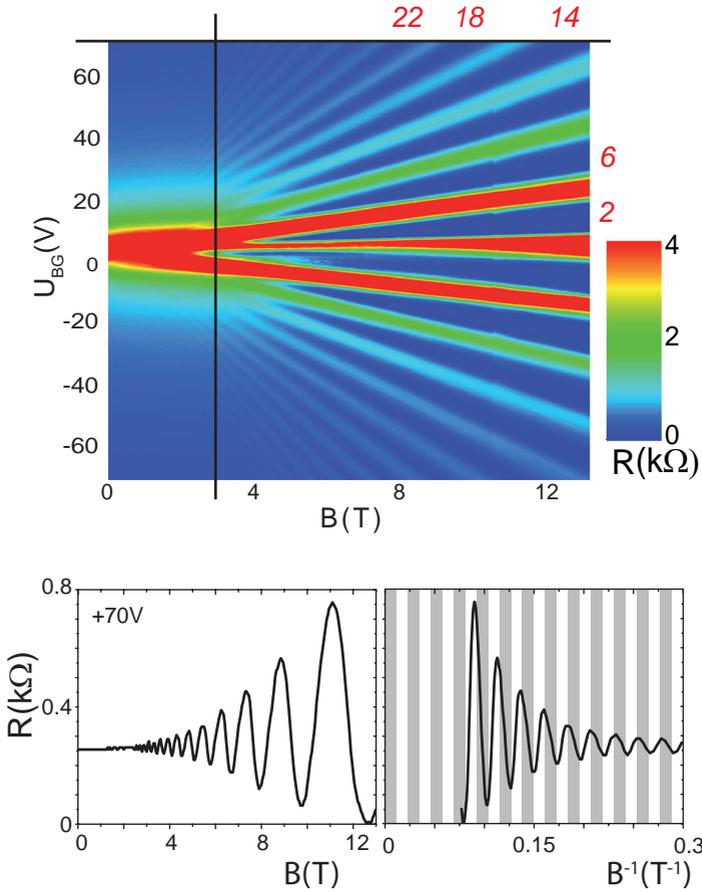


Abbildung 4.2:

Oben: Längswiderstand über Magnetfeld und Backgatespannung. In rot sind einige Füllfaktoren gekennzeichnet. Die schwarzen Linien deuten Schnitte bei konstanter Spannung bzw. bei konstantem Magnetfeld an. Unten ist der Schnitt bei $U_{BG}=+70$ V einmal über dem Magnetfeld und einmal über dem Inversen davon aufgetragen.

4 Einzellagen-Graphen

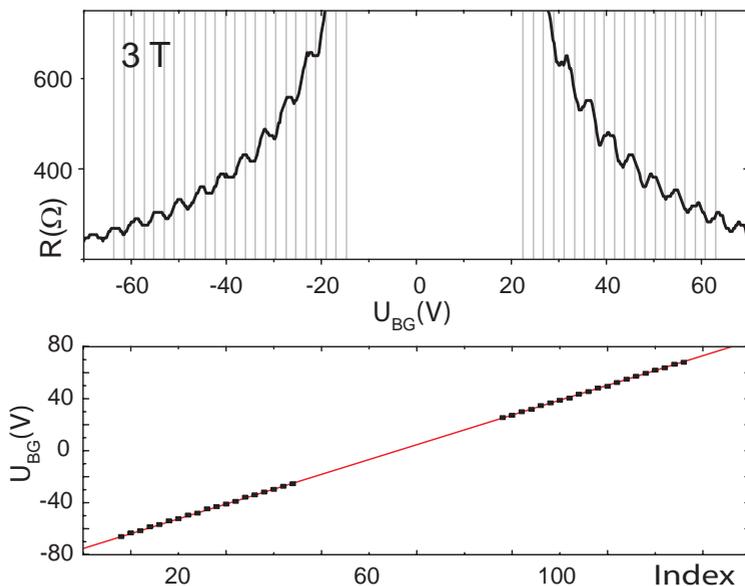


Abbildung 4.3:

Oben abgebildet sind SdH-Oszillationen im Längswiderstand bei einem konstantem Magnetfeld von $B = 3$ T. Minima und Maxima sind mit äquidistanten grauen Linien markiert. Unten sind die Positionen der Extrema über einem Index aufgetragen.

4.1.2 Quanten-Hall-Effekt

Im Querwiderstand sind bei angelegtem Magnetfeld die erwarteten quantisierten Plateaus zu sehen.

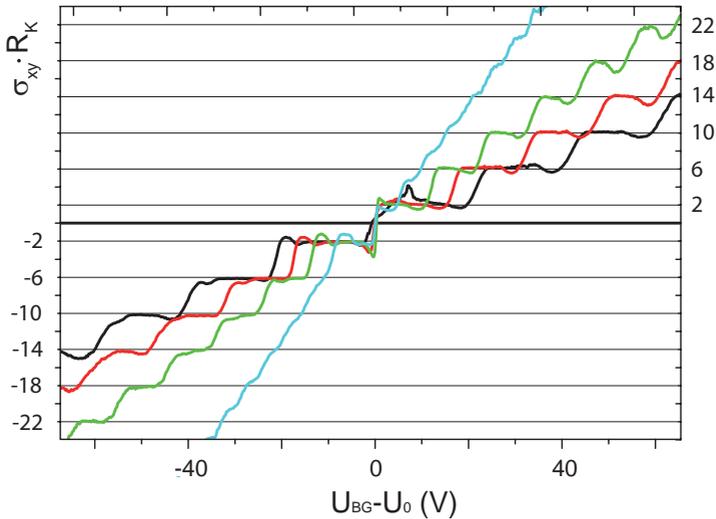


Abbildung 4.4:

σ_{xy} über der Backgatespannung (um U_0 verschoben) bei verschiedenen Magnetfeldern (cyan 3 T, grün 7 T, rot 10 T, schwarz 13 T) multipliziert mit der von Kitzing-Konstanten. Die gerade schwarze Linie zeigt den Nulldurchgang an.

Abbildung 4.4 zeigt σ_{xy} bei verschiedenen konstanten Magnetfeldern. Durch Veränderung der Ladungsträgerdichte über das Backgate kommt es zu einer Veränderung des Füllfaktors und zur Ausbildung verschiedener Plateaus bei den Werten $\sigma_{xy} = \pm 4(i - 1/2)/R_K$ bzw. $\rho_{xy} = \pm R_K/4(i - 1/2)$. Das Vorzeichen steht hier für den Bereich mit Löcher bzw. Elektronen als Majoritätsladungsträger. Die ermittelten Leitfähigkeits-

4 Einzellagen-Graphen

bzw. Widerstandswerte der Plateaus ist charakteristisch für Graphen-Einzellagen und bestätigt die Messungen im Längswiderstand und die Einordnung über den optischen Kontrast. Bei kleinen Magnetfeldern (wie auch bei hohen Temperaturen) geht der Leitwert in das lineare Verhalten des Hall-Effektes über, wie sich bei 3 T schon andeutet.

4.1.2.1 Magnetotransport bei hohen Temperaturen

Der Shubnikov-de Haas- und der Quanten-Hall-Effekt können aufgrund der guten Eigenschaften von Graphen, d. h. Konservierung des zweidimensionalen Verhaltens und beständig hohen Ladungsträgerbeweglichkeiten bei höheren Temperaturen, mithilfe von großen Magnetfeldern auch bei Raumtemperatur beobachtet werden [81]. In der Literatur werden Messungen bei 45 T und 29 T gezeigt, es wird aber auch eine Ausbildung dieser Effekte bei Magnetfeldern < 20 T erwähnt. Um dieses auch mit einem vergleichsweise moderaten Magnetfeld von $B = 13$ T zu überprüfen, wurde die Temperatur im IVC erhöht, d. h. der Zufluss von flüssigem Helium gestoppt und, bei 300 mbar Helium Atmosphäre zur Wärmeankopplung, mit dem Heizer auf 300 K geregelt⁴. Abbildung 4.5 zeigt die Messung bei einem Magnetfeld von $B = 13$ T. Im Längswiderstand sind die Minima beim Füllfaktor $\nu = 2$ gut zu sehen. Bei den selben Spannungen entwickeln sich die ersten Plateaus bei $\sigma_{xy} = \pm 2/R_K$. Der Quanten-Hall-Effekt ist in Graphen also wie erwartet auch bei höheren Temperaturen zu beobachten.

⁴Da der Widerstand zur Temperaturregelung am Heizer etwas entfernt von der Probe positioniert ist, wird die tatsächliche Temperatur an der Probe etwas tiefer liegen. Der Temperaturwiderstand an der Probe war nicht für hohe Temperaturen ausgelegt und liefert daher nur ungenaue Werte, die aber auf eine Probentemperatur von deutlich über 250 K schließen lassen.

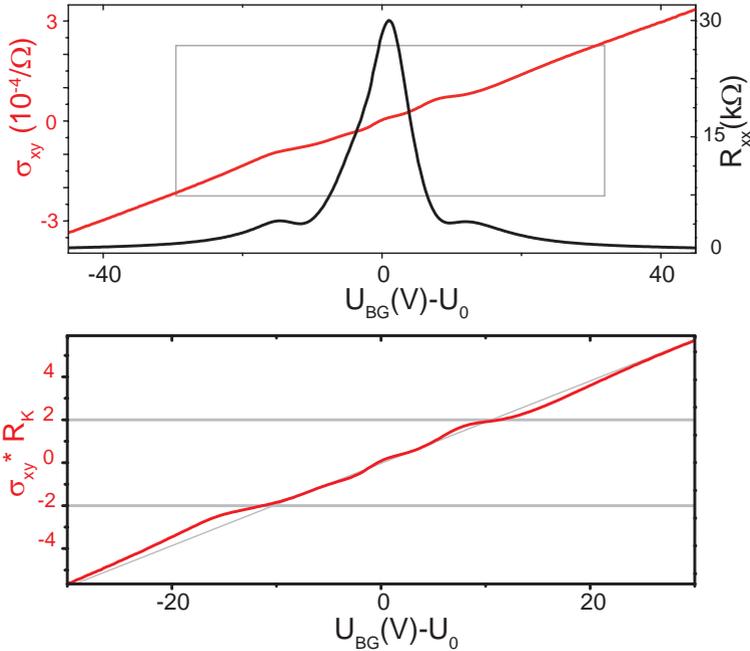


Abbildung 4.5:

Messung bei erhöhter Temperatur und 13 Tesla Magnetfeld. In schwarz ist der Längswiderstand abgebildet, in rot σ_{xy} . In der Vergrößerung unten sind zusätzlich eine lineare Näherung sowie die Plateauwerte $\sigma_{xy} * R_K = \pm 2$ eingezeichnet.

4.2 Einfluss und Entfernen von Adsorbaten

Gewollte oder ungewollte Dotieratome können die elektronischen Eigenschaften des Graphens stark beeinflussen [103], da dieses als monoatomare Lage nur Außenatome, sprich Oberfläche, besitzt. Diese große Sensitivität wird deutlich, wenn man das Graphen z. B. zum Detektieren einzelner Gasatome [30] und Störstellen im Substrat verwendet [86]. In diesem Abschnitt soll untersucht werden, welchen Einfluss Adsorbate auf den elektrischen Transport in Graphen haben.

Bei den hier verwendeten Proben kommen verschiedene Einflüsse in Frage: Der Herstellungsprozess führt zur Ablagerung verschiedener Stoffe, z. B. Reste von Lösungsmitteln und des zur Lithographie verwendeten PMMA-Lackes. Bei mehreren untersuchten Proben konnten alle Verunreinigungen, die eine Dotierung des Graphens bewirkten, durch das im vorherigen Kapitel beschriebene Ausheizverfahren entfernt werden, sodass anzunehmen ist, dass Prozessrückstände keine Rolle mehr spielen. Allerdings wurde beobachtet, dass sich bereits innerhalb eines kurzen Zeitraumes außerhalb einer Schutzatmosphäre die Transporteigenschaften der Probe verändern, d. h. weitere Stoffe aus der Umgebung auf der vorher sauberen Probe abgelagert werden. In großen Konzentrationen kommt hier N_2 , O_2 und Wasser vor, während andere Gase, z. B. NO_2 nur in Spuren vorhanden sind. Für die Dotierung in Frage kommen NO_2 und H_2O , die als Akzeptor wirken [104]. Dies ist konsistent mit der Beobachtung, dass der CNP fast immer zu positiven Backgate-Spannungen hin verschoben wird, d. h. bei $U_{BG} = 0$ V positiv geladen ist. Die Ladungsverschiebung wird z. B. pro Wasser Molekül mit $0.025 \cdot e$ angegeben. Das entspricht bei einem Ladungsträgerdichtekoeffizienten von $\alpha = 6.5 \cdot 10^{14} \text{ V}^{-1} \text{ m}^{-2}$ einer Moleküldichte von $n_{H_2O} = 2.6 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ pro Volt Verschiebung des Diracpunktes.

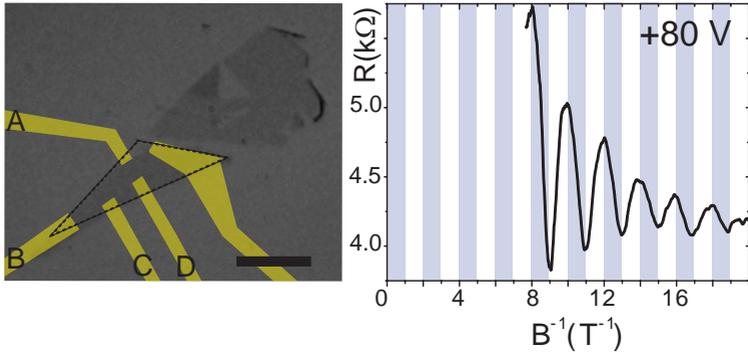


Abbildung 4.6:

Probe SL01 im Lichtmikroskop. Eingezeichnet ist die Lage der Probe (schwarz gestrichelt) sowie die benutzten Kontakte (gelb). Der schwarze Balken entspricht $10 \mu\text{m}$. Die rechte Messkurve zeigt den Längswiderstand bei einer konstanten Ladungsträgerdichte über $1/B$. Die blau-weiße Färbung zeigt die Periode an.

Abbildung 4.6 zeigt die kontaktierte Einzellage SL01 sowie die benutzten Kontakte. Genutzt wurden für die folgenden Messungen Kontakte A, C und D in Zwei- und Dreipunktconfiguration. Das rechte Bild zeigt SdH-Oszillationen der Probe. Aufgetragen ist hierbei der Längswiderstand über dem inversen Magnetfeld bei einer konstanten Backgate-Spannung von $U_{BG} = 80 \text{ V}$. Deutlich zu sehen sind die Minima und Maxima mit einer Periode von $B_F = 0.02 \text{ T}^{-1}$, was einer Ladungsträgerdichte von ca. $4.8 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ entspricht. Die Messkurve ist blau-weiß unterlegt, sodass bei jedem Maximum ein Farbwechsel stattfindet. Extrapoliert man diese Folge, so ist zu erkennen, dass bei Null ein Maximum liegen würde, was eine Berryphase von $\beta = \pi$ bedeutet und die Probe als Einzellage verifiziert.

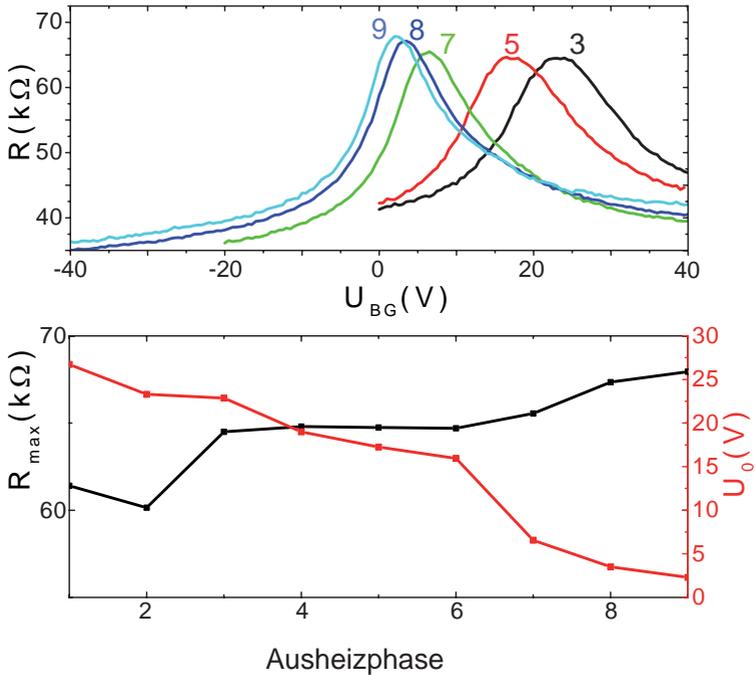


Abbildung 4.7:

Im oberen Bild sind Feldeffektmessungen nach verschiedenen Ausheizphasen (3,5,7,8,9) bei 150 Kelvin gezeigt. Der untere Graph zeigt die Entwicklung der Verschiebung des Neutralitätspunktes U_0 und des maximalen Widerstandes R_{max} an diesem.

Die Probe wurde ausgeheizt und dann vermessen, wobei keine Dotierung mehr zu sehen war, d. h. Rückstände von der Prozessierung waren vollständig entfernt. Anschließend wurde die Probe 5 Monate der Umgebung ausgesetzt. Nach dem Wiedereinbau in den Kryostaten ohne nochmaliges Heizen war eine starke Verschiebung des CNPs zu erkennen. Es wurden mehrere Heizphasen im Kryostaten nach (3.3.2) durchgeführt und die Entfernung der Dotierung beobachtet. Die Zwepunkt-Feldeffektmessung über A-C nach verschiedenen Ausheizphasen ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Der Widerstand der Messung ist mit bis zu 70 k Ω relativ hoch, was auf die Probengeometrie zurückzuführen ist. Es ist anzunehmen, dass der Steg durch Risse verschmälert wurde und somit einen hohen Geometriefaktor aufweist. Hinzu kommen noch die Kontaktwiderstände. Das Maximum verschiebt sich zum Nullpunkt, was die sinkende Dotierung zeigt. Der maximale Widerstand steigt langsam an, was auf ein homogeneres Dotierungsprofil der Probe hindeutet. Und schließlich werden die Feldeffekt-Peaks schmaler, was eine erhöhte Mobilität bedeutet.

Um diese Veränderungen qualitativ zu erfassen, werden Messungen mit und ohne Magnetfeld vor und nach dem Heizen (3.3.2) verglichen (Abb. 4.8). Hierbei handelt es sich um Messungen an derselben Probe, aber aus einer anderen Messreihe und mit anderer Wahl der Kontakte (Strom C-D, Spannung A-D). Die Probe war vor der ersten Messung nur kurz, zwischen dem ersten Ausheizen und dem Einbau in den Kryostaten, der Umgebung ausgesetzt.

In den Messungen vor und nach dem Heizen ist zu sehen, dass sich die Kurven sowohl mit als auch ohne Magnetfeld signifikant unterscheiden. Den Grad der Einflüsse kann anhand diverser Parameter bestimmt werden. Der erste ist die Dotierung, also die Verschiebung der Fermienergie ohne angelegtem elektrischen Feld bzw. die Lage des Neutralitätspunktes bei einer bestimmten Backgatespannung U_0 . Der CNP befindet sich vor dem Heizen bei ca. 12 V, eine Größenordnung, die auch bei anderen Proben beobachtet wurde, die nur einige Minuten während des Transfers an der Umgebungsluft waren. Nach dem Heizen liegt das Maximum bei $U_0 = 0$ V. Der zweite Parameter ist die Beweglichkeit respektive die

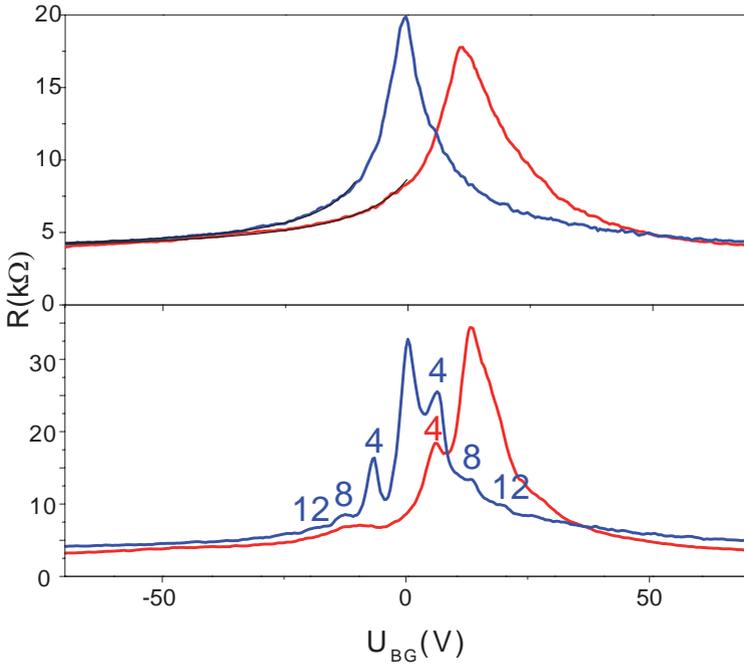


Abbildung 4.8:

Feldefektmessungen des elektrischen Widerstandes in Abhängigkeit der Backgatespannung vor (rot) und nach (blau) dem Ausheizen bei 0 und 4 Tesla. Die Kurven mit Magnetfeld sind zur Übersichtlichkeit um 1 kΩ versetzt. Bei 0 Tesla sind die im Text beschriebenen gefitteten Kurven in schwarz eingezeichnet. Bei der Messung im Magnetfeld sind Füllfaktoren, soweit erkennbar, angegeben.

Transportstreuzeiten der Ladungsträger. Diese lassen sich anhand des Feldeffektes ohne angelegtem Magnetfeld untersuchen. Hierzu wird die Feldeffektgleichung nach Formel 2.6 an beide Kurven angepasst. Aus den Fitparametern lässt sich aufgrund der nicht genau definierten Geometrie keine Aussage über die absolute Beweglichkeit treffen. Da die Geometrie jedoch gleich bleiben sollte, kann eine relative Vergrößerung der Beweglichkeit μ und somit auch der Transportstreuzeit um etwa 20 % angegeben werden.

In den Experimenten von Schediun et al. [30] wurde gezeigt, dass NO_2 keine Änderung im maximalen Widerstand und der Mobilität, sondern nur eine Verschiebung der Spannung induziert. Da die Probe aber eben diese Änderung der Mobilität zeigt, wird von Wasser als Hauptgrund für die Dotierung ausgegangen. Als dritter Parameter ist die Quantenstreuzeit zu nennen. Diese hat Einfluss auf die Amplituden der SdH-Oszillationen, wie im unteren Bild bei $B=4$ T zu sehen ist. Nach dem Ausheizen sind die Maxima deutlicher ausgeprägt, was für eine signifikante Erhöhung von τ_q spricht. Insgesamt lässt sich festhalten, dass sich die Probenqualität durch das Ausheizen beträchtlich verbessern lässt. Dieses sollte nach dem Transfer in den Kryostaten durchgeführt werden. Hierbei reicht für das Entfernen der Adsorbate aus der Umgebungsluft die beim Ausheizen(2) (3.3.2) verwendete maximale Temperatur von 130 Grad aus.

