

Kontrolle von induzierter Spin-Bahn-Kopplung in Graphen/TMDC-Heterostrukturen



**Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
der Fakultät für Physik
der Universität Regensburg**

vorgelegt von
Tobias Rockinger
aus
Landau a. d. Isar

im Jahr
2025

Promotionsgesuch eingereicht am: 26.05.2025

Die Arbeit wurde angeleitet von: PD Dr. Jonathan Eroms

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	7
2. Wichtige 2D-Materialien und ihre Eigenschaften	11
2.1. Graphen	11
2.1.1. Kristallstruktur von Monolagen-Graphen	11
2.1.2. Bandstruktur von Monolagen-Graphen	14
2.1.3. Relativistische Betrachtung der Bandstruktur	15
2.1.4. Kristallstruktur von Bilagen-Graphen	16
2.1.5. Bandstruktur von Bilagen-Graphen	16
2.2. Hexagonales Bornitrid	18
2.2.1. Kristallstruktur von hBN	18
2.2.2. Bandstruktur von hBN	20
2.3. Übergangsmetall-Dichalkogenide	21
2.3.1. Kristallstruktur von TMDCs	21
2.3.2. Bandstruktur von TMDCs	23
3. Theoretische Grundlagen zum Quantentransport in Graphen	25
3.1. Elektrischer Transport ohne äußerem Magnetfeld	25
3.1.1. Elektrischer Transport in Graphen	25
3.1.2. Der elektrische Feldeffekt in Graphen	25
3.1.3. Transportregime in Graphen	29
3.1.4. Der Diffusionskoeffizient	30
3.2. Elektrischer Transport mit äußerem Magnetfeld	32
3.2.1. Klassischer Magnetotransport und Hall-Effekt	32
3.2.2. Quanten-Hall-Effekt in gewöhnlichen Halbleitern	34
3.2.3. Quanten-Hall-Effekt in Graphen	37
3.3. Interferenzeffekte	38
3.3.1. Interferenz von Ladungsträgern	39
3.3.2. Phasenkohärenz	40
3.3.3. Schwache Lokalisierung	41
3.3.4. Schwache Lokalisierung und Antilokalisierung in ML-G . .	43
3.3.5. Universale Leitwertfluktuationen und Autokorrelationsfunktion in Graphen	47

4. Spin-Bahn-Kopplung	51
4.1. Spin-Bahn-Kopplung in Monolagen-Graphen	51
4.2. Spin-Bahn-Kopplung in Graphen auf TMDCs	53
4.2.1. Monolagen-Graphen auf TMDCs	53
4.2.2. Bilagen-Graphen auf TMDCs	57
4.3. Nachweis von Spin-Bahn-Kopplung	59
4.3.1. Schwebung in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen	59
4.3.2. Schwache Antilokalisierung (SOC)	63
4.4. Die Stärke der Spin-Bahn-Wechselwirkung	67
4.4.1. Die Wahl des TMDCs	67
4.4.2. Dicke des TMDCs	68
4.4.3. Drehwinkel zwischen Graphen und TMDCs	69
4.4.4. Zwischenlagenabstand von TMDCs auf ML-G	73
5. Probenherstellung	75
5.1. Vorbereitung der Probensubstrate	75
5.2. Herstellung der Flocken	75
5.2.1. Herstellung von Monolagen- und Bilagen-Graphen	75
5.2.2. Herstellung dünner hBN-Flocken	76
5.2.3. Herstellung dünner TMDC-Flocken	76
5.3. Bildung von Heterostrukturen	78
5.3.1. Aufbau und Vorbereitung	78
5.3.2. Transfer	78
5.3.3. Einstellung und Bestimmung der Kristallorientierung	80
5.4. Behandlung von Heterostrukturen mit AFM im Kontaktmodus	85
5.5. Herstellung von Hallbar-Strukturen	85
5.6. Bildung der elektrischen Kontakte	86
5.7. Fertigstellung der Probe	86
6. Experimentelle Ergebnisse	89
6.1. Schwebung in Shubnikov-de-Haas-Oszillationen	89
6.1.1. Hallbar-Struktur und Messvorgang	90
6.1.2. Messungen zum elektrischen Feldeffekt	91
6.1.3. Messung der Shubnikov-de-Haas-Oszillationen	93
6.1.4. Zusammenfassung	103
6.2. Induzierte SOC in Abhängigkeit von der Schichtdicke des TMDCs	104
6.2.1. Hallbar-Struktur und Messvorgang	104
6.2.2. Messungen zum elektrischen Feldeffekt	105
6.2.3. Messung und Evaluation von WAL-SOC und Bestimmung der SOC	108
6.2.4. Zusammenfassung	112
6.3. Einstellung von induzierter SOC durch Variation des Drehwinkels	113
6.3.1. Proben mit exfoliertem ML-WSe ₂	114

6.3.2.	Proben mit gewachsenem ML-WSe ₂	123
6.3.3.	Interpretation und Schlussfolgerungen	130
6.4.	Induzierte SOC in Abhängigkeit von mechanischem Druck	133
6.4.1.	Hallbar-Struktur und Messvorgang	133
6.4.2.	Messungen zum elektrischen Feldeffekt	134
6.4.3.	Messung und Evaluation von WAL-SOC und Bestimmung der SOC	137
6.4.4.	Zusammenfassung	140
7.	Fazit	143
Literatur		147
A.	Prozessdokumentation	161
A.1.	Herstellung von Si/SiO ₂ -Substraten	161
A.2.	Reinigung von Si/SiO ₂ -Substraten	162
A.3.	Exfoliation der verwendeten 2D-Materialien	163
A.3.1.	Exfoliation von Monolagen- und Bilagen-Graphen	163
A.3.2.	Exfoliation von vielschichtigem hBN	165
A.3.3.	Exfoliation von TMDCs (WSe ₂ und WS ₂)	165
A.4.	<i>Hot-Pickup</i> -Transfermethode	167
A.4.1.	Vorbereitung	167
A.4.2.	Durchführung des Transfers von exfolierten Flocken	170
A.4.3.	Durchführung des Transfers von gewachsenen Flocken	170
A.4.4.	Ablegen von Heterostrukturen auf Si/SiO ₂ -Substrat (Mar- kerchip)	171
A.5.	Behandlung von Heterostrukturen mit AFM im Kontaktmodus	172
A.6.	Elektronenstrahlolithographie: Erster Durchgang	173
A.6.1.	Probe mit PMMA beschichten	173
A.6.2.	Belichtung mit Rasterelektronenmikroskop (REM)	174
A.6.3.	Entwicklung der Probe	175
A.7.	Reaktives Ionenätzen (RIE): Erster Durchgang	175
A.8.	Elektronenstrahlolithographie: Zweiter Durchgang	176
A.8.1.	Probe mit PMMA beschichten	176
A.8.2.	Belichtung mit Rasterelektronenmikroskop (REM)	177
A.8.3.	Entwicklung der Probe	178
A.9.	Reaktives Ionenätzen (RIE): Zweiter Durchgang	178
A.10.	Physikalische Gasphasenabscheidung (PVD)	179
A.10.1.	Thermisches Bedampfen	179
A.10.2.	Elektronenstrahlbedampfen	180
A.11.	Lift-Off	180
A.12.	Probe in Chipträger einkleben	181
A.13.	Ultraschall-Drahtbonden	182

A.14. Erzeugung von hexagonalen Löchern zur Bestimmung der Kristallorientierung in Graphen	182
A.14.1. Erzeugung von Löchern in Graphen mit einem AFM	182
A.14.2. Kristallographisches anisotropes Ätzen im CVD-Ofen	183
A.15. Lösen eines Probensubstrats aus einem Chipträger	185
B. Experimenteller Aufbau	187
B.1. Messsystem	187
B.2. Druckzelle	188
C. Weitere experimentelle Ergebnisse	191
C.1. Weitere Messungen zur Schwebung	191
C.2. Druckabhängigkeit der SOC bei weiterer Probe	196

1. Einleitung

In den vergangenen Jahrzehnten machte die Entwicklung auf dem Gebiet der Mikro- und Nanostrukturen enorme Fortschritte. Transistoren und andere Bauelemente aus dem Baukasten der Mikroelektronik ermöglichten moderne Endgeräte wie Computer und Smartphones. Während Computer im Anfangsstadium unter anderem aufgrund ihrer Größe nur für Forschung und Industrie zugänglich waren, so ist der Computer heute auch im Privathaushalt nicht mehr wegzudenken. Dies wurde dadurch ermöglicht, dass zugrundeliegende Elektronik in den vergangenen Jahren immer kleiner, kompakter und leistungsfähiger wurde, wodurch Massenproduktion möglich war und die Anschaffungskosten erheblich gesenkt werden konnten.