4.3 Feldabhängige Aufladung von Defekten

Wie im vorigen Abschnitt gezeigt, reagiert Einzellagen-Graphen sehr sensitiv auf äußere Einflüsse. Im Folgenden wird der Bereich um den CNP mit einer geringen Ladungsträgerdichte dazu genutzt, Hysterese-Effekte zu untersuchen.

Bei Probe SL02 handelt es sich um eine Einzellage (RRS etwa 5.3 Prozent) mit einem aufliegenden umgeklappten Teil (siehe Abb. 4.9). Die Probe wurde nicht strukturiert und mit zwei Kontakten versehen, die den umgeklappten Teil nur auf einer Seite berühren. Es waren also nur Zweipunkt-Messungen möglich, die mit einem DC-Strom von 100 nA durchgeführt wurden. Vor und nach dem Einbau wurde die Probe ausgeheizt, sodass der CNP bei $U_0 = 0$ V liegt. Der Widerstand zeigt an diesem Punkt ein scharfes Maximum (rechter Graph). Die Mobilität ist aufgrund der Geometrie nur ungefähr mit $7000\text{-}10000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}\text{s}^{-1}$ anzugeben.

Abbildung 4.9 unten zeigt eine Messung des Widerstandes bei konstanter Backgatespannung $U_{BG} = 7$ V. Wegen der Zweipunkt-Messung und der Geometrie enthält der gemessene Wert Anteile aus Längs- und Querspannung. Zu sehen sind SdH-Oszillationen im Bereich kleinerer Magnetfelder sowie eine Quantisierung bei einem Widerstand von ungefähr $R = R_K/2$ (in rot eingezeichnet) mit einer Differenz von 151Ω , die auf die Kontaktwiderstände zurückzuführen ist. Dieses Plateau entspricht dem Füllfaktor $\nu = 2$ und ist aufgrund der geringen Ladungsträgerdichte von ca. $5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ relativ langegezogen. Es identifiziert die Probe als Einzellage, ein Einfluss der aufliegenden Lage ist hierbei nicht zu erkennen.

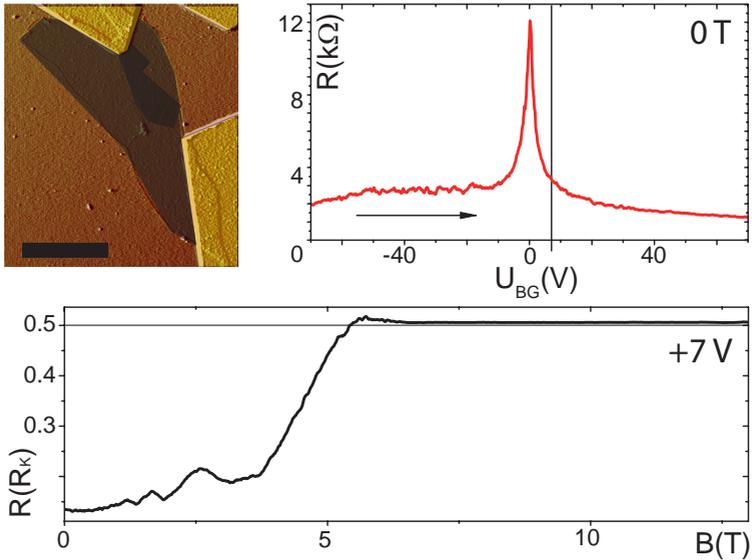


Abbildung 4.9:

AFM-Aufnahme der Probe SL02. Der schwarze Balken entspricht $2 \mu\text{m}$. Das Substrat ist in braun und die Kontakte in gelb eingefärbt. Die Probe ist dunkel dargestellt. Rechts ist eine Feldeffekt-Messung des Zweipunkt-Widerstandes bei $B = 1.5$ K und $B = 0$ T gezeigt, der senkrechte schwarze Strich markiert $U_{BG} = 7$ V. Bei dieser Spannung wurde die unten dargestellte Messung durchgeführt. Aufgetragen ist hierbei der Widerstand in Einheiten von R_K über dem magnetischen Feld.

4.3 Feldabhängige Aufladung von Defekten

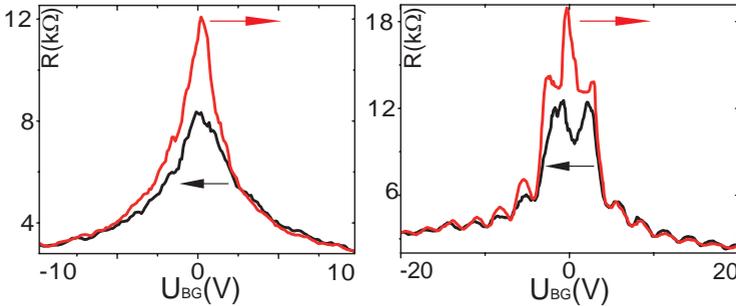


Abbildung 4.10:

Hysterese am CNP bei 0 und 2 T. Die Pfeile zeigen die Variationsrichtung der Backgatespannung an. Bei den roten Kurven wurde zu positiven Spannungen hin verändert.

Wird die Spannung am Backgate verändert, zeigt der Widerstand am CNP eine starke Abhängigkeit von der Variationsrichtung. In Abbildung 4.10 sind Ausschnitte bei konstanten Magnetfeldern $B=0$ T und $B=2$ T gezeigt. Die Messungen wurden dabei jeweils bei $U_{BG} = \pm 70$ V gestartet. Ohne angelegtes Magnetfeld gibt es nur im Bereich zwischen $U_{BG} = \pm 5$ V Unterschiede. Bei angelegtem Magnetfeld gibt es zwei Effekte. Zum einen ist auch hier eine starke Änderung im Bereich kleiner Ladungsträgerdichten zu erkennen, wobei um den CNP eine Doppelspitze zu erkennen ist, zum anderen unterscheiden sich die Amplituden der SdH-Oszillationen. Dieses Verhalten ist deutlich in der Differenz ΔR von Hin- (von negativen zu positiven Spannungen) und Rückmessung zu sehen.

In Abbildung 4.11 ist diese Differenz für $B = 0$ T und $B = 6$ T über der Backgatespannung aufgetragen. Ohne Magnetfeld ist ein scharfes Maximum zu sehen, d. h. der Widerstand am CNP beim Hinweg ist größer, während 10 Volt entfernt kein Unterschied mehr zu sehen ist. Dieses spricht gegen eine komplette Veränderung der Ladungsträgerdichte, wie z. B. durch Ladungsfallen im Substrat [86]. Im Magnetfeld ist zusätzlich die Veränderung der SdH-Amplitude vorhanden, die für Löcher und

4 Einzellagen-Graphen

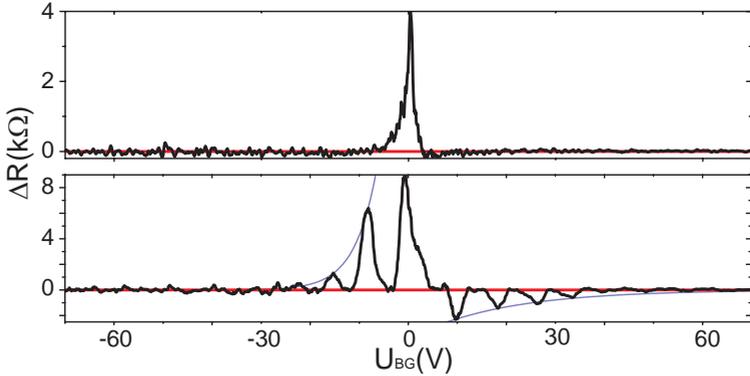


Abbildung 4.11:

Differenz aus Hin- und Rückmessung bei $B = 0$ T und $B = 6$ T. Die roten Linien kennzeichnen den Nulldurchgang, die blauen die Lage der Extrema.

Elektronen umgekehrte Vorzeichen hat. Startet die Messung bei negativen Spannungen, sind die Amplituden für Löcher als Majoritätsladungsträger größer und umgekehrt. Diese Amplituden hängen direkt von den Quantenstreuzeiten ab, die somit für Löcher im Fall einer negativen Aufladung und für Elektronen im Falle einer positiven Aufladung größer sind. Auffällig ist auch die Asymmetrie der Änderung mit und ohne Magnetfeld. Die Amplitudenänderung ist im Löcherbereich ausgeprägter, dafür im Elektronenbereich bei höheren Spannungen zu erkennen.

Abbildung 4.12 zeigt die Feldeffektmessung für Hin- und Rückweg jeweils bei verschiedenen Magnetfeldern. Im unteren Bild ist zu sehen, dass aus der Doppelspitze wieder ein einzelnes Maximum bei $B = 13$ T wird. Dies zeigt, dass es sich bei mittleren Magnetfeldern nicht um eine Aufspaltung, sondern um die Plateaus handelt, die sich bei $R = R_K/2$ ausbilden, und der CNP unterdrückt wird. Bei hohen Magnetfeldern beträgt die Differenz der maximalen Widerstände für Hin- und Rückweg mehr als 20 k Ω , was der doppelten Höhe des kleineren Maximums entspricht. Die kleinen Bilder zeigen die Entwicklung am CNP über dem

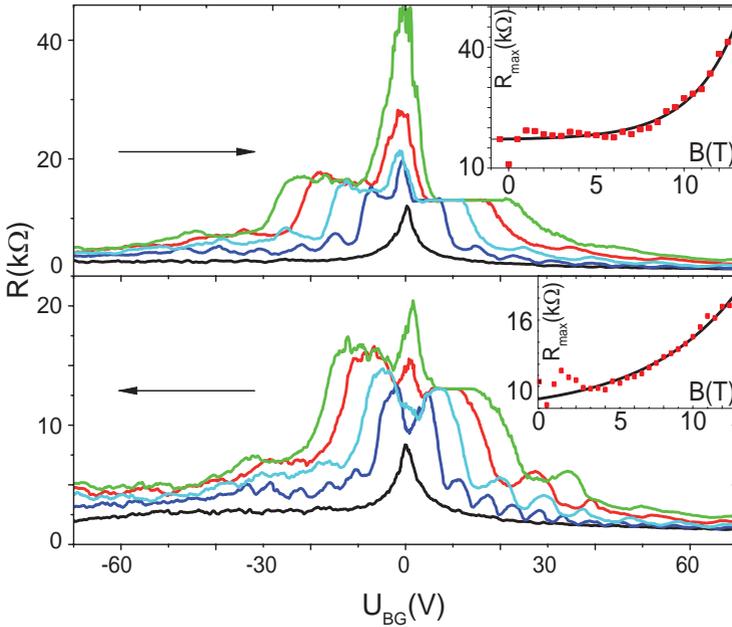


Abbildung 4.12:

Hin- und Rückmessung des Widerstandes bei verschiedenen magnetischen Feldern von $B = 0, 4, 7, 10, 13$ T (schwarz, blau, cyan, rot, grün). Die kleinen Abbildungen zeigen den Verlauf des maximalen Widerstandes über dem Magnetfeld. In schwarz sind dabei die jeweiligen exponentiellen Fits ab 2 T eingezeichnet.

4 Einzellagen-Graphen

Magnetfeld. In beiden Fällen ist ein starker Anstieg zu erkennen, der sich, für Felder ab $B = 2$ T, gut an eine Exponentialfunktion anpassen lässt. Die Parameter im Exponenten sind bei den gezeigten Kurven 0.39 bzw. 0.16.⁵

Dass es sich nicht um eine Aufspaltung handelt, wird auch in der Temperaturabhängigkeit deutlich. Abbildung 4.13 zeigt das Verhalten der

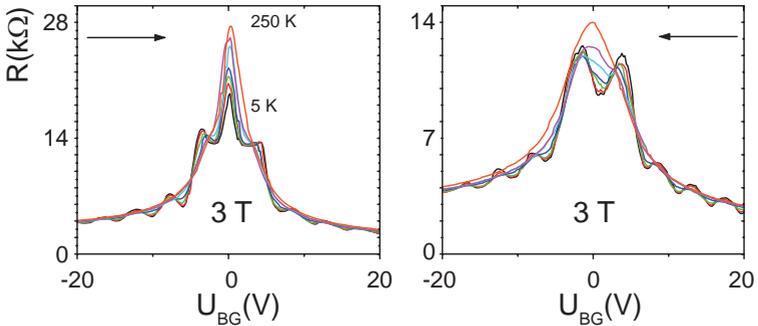


Abbildung 4.13:

Temperaturentwicklung der Hysterese. Gezeigt sind Messungen für Hin- und Rückweg bei 3 T und $T = 5, 10, 15, 20, 28, 38, 46, 68, 82, 150, 200$ und 250 K. Höhere maximale Widerstände entsprechen höheren Temperaturen.

Hysterese bei $B = 3$ T und verschiedenen Temperaturen⁶. Bei hohen Tem-

⁵Das Verhalten lässt sich als Kosterlitz-Thouless-Abhängigkeit deuten, wie sie in Einzellagen-Graphen beobachtet wurde [105]. Die Formel hierfür geht über ein einfaches exponentielles Verhalten hinaus und liefert für die beiden Kurven (ab 2T) die kritischen magnetischen Felder $B_c = 16.1$ T und 28 T. Unter Vorgabe eines zusätzlichen Fitparameters ergibt sich $B_c = 15$ T und 21 T. In beiden Fällen ist das kritische Magnetfeld im ersten Fall kleiner. Dieser Wert beschreibt den Übergang vom metallischen zu einem geordneten Zustand. Aufgeladene Defekte könnten den Übergang zu dem geordneten isolierenden System verschieben und im zweiten Fall für den höheren Wert sorgen.

⁶Die Temperaturen bis 100 Kelvin sind mit einem geichtem Widerstand in der

peraturen sind die SdH-Maxima nicht mehr erkennbar. Die Doppelspitze verschwindet, während es im maximalen Widerstand nur kleine Änderungen gibt. Der Unterschied zwischen Hin- und Rückweg bleibt also bestehen.

Um zu verstehen, was diese Hysterese hervorruft, wurde überprüft, welche Spannung notwendig ist, um das Verhalten am CNP zu ändern. Hierzu wurde wie folgt vorgegangen: Die Spannung wurde von $U_{BG} = -70$ V bis zu einem Umkehrpunkt gefahren und von diesem zurück. Abbildung 4.14 zeigt diese Messungen bei $B=3$ T ab dem Umkehrpunkt. Im oberen Teil ist der komplette Weg zu positiven (negativen) Spannungen in blau (rot) dargestellt. Die Kurven dazwischen starten jeweils bei unterschiedlichen Umkehrpunkten im Bereich von 20 bis 50 V. In dem kleineren Ausschnitt unten links ist zu sehen, wie es, je nach Umkehrpunkt, zu unterschiedlichem Verhalten am CNP kommt. Die Position der SdH-Maxima bleibt dabei im Rahmen der Auflösung von 400 mV konstant. Der Wert des maximalen Widerstandes ist im rechten Teil über der Umkehrspannung aufgetragen. Im Bereich von $U_{BG} = 30$ V kommt es zu einer starken Änderung. Es ist also eine gewisse Mindestspannung notwendig, um den Umschalt-Effekt am CNP hervorzurufen. Das Verhalten bei umkehrter Änderungsrichtung der Spannung ist ähnlich, nur tritt das Umschalten hier erst bei höheren Spannungen von $U_{BG} \approx -67$ V auf.

Die Probe zeigt undotierten Transport ohne Hysterese im Bereich hoher Ladungsträgerdichten. Eine Aufladung von Ladungsfallen im Substrat oder von Verschmutzungen ist daher unwahrscheinlich, auch weil es zu einem Umschalten des Verhaltens erst bei einer gewissen Grenzspannung kommt. Die Änderung ohne Magnetfeld ist nur um den CNP herum zu sehen. Hier reagiert Graphen aufgrund der geringen Ladungsträgerdichte besonders bei geringer Dotierung sehr sensibel auf Restladungsträger. Es könnte sich also um das Umschalten von Störungen bei hohen elektrischen Feldern handeln, die je nach Zustand dafür sorgen, dass mehr oder weniger Restladungsträger im Bereich des CNPs zur Verfügung ste-

Nähe der Probe gemessen. Bei höheren Temperaturen ab 150 Kelvin ist die Messung nicht mehr genau, der Trend der Entwicklung aber erkennbar.

4 Einzellagen-Graphen

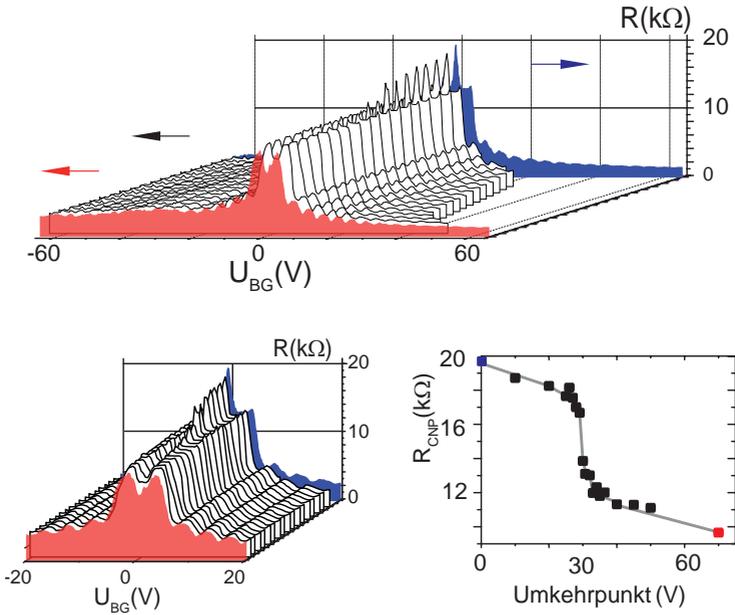


Abbildung 4.14:

Oben ist das Verhalten der Hysterese bei verschiedenen Startspannungen gezeigt. Blaue und rote Kurve zeigen die Messung über den gesamten Spannungsbereich für Hin- und Rückweg. Die Kurven dazwischen starten bei unterschiedlichen positiven Spannungen. Unten ist das Verhalten des maximalen Widerstandes gezeigt.

hen. Im Graphen bilden sich bei insgesamt Ladungsneutralität positive und negative dotierte Bereiche aus, die elektron-hole puddles [66]. Diese beeinflussen den Transport am CNP, werden bei hohen Ladungsträgerdichten aber irrelevant. Durch eine Veränderung dieser Inhomogenität könnte der Effekt am CNP zu erklären sein. Dies könnte dann auch ursächlich für die, im Magnetfeld beobachteten, unterschiedliche Quantenstreuzeiten sein.

Die Frage bleibt, warum ein Umschalten erst bei höheren Spannungen auftritt. Als Ursache kommt hier erst einmal die aufliegende zweite Lage in Frage, allerdings wurde der Effekt in abgeschwächter Form auch in einer anderen Probe ohne eine solche zweite Lage gesehen. Möglich wären Veränderungen am Rand der Probe oder eine Änderung der Wellung der Probe, die zu einer Änderung der Ladungsverteilung (der electron-hole puddles) am CNP führt. Infrage kommen auch die in [72] erwähnten OH-Gruppen oder Na^+ -Ionen als Ursache für den Effekt. Die Änderung in τ_q ist auch in Regionen sichtbar, wo sich die Widerstände und somit die Mobilitäten und Transportstreuzeiten für Hin- und Rückweg nicht unterscheiden. Dieses entspricht einem geänderten Verhältnis von τ_q/τ_t für Hin- und Rückweg und somit einem anderen Anteil von Kleinwinkelstreuung durch geladene Streuzentren.

4.4 Transport am Übergang unterschiedlicher Ladungsträgerdichten

In diesem Unterkapitel werden Messungen an der Graphen-Monolage SL03 behandelt, bei der mit dem AFM lokal ein dotierter Bereich erzeugt wird. Bei der Probe handelt es sich um eine Einzellege mit einer Größe von ca. $35 \text{ mal } 15 \mu\text{m}$. Sie wurde mit den Standardmethoden hergestellt, geätzt und kontaktiert. Abbildung 4.15 zeigt die optische Aufnahme der Probe vor der Bearbeitung und die geätzte Probe mit den Kontakten. Die Probe wurde vor dem Einbau in den Kryostaten mit Temperaturen bis zu 350 Grad unter Heliumatmosphäre ausgeheizt. Die Messungen wurden mit einem konstanten Strom mit AC- und DC-Anteil von 71 bzw. 300 nA durchgeführt⁷.

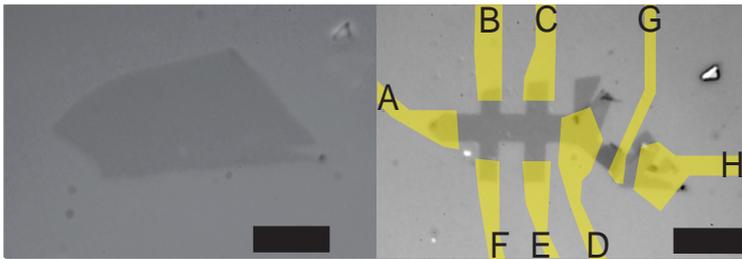


Abbildung 4.15:

Probe SL03, links unbearbeitet und rechts strukturiert, mit den eingezeichneten Kontakten. Die Balken entsprechen jeweils $10 \mu\text{m}$.

⁷Der angegebene AC-Wert ist der Effektivwert des Wechselstromes mit einer Amplitude von 100 nA .

4.4.1 Bearbeitung der Probe

Bevor die Probe geätzt wurde, erfolgte die Bearbeitung mit dem AFM⁸. In Abb. 4.16 c ist die Probe bereit nach dem Ätzen dargestellt, um die Bereiche der Bearbeitung deutlich zu machen.

Hierbei wurde an unterschiedlichen Stellen die diamantbeschichtete Spitze des Rasterkraft-Mikroskops mit einer Aufdruckkraft von ca. $8 \mu\text{N}$ mehrmals entlang einer Linie gefahren. Geritzt wurde mit 10 Wiederholungen mit einer Rate von $1 \mu\text{m/s}$. In dem optischen Bild 4.16 c sind die entsprechenden Bereiche eingezeichnet. Am Rand der Probe (blauer Strich) entstand so eine etwa $6 \mu\text{m}$ lange Einkerbung, die anschließend in der AFM-Aufnahme sichtbar ist. In der Mitte der Probe wurde genauso mit den selben Parametern entlang der roten Striche vorgegangen. Anschließend war an dieser Stelle mit dem AFM jedoch keine Veränderung der Probe zu sehen. Ein Grund könnte sein, dass vom Rand die Rissbildung leichter ist, oder dass sich in der Mitte der Probe diese wieder schliessen. Wie auf den nächsten Seiten beschrieben wird, kommt es jedoch zu einer Veränderung der elektronischen Eigenschaften des bearbeiteten Bereiches. Dieser wird als B2 bezeichnet, während der Bereich B1 unbearbeitet geblieben ist. Die Veränderung in B2 könnte durch die Bildung von Defekten und Fehlstellen im Graphengitter hervorgerufen werden, wie sie in Abb. 4.16 b schematisch dargestellt sind.

⁸Die Probenherstellung und Bearbeitung mit dem AFM erfolgte in Zusammenarbeit mit J. Rode im Rahmen seiner Bachelorarbeit und der Tätigkeit als studentische Hilfskraft.

4.4 Transport am Übergang unterschiedlicher Ladungsträgerdichten

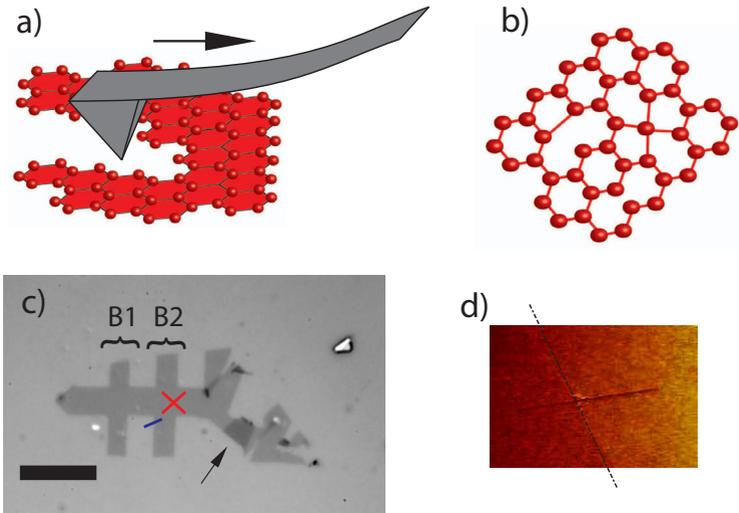


Abbildung 4.16:

Strukturierung der Probe mit dem AFM. a) Schematisch dargestelltes Ritzen, bei dem eine AFM-Spitze mit Andruckkraft über das Graphen gefahren wird. In b) ist ein defektes Graphengitter skizziert. Das optische Bild c) zeigt die geätzte Probe mit den beiden Bereichen B1 und B2 (Skala $10\ \mu\text{m}$). Der Pfeil markiert den umgeklappten Bereich, in Rot und Blau sind die durchgeführten Schnitte markiert. Die AFM-Aufnahme in d) zeigt den blauen Schnitt (Kantenlänge der Aufnahme: $9\ \text{mal}\ 6\ \mu\text{m}$). Die gestrichelte Linie markiert den Übergang vom Substrat (links) zum Graphen.

4.4.2 Transporteigenschaften

Abbildung 4.17 zeigt Transportmessungen bei $T = 1.5$ K über die verschiedenen Bereiche der Probe. Gemessen wird an dem unbearbeiteten Bereich B1 über die Kontakte B-F (schwarz) und am bearbeiteten Teil B2 mit den Kontakten C-E (rot). Der obere Graph zeigt Zweipunkt-Messungen bei Variation der Backgate-Spannung bei $B=0$ T. Der maximale Widerstand im unbearbeiteten Bereich liegt nahe bei $U_{BG} = 0$ V, d. h. dieser Bereich ist undotiert. In der Messung am bearbeiteten Bereich hingegen ist hierbei eine Verschiebung des Maximums am CNP zu ca. $+5$ V zu erkennen, d. h. es liegt p-Dotierung vor.

Die Veränderung in diesem Bereich könnte sich auf die Induzierung von Gitterdefekten mit dem AFM zurückführen lassen. In den Experimenten von Guo et al. wird die Veränderung der Eigenschaften von Graphen durch n-Dotierung mit Stickstoff Atomen diskutiert [102]. Hierbei werden die Fehlstellen im Gitter durch Ionenbestrahlung erzeugt, die Stickstoffatome aber nicht in diesem Schritt sondern erst durch zusätzliches Ausheizen in NH_3 eingebracht. Ohne dieses liegen nur Gitterdefekte vor, die in dem Experiment zu einer starken p-Dotierung führten. Unter der Annahme, dass bei der vorgestellten Bearbeitungsmethode mit dem AFM weniger Defekte erzeugt werden als mit großflächiger Bestrahlung, können diese ursächlich für die beobachtete Dotierung sein. Eine weitere Ursache könnten Dotieratome aus der Atmosphäre sein, die in das Gitter eingebunden werden. Zufällige Kontaminationen durch Prozessier-rückstände sind unwahrscheinlich, da die Probe mit dem normalen Ausheizverfahren bei hohen Temperaturen gereinigt wurde. Nach der ersten Messphase wurde die Probe ausgebaut, wieder ausgeheizt und nochmals vermessen. Hierbei zeigte sich ein ähnliches Verhalten mit einer p-Dotierung im bearbeiteten Teil.

Oben in der Abbildung ist die Lage der Fermienergie in den Dirac-Kegeln gezeigt. Bei hohen Spannungen sind beide Bereiche p- bzw. n-dotiert mit leicht abweichenden Ladungsträgerdichten. Zwischen den beiden CNPs entsteht ein Abschnitt, in dem B1 Elektronen- und B2 Löcherleitung zeigt, es bildet sich also ein p-n-Übergang aus.

4.4 Transport am Übergang unterschiedlicher Ladungsträgerdichten

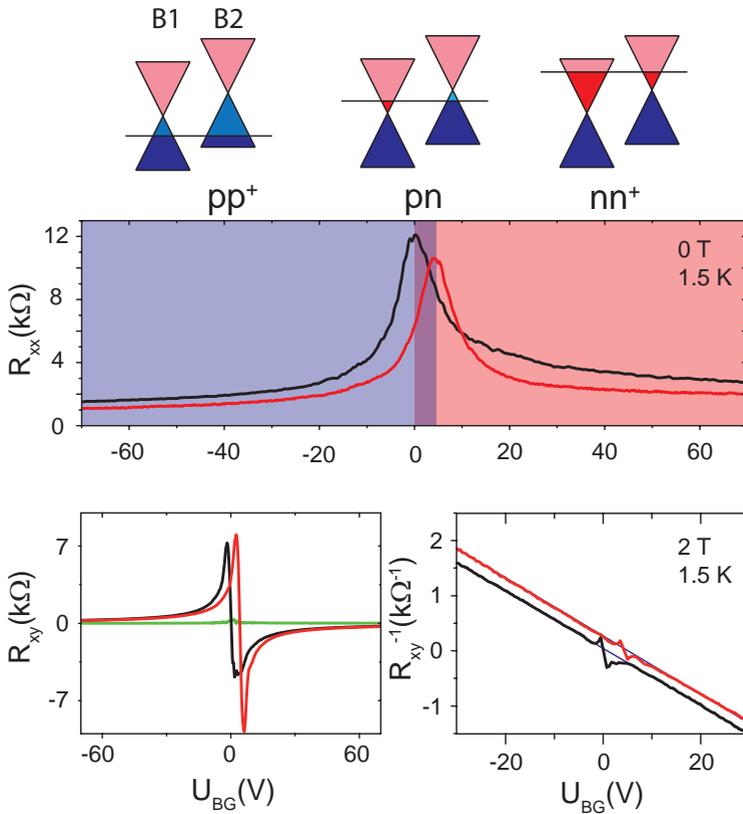


Abbildung 4.17:

Die Feldeffektmessung im oberen Graph zeigt den Widerstand der beiden Bereiche, B1 in schwarz, B2 in rot. Im blauen Teil sind beide p- und im roten n-dotiert. Dazwischen liegt ein kleiner Teil mit dem p-n-Übergang. Die Skizzen der Dirac-Kegel zeigen die Lage der Fermienergie in den beiden Teilen. Die unteren Graphen zeigen den Querwiderstand bzw. das Inverse daraus mit derselben Farbgebung bei $B=2$ T. Zusätzlich ist in grün die Kurve bei 0 T gezeigt.

4 Einzellagen-Graphen

In den unteren Bildern sind Vierpunkt-Messungen des Querwiderstandes an den beiden Bereichen gezeigt. Hierbei wird ein Strom durch die Kontakte A und H getrieben, und an den jeweiligen Querkontakten die Spannung gemessen. In grün ist der Fall ohne Magnetfeld dargestellt, der aufgrund der gut definierten Geometrie so gut wie keinen Längsanteil aufweist. Die anderen Kurven wurden bei einem zur Probe senkrechten Feld von $B=2$ T gemessen. Wie im Zweipunkt-Widerstand ist auch im Querwiderstand eine deutliche Verschiebung der Kurven zu sehen. Der Kehrwert, dargestellt im rechten Bild, zeigt in beiden Fällen lineares Verhalten. Der aus der jeweiligen Steigung berechnete Ladungsträgerdichte-Koeffizient stimmt mit 6.54 und $6.57 \cdot 10^{14} \text{ V}^{-1} \text{ m}^{-2}$ für Bereich B1 und B2 gut überein, unterscheidet sich allerdings leicht von dem in Abschnitt 4.1.1 an der selben Probe aus den SdH-Oszillationen ermittelten ($\alpha = 6.4 \cdot 10^{14} \text{ V}^{-1} \text{ m}^{-2}$). Hierbei könnte ein inhomogenes Dotierungsprofil eine Rolle spielen. Die Nulldurchgänge liegen bei ca. $U_{BG} = 0.2 \text{ V}$ und 5.5 V , was gut mit den Maxima in den Zweipunkt-Messungen übereinstimmt. Die Differenz von 5.3 V entspricht einer Ladungsträgerdichte $\Delta n \approx 3.5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$.

4.4.3 Magnetotransport-Messungen

Durch die unterschiedlichen Ladungsträgerdichten kommt es im Magnetfeld zu verschiedenen Füllfaktoren, ν_1 und ν_2 , der beiden Bereiche. Experimente mit lokalen Topgates zeigen in Zweipunktmessungen je nach Kombination der Füllfaktoren verschiedene Plateaus, die sich, analog zu dem Verhalten von konventionellen 2DEGs [106], mit dem Randkanalbild verstehen lassen [15, 16, 107]. Haben die beiden Regionen B1 und B2 die selbe Polarität, aber unterschiedliche Füllfaktoren, so durchqueren die Randzustände, die in beiden Bereichen vorhanden sind, den Übergang und tragen zur Leitfähigkeit bei. In der Region mit dem höheren Füllfaktor zirkulieren die übrig gebliebenen (Abb. 4.18 links). Liegt ein Übergang mit unterschiedlicher Polarität, also ein p-n-Übergang, vor, so zirkulieren die Randkanäle gegenläufig in den beiden Regionen (Abb. 4.18 rechts). An dem Übergang kommt es zu einem Ausgleich der parallel laufenden Kanäle. Werden nun Vierpunkt-Messungen über den p-n-Bereich durchgeführt, ist ausschlaggebend, ob vor oder nach diesem Ausgleich gemessen wird [108]. In der Skizze sind die zu messenden Spannungen U_1 und U_2 eingezeichnet, aus denen sich dann die entsprechenden Widerstände $R_{1,2} = U_{1,2}/I$ ergeben.

Für den Fall gleicher Polarität ergibt sich:

$$R_1 = 0 \quad R_2 = R_K \left(\frac{1}{|\nu_1|} - \frac{1}{|\nu_2|} \right),$$

und Falle des p-n-Übergangs

$$R_1 = R_K \left(\frac{1}{|\nu_1|} + \frac{1}{|\nu_2|} \right) \quad R_2 = 0.$$

Die Richtung der Randkanäle und somit auch die gemessenen Widerstände lassen sich hierbei durch ein Umpolen des magnetischen Feldes umkehren, was in Zweipunkt-Messungen nicht zu beobachten ist.

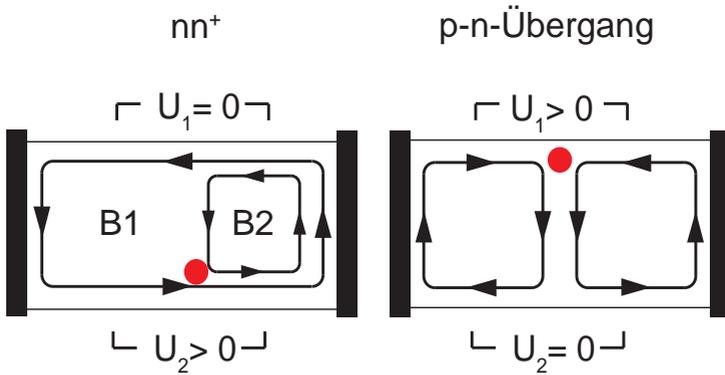


Abbildung 4.18:

Randkanäle in den beiden Bereichen B1 und B2. Links ist der Fall gleicher Polarität gezeigt. Rechts ist das Schema im Fall des p-n-Überganges abgebildet. Der rote Punkt deutet die Region des Ausgleichs zwischen den Kanälen an. Die schwarzen Bereiche markieren Source- und Drain-Kontakt.

In Abbildung 4.19 sind Vierpunkt-Messungen bei verschiedenen Magnetfeldern dargestellt. Die Widerstände U_1 und U_2 wurden dabei an gegenüberliegenden Kontaktpaaren B-C und E-F parallel zur Stromrichtung gemessen, und die Widerstände R_1 und R_2 berechnet. Ohne Magnetfeld zeigt sich in beiden Messungen der identische Feldeffekt. Bei den anderen beiden Messungen wurde das Magnetfeld mit ± 3.5 T so gewählt, dass der Abstand der Füllfaktoren $\Delta\nu = 4$ in der Ladungsträgerdichte gerade der Differenz der Dotierungen der beiden Bereiche entspricht. Dadurch werden im Bereich gleicher Dotierung gerade die Kombinationen ($\nu_1 = 2, \nu_2 = 6$) und umgekehrt erreicht. Der gemessene Widerstand müsste dann auf der einen Seite genau $(1/2 - 1/6)R_K = 1/3R_K$ entsprechen. Liegt die Backgatespannung genau in der Mitte der beiden CNPs, bei $U_{BG} = 2.85$ V, sind dann beide Bereiche im Füllfaktor $\nu = 2$, jedoch mit unterschiedlicher Polarität. Hier ist ein Widerstand, jetzt auf der anderen Seite der Probe, von $(1/2 + 1/2)R_K = 1R_K$ zu erwarten.

4.4 Transport am Übergang unterschiedlicher Ladungsträgerdichten

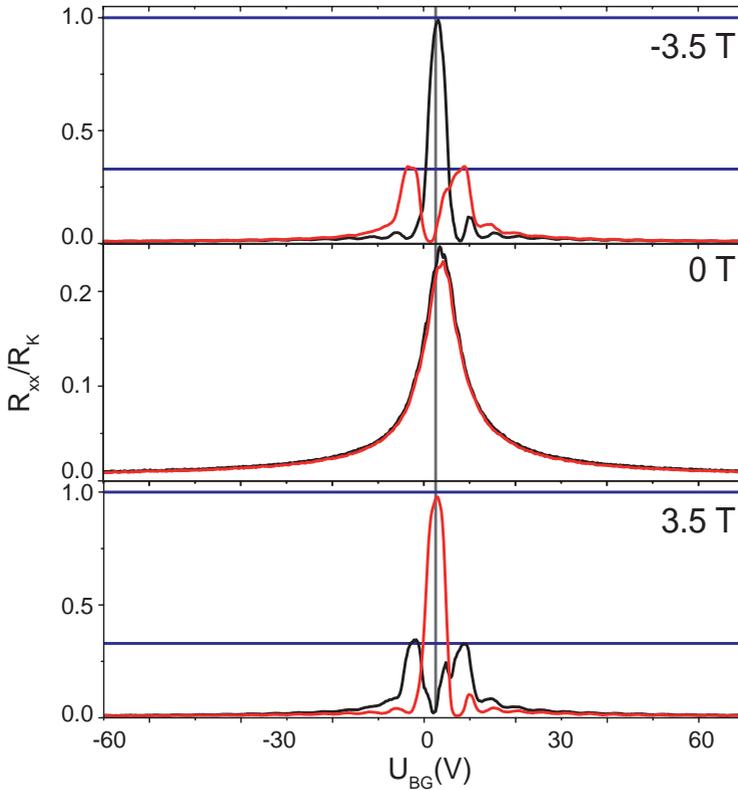


Abbildung 4.19:

R_1 (rot) und R_2 (schwarz) bei verschiedenen Magnetfeldern in Einheiten von R_K . Die blauen Linien markieren die Werte 1 bzw. $1/3$, die Grüne die Position in der Mitte der beiden CNPs.

4 Einzellagen-Graphen

In den Messungen ist genau dieses Verhalten zu beobachten. Für den Fall gleicher Polarität zeigen sich auf der einen Seite der Probe zwei Maxima mit dem Wert $R_K/3$. Auf der anderen Seite ist im Bereich des p-n-Überganges gerade des Widerstandswert R_K zu beobachten. Wird die Polarität des magnetischen Feldes geändert, kommt es zu der erwarteten Vertauschung der Messkurven. Dieses Umschalten wird auch in Abbildung 4.20 deutlich. Hier ist der Widerstand R_1 über Magnetfeld und Backgate-Spannung aufgetragen und zeigt für die verschiedenen Polaritäten des Feldes unterschiedliches Verhalten.

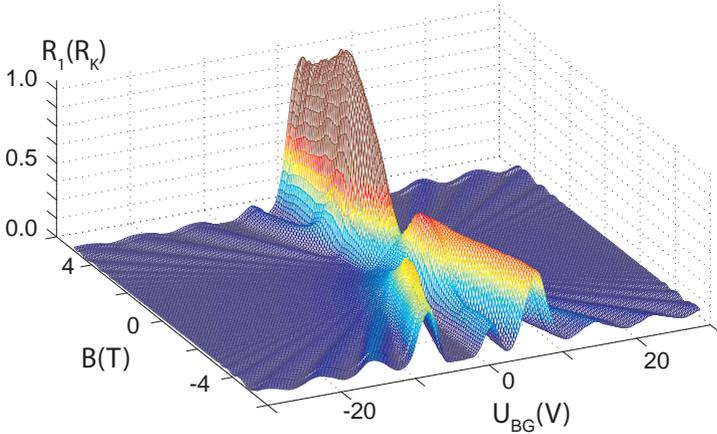


Abbildung 4.20: Messung des Längswiderstandes R_1 .

4.4 Transport am Übergang unterschiedlicher Ladungsträgerdichten

Abbildung 4.21 zeigt die Feldeffektmessungen der Quer- und Längswiderstände bei einem Magnetfeld von 13 Tesla.

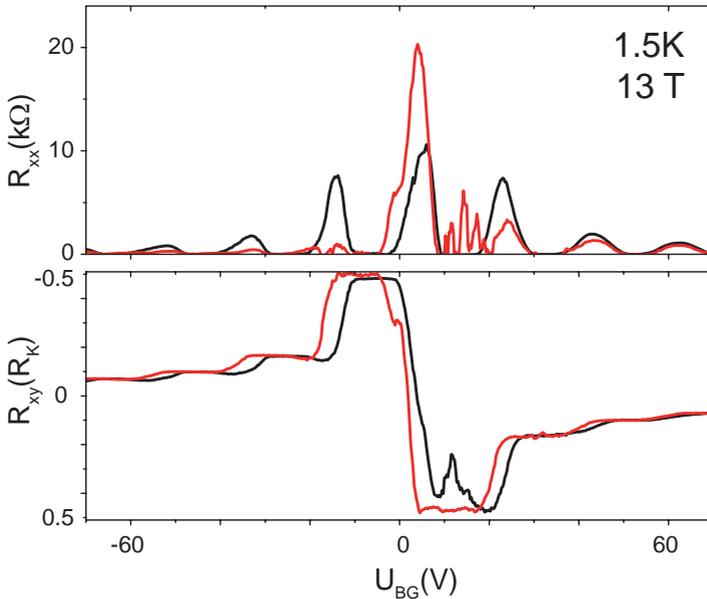


Abbildung 4.21:

Magnetotransport-Messungen bei $B=13$ T. Oben sind die Längswiderstände R_1 (rot) und R_2 (schwarz) abgebildet, unten die Querwiderstände in Bereich B1 (rot) und B2 (schwarz).

Im Längswiderstand sind die Maxima und Minima der SdH-Oszillationen zu erkennen. R_1 zeigt am CNP immer noch einen größeren Wert, der allerdings unter dem bei 3.5 Tesla liegt. Die Nebenmaxima sind deutlich kleiner als bei R_2 . In der Querwiderständen sind quantisierten Plateaus bei den, für eine Einzellage erwarteten, Werten zu erkennen, wobei die beiden Kurven aufgrund der unterschiedlichen Dotierungen wieder in der

4 Einzellagen-Graphen

Spannung verschoben sind. Während fast alle Plateaus gut quantisiert sind, kommt es im Bereich B2 bei $U_{BG} \approx 12$ V zu einer Verringerung der Querspannung bei gleichzeitigen Fluktuationen im Längswiderstand R_2 . Dieses tritt nur bei hohen Magnetfeldern und im Füllfaktor 2 auf und kann auf Rückstreuung zwischen den Randkanäle zurückzuführen sein, wie es auch in den Experimenten von Özyilmaz et al. [16] bei Zweipunkt-Messungen an p-n-Übergängen gezeigt wurde und auch dort nur im Füllfaktor 2 auftrat.

4.5 Zusammenfassung Einzellagen

In diesem Kapitel wurden Transportmessungen an Graphen-Einzellagen gezeigt. Typische Probenparameter wie Ladungsträgerdichte und Beweglichkeiten wurden bestimmt und Messungen im Magnetfeld durchgeführt. Hierbei wurde die erwartete Berrys-Phase von π in den SdH-Oszillationen ermittelt und das Auftreten des halbzahligen Quanten-Hall-Effektes auch bei hohen Temperaturen gezeigt.

Der Einfluss auf die Transporteigenschaften von Adsorbaten an der Oberfläche wurde untersucht und diese mittels Heizen in Heliumatmosphäre schrittweise entfernt, wodurch im undotierten Fall eine signifikante Verbesserung der Transporteigenschaften beobachtet werden konnte.

Des Weiteren wurden spannungsabhängige Aufladungen von Störungen untersucht, die im Bereich kleiner Ladungsträgerdichten großen Einfluss auf den Widerstand haben.

Im letzten Teil dieses Kapitels wurde eine Einzelage vorgestellt, die lokal mit dem AFM verändert wurde, sodass unterschiedlich dotierte Bereiche vorhanden waren. Im Magnetfeld konnte beim Transport über den so entstandenen p-n-Übergang eine Abhängigkeit von der Richtung des magnetischen Feldes gezeigt werden, die auf die Richtungsänderung der Randkanäle zurückzuführen ist.