Mit zunehmender Digitalisierung gehen aber auch einige Probleme einher. Durch die zunehmende Datenmenge, die die Systeme verarbeiten müssen, werden schnellere und leistungsfähigere Bauelemente der Mikroelektronik notwendig. Dadurch steigt wiederum auch der Energieverbrauch. Da die Energiekosten nicht unerheblich sind, sollte man gerade auch in Zeiten der Energiewende versuchen, den Energieverbrauch gering zu halten. Aus diesem Grund sollen neuartige Bauelemente nicht nur schneller und leistungsfähiger, sondern auch energieeffizienter sein.

Aktuell zeigt sich zunehmend, dass moderne Mikrochips immer häufiger an ihre physikalische Leistungsgrenze stoßen, während die Anforderungen an diese immer höher werden. Von daher ist es notwendig, nach Lösungen zu suchen, die die steigenden Anforderungen erfüllen können.

Eine vielversprechende Lösung könnte der vermehrte Einsatz von Spintronik sein. Während bei herkömmlicher Elektronik zur Informationsübertragung lediglich der Freiheitsgrad der elektrischen Ladung genutzt wird, wird in der Spintronik auch der Elektronenspin als zusätzlicher Freiheitsgrad genutzt. Gerade für Datenübertragung und Datenspeicherung bringt dies erhebliche Vorteile mit sich. Beispielsweise verspricht man sich neuartige Speicherchips, die im Betrieb wesentlich weniger Strom benötigen, aber gleichzeitig vielfach schnellere Schreib- und Lesegeschwindigkeiten erlauben. Während man in Form von nichtflüchtigen Speichern, dem *Magnetoresistive Random Access Memory* (MRAM), bereits Chips mit spintronischer Technik nutzt, so sind andere Bauelemente noch Gegenstand aktueller Grundlagenforschung [1]. Die wesentliche Voraussetzung für viele spintronische Bauelemente ist die Erzeugung und Erhaltung von robusten und kontrollierbaren Spinströmen. Hierzu wird allerdings ein geeignetes Material benötigt, welches diese Anforderungen erfüllen kann. Aufgrund seiner sehr

großen Spindiffusionslängen und hervorragenden elektronischen Eigenschaften, wäre Graphen grundsätzlich ein ideales Basismaterial zur Leitung von robusten Spinströmen [2]. Um aber Spinströme direkt im Graphen erzeugen zu können, ist eine große Spin-Bahn-Kopplung (engl.: „*Spin-Orbit Coupling*“ (SOC)) im System notwendig, die bei Graphen, aufgrund der relativ niedrigen Atommasse von Kohlenstoff, aber nur sehr klein ist [3]. Daher begaben sich in den letzten Jahren viele Forscher auf die Suche nach einer Lösung für dieses Problem.

Bisherige Arbeiten zeigten, dass die Anlagerung von schweren Atomen auf Graphen eine Steigerung der SOC des Graphens mit sich bringt [4]. Die einzelnen Atome wirken am Graphen jedoch wie Verunreinigungen und haben daher logischerweise einen negativen Einfluss auf die Ladungsträgerbeweglichkeit und damit auf die Qualität des Graphens.

Man weiß seit einiger Zeit auch, dass die Anlagerung von Wasserstoff auf Graphen die SOC im Graphen erhöht, aber auch hier gibt es je nach Methode noch einige Hürden zu überwinden [5, 6].

Eine weitere Methode zur Erhöhung der SOC in Graphen ist die Bildung einer Heterostruktur von Graphen mit Übergangsmetall-Dichalkogeniden (TMDCs). Bei diesen Kristallen handelt es sich um eine hexagonale Kristallstruktur mit schweren Übergangsmetallatomen, die bei Bildung einer Heterostruktur eine starke SOC in das Graphen induziert, aber gleichzeitig hohe Ladungsträgerbeweglichkeiten gewährleistet. Dies wurde bereits theoretisch in mehreren Arbeiten gezeigt und später auch in einigen Arbeiten nachgewiesen [7–10]. Auch Spinströme ließen sich direkt in Graphen erzeugen [11, 12].

Es ist allerdings auch bekannt, dass sich die hohe SOC wiederum negativ auf die Spindiffusionslängen in Graphen auswirkt [13]. Deshalb wäre es praktisch, wenn man diese induzierte SOC in Graphen ein- und ausschalten bzw. einstellen könnte.

Für zweilagiges Graphen unter Verwendung zweier Gateelektroden wurde dies bereits in [14–19] gezeigt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden dazu weitere Methoden zur Kontrolle der proximity-induzierten SOC untersucht. So herrscht schon seit einiger Zeit eine gewisse Unklarheit darüber, ob die Schichtdicke des TMDCs in einer Heterostruktur mit Monolagen-Graphen (ML-G) auf TDMC einen Einfluss auf die Stärke der proximity-induzierten SOC hat. Um diesen Sachverhalt zu klären, wurden im Rahmen dieser Arbeit entsprechende Untersuchungen durchgeführt. Sollte sich nämlich die Schichtdicke des TMDCs auf die proximity-induzierte SOC auswirken, so wäre es grundsätzlich möglich, die proximity-induzierte SOC durch die Wahl eines TMDCs mit bestimmter Schichtdicke einzustellen.

Es wurde außerdem in mehreren Arbeiten [20–23] bereits theoretisch gezeigt, dass der Drehwinkel zwischen einer Graphen und einer TDMC-Schicht einen erheblichen Einfluss auf die proximity-induzierte SOC hat, wodurch eine Einstellung der SOC durch Variation des Drehwinkels möglich sein sollte. Auch dazu wurden im Rahmen dieser Arbeit entsprechende Untersuchungen durchgeführt.

Abschließend wurde noch in Zusammenarbeit mit einer Gruppe um P. Makk (BME Budapest) untersucht, inwiefern sich mechanischer Druck auf die proximity-induzierte SOC von Graphen auf WSe_2 auswirkt. Hierbei erwartet man, dass sich die proximity-induzierte SOC durch Variation des mechanischen Drucks verändern lässt. Dies wurde zwar bereits in [24] anhand einer Probe gezeigt, allerdings wurden diese Messergebnisse bisher von keiner anderen Forschungsgruppe bestätigt. Dies sollte demnach im Rahmen dieser Arbeit geschehen.

2. Wichtige 2D-Materialien und ihre Eigenschaften

2.1. Graphen

Elementarer Kohlenstoff kann als Verbund vieler Atome unterschiedliche kristalline Erscheinungsformen annehmen [25]. Obwohl sich die jeweiligen Allotrope lediglich durch die kristalline Anordnung ihrer Kohlenstoffatome unterscheiden, weisen ihre Materialeigenschaften dennoch gravierende Unterschiede auf. Die in der Natur vorkommenden, dreidimensionalen (3D) Vertreter, Diamant und Graphit, sind bereits seit langer Zeit bekannt. Die eindimensionale (1D) Nanoröhre und das nulldimensionale (0D) Buckminster-Fulleren konnten bereits in den 1990er Jahren synthetisiert und erforscht werden [25–27]. Das zweidimensionale (2D) Graphen sollte nach ursprünglichen Berechnungen von Peierls *et al.* thermodynamisch instabil sein [25, 28–32]. Daher ist es nicht ungewöhnlich, dass erste Versuche zur Synthese von Graphen im Wesentlichen scheiterten [25, 33]. Etwas später, im Jahr 2004, konnte das zweidimensionale Graphen trotzdem von einer Gruppe um K. Novoselov und A. Geim erstmals in stabiler Form hergestellt und elektronische Messungen daran durchgeführt werden [25, 34, 35]. Im Fokus dieser Arbeit steht die Untersuchung von zweidimensionalem Graphen in Heterostrukturen mit Übergangsmetall-Dichalkogeniden. Für die Bildung von Heterostrukturen spielt der kristalline Aufbau und die davon abhängige Bandstruktur der einzelnen Komponenten eine große Rolle. Im folgenden Abschnitt wird daher zunächst der kristalline Aufbau von Graphen genauer betrachtet.