Doppellagen-Graphen

In diesem Kapitel werden Transportmessungen an unterschiedlichen Doppellagen gezeigt. Zuerst wird dabei auf gekoppelte SC-Doppellagen eingegangen und die Unterschiede zu Einzellagen-Graphen aufgezeigt. Den Hauptteil dieses Kapitels bilden jedoch die Untersuchungen von verdrehten Graphen-Doppellagen, deren einzelne Lagen entkoppelt sind. Bei diesen handelt es sich um Proben, die während des Herstellungsprozesses umgeklappt worden sind, und daher keine Bernal-Ordnung aufweisen. Die erste dieser Proben wurde so kontaktiert, dass der Transport über die Faltkante sowie im Einzellagen-Bereich gemessen werden kann. Die Struktur der zweiten Probe erlaubt es, parallelen Transport durch die beiden Lagen zu untersuchen. An dieser Probe werden Abschirmeffekte diskutiert und die, für verdrehte Lagen erwartete, Reduktion der Fermigeschwindigkeit nachgewiesen.

5.1 Gekoppelte Doppellagen

In diesem Abschnitt werden die grundlegende Eigenschaften von gekoppelten Doppellagen-Systemen untersucht. Hierzu wurden zwei Proben charakterisiert. Die erste, BL02, ist in Abb.5.1 dargestellt. Sie weist eine Größe von ca 3 mal 3 μm auf und ist nicht strukturiert. Insgesamt befinden sich vier Kontakte an der Probe, von denen nur zwei, A und B, genutzt werden. Der RRS weist einen Wert von ungefähr 11 % auf, der im Bereich des Erwarteten für Doppellagen liegt.

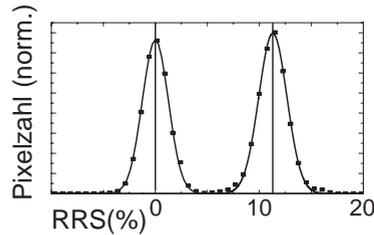
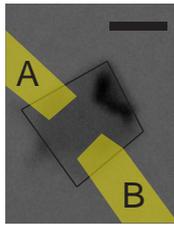


Abbildung 5.1:

Optisches Bild der Probe BL02. Der Umriss der Probe und die beiden genutzten Kontakte sind eingezeichnet. Der schwarze Balken entspricht 2 μm . Rechts ist der RRS für Substrat und Graphen abgebildet.

An der Probe wurden Zweipunkt-Messungen mit einem Strom von 200 nA DC- und 71 nA AC-Anteil bei 1.5 Kelvin durchgeführt. Auf demselben Wafer befindet sich auch die, bereits in Abschnitt (4.3) untersuchte, Einzelzelle SL02. Dadurch wurden die beiden Graphenflakes auf gleiche Weise behandelt und ausgeheizt. Die gleichzeitig durchgeführten Messungen werden hier zum Vergleich zwischen Einzel- und Doppellagen-Graphen aufgeführt.

Abbildung 5.3 zeigt den Zweipunkt-Widerstand in den beiden Proben bei Veränderung der Backgate-Spannung ohne und mit senkrechtem magnetischen Feld. Im ersten Fall ist gut zu sehen, dass der Widerstand bei der Einzelzelle einen deutlich steileren Verlauf zeigt, der auf eine höhe-

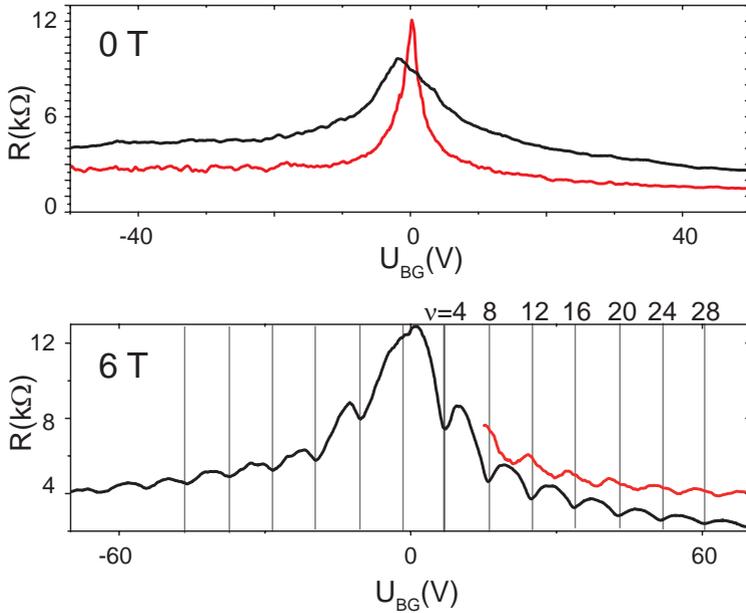


Abbildung 5.2:

Feldefekt-Messung bei $T = 1.5$ K sowie $B=0$ T und 6 T. In Schwarz ist die Messung an der Doppellage gezeigt, in Rot die Messung an der Einzellage.

5 Doppellagen-Graphen

re Beweglichkeit hindeutet¹. Im unteren Teil sind die Messungen bei 6 Tesla gezeigt. Anhand der Lage der Minima der SdH-Oszillationen lassen sich die beiden Systeme eindeutig unterscheiden. Die Doppellage mit der Berrys-Phase $\beta = 2\pi$ zeigt Minima bei $\nu = 4N$, während die Einzellege hier genau Maxima aufweist. Abbildung 5.3 zeigt die Messungen der Doppellage bei Magnetfeldern bis 13 T. Auch hier ist zu sehen, dass die Minima bei anderen Füllfaktoren als bei der Einzellege liegen (vergleiche hierzu Abb. 4.2). Aus der Analyse der Periode bei konstanten Magnetfeldern ergibt sich hier ein Ladungsträgerdichte-Koeffizient von $\alpha \approx 6.7 \cdot 10^{14} \text{ V}^{-1}\text{m}^{-2}$.

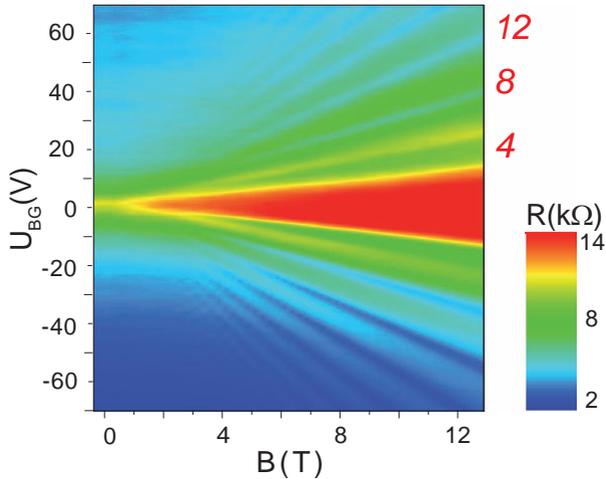


Abbildung 5.3:

Zweipunkt-Widerstand der Doppellage BL02 über Magnetfeld und Back-gatespannung. In Rot sind Füllfaktoren markiert.

¹Aufgrund der Kontaktwiderstände und der Geometrie (diese Proben wurden nicht vorstrukturiert) kann die Mobilität nur ungefähr abgeschätzt werden. Hierbei ergibt sich ein Wert von ca $7000\text{-}10000 \text{ cm}^2(\text{Vs})^{-1}$ für die Einzellege, und ein Wert von $2000\text{-}3000 \text{ cm}^2(\text{Vs})^{-1}$ für die Doppellage.

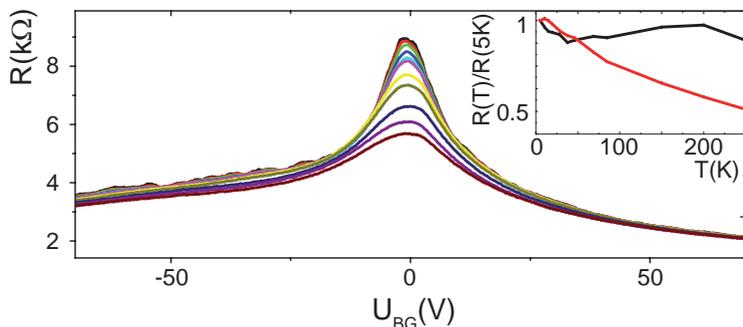


Abbildung 5.4:

Feldeffektmessung bei 0.5 T und verschiedenen Temperaturen, $T = 5, 10, 15, 20, 28, 38, 46, 68, 82, 150, 200$ und 250 K. Höhere Temperaturen entsprechen den Kurven mit kleinerem maximalen Widerstand. Im kleinen Bild ist der normierte Widerstand am CNP der Doppellage BL02 (rot) und der Einzellage SL02 (schwarz) dargestellt.

Ein weiterer Unterschied zwischen Einzel- und Doppellagen liegt in der Temperaturabhängigkeit am CNP. Abbildung 5.4 zeigt den Feldeffekt gemessen an BL02 bei verschiedenen Temperaturen. Hierbei wurde ein kleines magnetisches Feld von 0.5 T angelegt, um einen Einfluss von schwacher Lokalisierung auszuschließen. Es ist hierbei eine starke Reduzierung des maximalen Widerstandes zu erkennen. Im Vergleich dazu zeigt eine Einzellage nur geringe Änderungen. Dieses ist konsistent mit den Angaben in der Literatur [109, 71], und lässt sich auf die unterschiedlichen Zustandsdichten am CNP zurückführen. Der Widerstand am CNP sinkt mit einer steigenden Menge von thermisch angeregten Ladungsträgern, die im Fall einer Doppellage bei Raumtemperatur mit 10^{16} m^{-2} eine Größenordnung über der von Einzellagen liegt [71]. In Einzellagen existieren im Bereich der globalen Ladungsneutralität am CNP lokal dotierte Bereiche, die elektron-hole-puddles [66]. Durch die so vorhandenen Restladungsträgerdichte spielen die zusätzlichen thermisch angeregten bis 300 Kelvin keine Rolle. Anders in hochreinen Proben, bei denen das Substrat entfernt wurde. In diesem Fall ist aufgrund der ge-

5 Doppellagen-Graphen

ringen Restladungsträgerdichte eine starke Temperaturabhängigkeit zu beobachten [110].

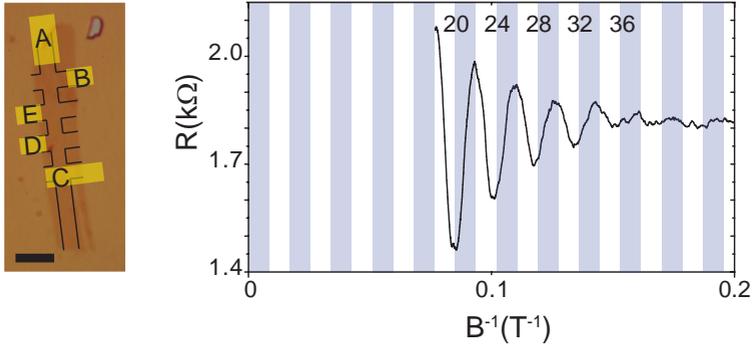


Abbildung 5.5:

Probe BL01 im Lichtmikroskop. Eingezeichnet sind die Strukturierung (schwarze Linien) und die benutzten Kontakte (gelb). Der schwarze Balken entspricht $5 \mu\text{m}$. Der Graph rechts zeigt SdH-Oszillationen im Längswiderstand, aufgetragen gegen das Inverse des senkrechten Magnetfeldes. Zusätzlich sind einige Füllfaktoren markiert.

Um die für eine Doppellage charakteristischen Hallplateaus zu bestimmen, werden Vierpunkt-Messungen an einer weiteren Probe durchgeführt. Abbildung 5.5 zeigt die Doppellagen BL01 auf Substrat C. Da die Proben auf diesem, wie in Abschnitt 3.1.1 beschrieben, starke Hysterese aufweisen, konnten nur Messungen mit konstanter Backgatespannung ausgewertet werden. Im optischen Bild sind auch die, nach dieser Aufnahme durchgeführte, Strukturierung sowie die genutzten Kontakte eingezeichnet. Es wurden DC-Messungen mit einem Strom von 500 nA durchgeführt, der durch die Kontakte A und C über die Probe fließt. An den Kontakten D und E wird der Längswiderstand bestimmt. Die gemessene Spannung zwischen E und B besteht aus einem Longitudinalen- und einem Queranteil, der dann wie folgt ermittelt werden kann: Es

wird davon ausgegangen, dass aufgrund der gut definierten Geometrie der Queranteil ohne magnetisches Feld null sein muss, sodass der gemessene Wert bei 0 Tesla dem Längsanteil entspricht. Dieser wird mit dem an den anderen Kontakten gemessenen Längsanteil verglichen und dann bei den folgenden Messungen anteilig subtrahiert.

Rechts in Abbildung 5.5 ist der Längswiderstand bei einer konstanten Backgate-Spannung von +80 V über dem Inversen des magnetischen Feldes gezeigt. Die Übergänge von weiss zu blau entsprechen der Lage der Minima und auch dem extrapolierten Übergang bei null. Es zeigt sich also eine Abfolge, die konsistent mit einer erwarteten Berry-Phase von 2π ist. Die Periode beträgt 0.0165 T^{-1} , was einer Ladungsträgerdichte von $5.86 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ entspricht. Das Substrat besitzt eine Oxidschicht von 265 nm, der daraus berechnete Ladungsdichtekoeffizient hat dann einen Wert von $\alpha \approx 8.1 \cdot 10^{14} \text{ V}^{-1} \text{ m}^{-2}$. Die ermittelte Ladungsträgerdichte entspricht daher einer effektiven Backgatespannung $U_{eff} = U_{BG} - U_0 = 72 \text{ V}$. Die Differenz von 8 V zur angelegten Spannung ist auf die Hysterese oder Dotierung zurückzuführen.

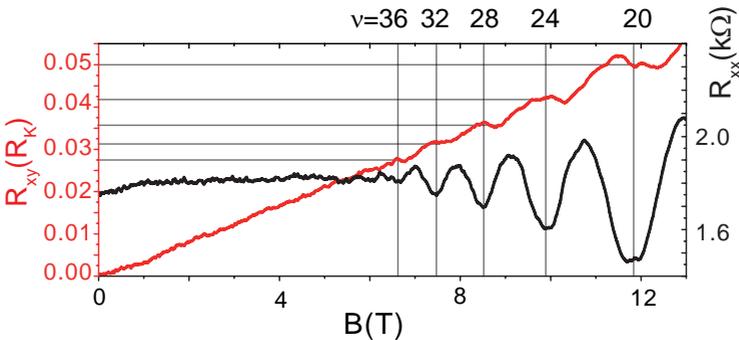


Abbildung 5.6:

Längs- und Querwiderstand in einer SC-Doppellage bei $U_{BG} = +80 \text{ V}$. Füllfaktoren und dazugehörige Hallplateaus sind gekennzeichnet.

Abbildung 5.6 zeigt Longitudinal- und Querwiderstand bei derselben konstanten Backgate-Spannung (+80 V) in Abhängigkeit von dem angelegten Magnetfeld. Die ermittelten Füllfaktoren von 20 bis 36 sind gekennzeichnet. Bei diesen sind im Querwiderstand Quanten-Hall-Plateaus zu erkennen, die gut mit den erwarteten Werten von R_K/ν übereinstimmen. Aus dem linearen Anstieg der Hallsteigung bis 6 T ergibt sich eine Ladungsträgerdichte von $5.7 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$, die gut mit dem Wert aus den SdH-Oszillationen übereinstimmt. Aus dem Längswiderstand bei null Tesla $R(0T) \approx 1700 \text{ } \Omega$ und einem Geometriefaktor von $\gamma \approx 2$ ergibt sich eine Beweglichkeit von $\mu \approx 1250 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$.

An den beiden untersuchten Proben lassen sich die grundlegenden Transporteigenschaften von Graphen-Doppellagen beobachten. Genauso wie bei Einzellagen lassen sich Ladungsträgerdichten mithilfe eines Gates verändern und der elektrische Feldeffekt beobachten. Dabei zeigen die Beweglichkeiten der Ladungsträger in SC-Doppellagen kleinere Werte als bei EL-Graphen, was mit den Angaben in der Literatur, z. B. in [71], übereinstimmt. Ein weiterer Unterschied zu EL-Graphen ist die starke Temperaturabhängigkeit im Bereich kleiner Ladungsträgerdichten. Im Magnetfeld lassen sich an den Doppellagen SdH-Oszillationen mit einer Berrys-Phase von 2π und der Quanten-Hall-Effekt mit Plateaus bei den erwarteten Werten beobachten.

5.2 Gefaltete Einzellege

In diesem Abschnitt wird eine umgeklappte Probe untersucht, und der Transport durch den gefalteten Bereich betrachtet.

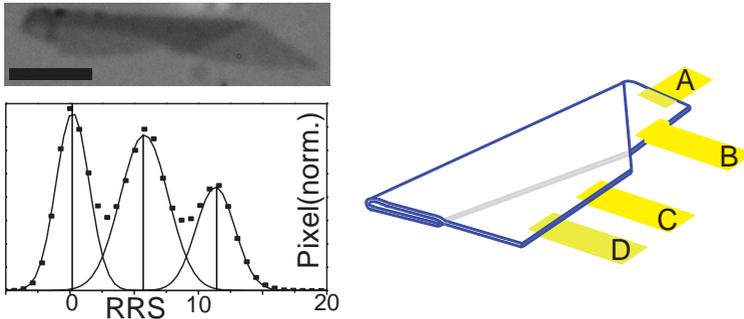


Abbildung 5.7:

Links: Probe T01 im Lichtmikroskop. Der schwarze Balken entspricht $5 \mu\text{m}$. Unten: Der RRS mit je einem Maximum für das Substrat und für den Einzel- und Doppellagen-Bereich. Das Schema rechts zeigt die Kontaktierung der Probe.

Bei der Probe T01 handelt es sich um eine beim Herstellungsprozess gefaltete Einzellege, bei der die beiden freiliegenden Enden außerhalb des geklappten Bereiches je zweimal kontaktiert sind (Schema 5.7). Die Probe weist eine Länge von ca. $18 \mu\text{m}$ auf. Der RRS zeigt ein Maximum bei 5.7% sowie eins bei 11.3%, entsprechend dem Einzel- und dem Doppellagen-Bereich. Abbildung 5.8 zeigt die AFM-Aufnahme des geklappten Mittelteils, höhere Bereiche sind heller dargestellt. Gut zu erkennen sind die Bereiche mit einer und zwei Lagen. Der Übergang zwischen diesen scheint auf der linken Seite schärfer zu sein, was vermuten lässt, dass der von links kommende Teil in der Doppellage unten liegt. In der Abbildung sind mehrere, senkrecht zur Schnittrichtung gemittelte, Querschnitte markiert, die unten im Detail zu sehen sind. Querschnitt a) wurde bereits im Probenherstellungskapitel gezeigt (3.6). Es ergab

5 Doppellagen-Graphen

sich eine Stufenhöhe von Substrat zu Einzellege von ca. 1.2 nm. Die andere Seite bei Schnitt (b) ist mit 1.4 nm etwas höher. Diese Größenordnung für den Substrat-Graphen-Übergang entspricht dem Erwarteten. Die Stufe von Graphen zu Graphen (c) beträgt ungefähr 5.5 Å, also etwas mehr als bei der Bernalstapelung. Dies ist auf die Verdrehung der Lagen zurückzuführen. Wird die Stufenhöhe bei (d) gemessen, also am Übergang Substrat zur Faltkante der Doppellage, so ergeben sich fast 2 nm. Dies ist dann die Kombination aus erhöhter Lagendistanz und der Höhe Graphen-Substrat. Hierzu kommt möglicherweise noch ein Teil aus der Faltung, da die beiden Lagen nicht flach aufeinander liegen, sondern am Rand einen gewissen Faltradius aufweisen [111]. Am Anfang der Doppellage ist auch eine kleine Erhöhung zu sehen, die genau von diesem hervorgerufen sein könnte.

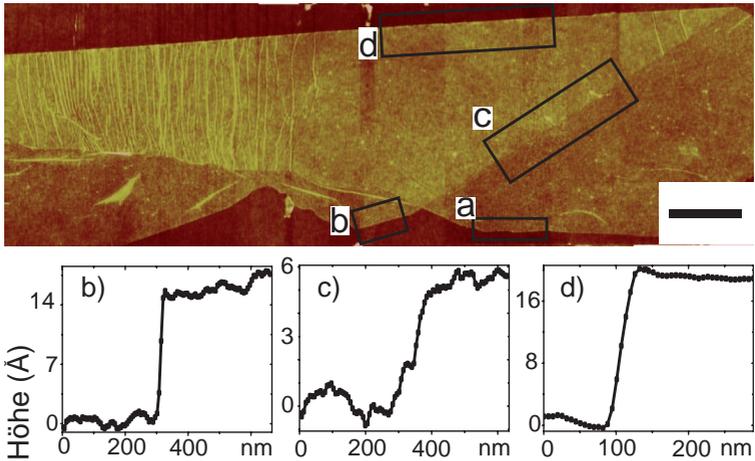
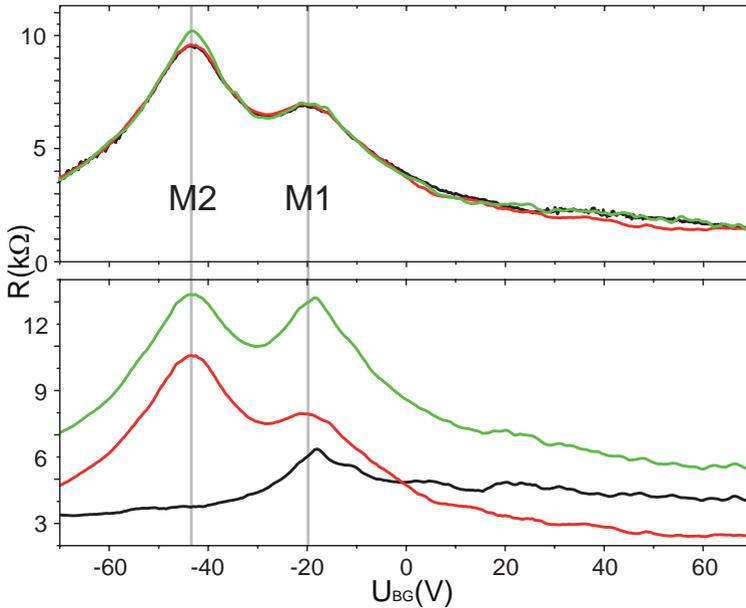


Abbildung 5.8:

AFM Bild des mittleren Teils der Probe T01. Der schwarze Balken entspricht 1 μm . Eingezeichnet sind 4 Flächen, an denen gemittelte Schnitte vorgenommen wurden, darunter auch die drei unten gezeigten. Dabei handelt es sich um die Übergänge b) Substrat-Einzellege, c) Graphen-Graphen sowie d) Substrat-Doppellage.