2.1.1. Kristallstruktur von Monolagen-Graphen

Monolagen-Graphen (ML-G) stellt eine zweidimensionale, in z -Richtung atomar dünne Lage aus Kohlenstoffatomen, die in der x - y -Ebene ein hexagonales Kristallgitter bilden, dar [25]. Dieses hexagonale Gitter besteht dabei wiederum aus zwei trigonalen Untergittern, welche jeweils durch die Basisatome A oder B gebildet werden [36]. Damit entspricht ML-G einer einzelnen Basalebene eines Graphitkristalls [36]. Diese Graphitkristalle wiederum bestehen aus vielen aufeinanderliegenden Basalebenen [36]. Die Stapelfolge von Graphit folgt dabei gewöhnlich einem bestimmtem Muster, dem sogenannten *bernal stacking*, was einer ABA-Stapelfolge entspricht [36]. Das bedeutet nun konkret, dass die einzelnen Lagen

versetzt aufeinanderliegen, sodass sich immer jeweils ein Teil der Kohlenstoffatome des einen Untergitters der unteren Lage unterhalb des Zentrums der Sechsecke der oberen Lagen befindet (s. Abb. 2.1 a)) [36], während sich der andere Teil der Kohlenstoffatome des anderen Untergitters der unteren Lage direkt unterhalb von Atomen der oberen Lage befindet [36]. Die Kohlenstoffatome innerhalb eines

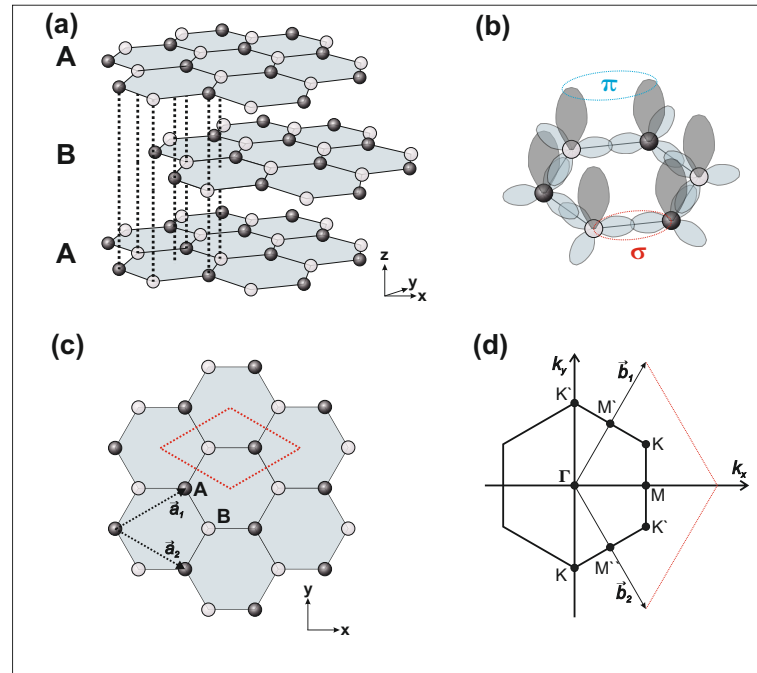


Abbildung 2.1.: a) Typische ABA-Stapelfolge von Graphit. b) Atomorbitale der Kohlenstoffatome. In horizontaler Richtung bildet der Überlapp der sp^2 -Hybridorbitale (blau) starke kovalente σ -Bindungen. Die p_z -Orbitale (grau) dagegen bilden π -Bindungen aus. c) Hexagonale Kristallstruktur von ML-G, bestehend aus zwei trigonalen Untergittern. Diese beiden Untergitter setzen sich aus den jeweiligen Basisatomen A (schwarz) und B (grau) zusammen und können mit Gittervektoren \vec{a}_1 und \vec{a}_2 konstruiert werden. Rot umrahmt ist die primitive Einheitszelle. d) Erste Brillouin-Zone im k -Raum mit den Punkten hoher Symmetrie (Γ , K , K' , M) und den beiden reziproken Gittervektoren \vec{b}_1 und \vec{b}_2 . Entnommen aus [36, 37] und grafisch nachbearbeitet.

Kristalle sind nicht frei beweglich, sondern fest gebunden [36]. Die Ursache dafür ist, dass zwischen den Atomen in der x - y -Ebene sehr starke kovalente Kräfte wirken [38]. In z -Richtung wirken dagegen relativ schwache Van-der-Waals-Kräfte [36]. Die Ursache dieses Kräftesystems erkennt man bei genauerer Betrachtung der Atomorbitale der einzelnen Kohlenstoffatome [36]. Das Element Kohlenstoff besitzt bekanntlich sechs Elektronen. Zwei davon liegen im $1s^2$ -Orbital und beteiligen sich nicht an chemischen Bindungen, wodurch dieses Orbital grundsätzlich chemisch inert ist [39]. Die anderen vier Elektronen liegen in den $2s^2, 2p_x$ -

und $2p_y$ -Orbitalen [37, 39]. Diese Orbitale bilden durch Hybridisierung drei sogenannte sp^2 -Hybridorbitale in horizontaler Richtung und in vertikaler Richtung das p_z -Orbital [36, 37]. In der x - y -Ebene muss der Winkel zwischen den sp^2 -Hybridorbitalen als Folge des Kräftegleichgewichts nun 120° betragen (s. Abb. 2.1 b)). Daraus resultiert unmittelbar die hexagonale Kristallstruktur von ML-G [37]. Innerhalb der x - y -Ebene einer Kohlenstofflage entstehen durch Überlapp der sp^2 -Hybridorbitale sogenannte σ -Bindungen, welche zu starken kovalenten Bindungen führen [36, 37]. In z -Richtung dagegen bilden sich zwischen den p_z -Orbitalen π -Bindungen aus, wodurch in vertikaler Richtung nur relativ schwache Van-der-Waals-Kräfte wirken können [36]. Dieses System von schwach gebundenen aufeinanderliegenden Schichten ermöglicht nun auch, durch mikromechanische Exfoliation, die Herstellung von dünnen Schichten [34]. Diese Schichten können aus vielen Lagen oder auch nur aus wenigen Lagen von ML-G bestehen [34]. Für diese Arbeit wurden sowohl einzelne Lagen, also ML-G, als auch zweilagige Schichten, also Bilagen-Graphen (BL-G), hergestellt und untersucht [34, 36]. In diesem delokalisierten π -Bindungssystem können sich Elektronen frei bewegen [36, 40], wodurch man Graphen aufgrund der zweidimensionalen Form nun als ideales, zweidimensionales Elektronengas (2DEG) bezeichnen kann [41].

ML-G besitzt ein hexagonales Kristallgitter [36]. Dieses hexagonale Kristallgitter setzt sich, wie bereits erwähnt, aus zwei trigonalen Untergittern zusammen, die jeweils aus den Basisatomen A oder B gebildet werden [36]. Der interatomare Abstand zwischen diesen zwei Basisatomen ist gegeben durch $a_{CC} = 1,42 \text{ \AA}$ [36]. Die Gitterkonstante a_0 dagegen, also der Abstand zweier nächster Nachbaratome innerhalb eines Untergitters, kann aus dem Betrag eines Gittervektors berechnet werden und beträgt $a_0 = \sqrt{3}a_{CC} = 2,46 \text{ \AA}$ [36]. Mit Hilfe der beiden Gittervektoren \vec{a}_1 und \vec{a}_2 (s. Abb. 2.1 c)) kann man die beiden Untergitter und damit das hexagonale Kristallgitter mathematisch beschreiben [36]. Für \vec{a}_1 und \vec{a}_2 gilt [36]:

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

Durch Konstruktion der Wigner-Seitz-Zelle erhält man die erste Brillouin-Zone des k -Raums (s. Abb. 2.1 d)) [36]. Diese ist wiederum hexagonal und kann durch die reziproken Gittervektoren \vec{b}_1 und \vec{b}_2 , die gegeben sind durch [36]:

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

beschrieben werden. Es gibt dort außerdem noch die Punkte hoher Symmetrie. Dazu gehören die Punkte Γ , K , K' und M [36]. Von diesen Punkten sind vor allem die Punkte K und K' an den Ecken der ersten Brillouin-Zone für ML-G von besonderer Bedeutung. Darauf wird in Abschnitt 2.1.2 noch genauer eingegangen.

Ausgehend vom Γ -Punkt in Abb. 2.1 d) können den Punkten K und K' die folgenden Vektoren zugeordnet werden [36]:

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

Damit kann nun das hexagonale Kristallgitter von ML-G beschrieben werden. Um auch etwas über die elektronischen Eigenschaften von ML-G zu erfahren, ist ein Blick auf die Bandstruktur von ML-G erforderlich. Der folgende Abschnitt beschäftigt sich daher nun mit der Bandstruktur von ML-G.