5.2.1 Transport über die Faltung

**Abbildung 5.9:**

Feldeffektmessungen in verschiedenen Kombinationen. Im oberen Diagramm sind verschiedene Vierpunkt-Varianten (grün R_{AC-BD} , rot R_{BD-AC} , schwarz R_{BC-AD}) über den Knick abgebildet. Unten werden bei einem Strom durch B-D verschiedene Widerstände ermittelt: rot R_{BD-AC} , grün R_{BD-AD} , schwarz R_{BD-CD} .

Um Transportmessungen durchzuführen wurde die Probe nach dem ersten Ausheizen in den Kryostaten eingebaut und dort wieder ausgeheizt. Der Punkt maximalen Widerstandes im Feldeffekt ließ sich dabei, trotz mehrmaligem Ausheizens, jedoch nicht auf null bringen. Die Messungen werden mit einem AC-Anteil von 141 nA und einem DC-Anteil von 500 nA durchgeführt. Der Kontakt B zeigte einen hohen Widerstand und

5 Doppellagen-Graphen

starkes Rauschen, wahrscheinlich aufgrund eines Risses im kontaktierten Graphen. Die daraus entstehenden Eigenschaften und die Bildung eines Quantenpunktes durch die Verengung sind im Anhang genauer gezeigt. Dieser Kontakt wurde deswegen im Folgenden bei Spannungsmessungen nur in Vierpunkt-Konfiguration verwendet.

In Abbildung 5.9 sind die Transportmessungen über verschiedene Kontakte der Probe gezeigt. Bei verschiedenen Varianten der Vierpunkt-Messung über den Knick ist immer eine Doppelspitzenstruktur zu erkennen, mit einem Maximum, M1, bei ca. -20 V und einem Zweiten, M2, bei -43 V. Der untere Teil zeigt Drei- und Vierpunkt-Messungen im Vergleich. Dabei wird der Strom wieder über den Knick getrieben, aber auch ein Spannungsabfall vor diesem gemessen. Die entsprechende schwarze Kurve charakterisiert also den Einzellagenteil und zeigt nur das Maximum M1 bei der kleineren Spannung.

Wird nun ein Magnetfeld von 13 T angelegt, so sind SdH-Oszillationen zu sehen (5.10) sowie ein Anteil aus dem Querwiderstand. Es ist nur eine Oszillation zu beobachten, die sich dem Peak bei kleineren Backgate-Spannungen zuordnen lässt, also dem Einzellagen-Abschnitt. Abgebildet sind wieder verschiedene Messungen über den Knick. Der Abstand der Minima beträgt 19 V, was einem Ladungsträgerdichtekoeffizienten von $\alpha \approx 6.6 \cdot 10^{14}/\text{m}^2$ entspricht. Dies ist der erwarteten Wert für eine Einzellage, es sind keine Abschirmungseffekte des elektrischen Feldes zu beobachten.

Um den Querwiderstand zu berechnen, werden nach van der Pauw verschiedene Kombinationen gemessen und voneinander abgezogen [75]. Der gesuchte Queranteil ergibt sich zur Hälfte der Differenz der beiden Messungen über Kreuz:

$$\rho_{xy} = \frac{R_{ACBD}(13\text{ T}) - R_{BDAC}(13\text{ T}) - R_{ACBD}(0\text{ T}) + R_{BDAC}(0\text{ T})}{2}$$

Diese Ergebnisse müssen jedoch mit Vorsicht betrachtet werden, da die genutzte Methode eine homogene dünne Schicht voraussetzt, während hier ein komplexes gefaltetes System vorliegt.

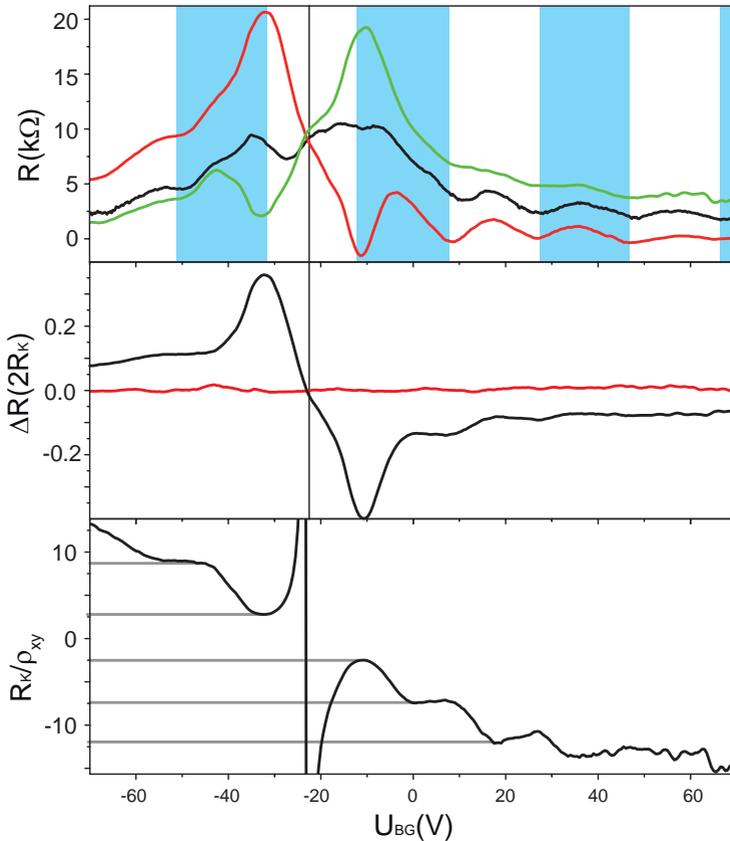


Abbildung 5.10:

Feldeffektmessung im Magnetfeld $B=13$ T. Oben sind Vierpunkt-Messungen über den Knick dargestellt (grün R_{AC-BD} , rot R_{BD-AC} , schwarz R_{BC-AD}). Im mittleren Teil ist die Differenz der roten und grünen Kurve bei $B = 13$ T und in selber Konfiguration auch bei 0 T abgebildet (rot). Hierbei wurde der Faktor 2 aus der van der Pauw-Formel bereits einbezogen. Das Inverse der Messung bei 13 T ist in der unteren Abbildung dargestellt.

5 Doppellagen-Graphen

Abbildung (5.10) (mitte) zeigt die Differenzen aus den beiden Konfigurationen, einmal mit und einmal ohne Magnetfeld. In der genutzten Konfiguration ist die Differenz der Messungen über Kreuz ohne Magnetfeld fast null, sodass die Differenz bei 13 T (schwarze Kurve) ungefähr $2\rho_{xy}$ entspricht. Hier zeigen sich bei 13 Tesla QHE-Plateaus, die im Inversen im unteren Bild deutlicher hervortreten.

Die Plateau-Werte in R_K/ρ_{xy} ergeben sich für Löcherleitung zu 2.5 und 8.5 und für die Elektronen zu -2.5, -7.5, -12. Da die ersten Plateaus bei kleinen Füllfaktoren nicht ganz ausgeprägt sind, könnte es sich hier um die Reihenfolge 4, 8, 12 handeln, wie sie für gekoppelte Doppellagensysteme typisch ist. Ähnliche Werte konnten aber auch für verdrehte Systeme mit nur leicht entkoppelten Lagen gemessen werden [51, 54].

In 5.11 ist die komplette Messung von R_{BD-AC} bei Variation von Magnetfeld und Backgatespannung gezeigt, um die Entwicklung der Maxima deutlich zu machen. Abgebildet sind Aufsicht und die dreidimensionale Darstellung. Während sich aus dem ersten Peak, M1, bei -20 V die Oszillationen fächerförmig ausbreiten, bleibt das zweite Maximum M2 konstant und verschmilzt bei hohen Magnetfeldern mit dem Queranteil des Anderen. Im Bereich von 40 Volt sind weitere Strukturen zu erkennen, die sich nicht genau zuordnen lassen, und wahrscheinlich durch die wenig definierten Geometrie der Probe zustande kommen.

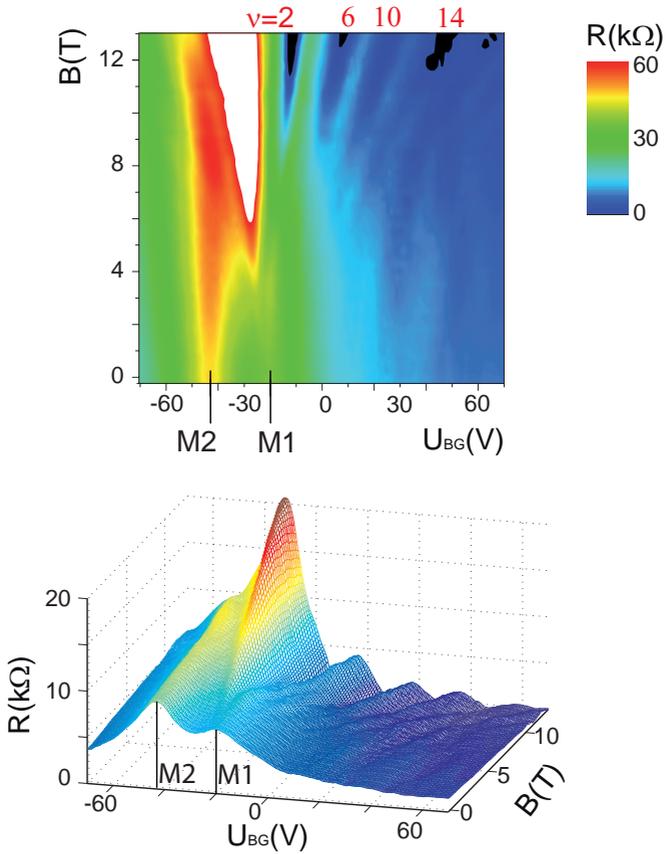


Abbildung 5.11:

Widerstandsmessung bei Variation von Backgatespannung und Magnetfeld. Zu sehen ist der Widerstand R_{BD-AC} einmal in Aufsicht und einmal in der dreidimensionalen Darstellung.

5 Doppellagen-Graphen

Wird die Temperatur verändert, hat dies unterschiedliche Einflüsse auf die beiden Maxima. In Abbildung 5.12 ist die Messung bei $B=0$ T und $T=1.5$ und 140 K gezeigt. Während das Maximum M1 bei der kleineren Gatespannung nahezu unverändert bleibt, wie es für eine Einzellege erwartet wird, gibt es im Anderen eine Reduzierung des Widerstandes um fast 20 %. Damit entspricht die Temperaturabhängigkeit des ersten Peaks der einer Einzellege, während der Peak bei negativeren Spannungen eher einer Doppellage ähnelt. Sowohl SC-[71] als auch verdrehte Doppellagen (siehe nächster Teil) zeigen eine starke Reduzierung des maximalen Widerstandes bei steigenden Temperaturen.

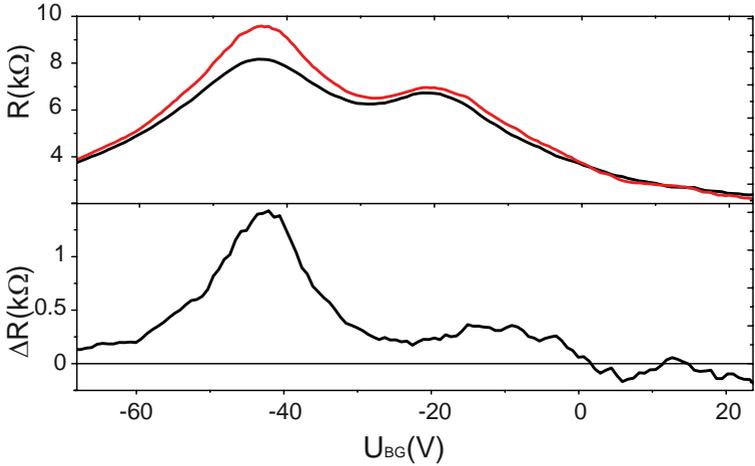


Abbildung 5.12:

Messungen von R_{BD-AC} bei 1.5 (rot) und 140 K (schwarz). Die untere Kurve zeigt die Differenz aus diesen beiden Messungen.

Insgesamt lässt sich das Maximum M1 dem Einzellagen Bereich zuordnen, während das Zweite seinen Ursprung in dem umgeklappten Bereich hat. Solche Doppelspitzen sind auch in Proben mit Topgates und somit lokal veränderter Ladungsträgerdichte zu beobachten. Daher können hier entweder die Lagen an sich oder auch zwischen den Lagen festgesetzte Dotieratome ausschlaggebend sein. Dies würde dann lokal für eine Verschiebung der Fermienergie und die beobachtete Struktur sorgen. Der letzte Ansatz wird dadurch unterstützt, dass nach späterem, noch längerem, Ausheizen die Gesamtverschiebung der beiden Peaks verkleinert werden konnte (M1 bei -10 V, M2 bei -20 V), die beiden Peaks aber noch klar erkennbar waren. Was bei den Messungen nicht zu beobachten ist, sind die theoretisch vorhergesagten starken Oszillationen [111] beim Transport über die Faltung oder Effekte vom Tunneln zwischen den Lagen.

Die Transportmessungen zeigen zum einen SdH-Oszillationen ohne Abschirmeffekte, zum Anderen Plateaus im Querwiderstand die eher zu einer Doppellage passen als zu EL-Graphen. Zusätzlich zeigt der zweite Peak, M2, eine Temperaturabhängigkeit, wie sie auch her für Doppellagen zu erwarten ist. Möglich wäre also eine Kopplung der beiden Lagen im Überlapp Bereich, wobei auch die noch bestehende Verbindung an der Faltkante eine Rolle spielen könnte. Eine klare Trennung von Transporteigenschaften der beiden gestapelten Lagen ist hier nicht möglich. Dieses gelingt besser im nächsten Kapitel am Beispiel von parallel kontaktierten Lagen.

5.3 Entkoppelte Einzellagen

In diesem Abschnitt wird der parallele Transport durch zwei entkoppelte Einzellagen untersucht. Der Aufbau der Probe T02 ist in Abbildung 5.13 skizziert. Zwei Einzellagen (untere Lage 1 in Blau, obere Lage 2 in Rot) werden hierbei gemeinsam kontaktiert und vermessen.

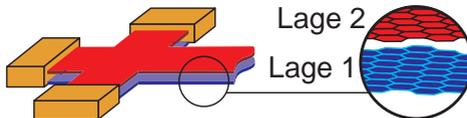


Abbildung 5.13:

Schematische Darstellung der Doppellagenprobe. Zwei verdrehte Einzellagen bilden eine Hallbarstruktur und sind gemeinsam kontaktiert.

Bei dieser Probe handelt es sich um eine Graphen-Doppellage, die keine Bernalstapelung aufweist. Am linken oberen Rand der Probe (Abb. (5.14)) ist ein dunkler Bereich zu sehen, der auf eine Faltung hindeutet. Die Probe wurde mit der Standardmethode zu einem Hallbar strukturiert. Hierbei wurden dreimal jeweils 120 Sekunden mit 100 Watt geätzt, die Umklappkante wurde hierbei durchtrennt. Von den aufgebracht Kontakten wurden nur drei Stück genutzt, die hier mit A, B, und C bezeichnet sind. Für den Steg zwischen A und B bzw. C lässt sich ein Geometriefaktor von $\gamma \approx 4.1$ angeben. Aufnahmen mit dem Rasterkraftmikroskop am geätzten Rand zeigen eine doppelstufige Struktur (Abb. 5.14 rechts). Die erste Stufe ist hierbei der Übergang vom Siliziumdioxid zur unteren Lage 1 mit einer Höhe von ca. 11 Å. Die zweite Stufe zwischen Lage 1 und Lage 2 entspricht ca. 6 Å. Dieser, in Bezug auf SC-Bilayer, erhöhte Lagen-Abstand deutet auf die Verdrehung der Lagen und aufgrund des hohen Wertes auch auf einen kleinen Rotationswinkel hin (siehe Abschnitt 2.1.4).

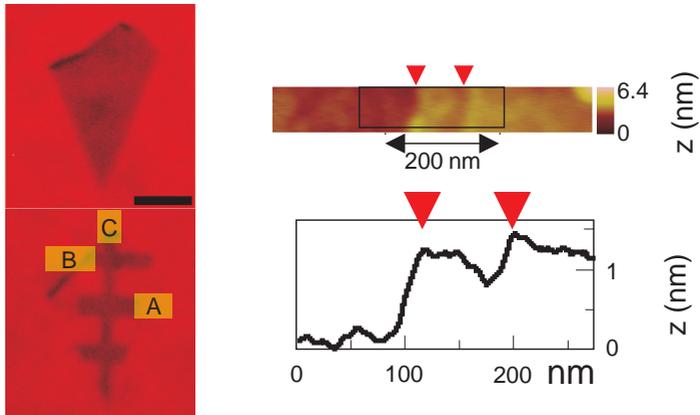
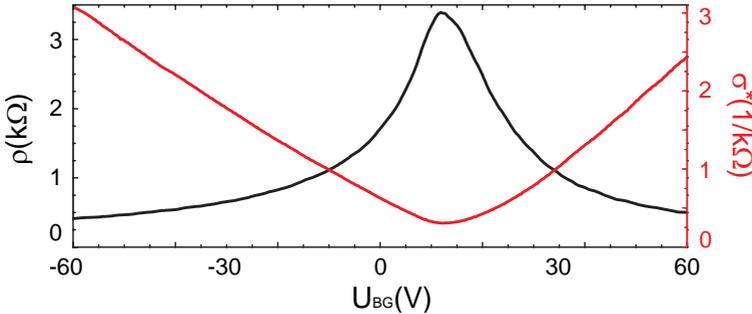


Abbildung 5.14:

Probe T02. Links sind optische Bilder vor und nach dem Strukturieren zu sehen. Der schwarze Balken entspricht $5\ \mu\text{m}$. Die verwendeten Kontakte A, B und C sind eingezeichnet. Rechts sind Rasterkraftaufnahmen vom Probenrand gezeigt. Im oberen Bild ist die Aufnahme des farblich kodierten Höhenprofils zu sehen. Unten ist der gemittelte Querschnitt abgebildet. Die roten Dreiecke markieren hierbei jeweils die Stufen Substrat-Lage1 bzw. Lage2.

5.3.1 Paralleler Transport

**Abbildung 5.15:**

Transportmessung bei $T=1.5$ K und $B=0$ T. In Schwarz ist der spezifische Widerstand aufgetragen, in Rot die linearisierte Leitfähigkeit nach Abzug des Kontaktwiderstandes.

Erste Charakterisierungsmessungen werden bei 1.5 Kelvin ohne angelegtes Magnetfeld mit einem DC-Strom von 500 nA durchgeführt. Der Längswiderstand R_{AB-AC} weist bei Variation der Backgate-Spannung den typischen Feldeffekt mit einem Maximum bei $U_0 = 11.5$ V auf. Diese Verschiebung ist auf Dotierungen mit Wasser an der Oberfläche zurückzuführen, da die Probe nur einmal vor dem Einbau ausgeheizt wurde und beim Transport zum Kryostaten wieder kurz der Umgebung ausgesetzt war.

Abbildung 5.15 zeigt den, mit dem Geometriefaktor berechneten, spezifischen Widerstand. Da es sich um eine Dreipunkt-Messung handelt, enthält die gezeigte Widerstandskurve noch Anteile aus dem Kontakt A. Durch Linearisierung des Leitwertes bei hohen Ladungsträgerdichten kann der Kontaktwiderstand zu $R_C = 350 \Omega$ sowie die linearisierte Leitfähigkeit σ^* bestimmt werden. Durch diese Methode werden auch mögliche konstante Widerstandsanteile aufgrund von SRS entfernt.

Der maximale Widerstand nach der Subtraktion beträgt $R_{max} \approx 3300 \Omega$, was ungefähr der Hälfte des für Einzellagen berichteten Wertes $\frac{h}{4e^2} = 6453 \Omega$ entspricht [17]. Dies ist ein erster Hinweis auf ein System mit

5 Doppellagen-Graphen

zwei parallel leitenden Graphenschichten, da sich in diesem Fall die Leitfähigkeiten addieren bzw. der Widerstand halbieren sollte.

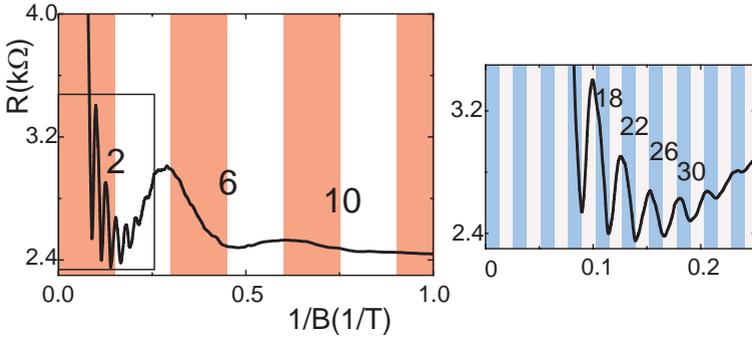


Abbildung 5.16:

Zweipunkt-Messung an den Kontakten A und C bei einer Temperatur von 1.5 Kelvin und einer Backgatespannung von +70 V. Der Widerstand ist in Abhängigkeit des inversen Magnetfeldes aufgetragen. Der rechte Graph zeigt einen vergrößerten Ausschnitt bei großen Magnetfeldern im Bereich der Oszillation mit kleiner Periode. Die Abfolge der Maxima für beide Oszillationen ist farblich unterlegt und die entsprechenden Füllfaktoren sind jeweils angegeben.

Um das System genauer zu untersuchen, wurde die Probe unter Einfluss eines senkrechten magnetischen Feldes vermessen. Im Längswiderstand werden hierbei SdH-Oszillationen beobachtet, die sich signifikant von denen in Einzellagen oder SC-Doppellagen gemessenen unterscheiden. Der Widerstand R_{AC} bei einer konstanten Backgatespannung von $U_{BG} = +70$ V ist in Abbildung 5.16 über dem inversen Magnetfeld aufgetragen. Es lassen sich dabei zwei Oszillationen mit den konstanten Perioden $B_{F1} = 0.026$ T $^{-1}$ und $B_{F2} = 0.3$ T $^{-1}$ identifizieren. Die entsprechenden Füllfaktoren sind für beide Fälle angegeben. Anhand der farbigen Kästen lässt sich ein Maximum bei 0 extrapolieren, d. h. beide Oszillationen besitzen eine Berrys Phase von $\beta = \pi$. Dies ist charakteristisch für Einzellagen-Graphen und lässt darauf schließen, dass paralleler

Transport durch zwei Einzellagen stattfindet. In der Messung sind bereits die Unterschiede im Ladungstransport in den beiden Lagen erkennbar, die im nächsten Unterabschnitt 5.3.2 genauer untersucht werden. Zum Einen deutet der unterschiedliche Abstand der Maxima auf verschiedene Ladungsträgerdichten in den beiden Lagen hin. Zum Anderen unterscheiden sich die Magnetfelder, ab denen die Oszillationen sichtbar werden, was auf höhere Quantenstreuzeiten in der oberen Lage zurückzuführen ist.

5.3.2 Abschirmeffekte

In diesem Unterabschnitt werden die Unterschiede in den Transporteigenschaften der beiden Lagen erläutert. Bei der Messung des Längswiderstandes in Abbildung 5.16 waren bereits die verschiedenen Anteile der Lagen aufgrund der verschiedenen Perioden B_F der SdH-Oszillationen unterscheidbar, was direkt auf unterschiedliche Ladungsträgerdichten in den beiden Lagen zurückzuführen ist. Dies lässt sich durch eine Abschirmung des durch die Backgatespannung erzeugten elektrischen Feldes erklären (siehe Abschnitt 2.2.1.1). Diese Abschirmung führt dazu, dass wesentlich weniger Ladungsträger in die obere als die untere Lage induziert werden. Die Ladungsträgerdichten n_1 und n_2 wurden nach Gleichung 2.9 für beide Lagen und bei verschiedenen Backgatespannungen bestimmt. Das Verhältnis der Ladungsträgerdichten im Bereich der negativen Gatespannungen, d. h. der Lochleitung, beträgt zwischen 7 und 8, während dieser Unterschied im Bereich der Elektronenleitung um den Faktor 2-5 größer ist. In Abbildung 5.17 sind die berechneten Werte sowie die theoretische Kurve gezeigt. Für die Kurve wurden als Parameter hierbei $\delta n = 2 \cdot 10^{15} \text{m}^{-2}$ und ein Abstand der Lagen von 1.5 nm gewählt. Für die Abweichung zur Messung können eine Reihe von Gründen ausschlaggebend sein, z. B. inhomogene oder zusätzliche Dotierung unter oder zwischen den Lagen oder auch eine Wellung der Probe.

Ein weiterer Unterschied der elektronischen Eigenschaften der Lagen lässt sich anhand der Beweglichkeiten der Ladungsträger zeigen. Um diese Werte μ_1 und μ_2 für die beiden Lagen zu bestimmen, wird für den Bereich größerer Ladungsträgerdichten ein einfaches Modell von zwei parallelen Leitern angewendet [26]. Die Leitfähigkeit eines solchen Systems ergibt dabei zu:

$$\begin{aligned}\sigma(U_{BG})^* &= \sigma_1(U_{BG})^* + \sigma_2(U_{BG})^* \\ &= e \cdot (\mu_1 \cdot n_1(U_{BG}) + \mu_2 \cdot n_2(U_{BG})).\end{aligned}\tag{5.1}$$

$\sigma_{1,2}^*$, $\mu_{1,2}$ und $n_{1,2}$ sind hierbei die Leitfähigkeiten, die Beweglichkeiten bzw. die Ladungsträgerdichten der unteren(1) und oberen(2) Lage. Es werden jeweils die linearisierten Leitfähigkeiten genutzt.

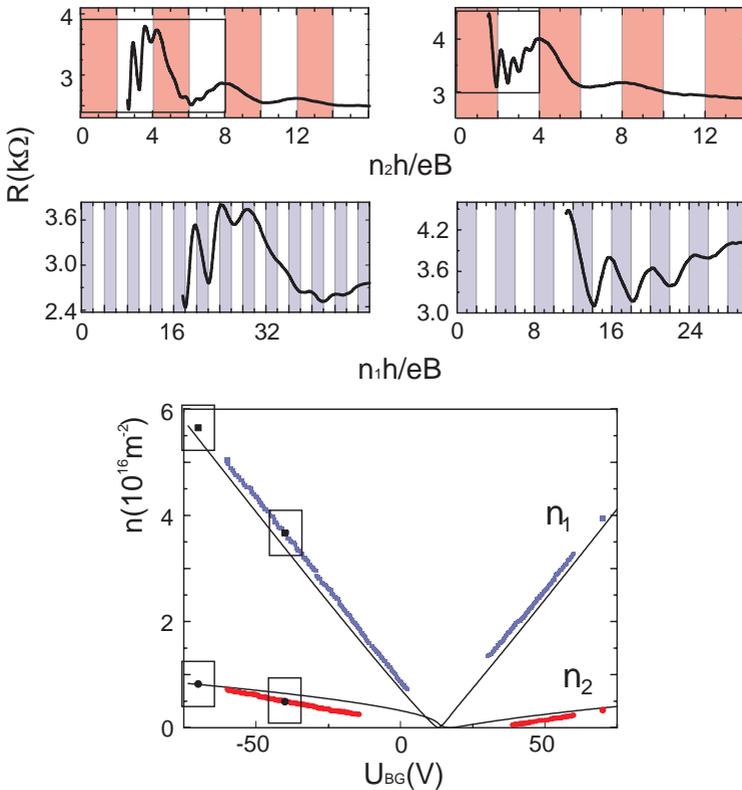


Abbildung 5.17:

Der obere Teil zeigt die Bestimmung von B_F bei zwei verschiedenen Back-gatespannungen, -70 V und -40 V. Hierbei wurde die Messung einmal über die Füllfaktoren der oberen Lage (rot unterlegt) und in Vergrößerung über die der untere Lage (blau unterlegt) aufgetragen. Die farbigen Flächen zeigen dabei jeweils die Periodizität an. Unten sind die aus diesen Abständen berechneten Ladungsträgerdichten (n_1 untere und n_2 obere Lage) aufgetragen. Die Kästen markieren die Werte aus den oberen Beispielen, in schwarz ist zusätzlich die theoretische Kurve nach Formel 2.5 gezeigt.

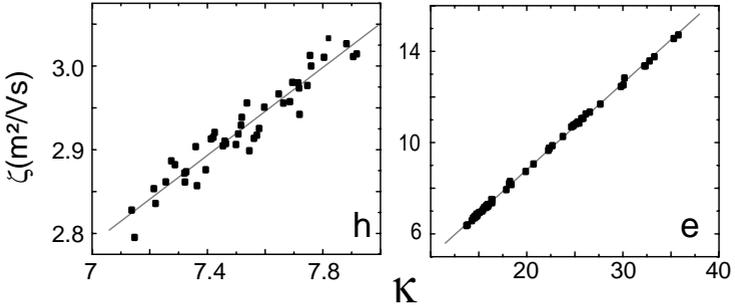


Abbildung 5.18:

Parameter κ und ζ für Elektronen- und Lochleitung. Die Näherungen sind als Geraden gezeigt.

Zur weiteren Berechnung wird der Parameter $\zeta(V)$ und das Verhältnis der Ladungsträgerdichten, κ , eingeführt.

$$\zeta(U_{BG}) = \sigma(U_{BG})^* / (en_2(U_{BG}))$$

$$\kappa(U_{BG}) = n_1(U_{BG}) / n_2(U_{BG}).$$

Diese beiden Größen können anhand der bereits gezeigten Leitfähigkeit und der berechneten Ladungsträgerdichten bestimmt werden. Setzt man diese in Gleichung 5.1 ein, so gelangt man zu der linearen Gleichung, in der nur noch die Beweglichkeiten der Ladungsträger in den beiden Lagen unbekannt sind:

$$\zeta(U_{BG}) = \mu_1 \cdot \kappa(U_{BG}) + \mu_2. \quad (5.2)$$

Die berechneten Werte für κ und ζ sind in den Abbildungen 5.18 für den Löcher- ($U_{BG} = -60$ V bis -17 V) und Elektronenbereich ($U_{BG} = 39$ V bis 60 V) aufgetragen und zeigen den erwarteten linearen Verlauf. Die Fitparameter einer Geraden durch diese Punkten, Steigung und y-Abschnitt, sind die gesuchten und in folgender Tabelle 5.1 aufgelisteten Beweglichkeiten.

	$\mu_1 (cm^2/Vs)$	$\mu_2 (cm^2/Vs)$
Löcher	2600	9500
Elektronen	3800	12300

Tabelle 5.1:

Beweglichkeiten von Löchern und Elektronen in den beiden Lagen.

Zum einen ist hierbei eine Asymmetrie zwischen Löchern und Elektronen vorhanden, die auf die Dotierung zurückzuführen sein kann. Zum anderen weisen die Beweglichkeiten in der oberen Lage deutlich höhere Werte als in der unteren auf. Dies hängt damit zusammen, dass die obere Lage sich nicht direkt auf dem Substrat befindet. Dieses beeinflusst die Beweglichkeit der Ladungsträger durch Ladungsfallen, Oberflächen-Phononen oder die Begünstigung von Wellung [110]. Dieses kann vermieden werden, indem das Siliziumdioxid entfernt [112] oder Graphen auf Bornitrid aufgebracht wird [113]. Ähnlich wie letzteres wirkt hier die untere Graphenschicht als Pseudosubstrat für die obere Lage und schirmt Substrateffekte aus dem Dioxid ab.

Als weiterer Hinweis auf diese Abschirmung des Substrates werden die Quanten- und Transportstreuzeiten τ_q und τ_t untersucht. Letztere ergeben sich direkt aus den Beweglichkeiten der Ladungsträger nach $\tau_t = m_c \mu / e$. Die Quantenstreuzeiten werden, über den Dinglefaktor nach Formel 2.10, aus den im nächsten Unterkapitel vorgestellten temperaturabhängigen Messungen gewonnen. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind bereits hier in Graph 5.19 dargestellt.

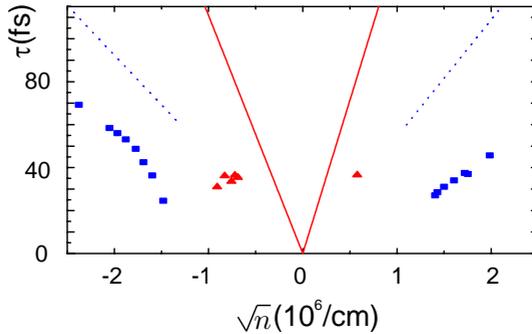
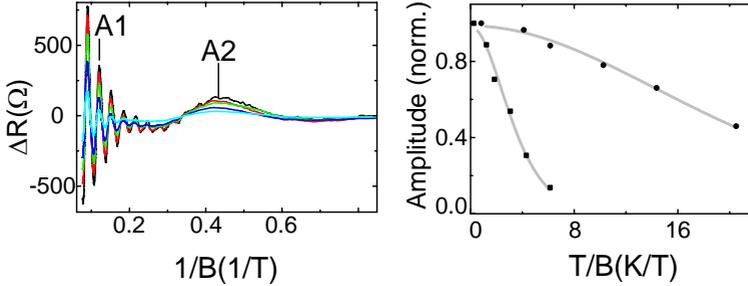


Abbildung 5.19:

Transport- (Linien) und Quantenstreuzeiten (Symbole) für die beiden Lagen (untere blau, obere rot) über der Wurzel aus der Ladungsträgerdichte.

Die erhöhten Transportstreuzeiten in der oberen Lage im Vergleich zur unteren folgen direkt aus den höheren Mobilitäten. Die Quantenstreuzeiten zeigen für die untere Lage mit der Ladungsträgerdichte steigende Werte zwischen 20 und 70 fs. Die Werte für die obere Lage lassen sich aufgrund der verschiedenen Ladungsträgerdichten nicht direkt vergleichen, zeigen aber bereits bei kleinen Ladungsträgerdichten größere Werte als die kleinsten der unteren Lage. Es lassen sich also auch erhöhte Quantenstreuzeiten in der oberen Lage annehmen, was wiederum auf die Abschirmung von Einflüssen von dem Substrat zurückzuführen ist.

5.3.3 Temperaturabhängige Messungen

**Abbildung 5.20:**

Links: Längswiderstand bei $U_{BG} = +60$ V Backgatespannung und verschiedenen Temperaturen (schwarz 1,5, rot 10, grün 15, blau 25 und türkis 35 Kelvin). Eine Messung bei 50 Kelvin wurde jeweils abgezogen. A_1 und A_2 markieren die Maxima, an denen im rechten Bild beispielhaft die Temperaturverläufe gezeigt sind. Hierbei ist die, bei 1,5 K auf 1 normierte, Amplitude über dem Quotienten aus Temperatur und Magnetfeld aufgetragen. Die schwarzen Punkte sind die ermittelten Werte, die grauen Linien die passenden Fits des Temperatur-Amplituden-Faktors.

Um weitere Informationen über die Probe zu erhalten, wurden temperaturabhängige Messungen durchgeführt. In Abbildung 5.20 sind temperaturabhängige SdH-Oszillationen bei $U_{BG} = +60$ V dargestellt. Da nur die Amplitude benötigt wird, wurde ein Hintergrund bei 50 Kelvin abgezogen. An je einem Maxima (für die untere Lage A_1 bei $1/B = 1/8,14$ T, für die obere Lage A_2 bei $1/B = 1/2,44$ T) ist im rechten Bild der Verlauf der Amplitude über der Temperatur gezeigt. Die Verringerung der Amplitude ist hierbei durch den Temperatur-Amplituden-Faktor R_T gegeben (Formel 2.11). Einziger variabler Parameter ist die Zyklotronfrequenz ω_c , aus der sich direkt die Zyklotronmasse $m_c = eB/\omega_c$ berechnen lässt. Diese ist in Graphen proportional zu der Wurzel aus der Ladungsträgerdichte.

5 Doppellagen-Graphen

Das Ergebnis der Auswertung der Temperaturabhängigkeit der Amplituden ist in Abbildung 5.21 gezeigt. Für die Analyse der oberen Lage standen aufgrund der geringen Ladungsträgerdichte nur wenige Extrema zur Verfügung. Weiterhin waren hierbei aufgrund der höheren Streuzeiten in der als Hintergrund abgezogenen Messung bei 50 K noch Anteile der Oszillationsamplitude vorhanden. Daher wird im Folgenden nur die untere Lage (blaue Datenpunkte) diskutiert. Als gestrichelte Linie sind zum Vergleich die für eine Einzellege erwarteten, signifikant kleineren Werte eingezeichnet.

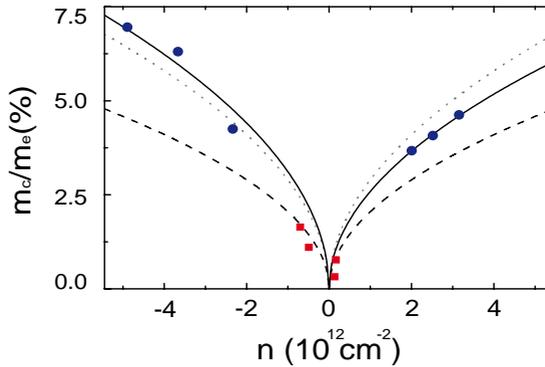


Abbildung 5.21:

Ermittelte Zyklotronmassen aufgetragen in Prozent der Elektronenmasse m_e gegen die Ladungsträgerdichte n . Die roten Punkte gehören zu der oberen, die blauen zu der unteren Lage. Die gestrichelte Linie zeigt die für eine Einzellege erwarteten Werte. Die gepunkteten bzw. durchgezogenen Linien zeigen die symmetrisch bzw. asymmetrisch angepassten Kurven.

Die Zyklotronmasse hängt nach Formel 2.12 nur von Konstanten, der bekannten Ladungsträgerdichte und der Fermigeschwindigkeit, ab, die als einziger veränderbarer Parameter bleibt. Bei einer Einzellege ist diese $v_F = 1,05 \cdot 10^6$ m/s, weist aber bei verdrehten Lagen kleinere Werte auf. Durch Anpassung der wurzelförmigen Abhängigkeit der Zyklotronmassen zur Ladungsträgerdichte erhält man bei Annahme einer für

Elektronen und Löcher gleichen Fermigeschwindigkeit einen Wert von $\tilde{v}_F = 0.71 \cdot 10^6$ m/s. Dieser Fall ist als gestrichelte Linie gezeigt. Bessere Übereinstimmung ergibt sich bei getrennter Betrachtung der Ladungsträgerarten. Dadurch ergeben sich aus den als durchgezogene Linie gezeigten Fits $\tilde{v}_F = 0.66$ und $\tilde{v}_F = 0.81 \cdot 10^6$ m/s für Elektronen bzw. Löcher. Die hier gezeigte Reduzierung der Fermigeschwindigkeit in verdrehten Einzellagen wurde theoretisch vorhergesagt [63]. Experimentell wurde dieses auch an epitaktischem Graphen [114] und an geklappten Lagen mithilfe von Ramanspektroskopie nachgewiesen [115]. Aufgrund der Größe der Reduzierung ist bei der vorgestellten Probe von einem kleinen α_T auszugehen, was mit der Höhenmessung konsistent ist. Die asymmetrische Reduzierung verhält sich ähnlich wie auch in CVD gewachsenen Proben [52].

Während im Bereich der hohen Ladungsträgerdichten eine Temperaturabhängigkeit nur unter dem Einfluss des Magnetfeldes zu sehen ist, ändert sich um $U_{BG} = U_0$ der maximale Widerstand auch im Fall von $B=0$ T. Abbildung 5.22 zeigt die Veränderung des spezifischen Widerstandes in Bezug auf die Messung bei 1.5 Kelvin. Mit steigender Temperatur kommt es zu einer Abnahme des Widerstandes, die sich, mit einer Steigung von $-11.15 \Omega/K$ im Fall von R_{max} , im Bereich zwischen 1.5 und 50 Kelvin annähernd linear verhält. Da dieser Effekt auch bei $B>0$ T bestehen bleibt, lässt sich schwache Lokalisierung als Ursache ausschließen. Wie in Abschnitt 5.1 und in Abb. 5.4 gezeigt, tritt bei konventionellen Einzellagen auf Substrat kaum eine Temperaturabhängigkeit in der Nähe des CNP auf. Dies ist auf die, im Vergleich zu den zusätzlich thermisch angeregten Ladungsträgern, hohe Restladungsträgerdichte durch electron-hole-puddles zurückzuführen. Die obere der beiden Lagen dieser Probe ist durch die Untere vor Substrateinflüssen geschützt und weist längere Streuzeiten auf, was auf eine höhere Qualität bzw. geringere Inhomogenität hindeutet. Durch die daher geringe Restladungsträgerdichte ist die besonders sensitiv auf zusätzliche Ladungsträger, sodass diese Lage für die beobachtete Temperaturabhängigkeit ausschlaggebend sein könnte. Dafür spricht auch die stark ausgeprägte Asymmetrie der Temperaturdämpfung, da sich auch die Ladungsträgerdichte in der o-

5 Doppellagen-Graphen

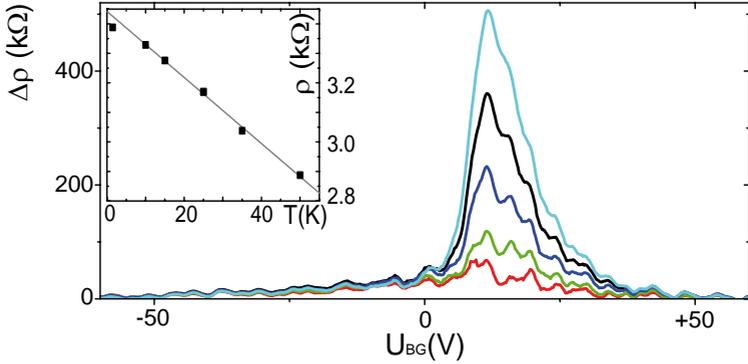


Abbildung 5.22:

Feldeffektmessung bei $B=0$ T für verschiedene Temperaturen (10 K rot, 15 K grün, 25 K blau, 35 K schwarz, 50 K türkis). Aufgetragen ist die Differenz zu der Messung bei 1.5 Kelvin. Der kleine Graph zeigt die Temperaturabhängigkeit des maximalen spezifischen Widerstandes bei $U_{BG} = 11.5$ V

ren Lage asymmetrisch zur Backgatespannung verhält (Abb. 5.17). Die Anzahl thermisch induzierten Ladungsträger verhält sich in Einzellagen nach Morozov et al. [71] wie folgt: $\Delta n \propto T^2 v_F^{-2}$. Dabei ist sie auch abhängig von der Fermigeschwindigkeit. Da diese in den verdrehten Lagen verringert ist, erhöht sich auch die Zahl der zusätzlichen Ladungsträger und somit der Einfluss der Temperatur auf den maximalen Widerstand.

5.4 Zusammenfassung Doppellagen

In diesem Kapitel wurden Messungen an Graphen-Doppellagen gezeigt. Zuerst wurden gekoppelten Doppellagen untersucht und mit einer Einzellege verglichen. DL-Graphen zeigt hierbei deutlich geringere Ladungsträgerbeweglichkeiten. Bei Messungen im Magnetfeld konnte eine Berry-Phase von 2π beobachtet werden und im Querwiderstand die erwarteten Quanten-Hall-Plateaus.

Im zweiten Teil wurden zwei Doppellagensystemen mit verdrehten Lagen untersucht. Die erste Probe besteht aus einer gefalteten Einzellege mit separat kontaktierten Lagen. Transportmessungen über den gefalteten Teil zeigen zwei Maxima, die sich dem Doppellagen-Teil und dem Einzellegen-Teil zuordnen lassen.

Die zweite Probe besteht aus zwei gemeinsam kontaktierten Lagen, die sich zunächst einmal durch ein einfaches Modell zweier entkoppelter Lagen beschreiben lassen. Hierbei treten zwei Abschirmeffekte auf. Zum Einen wird das elektrische Feld einer angelegten Backgatespannung abgeschirmt, sodass eine Asymmetrie in den Ladungsträgerdichten auftritt. Zum Anderen schirmt die untere Lage die obere gegen Effekte des Substrates ab, was in höheren Mobilitäten und Streuzeiten resultiert. Dass die Lagen, abgesehen von den Abschirmeffekten, nicht völlig unabhängig sind, wird durch die, für verdrehte Lagen erwartete, Reduzierung der Fermigeschwindigkeit deutlich, die in den Experimente beobachtet werden konnte.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedenen Einzel- und Doppellagen-Graphen-Systeme hergestellt und anhand ihrer elektronischen Eigenschaften charakterisiert.

Diese zweidimensionalen Kristalle mit Ausdehnungen von bis zu $35 \mu\text{m}$ in der Ebene wurden mittels mikromechanischem Aufspalten aus natürlichem Graphit hergestellt und auf Silizium-Wafern platziert. Über diese konnte auch, mit einer Schicht isolierenden Siliziumdioxids, durch Anlegen einer Gatespannung die elektrischen Eigenschaften des Graphens verändert werden. Dabei war es möglich, die Ladungsträgerdichte über einen weiten Bereich zu variieren und die Art der Majoritätsladungsträger (Löcher oder Elektronen) einzustellen.

Eine erste Charakterisierung der Proben erfolgte jedoch nicht elektrisch, sondern mit dem Lichtmikroskop. Aufgrund von Interferenzeffekten ist es trotz der geringen Dicke des Graphens von nur einer bzw. zwei Atomlagen möglich, dieses zu lokalisieren und die Lagenzahl abzuschätzen. Als weiteres Werkzeug wird das Rasterkraftmikroskop zur Höhenbestimmung verwendet. Für den Übergang vom Substrat zum Graphen wurden dabei erhöhte und variierende Werte ermittelt. Wird eine monoatomare Stufe am Übergang von Graphen auf Graphen vermessen, so ist die Höhe

von der Orientierung der Lagen zueinander abhängig. Hierbei ergibt sich für Bernalstapelung der aus Graphit bekannte Lagenabstand von 3.35 \AA . Sind die Lagen jedoch in Bezug auf diese Ordnung verdreht, wird eine erhöhte Distanz gemessen.