2.1.2. Bandstruktur von Monolagen-Graphen

Durch Anwendung des *Tight-Binding*-Modells konnte von P. R. Wallace im Jahr 1947 erstmals die Bandstruktur von ML-G berechnet werden [36, 42]. Da man elektronische Zustände nahe der Fermi-Energie gut mit einem Modell beschreiben kann, das lediglich die p_z -Orbitale berücksichtigt, lässt sich der *Tight-Binding*-Ansatz vereinfachen [43]. Zur Berechnung der Bandstruktur wurde beim *Tight-Binding*-Ansatz außerdem lediglich die Wechselwirkung der Kohlenstoffatome mit ihren nächsten Nachbarn betrachtet, nicht aber die Wechselwirkung mit weiter entfernten Atomen, wodurch sich das Problem nochmals erheblich vereinfacht [36, 42]. Unter Berücksichtigung der zweiatomigen Basis von ML-G folgt eine Entwicklung nach Bloch-Wellen [36, 42, 44]. Mit der *nearest neighbor hopping energy* t ergibt sich nun mit dem *Tight-Binding*-Modell der allgemeine *Hamiltonian* für ML-G zu [36, 42, 43, 45]:

$$\mathcal{H}_{ML-G} = \begin{pmatrix} 0 & tS(\vec{k}) \\ tS^*(\vec{k}) & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

Dabei ist $S(\vec{k})$ eine Summe über die drei nächsten Nachbaratome $\vec{\delta}_i$ [45]. Mit dem interatomaren Abstand a_{CC} von ML-G ist mit dem zweikomponentigen Wellenvektor $\vec{k} = (k_x, k_y)$ der Wellenfunktion die Summenfunktion $S(\vec{k})$ gegeben durch [43, 45]:

$$S(\vec{k}) = \sum_i e^{i\vec{k} \cdot \vec{\delta}_i} = 2 e^{(ik_x a_{CC}/2)} \cos\left(\frac{k_y a_{CC} \sqrt{3}}{2}\right) + e^{(-ik_x a_{CC})}. \quad (2.5)$$

Damit kann man nun die Energiedispersion $E(\vec{k})$ bestimmen. Man erhält [36, 42, 43, 45]:

$$E(\vec{k}) = \pm t |S(\vec{k})| = \pm t \sqrt{3 + 2 \cos(\sqrt{3} k_y a_0) + 4 \cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2} k_y a_0\right) \cos\left(\frac{3}{2} k_x a_0\right)}. \quad (2.6)$$

In Gleichung (2.6) ergeben sich hinsichtlich der beiden möglichen Vorzeichen zwei Fälle. Zur Berechnung des oberen π -Bands und damit des Leitungsbands gilt das positive Vorzeichen [36]. Zur Berechnung des unteren π -Bands und damit des Valenzbandes gilt hingegen das negative Vorzeichen [36]. In Abb. 2.2 kann man nun den dreidimensionalen Verlauf der Energiedispersion aus (2.6) und damit die dreidimensionale Bandstruktur sehen [36]. Bei genauer Betrachtung sieht man, dass

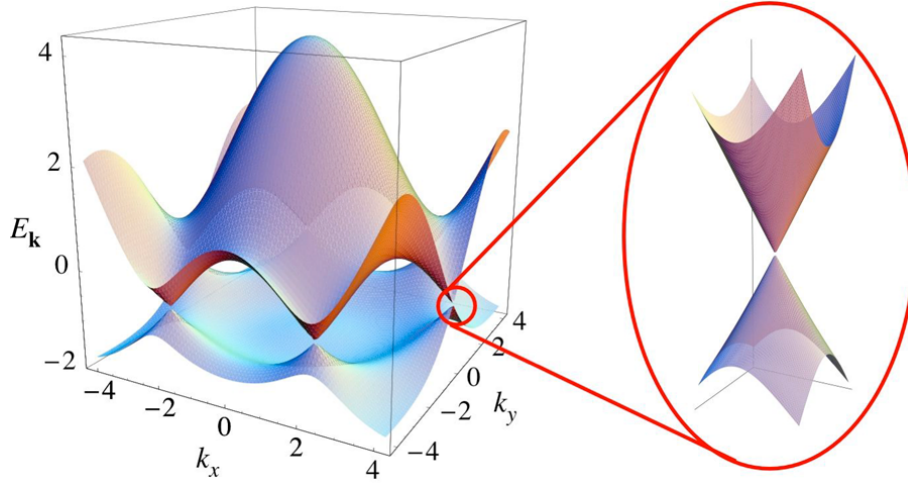


Abbildung 2.2.: Energiedispersion aus (2.6) bzw. Bandstruktur von ML-G in dreidimensionaler Form mit den K - und K' -Punkten. An diesen Punkten nehmen Valenz- und Leitungsband jeweils die Form eines Kegels an [36].

sich Valenz- und Leitungsband an den nicht-äquivalenten K - und K' -Punkten berühren [36]. Deshalb wird ML-G gerne als Halbleiter ohne Bandlücke bezeichnet. Am absoluten Temperatur-Nullpunkt ($T = 0$ K) liegt die Fermi-Energie E_F bei undotiertem ML-G exakt an den Berührungspunkten der Doppelkegel und damit genau zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband [36, 42].

2.1.3. Relativistische Betrachtung der Bandstruktur

Durch Verwendung der Schrödinger-Gleichung kann man im Allgemeinen die elektronischen Eigenschaften von Halbleitern beschreiben. Bei diesem Verfahren werden typischerweise massive Ladungsträger mit einer effektiven Masse m^* betrachtet, die sich im periodischen Potential eines Kristallgitters bewegen. Betrachtet man in Abb. 2.2 den Verlauf der Bänder nahe den Berührungspunkten, also an den K - und K' -Punkten (auch K - , K' -Valleys genannt) genauer, so fällt für $E < 1$ eV besonders die kegelförmige Form der Bandstruktur auf, welche bei zweidimensionaler Betrachtung eine lineare Abhängigkeit von $|\vec{q}| = |\vec{k} - \vec{K}|$ zeigt [36, 46]. Der lineare bzw. kegelförmige Verlauf der Bandstruktur (vgl. 2.2 rechts) nahe den K - und K' -Punkten stellt dabei einen Sonderfall für ML-G dar [36, 46]. Durch diese besondere Bandstruktur verhalten sich die Ladungsträger für kleine

Energien wie relativistische Teilchen ohne Ruhemasse [36, 46]. Deshalb wird die Anwendung einer Dirac-Gleichung notwendig, um dort Aussagen über elektronische Eigenschaften des ML-Gs treffen zu können [36, 46]. Die K - und K' -Punkte werden deshalb auch als Dirac-Punkte bezeichnet [36, 46]. Das Ergebnis dieser Vorgehensweise ist, dass man die Ladungsträger als masselose Quasiteilchen mit einer konstanten Fermi-Geschwindigkeit $v_F \approx 10^6$ m/s betrachten kann, weshalb die Ladungsträger auch als masselose Dirac-Fermionen bezeichnet werden [36, 46]. Für kleine Energien ($E < 1$ eV) liefert die Dirac-Gleichung den folgenden *Hamiltonian* [43, 46, 47]:

$$\mathcal{H} = \hbar v_F \begin{pmatrix} 0 & \kappa q_x - i q_y \\ \kappa q_x + i q_y & 0 \end{pmatrix} = \hbar v_F (\kappa q_x \sigma_x - q_y \sigma_y) . \quad (2.7)$$

Die beiden Komponenten σ_x und σ_y sind die bekannten Pauli-Matrizen und \hbar ist das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum [46]. Der Vektor \vec{q} ist hier der Wellenvektor der Dirac-Fermionen und $\kappa = \pm 1$ berücksichtigt als sogenannter *Valley-Index* die nicht-äquivalenten K - und K' -Punkte [43, 46]. Daraus ergibt sich wiederum für kleine Energien die Näherung einer linearen Energiedispersion zu [36, 46]:

$$E(\vec{q}) = \pm \hbar v_F |\vec{q}| . \quad (2.8)$$

2.1.4. Kristallstruktur von Bilagen-Graphen

BL-G besteht aus zwei übereinanderliegenden Schichten aus ML-G. Dabei liegt eine AB-Stapelfolge vor, wie sie bereits in Abschnitt 2.1.1 beschrieben wurde. Es gibt in diesem Fall vier nicht-äquivalente Gitterpunkte bzw. Untergitter A_1 , B_1 , A_2 und B_2 , die entweder in der unteren Lage (A_1 , B_1) oder in der oberen Lage (A_2 , B_2) zu finden sind (vgl. Abb. 2.3) [43, 45].

2.1.5. Bandstruktur von Bilagen-Graphen

Betrachtet man Abb. 2.3 a), so erkennt man, dass alle Gitterpunkte B_2 genau über den Punkten A_1 liegen [50]. Dadurch ergibt sich ein dominanter *hopping parameter* t_\perp zwischen den beiden Lagen [50]. Analog zum Fall für ML-G erhält man für BL-G mit Gleichung (2.5) nun einen allgemeinen *Hamiltonian* folgender Form [43, 45]:

$$\mathcal{H}_{BL-G} = \begin{pmatrix} 0 & tS(\vec{k}) & t_\perp & 0 \\ tS^*(\vec{k}) & 0 & 0 & 0 \\ t_\perp & 0 & 0 & tS^*(\vec{k}) \\ 0 & 0 & tS(\vec{k}) & 0 \end{pmatrix} . \quad (2.9)$$

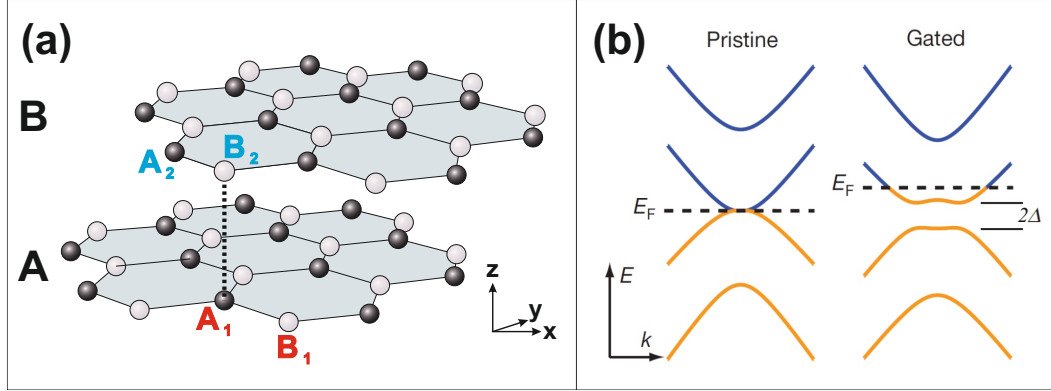


Abbildung 2.3.: a) Kristallstruktur von BL-G mit den vier nicht-äquivalenten Gitterpunkten A₁, B₁, A₂ und B₂ (nach [48]). b) Bandstruktur von BL-G nahe dem Dirac-Punkt. Es gibt dabei zwei Bänder (blau) oberhalb der Fermi-Energie E_F und zwei Bänder (orange) unterhalb der Fermi-Energie E_F . Die Bandstruktur auf der linken Seite zeigt den Fall ohne und die Bandstruktur auf der rechten Seite zeigt den Fall mit angelegtem äußeren elektrischen Feld. Entnommen aus [49] und grafisch nachbearbeitet.

Damit erhält man wiederum die folgende Dispersionsrelation für BL-G [43]:

$$E(\vec{k}) = \pm \frac{t_{\perp}}{2} \pm \sqrt{\frac{t_{\perp}^2}{4} + t^2 |S(\vec{k})|}. \quad (2.10)$$

Dabei ist t bereits aus Abschnitt 2.1.2 bekannt. Aus der Beziehung (2.10) folgen vier Lösungen und damit vier unterschiedliche Energiebänder [43, 48, 49]. Nahe dem Dirac-Punkt sind diese Bänder in Abb. 2.3 b) auf der linken Seite dargestellt [49]. Dabei gibt es je zwei Bänder unterhalb der Fermi-Energie E_F (orange) und zwei Bänder oberhalb E_F (blau) [49]. Die beiden Bänder (Valenzband (orange) und Leitungsband (blau)) nahe E_F resultieren aus den p_z -Zuständen der beiden schwach gekoppelten Gitterpunkte A₂ und B₁ [48]. Die anderen beiden Bänder, die weiter von E_F entfernt liegen, resultieren dagegen aus Zuständen der stark gekoppelten Gitterpunkte A₁ und B₂ [48]. Da diese Bänder weit von E_F entfernt sind, kann man diese Bänder vernachlässigen, wenn man sich lediglich für Zustände nahe E_F interessiert [48]. Es reicht daher aus, lediglich die beiden Bänder nahe E_F zu betrachten [48]. Der *Hamiltonian* nahe dem Dirac-Punkt ist dann gegeben durch [48, 51]:

$$\mathcal{H} = \hbar v_F \begin{pmatrix} 0 & (\kappa q_x - i q_y)^2 \\ (\kappa q_x + i q_y)^2 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

Daraus folgt abschließend nun die für BL-G typische parabolische Energiedispersion nahe der Fermi-Energie E_F [48, 51]:

$$E(\vec{q}) = \pm \frac{\hbar |\vec{q}|^2}{2m^*} , \quad (2.12)$$

wobei m^* die effektive Masse ist, die gegeben ist durch $m^* = t_\perp / (2v_F^2) \approx 0,054 m_e$ [50]. Dabei ist m_e die Ruhemasse des Elektrons.

Durch Anlegen eines elektrischen Feldes, senkrecht zur Ebene des Graphens, kommt es zur Bildung einer Bandlücke der Größe 2Δ [15, 49, 51]. Damit erhält der *Hamiltonian* aus Gleichung (2.11) die folgende Form [15, 51]:

$$\mathcal{H} = \hbar v_F \begin{pmatrix} \Delta & (\kappa q_x - i q_y)^2 \\ (\kappa q_x + i q_y)^2 & -\Delta \end{pmatrix} . \quad (2.13)$$

In Abb. 2.3 b) ist auf der rechten Seite die Verbiegung der Bänder und eben diese Bandlücke erkennbar [49].

2.2. Hexagonales Bornitrid

In früheren Arbeiten wurde Graphen häufig direkt auf ein SiO_2 -Substrat gelegt, um es anschließend mit verschiedenen Verfahren zu untersuchen. Der direkte Kontakt von Graphen mit der SiO_2 -Oberfläche hat jedoch einen erheblichen Einfluss auf die Transporteigenschaften des Graphens [52, 53]. Beispielsweise führen die relativ hohe Oberflächenrauigkeit und optische Phononen bei SiO_2 -Substraten dazu, dass die Ladungsträgerbeweglichkeit von Graphen erheblich reduziert wird [52, 53]. Dadurch kann es schwierig bis unmöglich werden, bestimmte Effekte in Graphen, die eine hohe Ladungsträgerbeweglichkeit voraussetzen, auf solchen Substraten zu untersuchen. Das dielektrische, hexagonale Bornitrid (hBN) kann ebenfalls als Substrat verwendet werden und erlaubt dagegen aufgrund seiner besonderen Materialeigenschaften wesentlich höhere Ladungsträgerbeweglichkeiten [52, 53]. Unter anderem deshalb wurde auch für diese Arbeit hBN als Substrat für Heterostrukturen mit Graphen verwendet. Im Anschluss folgt nun eine Einführung in die kristallinen Eigenschaften von hBN.

2.2.1. Kristallstruktur von hBN

Bornitrid kann, ähnlich wie reiner Kohlenstoff, unterschiedliche kristalline Erscheinungsformen annehmen [54]. Darunter gibt es Bornitridkristalle in kubischer Kristallstruktur, vergleichbar mit Diamant, aber auch hexagonales Bornitrid als Analogon zu Graphit [54]. Für Arbeiten mit Graphen wird prinzipiell hexagonales Bornitrid (hBN) verwendet [54]. Ein hBN-Kristall besteht, ähnlich wie ein Graphitkristall, aus einzelnen in z -Richtung aufeinanderliegenden, atomar dünnen Lagen (s. Abb. 2.4 a)) [52, 54]. hBN-Kristalle sind sowohl in Form einer AA'-

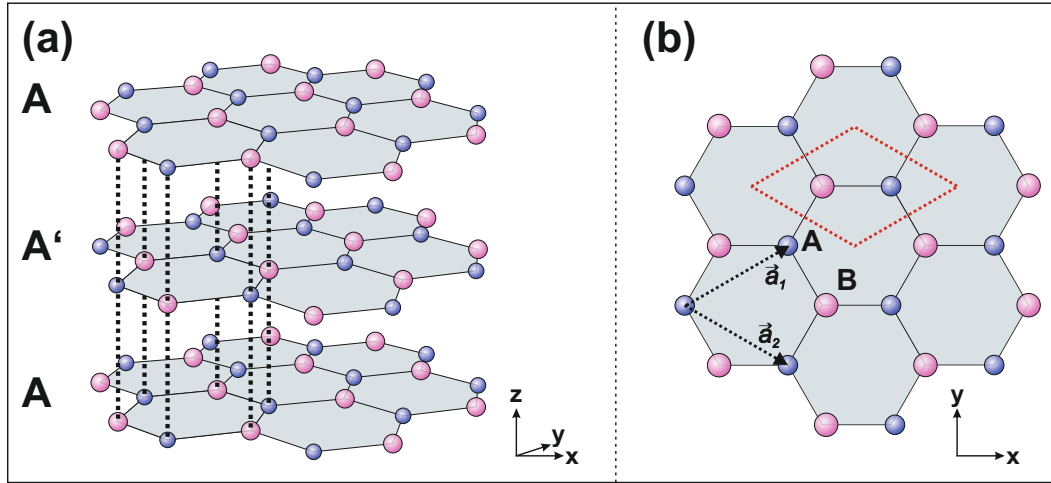


Abbildung 2.4.: a) AA'-Stapelfolge eines hBN-Kristalls. In vertikaler Richtung liegt eine alternierende Folge von Bor- und Stickstoffatomen vor. Dabei liegen die einzelnen Sechsecke genau übereinander. b) Hexagonale Kristallstruktur von hBN. Die Basisatome Bor (A) und Stickstoff (B) bilden mit den Gittervektoren \vec{a}_1 und \vec{a}_2 die jeweiligen Untergitter A und B. Rot umrahmt ist die primitive Einheitszelle. Entnommen aus [54–56] und grafisch nachbearbeitet.