Zur Vorbereitung für die Transportmessungen wurden mehrstufige Prozesse mittels Elektronenstrahl-Lithographie durchgeführt. So konnten gezielt Bereiche auf der vorher belackten Probe freigelegt werden, die dann mit Sauerstoffplasma geätzt wurden. Mit derselben Methode wurden Bereiche definiert, auf die zur Kontaktierung Chrom und Gold aufgedampft wurden. Die weitere Kontaktierung erfolgte mittels dünnen Golddrähten, wobei diverse Vorsichtsmaßnahmen getroffen werden mussten, um Probe und Substrat hierbei nicht zu beschädigen. Um Rückstände von Lackresten und Lösungsmitteln aus diesen Präparationsschritten sowie andere Adsorbate zu entfernen, wurden zwei Ausheizschritte vorgestellt. Der Erste erfolgte bei hohen Temperaturen von bis zu 350 Grad vor dem Einbau der Probe und ein weiterer Ausheizprozess im Kryostaten, um auch Kontaminationen zu entfernen, die kurz vor dem Einbau aus der Umgebung auf die Probe gelangen. In diesem Kryostaten wurden die Proben anschließend auch bei tiefen Temperaturen von bis unter 1.5 Kelvin und Magnetfeldern bis zu 13 Tesla charakterisiert.

Die erste Hälfte der experimentellen Untersuchungen umfasste den elektrischen Transport in monoatomaren Schichten, Graphen-Einzellagen. Hierbei wurden zuerst grundlegende Messungen wie die Ladungsträgerinduktion über den elektrischen Feldeffekt gezeigt. Unter Einfluss eines Magnetfeldes wurde der halbzahlige Quanten-Hall-Effekt sowie der Shubnikov-de Haas-Effekt beobachtet, aus dem sich die für Einzellagen charakteristische Berrys-Phase von π bestimmen lässt. Des Weiteren wurden externe Einflüsse auf den Transport in EL-Graphen untersucht.

Hierbei wurden zuerst Adsorbate an der Oberfläche von Graphen betrachtet, die sowohl eine Dotierung des Systems bewirkten, als auch eine Veränderung der elektronischen Eigenschaften. Durch gezieltes Ausheizen konnten diese schrittweise entfernt werden. Dieses Reinigen war not-

wendig, um qualitativ hochwertig Proben zu erhalten und andere Effekte genauer studieren zu können.

Eine so ausgeheizte Probe wurde genutzt, um im Bereich kleiner Ladungsträgerdichten am CNP spannungsabhängige Umladungseffekte zu untersuchen. Hierbei zeigte sich, je nach Änderungsrichtung der Backgatespannung, eine signifikante Änderung im maximalen Widerstand. Dieses deutet auf eine Änderung der Restladungsträgerdichte am CNP hin und trat erst ab einer bestimmten Mindestspannung auf.

Die dritte betrachtete Veränderung von Graphen war nicht durch die Umgebung bedingt, sondern wurde mit der Bearbeitung mit dem AFM induziert, wobei eine lokal dotierte Zone entstand. Im Magnetfeld konnte, aufgrund des so entstandenen p-n-Überganges, ein besonderes Verhalten des Transports beobachtet werden. Dieses wurde mit der Polarität des senkrechten Magnetfeldes gerade umschaltet und konnte dann an der gegenüberliegenden Seite der Probe beobachtet werden. Dieser Effekt lässt sich mit entgegengesetzt laufenden Randkanälen erklären.

Aber nicht nur Einzellagen, sondern auch Doppellagen-Graphen wurde untersucht. Um deren Eigenschaften zu untersuchen, wurden zuerst konventionelle, gekoppelte Doppellagen vermessen und mit Einzellagen-Graphen verglichen. Dabei konnten SdH-Oszillationen und der Quanten-Hall-Effekt mit dem für Doppellagen speziellen Eigenschaften beobachtet werden, die bereits gut bekannt sind. Interessanter sind neuartige Doppellagen-Systeme aus verdrehten und somit entkoppelten Einzellagen. Von diesen wurden zwei verschiedene hergestellt und untersucht.

Die erste verdrehte Doppellage besteht aus einer gefalteten Einzellage, bei der die beiden Lagen getrennt kontaktiert wurden. Dadurch war es möglich Anteile aus dem Doppel- und Einzellagenbereichen zuzuordnen.

Eine weitere Probe mit entkoppelten Lagen wurde im parallelen Transport untersucht, d. h. die beiden entkoppelten Lagen gemeinsam kontaktiert. Im Magnetfeld konnten hierbei zwei überlagerte Shubnikov-de

Haas-Oszillationen beobachtet werden, die dem Transport in jeweils einer Lagen zugeordnet wurden. Die Transport in den beiden Lagen zeigte unterschiedliche Eigenschaften. Durch die Abschirmung des elektrischen Feldes des Backgates werden in die obere Lagen sehr viel weniger Ladungsträger induziert als in die untere. Andererseits wird diese stärker durch Störstellen im Substrat beeinflusst, sodass die ermittelten Ladungsträger-Beweglichkeiten und Streuzeiten in der oberen Lage deutlich größer sind. Eine charakteristische Eigenschaft von verdrehten Lagen ist die Reduzierung der Fermigeschwindigkeit. Diese konnte an dieser Probe über die Bestimmung der Zyklotronmasse anhand von temperaturabhängigen Messungen nachgewiesen werden.

Insgesamt wurde gezeigt, dass verschiedene Störungen, z. B. Adsorbate, Umladungseffekte und induzierte Fehlstellen, Einfluss auf den elektronischen Transport in Graphen-Einzellagen haben. Diese große Sensibilität kann auch dazu genutzt werden, mit Graphensensoren eben diese äußeren Einflüsse genau zu studieren. Des Weiteren ergibt sich durch die leichte Zugänglichkeit der Probe an der Oberfläche des Substrates die Möglichkeit, die Eigenschaften des Graphens, wie hier mit dem AFM, gezielt zu verändern. Außer den Einzellagen und den gekoppelten Doppellagen wurden Proben vorgestellt, die aus zwei entkoppelten Einzellagen bestehen. Diese bilden ein System aus zwei, nur wenige Angström voneinander entfernten, zweidimensionalen Systemen. Solche Doppellagen könnten z. B. zu dem theoretisch vorhergesagten [116] Elektron-Loch-Kondensat und somit superfluiden Systemen führen. In jedem Fall bietet dieses System noch viele Möglichkeiten für experimentelle Untersuchungen z. B. von den Wechselwirkungen zwischen Ladungsträgern in den beiden Lagen. Denkbar wären hier Coulomb-Drag-Experimente wie von Kim et al. [70], jedoch ohne die trennenden Oxidschicht und somit mit kleinerem Lagenabstand. Auch der Transport von Ladungsträgern zwischen den Lagen bietet einen Ansatzpunkt für weiterführenden Messungen. Darüber hinaus könnten auch Nanopartikel zwischen solche Lagen gebracht werden. Dabei würden die zwei Lagen als transparente Elektroden dienen, aber gleichzeitig auch als Sensor für Einflüsse aus diesen Partikeln.



Auf den folgenden Seiten sind zu finden:

- Übersicht der Proben und Substrate
- Coulomb-Blockade an einer Engstelle
- Literaturverzeichnis
- Publikationsliste
- Beiträge auf Konferenzen und Workshops
- Lebenslauf
- Danksagung

Übersicht Proben und Substrate

Hier sind die vermessenen Proben und genutzten Substrate aufgelistet.

Probe	Substrat	Typ	Kapitel
SL01	A	Einzellage	4.2
SL02	A	Einzellage	4.3
SL03	A	Einzellage, p-n	4.1,4.4
BL01	C	Doppellage	5.1
BL02	A	Doppellage	5.1
T01	A	Gefaltete Einzellage	5.2
T02	A	Gefaltete Einzellage	5.3

Substrat	Dioxiddicke	Dotierung Si	Anmerkung
A	330 nm	n	meist verwendet
B	285 nm	n	schwache Backgateisolation
C	265 nm	p	Hysterese

Coulomb-Blockade-Messungen

In Probe T01 hatte ein Kontakt (B) einen hohen Widerstand. Die Strom-Spannungs-Kennlinien über diesen Bereich weisen ein nichtlineares Verhalten auf, das mit der Backgatespannung variiert. Abbildung 7.2 zeigt I-U Kennlinien bei unterschiedlichen Backgatespannungen. Ist die an den Kontakten angelegte Spannung U_{SD} zwischen Zuleitung (Source, S) und Ableitung (Drain, D) klein, zeigt sich isolierendes Verhalten, der Stromfluss ist fast null. Die gemessenen Kurven können durch eine Einengung des Graphens an einer Stelle zu einem dünnen Streifen, einem Nanoribbon, erklärt werden. Dieses kann z. B. durch einen Riss geschehen sein, und erklärt den hohen Widerstand. In solchen Nanoribbons kommt es durch die Variation der Breite an bestimmten Stellen zu Bandlücken und somit zu der Formation von Quantenpunkten. Im Transport kann dann Coulomb-Blockade beobachtet werden [117, 118].

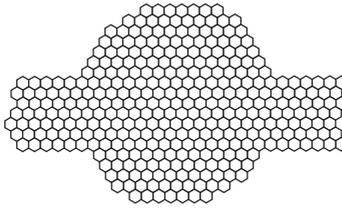


Abbildung 7.1: Schema eines Graphen-Quantenpunktes.

Die hier vorgestellte Probe zeigt genau dieses Verhalten. In Abb. 7.3 ist der S-D-Strom in Abhängigkeit von der Gatespannung und der S-D-Spannung gezeigt. Es bildet sich das typische Rautenmuster aus. Hierbei ist nur eines zu erkennen und nicht die Überlagerung der Beiträge von mehreren Quantenpunkten. Aus der Größe dieser Rauten lassen sich die charakteristischen Parameter bestimmen [119]. Die Ladeenergie ist hierbei $E_L = e\Delta U_{SD} = 87.5 \text{ meV}$. Daraus folgt die Gesamtkapazität des Systems $C_\Sigma = e^2/E_L = 1.8 \cdot 10^{-18} \text{ F}$. Die Kapazität zum Backgate beträgt: $C_G = e/\Delta U_{BG} = e/65 \text{ V} \approx 2.5 \cdot 10^{-21} \text{ F}$.

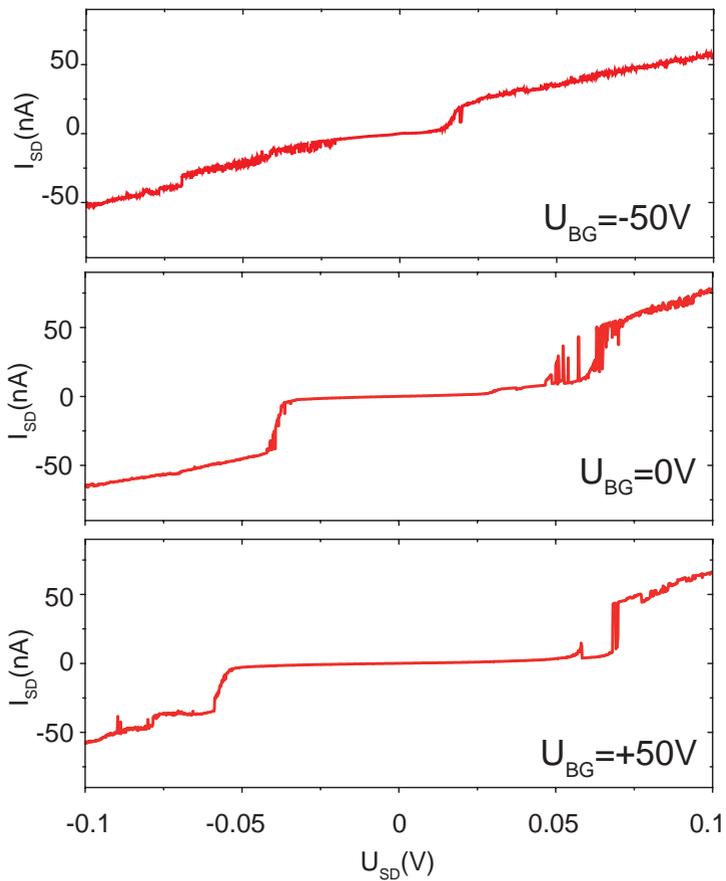


Abbildung 7.2:

I-U Kennlinien für verschiedene Backgatespannungen. Die Messungen wurden bei $B=0$ T und $T=1.5$ K durchgeführt.

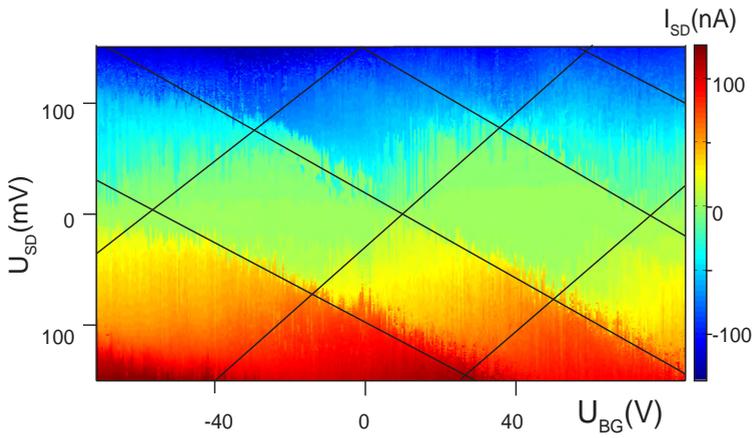


Abbildung 7.3: Coulomb-Diamanten im Nanoribbon

Literaturverzeichnis

- [1] C. Allègre, G. Manhès und É. Lewin, *Chemical composition of the Earth and the volatility control on planetary genetics*, Earth and Planetary Science Letters **185**, 49 (2001). 17
- [2] W. F. McDonough, *The Composition of the earth, chapter 1*, International Geophysics: Earthquake Thermodynamics and Phase Transformation in the Earth's Interior **76**, (2001). 17
- [3] A. Zeeck, S. Fischer, S. Grond und I. Papastavrou, *Chemie für Mediziner* (Urban&Fischer, 5. Auflage, 2003). 17
- [4] H. Boehm, R. Setton und E. Stumpp, *Report: Nomenclature and terminology of graphite intercalation compounds (IUPAC Recommendations 1994)*, Pure and Applied Chemistry **66**, 1893 (1994). 17
- [5] A. K. Geim und K. S. Novoselov, *The rise of graphene*, Nature Materials **6**, 183 (2007). 17, 35
- [6] A. K. Geim, *Graphene: Status and Prospects*, Science **324**, 1530 (2009). 17
- [7] D. R. Cooper, B. D'Anjou, N. Ghattamaneni, B. Harack, M. Hilke, A. Horth, N. Majlis, M. Massicotte, L. Vandsburger, E. Whiteway und V. Yu, *Experimental review of graphene*, arxiv.org 1110.6557 (2011). 17
- [8] A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres, K. S. Novoselov und A. K. Geim, *The electronic properties of graphene*, Reviews of Modern Physics **81**, 109 (2009). 17, 26

- [9] R. E. Peilers, *Bemerkungen über Umwandlungstemperaturen*, Helvetica Physica Acta **7**, 81 . 18
- [10] L. Landau, Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion **11**, 26 (1937). 18
- [11] N. D. Mermin, *Crystalline Order in Two Dimensions*, Physical Review **176**, 250 (1968). 18
- [12] 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**, 666 (2004). 18, 38, 52
- [13] "The Nobel Prize in Physics 2010". Nobelprize.org, 20 Nov 2011 http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2010/. 18
- [14] P. H. Lv, G.-F. Wang, Y. Wan, J. Liu, Q. Liu und F.-C. Ma, *Bibliometric trend analysis on global graphene research*, Scientometrics **88**, 399 (2011). 18, 19
- [15] J. R. Williams, L. DiCarlo und C. M. Marcus, *Quantum Hall Effect in a Gate-Controlled p-n Junction of Graphene*, Science **317**, 638 (2007). 19, 36, 111
- [16] B. Özyilmaz, P. Jarillo-Herrero, D. Efetov, D. A. Abanin, L. S. Levitov und P. Kim, *Electronic Transport and Quantum Hall Effect in Bipolar Graphene p-n-p Junctions*, Physical Review Letters **99**, 166804 (2007). 19, 111, 116
- [17] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, M. I. Katsnelson, I. V. Grigorieva, S. V. Dubonos und A. A. Firsov, *Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene*, Nature **438**, 197 (2005). 19, 35, 139
- [18] 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 (2005). 19, 40, 42, 44

- [19] K. S. Novoselov, E. McCann, 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 (2006). 19, 44
- [20] M. Y. Han, B. Özyilmaz, Y. Zhang und P. Kim, *Energy Band-Gap Engineering of Graphene Nanoribbons*, Physical Review Letters **98**, 206805 (2007). 19, 32
- [21] C. Stampfer, J. Guttinger, F. Molitor, D. Graf, T. Ihn und K. Enslin, *Tunable Coulomb blockade in nanostructured graphene*, Applied Physics Letters **92**, 012102 (2008). 19
- [22] Private Kommunikation mit Dmitri Smirnov, LUH . 19
- [23] 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 (2008). 19, 31
- [24] H. Schmidt, T. Lüdtkke, P. Barthold, E. McCann, V. I. Fal'ko und R. J. Haug, *Tunable graphene system with two decoupled monolayers*, Applied Physics Letters **93**, 172108 (2008). 19, 34, 37
- [25] H. Schmidt, T. Lüdtkke, P. Barthold und R. Haug, *Temperature dependent measurements on two decoupled graphene monolayers*, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures **42**, 699 (2010). 19, 34
- [26] H. Schmidt, T. Lüdtkke, P. Barthold und R. J. Haug, *Mobilities and scattering times in decoupled graphene monolayers*, Physical Review B **81**, 121403 (2010). 19, 34, 142
- [27] Y.-M. Lin, C. Dimitrakopoulos, K. A. Jenkins, D. B. Farmer, H.-Y. Chiu, A. Grill und P. Avouris, *100-GHz Transistors from Wafer-Scale Epitaxial Graphene*, Science **327**, 662 (2010). 20
- [28] Y.-M. Lin, A. Valdes-Garcia, S.-J. Han, D. B. Farmer, I. Meric, Y. Sun, Y. Wu, C. Dimitrakopoulos, A. Grill, P. Avouris und

- K. A. Jenkins, *Wafer-Scale Graphene Integrated Circuit*, Science **332**, 1294 (2011). 20
- [29] H. Wang, D. Nezich, J. Kong und T. Palacios, *Graphene Frequency Multipliers*, Electron Device Letters, IEEE **30**, 547 (2009). 20
- [30] F. Schedin, A. K. Geim, S. V. Morozov, E. W. Hill, P. Blake, M. I. Katsnelson und K. S. Novoselov, *Detection of individual gas molecules adsorbed on graphene*, Nature Materials **6**, 652 (2007). 20, 40, 89, 94
- [31] E. Hill, A. Vijayaraghavan und K. Novoselov, *Graphene Sensors*, Sensors Journal, IEEE **11**, 3161 (2011). 20
- [32] S. Bae, H. Kim, Y. Lee, X. Xu, J.-S. Park, Y. Zheng, J. Balakrishnan, T. Lei, H. R. Kim, Y. I. Song, Y.-J. Kim, K. S. Kim, B. Özyilmaz, J.-H. Ahn, B. H. Hong und S. Iijima, *Roll-to-roll production of 30-inch graphene films for transparent electrodes*, Nature Nanotechnology **5**, 574 (2010). 20, 52
- [33] A. Tzalenchuk, S. Lara-Avila, A. Kalaboukhov, S. Paolillo, M. Syväjärvi, R. Yakimova, O. Kazakova, T. J. B. M. Janssen, V. Fal'ko und S. Kubatkin, *Towards a quantum resistance standard based on epitaxial graphene*, Nature Nanotechnology **5**, 186 (2010). 20
- [34] R. Saito, G. Dresselhaus und M. S. Dresselhaus, *Physical Properties of Carbon Nanotubes, Kapitel 1.2: Hybridization in A Carbon Atom*, (1998). 24
- [35] E. Gaite, M. Leal und E. Santos, *Study of interplanar binding in graphite by extended Thomas-Fermi theory*, Physical Review B **31**, 8226 (1985). 24
- [36] R. Zacharia, H. Ulbricht und T. Hertel, *Interlayer cohesive energy of graphite from thermal desorption of polyaromatic hydrocarbons*, Physical Review B **69**, 155406 (2004). 24

- [37] J. C. Slonczewski und P. R. Weiss, *Band Structure of Graphite*, Physical Review **109**, 272 (1958). 25
- [38] P. R. Wallace, *The Band Theory of Graphite*, Physical Review **71**, 622 (1947). 26
- [39] L. Spanu, S. Sorella und G. Galli, *Nature and Strength of Interlayer Binding in Graphite*, Physical Review Letters **103**, 196401 (2009). 26, 30
- [40] D. C. Elias, R. V. Gorbachev, A. S. Mayorov, S. V. Morozov, A. A. Zhukov, P. Blake, L. A. Ponomarenko, I. V. Grigorieva, K. S. Novoselov, F. Guinea und A. K. Geim, *Dirac cones reshaped by interaction effects in suspended graphene*, Nature Physics **7**, 701 (2011). 28
- [41] M. V. Berry, *Quantal Phase Factors Accompanying Adiabatic Changes*, Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences **392**, 45 (1984). 29
- [42] D. Rohrllich, *Berry's phase*, arXiv.org 0708.3749 (2007). 29
- [43] E. McCann und V. I. Fal'ko, *Landau-Level Degeneracy and Quantum Hall Effect in a Graphite Bilayer*, Physical Review Letters **96**, 086805 (2006). 31, 44
- [44] D. K. Efetov, P. Maher, S. Glinskis und P. Kim, *Multiband transport in bilayer graphene at high carrier densities*, Physical Review B **84**, 161412 (2011). 31
- [45] H. Min, B. Sahu, S. K. Banerjee und A. H. MacDonald, *Ab initio theory of gate induced gaps in graphene bilayers*, Physical Review B **75**, 155115 (2007). 31
- [46] E. McCann, *Asymmetry gap in the electronic band structure of bilayer graphene*, Physical Review B **74**, 161403 (2006). 31
- [47] T. Ohta, A. Bostwick, T. Seyller, K. Horn und E. Rotenberg, *Controlling the Electronic Structure of Bilayer Graphene*, Science **313**, 951 (2006). 31