Stapelfolge, nach [55] aber auch in einer ABA-Stapelfolge, also im *bernal stacking*, stabil. Die AA'-Stapelfolge ist dabei aber die am weitesten verbreitete Variante, in welcher hBN synthetisiert wird [54–56]. Bei diesen hBN-Kristallen liegen die einzelnen Sechsecke in z -Richtung direkt übereinander [54]. Dabei fällt besonders eine alternierende Folge aus übereinanderliegenden Bor- und Stickstoffatomen auf (s. Abb. 2.4 a)) [54]. In x - y -Ebene bilden die einzelnen Lagen ein hexagonales Kristallgitter, welches sich wieder in zwei Untergitter A und B zerlegen lässt (s. Abb. 2.4 b)) [52, 54]. Die zweiatomige Basis wird dabei von einem Bor- (A) und einem Stickstoffatom (B) gebildet [52]. Mathematisch beschreiben lässt sich das hexagonale Gitter des hBN-Kristalls analog zu ML-G mit Hilfe der Gittervektoren aus Gleichung (2.1) [57]. Anstelle der atomaren Bindungslänge $a_{CC} = 1,42 \text{ \AA}$ für ML-G ist hier jedoch $a_{B-N} = 1,446 \text{ \AA}$ für hBN zu verwenden [36, 58]. Daraus folgt mit $a_{hBN} = \sqrt{3}a_{B-N}$ die Gitterkonstante $a_{hBN} = 2,5 \text{ \AA}$ für hBN [36]. Wie man sieht, weichen die Gitterkonstanten von ML-G und hBN nur geringfügig um ca. 1,7% voneinander ab, was in Heterostrukturen mit ML-G nur zu geringen Gitterverspannungen führt [52]. Zwischen den Bor- und Stickstoffatomen sorgt die sp^2 -Hybridisierung innerhalb der x - y -Ebene für starke kovalente σ -Bindungen [52, 54]. Das wiederum erschwert die Bildung von Oberflächenladungen und ungesättigten Bindungen, wodurch anzunehmen ist, dass die Oberfläche von hBN chemisch nahezu inert ist [52]. Senkrecht zur Schichtebene bilden die p_z -Orbitale π -Bindungen aus [59]. Dadurch wirken in vertikaler Richtung lediglich vergleichsweise schwache Van-der-Waals-Kräfte [54, 59]. Als Konsequenz lassen sich auch

aus hBN-Kristallen durch mikromechanische Exfoliation dünne Lagen aus hBN herstellen, wodurch auch die Bildung von Heterostrukturen mit Graphen und anderen 2D-Materialien möglich ist. Die starken kovalenten Bindungen innerhalb der x - y -Ebene und die schwachen Van-der-Waals-Kräfte zwischen den einzelnen hBN-Lagen machen es möglich Bornitrid-Flocken mit atomar glatten Oberflächen und damit geringer Oberflächenrauigkeit herzustellen [52, 53]. In Heterostrukturen mit Graphen auf hBN werden dadurch viel höhere Ladungsträgerbeweglichkeiten, eine reduzierte Ladungsträgerinhomogenität und eine geringere Dotierung möglich, als zum Beispiel bei Graphen auf SiO_2 [52]. Hinsichtlich der kristallinen Eigenschaften von hBN eignet sich dieses daher besonders gut zur Herstellung von Heterostrukturen mit Graphen. Auch die elektronischen Eigenschaften von hBN sind dafür besonders günstig, wie man anschließend bei Betrachtung der Bandstruktur genauer sehen wird.

2.2.2. Bandstruktur von hBN

Die Bandstruktur liefert wesentliche Informationen über die elektronischen Eigenschaften von hBN und kann beispielsweise wie in [54] berechnet werden. Es ergibt sich eine Bandstruktur wie in Abb. 2.5 [54]. Demnach ist hBN als Dielektri-

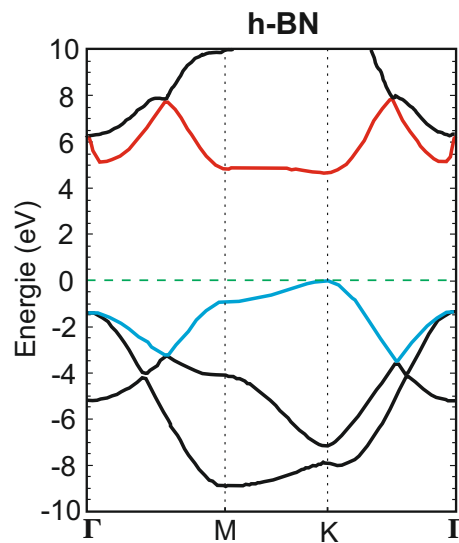


Abbildung 2.5.: Bandstruktur von hBN. Zwischen Valenzband (blau) und Leitungsband (rot) weist hBN eine direkte Bandlücke am K -Punkt auf. Entnommen aus [54] und grafisch nachbearbeitet.

kum einzustufen, da es am K -Punkt eine relativ große, direkte Bandlücke besitzt [54]. Quantitativ werden für die Größe der Bandlücke in verschiedenen Quellen unterschiedliche Werte berichtet. So wurde in [54] eine Bandlücke von 4,69 eV berechnet, während in [52, 60] eine experimentell ermittelte Bandlücke von 5,97 eV

angegeben wurde. In beiden Fällen ist die Bandlücke relativ groß, wodurch die Einstufung von hBN als Dielektrikum in beiden Fällen erhalten bleibt. Die Dielektrizitätskonstante ist gegeben durch $\epsilon_{r,hBN} \approx 3 - 4$ (für diese Arbeit wurde ein Wert von $\epsilon_{r,hBN} = 3$ verwendet) [61]. Unter Vernachlässigung von Übergittereffekten dürfte hBN daher aufgrund der großen Bandlücke und der besonders glatten Oberflächenstruktur den Stromfluss in Graphen kaum beeinflussen.

Aufgrund dieser Eigenschaften eignet sich hBN als Probensubstrat hervorragend für die Durchführung von Transportmessungen an Heterostrukturen mit Graphen. In der Praxis wird hBN häufig nicht nur als Substrat unterhalb des Graphens verwendet. Oftmals wird das Graphen auch zwischen zwei dünne hBN-Schichten eingekapselt, was nicht nur die Transporteigenschaften des Graphens erheblich verbessert, sondern erfahrungsgemäß auch während und nach der Probenherstellung einen gewissen Schutz des Graphens vor äußeren Einflüssen bietet [62].

2.3. Übergangsmetall-Dichalkogenide

Neben Graphen und hBN bilden Übergangsmetall-Dichalkogenide (engl.: „*transition metal dichalcogenides*“ (TMDCs)) eine weitere Klasse von 2D-Materialien. Aufgrund ihrer vielversprechenden Materialeigenschaften sind TMDCs zunehmend Gegenstand in Forschung und Entwicklung, wie sich durch die Vielzahl an Studien der vergangenen Jahre zeigt. Unter anderem wurde bereits mehrfach theoretisch und experimentell gezeigt, dass die Induktion von Spin-Bahn-Kopplung (SOC) in Graphen mit Hilfe dieser Materialien möglich ist [8–10, 63, 64], was besonders für die Herstellung spintronischer Bauelemente von Bedeutung ist. Zu diesem Thema wurden auch in dieser Arbeit Untersuchungen durchgeführt, wofür ein wesentliches Verständnis über die Materialeigenschaften dieser TMDCs erforderlich ist. Deshalb befasst sich dieser Teil der Arbeit nun auch mit den kristallinen und anschließend mit den elektronischen Eigenschaften von TMDCs.

2.3.1. Kristallstruktur von TMDCs

TMDCs (MX_2) sind Materialverbindungen aus Übergangsmetallatomen (M) in Kombination mit zwei Chalkogenatomen (X_2) [54]. Im Periodensystem der Elemente finden sich diese Übergangsmetalle in den Nebengruppen IV, V und VI und die Chalkogene in der 6. Hauptgruppe [65, 66]. Es ergeben sich damit Gruppe-IV-, Gruppe-V- und Gruppe-VI-TMDCs [66]. TMDCs bilden damit in ihrer Gesamtheit eine große Ansammlung unterschiedlicher Materialverbindungen [66].

Eine einzelne Monolage dieser TMDCs besteht nun aus drei atomaren Schichten [54, 66]. Sie setzt sich aus zwei Lagen von Chalkogenatomen mit einer dazwischenliegenden Lage aus Übergangsmetallatomen zusammen [54, 66]. Ein einzelnes Übergangsmetallatom geht im Kristall mit insgesamt sechs Chalkogenatomen

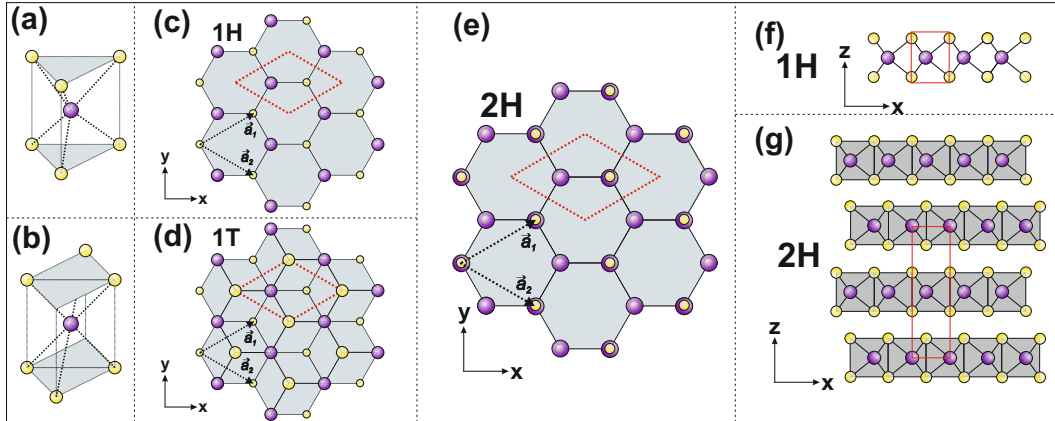


Abbildung 2.6.: a) Trigonal prismatische Geometrie. b) Trigonal antiprismatische bzw. oktaedrische Geometrie. c) Hexagonale Kristallstruktur von ML-TMDC in der 1H-Phase mit den beiden Gittervektoren \vec{a}_1 und \vec{a}_2 und der primitiven Einheitszelle in rot. d) Hexagonale Kristallstruktur von ML-TMDC in der 1T-Phase mit den beiden Gittervektoren \vec{a}_1 und \vec{a}_2 und der primitiven Einheitszelle in rot. Die großen gelben Chalkogen-Atome bilden dabei die obere Chalkogen-Lage. Die kleinen gelben Chalkogen-Atome bilden die untere Chalkogen-Lage. e) Hexagonale Kristallstruktur von TMDCs mit mindestens zwei Lagen in der 2H-Phase mit den beiden Gittervektoren \vec{a}_1 und \vec{a}_2 und der primitiven Einheitszelle in rot. f) Seitenansicht der 1H-Phase mit einlagiger Einheitszelle. g) Seitenansicht der 2H-Phase mit zweilagiger Einheitszelle (rot umrahmt). Entnommen aus [54, 57, 66–69] und grafisch nachbearbeitet.

kovalente Bindungen ein, wodurch sich eine trigonal prismatische Geometrie (s. Abb. 2.6 a)) oder auch eine trigonal antiprismatische bzw. oktaedrische Geometrie (s. Abb. 2.6 b)) bildet [66]. Dieses System setzt sich innerhalb einer Ebene fort, wodurch eine TMDC-Monolage entsteht [54, 66]. Abhängig davon, ob eine trigonal prismatische oder oktaedrische Geometrie vorliegt, findet man die gesamte TMDC-Monolage in der sogenannten 1H-Phase (einlagige Einheitszelle, hexagonale Kristallstruktur) oder in der 1T-Phase (einlagige Einheitszelle, tetragonale Kristallstruktur) vor [66, 68, 69]. Blickt man von oben auf die Kristallstruktur von 1H-Phase TMDCs so erkennt man ein typisches hexagonales Gitter (s. Abb. 2.6 c)), ähnlich dem von hBN oder Graphen, während sich die Struktur von 1T-Phase TMDCs (s. Abb. 2.6 d)) im Wesentlichen dadurch unterscheidet, dass im Zentrum der einzelnen Sechsecke immer ein Übergangsmetall- bzw. Chalkogenatom liegt [54, 66, 68]. Gruppe-VI-TMDCs neigen aus energetischen Gründen (für Details siehe [66]) dazu, hauptsächlich in hexagonaler Form zu kristallisieren [66]. Deshalb wird in dieser Arbeit auf TMDCs in der 1T-Phase auch nicht weiter eingegangen. Das hexagonale Kristallgitter dieser 1H-Phase TMDCs kann man nun in zwei trigonale Untergitter zerlegen [54, 66]. Die trigonal prismatische Kristallstruktur

wiederum besitzt eine dreiatomige Basis, bestehend aus zwei Chalkogenatomen und einem Übergangsmetallatom (s. Abb. 2.6 f)) [66]. Mathematisch kann man dieses hexagonale Kristallgitter wieder durch die beiden Gittervektoren aus Gleichung (2.1) beschreiben [57]. Anstelle von a_{CC} wird dagegen der interatomare Parameter a_{MX} verwendet [57]. Der interatomare Abstand a_{MX} lässt sich bestimmen mit $a_{MX} = \sqrt{7/12}a_{TMDC}$ [70]. Hier ist a_{TMDC} die Gitterkonstante des jeweiligen TMDCs. Die Gitterkonstanten der beiden Gruppe-VI-TMDCs WS_2 und WSe_2 (hier $M \equiv W$, $X \equiv S, Se$) betragen $a_{WS_2} = 3,153 \text{ \AA}$ und $a_{WSe_2} = 3,260 \text{ \AA}$ [70]. Betrachtet man nun mehrlagiges TMDC, so sind bei TMDCs mit trigonal prismatischer Kristallstruktur zwei verschiedene Stapelfolgen möglich [66]. Es gibt zum einen die für diese Arbeit relevante 2H-Phase (zweilagige Einheitszelle, hexagonale Symmetrie) und zum anderen gibt es die 3R-Phase (dreilagige Einheitszelle, rhomboedrische Symmetrie), auf die hier aber ebenfalls nicht genauer eingegangen wird, da sie für diese Arbeit nicht relevant ist [66, 67]. Bei der 2H-Phase liegen demnach immer alle Atome aufeinander und nicht innerhalb der Sechsecke (s. Abb. 2.6 e) und g)), wodurch die hexagonale Struktur auch über mehrere Lagen hinweg erhalten bleibt [66, 67]. Zwischen den einzelnen Lagen wirken die relativ schwachen Van-der-Waals-Kräfte [66]. Es gibt zwischen den Lagen also eine sogenannte Van-der-Waals-Gap [66]. Dadurch wird die Herstellung dünner Schichten mit Hilfe der mikromechanischen Exfoliation ermöglicht [71]. TMDCs besitzen außerdem, ähnlich wie hBN, keine *dangling bonds* und damit eine sehr niedrige Oberflächenrauigkeit, wodurch in Heterostrukturen mit Graphen hohe Ladungsträgerbeweglichkeiten im Graphen zu erwarten sind [72, 73]. Die Tatsache, dass Gruppe-VI-TMDCs wie WS_2 oder WSe_2 schwere Wolframatomkerne, d-Orbitale und außerdem eine fehlende Zeitumkehrsymmetrie aufweisen, führt außerdem zu einer besonders starken SOC in diesen Materialien [74]. Hinsichtlich spintronischer Bauelemente macht gerade diese Eigenschaft und die besondere Kristallstruktur die Gruppe-VI-TMDCs besonders attraktiv für die Bildung von Heterostrukturen mit Graphen [71, 72].