- [48] E. V. Castro, K. S. Novoselov, S. V. Morozov, N. M. R. Peres, J. M. B. L. dos Santos, J. Nilsson, F. Guinea, A. K. Geim und A. H. C. Neto, *Biased Bilayer Graphene: Semiconductor with a Gap Tunable by the Electric Field Effect*, Physical Review Letters **99**, 216802 (2007). 31
- [49] Y. Zhang, T.-T. Tang, C. Girit, Z. Hao, M. C. Martin, A. Zettl, M. F. Crommie, Y. R. Shen und F. Wang, *Direct observation of a widely tunable bandgap in bilayer graphene*, Nature **459**, 820 (2009). 31
- [50] J. Hass, F. Varchon, J. E. Millán-Otoya, M. Sprinkle, N. Sharma, W. A. de Heer, C. Berger, P. N. First, L. Magaud und E. H. Conrad, *Why Multilayer Graphene on 4H-SiC(000 $\bar{1}$) Behaves Like a Single Sheet of Graphene*, Physical Review Letters **100**, 125504 (2008). 33
- [51] D. S. Lee, C. Riedl, T. Beringer, A. H. Castro Neto, K. von Klitzing, U. Starke und J. H. Smet, *Quantum Hall Effect in Twisted Bilayer Graphene*, Physical Review Letters **107**, 216602 (2011). 33, 34, 132
- [52] A. Luican, G. Li, A. Reina, J. Kong, R. R. Nair, K. S. Novoselov, A. K. Geim und E. Y. Andrei, *Single-Layer Behavior and Its Breakdown in Twisted Graphene Layers*, Physical Review Letters **106**, 126802 (2011). 33, 34, 149
- [53] A. Sagar, E. J. H. Lee, K. Balasubramanian, M. Burghard und K. Kern, *Effect of Stacking Order on the Electric-Field Induced Carrier Modulation in Graphene Bilayers*, Nano Letters **9**, 3124 (2009). 33
- [54] J. D. Sanchez-Yamagishi, T. Taychatanapat, K. Watanabe, T. Taniguchi, A. Yacoby und P. Jarillo-Herrero, *Quantum Hall Effect, Screening and Layer-Polarized Insulating States in Twisted Bilayer Graphene*, arXiv.org 1110.4628 (2011). 33, 34, 37, 132

- [55] P. Poncharal, A. Ayari, T. Michel und J.-L. Sauvajol, *Raman spectra of misoriented bilayer graphene*, Physical Review B **78**, 113407 (2008). 34
- [56] G. Li, A. Luican und E. Y. Andrei, *Scanning Tunneling Spectroscopy of Graphene on Graphite*, Physical Review Letters **102**, 176804 (2009). 34
- [57] G. Li, A. Luican, J. M. B. Lopes dos Santos, A. H. Castro Neto, A. Reina, J. Kong und E. Y. Andrei, *Observation of Van Hove singularities in twisted graphene layers*, Nature Physics **6**, 109 (2010). 34
- [58] R. Bistritzer und A. H. MacDonald, *Moiré bands in twisted double-layer graphene*, Proceedings of the National Academy of Sciences (2011). 34
- [59] T. Lüdtke, *Entkoppelte Graphen-Einzel-Lagen: p-n-Übergänge, Quanteninterferenzen und Nichtlinearitäten*, Dissertation (2011). 34
- [60] T. Lüdtke, H. Schmidt, P. Barthold und R. Haug, *Local gating of decoupled graphene monolayers*, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures **42**, 695 (2010). 34
- [61] S. Shallcross, S. Sharma und O. A. Pankratov, *Quantum Interference at the Twist Boundary in Graphene*, Physical Review Letters **101**, 056803 (2008). 34
- [62] E. Suárez Morell, P. Vargas, L. Chico und L. Brey, *Charge redistribution and interlayer coupling in twisted bilayer graphene under electric fields*, Physical Review B **84**, 195421 (2011). 34
- [63] J. M. B. Lopes dos Santos, N. M. R. Peres und A. H. Castro Neto, *Graphene Bilayer with a Twist: Electronic Structure*, Physical Review Letters **99**, 256802 (2007). 34, 149
- [64] S. Shallcross, S. Sharma, E. Kandelaki und O. A. Pankratov, *Electronic structure of turbostratic graphene*, Physical Review B **81**, 165105 (2010). 34

- [65] J. Berashevich und T. Chakraborty, *Interlayer repulsion and decoupling effects in stacked turbostratic graphene flakes*, Physical Review B **84**, 033403 (2011). 34, 60
- [66] J. Martin, N. Akerman, G. Ulbricht, T. Lohmann, J. H. Smet, K. von Klitzing und A. Yacoby, *Observation of electron-hole puddles in graphene using a scanning single-electron transistor*, Nature Physics **4**, 144 (2008). 35, 103, 123
- [67] 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 (2008). 35, 40
- [68] Y.-W. Tan, Y. Zhang, K. Bolotin, Y. Zhao, S. Adam, E. H. Hwang, S. Das Sarma, H. L. Stormer und P. Kim, *Measurement of Scattering Rate and Minimum Conductivity in Graphene*, Physical Review Letters **99**, 246803 (2007). 35
- [69] J. Xia, F. Chen, J. Li und N. Tao, *Measurement of the quantum capacitance of graphene*, Nature Nanotechnology **4**, 505 (2009). 35
- [70] S. Kim, I. Jo, J. Nah, Z. Yao, S. K. Banerjee und E. Tutuc, *Coulomb drag of massless fermions in graphene*, Physical Review B **83**, 161401 (2011). 37, 156
- [71] 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*, Physical Review Letters **100**, 016602 (2008). 38, 123, 126, 134, 150
- [72] X. Hong, K. Zou und J. Zhu, *Quantum scattering time and its implications on scattering sources in graphene*, Physical Review B **80**, 241415 (2009). 38, 40, 42, 103
- [73] E. H. Hwang und S. Das Sarma, *Single-particle relaxation time versus transport scattering time in a two-dimensional graphene layer*, Physical Review B **77**, 195412 (2008). 38

- [74] T. Feil, *Magnetotransportuntersuchungen an zweidimensionalen Systemen im ballistischen Regime*, Dissertation (2008). 40
- [75] T. Ihn, *Semiconductor Nanostructures: Quantum States and Electronic Transport* (Oxford University Press, 2010). 41, 130
- [76] K. v. Klitzing, G. Dorda und M. Pepper, *New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance*, Physical Review Letters **45**, 494 (1980). 41
- [77] L. Shubnikov und W. de Haas, Leiden Communication **207a**, (1930). 41
- [78] A. B. Fowler, F. F. Fang, W. E. Howard und P. J. Stiles, *Magneto-Oscillatory Conductance in Silicon Surfaces*, Physical Review Letters **16**, 901 (1966). 41
- [79] S. G. Sharapov, V. P. Gusynin und H. Beck, *Magnetic oscillations in planar systems with the Dirac-like spectrum of quasiparticle excitations*, Physical Review B **69**, 075104 (2004). 42
- [80] V. P. Gusynin und S. G. Sharapov, *Magnetic oscillations in planar systems with the Dirac-like spectrum of quasiparticle excitations. II. Transport properties*, Physical Review B **71**, 125124 (2005). 42
- [81] K. S. Novoselov, Z. Jiang, Y. Zhang, S. V. Morozov, H. L. Stormer, U. Zeitler, J. C. Maan, G. S. Boebinger, P. Kim und A. K. Geim, *Room-Temperature Quantum Hall Effect in Graphene*, Science **315**, 1379 (2007). 43, 86
- [82] X. Du, I. Skachko, F. Duerr, A. Luican und E. Y. Andrei, *Fractional quantum Hall effect and insulating phase of Dirac electrons in graphene*, Nature **462**, 192 (2009). 43
- [83] K. I. Bolotin, F. Ghahari, M. D. Shulman, H. L. Stormer und P. Kim, *Observation of the fractional quantum Hall effect in graphene*, Nature **462**, 196 (2009). 43

- [84] V. P. Gusynin und S. G. Sharapov, *Unconventional Integer Quantum Hall Effect in Graphene*, Physical Review Letters **95**, 146801 (2005). 44
- [85] P. Barthold, *Strukturierungsverfahren und elektrische Transporteigenschaften von Graphen*, Dissertation (2011). 49, 60
- [86] P. Barthold, T. Lüdtkke, H. Schmidt und R. J. Haug, *Low-temperature hysteresis in the field effect of bilayer graphene*, New Journal of Physics **13**, 043020 (2011). 49, 89, 97
- [87] C. Berger, Z. Song, T. Li, X. Li, A. Y. Ogbazghi, R. Feng, Z. Dai, A. N. M., E. H. Conrad, P. N. First und W. A. de Heer, *Ultra-thin Epitaxial Graphite: 2D Electron Gas Properties and a Route toward Graphene-based Nanoelectronics*, The Journal of Physical Chemistry B **108**, 19912 (2004). 52
- [88] C. Berger, Z. Song, X. Li, X. Wu, N. Brown, C. Naud, D. Mayou, T. Li, J. Hass, A. N. Marchenkov, E. H. Conrad, P. N. First und W. A. de Heer, *Electronic Confinement and Coherence in Patterned Epitaxial Graphene*, Science **312**, 1191 (2006). 52
- [89] Q. Yu, J. Lian, S. Siriponglert, H. Li, Y. P. Chen und S.-S. Pei, *Graphene segregated on Ni surfaces and transferred to insulators*, Applied Physics Letters **93**, 113103 (2008). 52
- [90] A. Reina, X. Jia, J. Ho, D. Nezich, H. Son, V. Bulovic, M. S. Dresselhaus und J. Kong, *Large Area, Few-Layer Graphene Films on Arbitrary Substrates by Chemical Vapor Deposition*, Nano Letters **9**, 30 (2009). 52
- [91] NGS Naturgraphit GmbH, Winner Str.9, D-91227 Leinburg, Germany, www.graphit.de . 52
- [92] 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*, Physical Review Letters **97**, 187401 (2006). 54

- [93] J. Henrie, S. Kellis, S. Schultz und A. Hawkins, *Electronic color charts for dielectric films on silicon*, Optics Express **12**, 1464 (2004). 54
- [94] R. R. Nair, P. Blake, A. N. Grigorenko, K. S. Novoselov, T. J. Booth, T. Stauber, N. M. R. Peres und A. K. Geim, *Fine Structure Constant Defines Visual Transparency of Graphene*, Science **320**, 1308 (2008). 56
- [95] P. Blake, E. W. Hill, A. H. C. Neto, K. S. Novoselov, D. Jiang, R. Yang, T. J. Booth und A. K. Geim, *Making graphene visible*, Applied Physics Letters **91**, 063124 (2007). 56
- [96] 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 (2009). 56
- [97] L. Freise, *Herstellung und Charakterisierung von Multilagen-Graphenstrukturen*, Studienarbeit (2011). 57
- [98] K. S. Novoselov, D. Jiang, F. Schedin, T. J. Booth, V. V. Khotkevich, S. V. Morozov und A. K. Geim, *Two-dimensional atomic crystals*, PNAS **102**, 10451 (2005). 59
- [99] A. N. Sidorov, M. M. Yazdanpanah, R. Jalilian, P. J. Ouseph, R. W. Cohn und G. U. Sumanasekera, *Electrostatic deposition of graphene*, Nanotechnology **18**, 135301 (2007). 59
- [100] A. Opitz, M. Scherge, S. I.-U. Ahmed und J. A. Schaefer, *A comparative investigation of thickness measurements of ultra-thin water films by scanning probe techniques*, Journal of Applied Physics **101**, 064310 (2007). 59
- [101] J. Rode, *Untersuchung und Strukturierung von Graphenschichten mit dem Rasterkraftmikroskop*, Bachelorarbeit (2011). 60
- [102] B. Guo, Q. Liu, E. Chen, H. Zhu, L. Fang und J. R. Gong, *Controllable N-Doping of Graphene*, Nano Letters **10**, 4975 (2010). 74, 108

- [103] H. Liu, Y. Liu und D. Zhu, *Chemical doping of graphene*, Journal of Materials Chemistry **21**, 3335 (2011). 89
- [104] O. Leenaerts, B. Partoens und F. M. Peeters, *Adsorption of H_2O , NH_3 , CO , NO_2 , and NO on graphene: A first-principles study*, Physical Review B **77**, 125416 (2008). 89
- [105] J. G. Checkelsky, L. Li und N. P. Ong, *Zero-Energy State in Graphene in a High Magnetic Field*, Physical Review Letters **100**, 206801 (2008). 100
- [106] R. J. Haug, *Edge-state transport and its experimental consequences in high magnetic fields*, Semiconductor Science and Technology **8**, 131 (1993). 111
- [107] D. A. Abanin und L. S. Levitov, *Quantized Transport in Graphene p - n Junctions in a Magnetic Field*, Science **317**, 641 (2007). 111
- [108] T. Lohmann, K. von Klitzing und J. H. Smet, *Four-Terminal Magneto-Transport in Graphene p - n Junctions Created by Spatially Selective Doping*, Nano Letters **9**, 1973 (2009). 111
- [109] Y.-W. Tan, Y. Zhang, H. Stormer und P. Kim, *Temperature dependent electron transport in graphene*, The European Physical Journal Special Topics **148**, 15 (2007). 123
- [110] K. I. Bolotin, K. J. Sikes, J. Hone, H. L. Stormer und P. Kim, *Temperature-Dependent Transport in Suspended Graphene*, Physical Review Letters **101**, 096802 (2008). 124, 145
- [111] D. Rainis, F. Taddei, M. Polini, G. León, F. Guinea und V. I. Fal'ko, *Gauge fields and interferometry in folded graphene*, Physical Review B **83**, 165403 (2011). 128, 135
- [112] K. Bolotin, K. Sikes, Z. Jiang, M. Klima, G. Fudenberg, J. Hone, P. Kim und H. Stormer, *Ultrahigh electron mobility in suspended graphene*, Solid State Communications **146**, 351 (2008). 145

- [113] R. C. Dean, A. F. Young, I. Meric, C. Lee, L. Wang, S. Sorgenfrei, K. Watanabe, T. Taniguchi, P. Kim, K. L. Shepard und J. Hone, *Boron nitride substrates for high-quality graphene electronics*, Nature Nanotechnology **5**, 722 (2010). 145
- [114] W. A. de Heer, C. Berger, X. Wu, P. N. First, E. H. Conrad, X. Li, T. Li, M. Sprinkle, J. Hass, M. L. Sadowski, M. Potemski und G. Martinez, *Epitaxial graphene*, Solid State Communications **143**, 92 (2007). 149
- [115] Z. Ni, Y. Wang, T. Yu, Y. You und Z. Shen, *Reduction of Fermi velocity in folded graphene observed by resonance Raman spectroscopy*, Physical Review B **77**, 235403 (2008). 149
- [116] H. Min, R. Bistritzer, J.-J. Su und A. H. MacDonald, *Room-temperature superfluidity in graphene bilayers*, Physical Review B **78**, 121401 (2008). 156
- [117] X. Liu, J. B. Oostinga, A. F. Morpurgo und L. M. K. Vandersypen, *Electrostatic confinement of electrons in graphene nanoribbons*, Physical Review B **80**, 121407 (2009). 161
- [118] F. Sols, F. Guinea und A. H. C. Neto, *Coulomb Blockade in Graphene Nanoribbons*, Physical Review Letters **99**, 166803 (2007). 161
- [119] M. C. Rogge, *Einzel-, Doppel- und Dreifachquantenpunkte im Transport*, Dissertation (2008). 161

Publikationen

Teile dieser Arbeit sind erschienen in:

- H. Schmidt, T. Lüdtkke, P. Barthold, E. McCann, V. I. Fal'ko und R. J. Haug,
Tunable Graphene System with Two Decoupled Monolayers,
Applied Physics Letters **93**, 172108 (2008)
- H. Schmidt, T. Lüdtkke, P. Barthold und R. J. Haug,
Temperature Dependent Measurements on Two Decoupled Graphene Monolayers,
Physica E **42**, 699 (2010)
- H. Schmidt, T. Lüdtkke, P. Barthold und R. J. Haug,
Mobilities and Scattering Times in Decoupled Graphene Monolayers,
Physical Review B **81**, 121403(R) (2010)
- H. Schmidt, T. Lüdtkke, P. Barthold und R. J. Haug,
Transport Measurements on Twisted Graphene Monolayers,
AIP Conf. Proc. **1399**, 753 (2011)

Andere Veröffentlichungen

- P. Barthold, T. Lüdtke, H. Schmidt und R. J. Haug,
Low-temperature hysteresis in the field effect of bilayer graphene,
New Journal of Physics **13**, 043020 (2011)
- M. Salman, F. Gouider, H. Schmidt, Yu. B. Vasilyev, R. J. Haug
und G. Nachtwei,
*Terahertz photoresponse dependence on magnetic and electric fields
in graphene-based devices,*
Physica Status Solidi C **1** (2011)
- T. Lüdtke, H. Schmidt, P. Barthold und R. J. Haug,
Local gating of decoupled graphene monolayers,
Physica E **42**, 695 (2010)

Beiträge auf Konferenzen und Workshops

International

- EP2DS 2011, Tallahassee, U.S.A. (Poster)
- Grapheneweek 2011, Obergurgel, Österreich (Poster)
- NTH Winterschool 2011, Bad Hofgastein, Österreich (Vortrag)
- ICPS 2010, Seoul, Korea (Vortrag)
- EP2DS 2009, in Kobe, Japan (Poster)
- Mauterndorf 2008, Österreich (Poster)

National

- DFG Schwerpunktprogramm 1459 Graphene: 1.Workshop 2011 (Vortrag)
- NTH Herbst-Workshop 2011 (Vortrag)
- Niedersächsischer Festkörpertag 2010 (Vortrag)
- Frühjahrstagung der deutschen Physikalischen Gesellschaft, Sektion Kondensierte Materie: 2008 (Poster), 2009 (Vortrag), 2010 (Vortrag), 2011 (Vortrag)
- NTH Meeting Hameln 2010 (Poster)
- 457th Wilhelm and Else Heraeus Seminar 2010, (Poster)
- Nanoday Hannover 2008, 2009, 2010, 2011 (Poster)

Lebenslauf

Henrik Schmidt, geboren am 16. April 1982 in Celle

- seit 06/2008 Vorbereitung der Dissertation und wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Festkörperphysik der Leibniz Universität Hannover (LUH)
- 05/2008 Diplom im Studiengang Physik, Studienrichtung technische Physik
- 2006 Auslandssemester an der Universität von Kopenhagen
- 2002-2008 Studium der Physik an der LUH
- 2001-2002 Zivildienst beim Deutschen Roten Kreuz in Lehrte
- 1995-2001 Gymnasium Burgdorf
- 1992-1995 Deutsche Höhere Privatschule Windhoek, Namibia
- 1988-1992 Grundschule Otze

Universitäres Engagement

- 2011 Gewähltes stellvertretendes Mitglied des Fakultätsrates
- 2009-2011 Gewähltes stellvertretendes Mitglied der Studienkommission Mathematik und Physik
- 2007-2010 Betreuung ausländischer Studierender im Rahmen des Study-Buddy-Programmes
- 2008-2009 Sportsobmann des Instituts für Festkörperphysik Abteilung Nanostrukturen

Danksagung

Abschliessend möchte ich an dieser Stelle allen danken, die mich direkt oder indirekt dabei unterstützt haben, diese Arbeit fertigzustellen.

Mein besonderer Dank gilt hierbei meinem Doktorvater Professor Dr. Rolf J. Haug für die exzellente Betreuung und die Möglichkeit, mich mit einem solch spannenden und aktuellen Thema zu befassen.

Professor Dr. Georg Nachtwei danke ich für die freundliche Übernahme des Korreferats.

Danken möchte ich auch allen, die sich mit mir mit dem Thema Graphen befasst haben, meinen Vorgängern Thomas Lüttke und Patrick Barthold, von denen ich viel gelernt habe, meinen Nachfolgern Alexander Heine, Dmitri Smirnov, Johannes Rode und Christopher 'Toffa' Belke, denen ich hoffentlich etwas zeigen konnte und mit denen die Arbeit wirklich Spaß gemacht hat. Und natürlich auch Majdi Salman aus Braunschweig für die gute und interessante Zusammenarbeit.

Vielen Dank auch an Dr. Frank Hohls für die immer kompetente Hilfe. Besonders hilfreich waren auch Ronny Hüther, Klara Tetzlaff und Yvonne Griep, die unentbehrlich für das Funktionieren des Institutes sind.

Besonders danken möchte ich auch Hauke Horn für die super Atmosphäre im Büro, anregende Diskussionen und wilde Feiern.

Fabian Berski für selbiges und dafür, dass er in der Endphase dieses Textes nachts um 3 vorbeigekommen ist, um mir ein paar aufbauende Worte zu sagen.

Ingmar Neuman, unserem Mann in Barcelona.

Dr. Georg Müller, auch für das Verständnis dafür, dass ich nicht zu seiner Hochzeit gekommen bin.

My friend Nandhavel Sethubalasubramanian for his always good mood.

The englishmen Dr. P. Eldridge and Dr. D. English for Partytomato.

Den Urgesteinen, Dr. Jörg Michael Meyer und Dr. Max Rogge, für anregende Diskussionen.

Lina, insbesondere fürs Buchen der Hotels und die gute Stimmung.

Dem gesamten Bachelorraum mit Carsten H. H. Schulte, Ramin Dabashi, Hendrik Kuhn, Julia Wiegand, PetriSSa 'Issi' Zell, Katharina-Sophie Isleif und Toffa (an letzteren noch einen expliziten Dank für die guten Parties).

Des weiteren danke ich allen aktuellen und ehemaligen Nanos, die ich kennenlernen durfte, darunter Prof. Michael Oestreich, Alexei B., Jens, Daniel, Monika, Stefan, Niels, Aida, JG, Christian, Lukas, Olli, Finja, Priv. Doz. Hans-Werner, Tammo, Dr. Steffi, Cay, Phillip, Alex, Stefan, Theo, Fritz.

Besonders möchte ich auch bei einer Reihen von Nicht-Physikern danken:

Zuallererst meiner Familie, Gerd, Gundel, Gerrit und Mattis (insbesondere für technischen Support), für die große Unterstützung.

Allen Leuten, die mich so hervorragend von der Arbeit abgelenkt haben, insbesondere Kai H. (2x), Patrick W. und Thies K.

Den beiden Korrektorinnen Anne N. und Jana P., auch besonders für die moralische Unterstützung in der Endphase der Arbeit.

Karo (es tut mir leid, das ich nicht zu deinem 30. kommen konnte) , Zändi, Sara, Julia K., Julia G., Rike und allen, die ich vergessen habe.

Desweiteren danke ich Rattan und Phoola Dhar, Jens und Yohanna Bergmann sowie auch besonders Brian Stewart für die Gastfreundschaft.

Wissenschaft ist das ultimative Spiel für Erwachsene. Es befriedigt die Neugierde. Man geht morgens zur Arbeit, um partout etwas herauszufinden. An der Universität können wir Wissenschaftler tun, was wir wollen, das ist die akademische Freiheit. Wir können sogar täglich 14 Stunden arbeiten, inklusive der Wochenenden. Nur meine Frau und die Kinder sind dann vielleicht mal sauer auf mich.

Daniel Shechtman, Nobelpreisträger 2011
(Zeit Magazin vom 08.12.2011)