2.3.2. Bandstruktur von TMDCs

Abhängig von der jeweiligen atomaren Zusammensetzung können TMDCs verschiedene elektronische Eigenschaften besitzen [66]. Für diese Arbeit wurden lediglich die beiden halbleitenden Gruppe-VI-TMDCs, WSe_2 und WS_2 , verwendet. Deshalb beschränken sich die folgenden Ausführungen auf diese beiden Materialien. Für TMDCs wie WSe_2 und WS_2 muss man hinsichtlich der Bandstruktur grundlegend zwischen Monolagen-TMDC (ML-TMDC) und mehrlagigem TMDC (Bulk-TMDC) unterscheiden [70]. Während mehrlagiges WSe_2 (Bulk- WSe_2) und mehrlagiges WS_2 (Bulk- WS_2) eine Bandlücke mit indirektem Bandübergang besitzen, so findet man für Monolagen- WSe_2 (ML- WSe_2) und Monolagen- WS_2 (ML- WS_2) eine Bandlücke mit direktem Bandübergang [70]. Die Fermi-Energie E_F

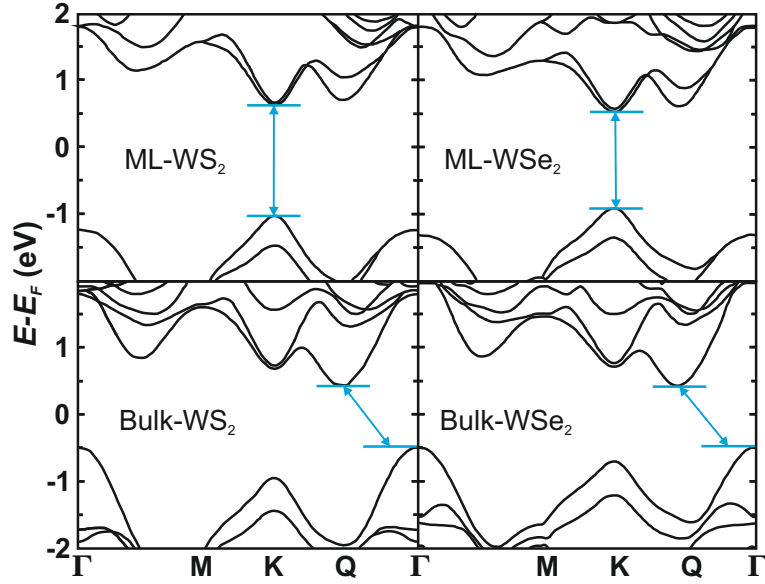


Abbildung 2.7.: Bandstrukturen von ML-WS₂, ML-WSe₂, Bulk-WS₂ und Bulk-WSe₂. Blau eingezeichnet sind die jeweiligen (minimalen) Bandübergänge. Entnommen aus [70] und grafisch nachbearbeitet.

liegt dabei für jeden der vier Fälle aus Abb. 2.7 nahezu in der Mitte der Bandlücke [70]. Berechnungen zeigen nun, dass die indirekten Bandlücken mit $E_{Bulk-WS_2} \approx 0,917 \text{ eV}$ und $E_{Bulk-WSe_2} \approx 0,910 \text{ eV}$ für Bulk-WSe₂ und Bulk-WS₂ (vgl. Abb. 2.7) wesentlich kleiner sind als die Bandlücken für ML-WSe₂ und ML-WS₂ mit Werten von $E_{ML-WS_2} \approx 1,659 \text{ eV}$ und $E_{ML-WSe_2} \approx 1,444 \text{ eV}$ (vgl. Abb. 2.7) [70]. Damit ist klar, dass man für diese ML-TMDCs mehr Energie aufwenden muss, um die Fermi-Energie E_F vom Valenzband in das Leitungsband schieben zu können, als es für die beiden Bulk-TMDCs notwendig ist. In allen vier Fällen zeigt sich aber der halbleitende Charakter dieser TMDCs, da hier die Bandlücken im für Halbleiter typischen Bereich liegen [70, 75].

3. Theoretische Grundlagen zum Quantentransport in Graphen

Dieses Kapitel stellt einen Auszug aus der Theorie des Quantentransports in Graphen dar. Der Fokus liegt dabei auf messbaren Effekten, die zur Evaluation und Interpretation der Ergebnisse dieser Arbeit besonders wichtig sind.

3.1. Elektrischer Transport ohne äußerem Magnetfeld

In diesem Abschnitt werden die theoretischen Grundlagen von wesentlichen Effekten beschrieben, die beim elektrischen Transport ohne äußerem Magnetfeld auftreten.

3.1.1. Elektrischer Transport in Graphen

Nach dem klassischen Drude-Modell sind die Ladungsträger in Graphen, die zum Stromtransport beitragen, frei beweglich und stellen damit ein sogenanntes zweidimensionales Elektronengas (2DEG) dar [41, 65, 76, 77]. Durch Anlegen einer Spannung U_{bias} und damit eines elektrischen Feldes $\vec{\mathcal{E}}_{ext}$, zwischen zwei Kontakten, z.B. von einer Graphen-Hallbar, wirkt auf die Ladungsträger mit der Ladung q eine Kraft \vec{F}_{el} gemäß [65, 76, 77]:

$$\vec{F}_{el} = q \cdot \vec{\mathcal{E}}_{ext} . \quad (3.1)$$

Als Konsequenz davon bewegen sich die jeweiligen Ladungsträger zwischen den beiden Kontakten einer Hallbar abhängig vom angelegten elektrischen Feld in die entsprechende Richtung [65, 76, 77]. Dies hat den Fluss eines gewissen Stroms I zur Folge.

3.1.2. Der elektrische Feldeffekt in Graphen

Der elektrische Feldeffekt in einer Graphen-Hallbar lässt sich nun herbeiführen, indem man unter- (Backgate) oder oberhalb (Topgate) dieser Hallbar eine Gateelektrode anbringt, welche elektrisch durch einen Isolator von der Hallbar getrennt ist [78]. Es bildet sich damit prinzipiell ein Plattenkondensator mit Dielektrikum,

bei dem die eine Platte die Graphen-Hallbar darstellt und die andere Platte die Gateelektrode ist [78]. Mit Hilfe dieser Gateelektrode lässt sich durch Anlegen einer Gatespannung U_g die Ladungsträgerdichte n im Graphen regulieren [78]. Der Grund dafür ist, dass sich damit die Fermi-Energie E_F relativ zu Valenz- und Leitungsband verschieben lässt, wodurch sich aufgrund der Form (konisch für ML-G, parabolisch für BL-G) der Bandstruktur die Zahl der freien Ladungsträger im Graphen ändert [35, 46, 78]. Diese Ladungsträgerdichte n kann man nun berechnen mit [78]:

$$n = \frac{U_g \epsilon_0 \epsilon_r}{ed} = \frac{U_g C_g}{e} . \quad (3.2)$$

Hier ist $e = 1,6021764 \times 10^{-19}$ C die Elementarladung, $\epsilon_0 = 8,8542 \times 10^{-12}$ F/m die Vakuumpermittivität, ϵ_r die relative, materialspezifische Permittivität, d die Dicke des verwendeten Dielektrikums und C_g die Kapazität [78, 79]. Für den Fall einer dotierten Probe ist U_g in Gleichung (3.2) durch $(U_g - U_{DP})$ zu ersetzen, wobei U_{DP} dem Wert der Gatespannung entspricht, bei dem die Fermi-Energie am Dirac-Punkt liegt. Für den Fall, dass mehrere Dielektrika zwischen dem Graphen und der Gateelektrode liegen, ergibt sich C_g gemäß dem Kondensatormodell aus [79]:

$$C_g = \left(\sum_{i=1}^N \frac{1}{C_i} \right)^{-1} = \left(\sum_{i=1}^N \frac{d_i}{\epsilon_0 \epsilon_{r,i}} \right)^{-1} \quad \text{mit } i, N \in \mathbb{N} . \quad (3.3)$$

Hier wird prinzipiell der Kehrwert einer Summe gebildet, deren einzelne Summanden vom jeweiligen Dielektrikum mit dem zugewiesenen Index i abhängig sind. Die Zahl N gibt dabei die Anzahl der Summanden und damit die Anzahl der verwendeten Dielektrika zwischen den beiden Platten des Kondensators an. Legt man nun an dieser Graphen-Hallbar eine Spannung U_{bias} an, so fließt zwi-

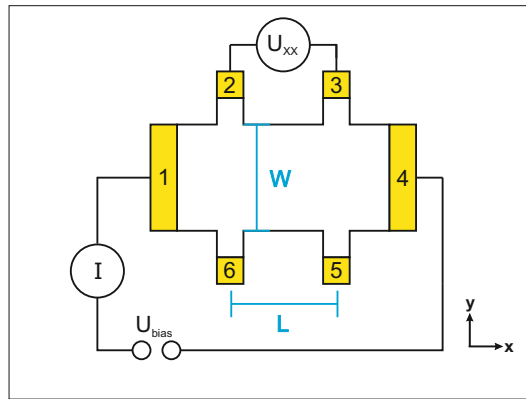


Abbildung 3.1.: Hallbar mit der Breite W und der Länge L zwischen den Kontaktabgriffen mit den eingezeichneten Kontakten 1 bis 6.

schen den Kontakten 1 (Source) und 4 (Drain) ein gewisser Strom I (vgl. Abb.

3.1) [78]. Durch Änderung der Gatespannung U_g und damit der Ladungsträgerdichte n kann man diesen Stromfluss regulieren, da der Stromfluss abhängig von der Zahl der freien Ladungsträger im Graphen ist [78]. Aus dem Ohmschen Gesetz $R_{1-4} = U_{bias}/I$ folgt, dass sich dann bei konstanter Spannung U_{bias} der Zweipunkt-widerstand des Graphens R_{1-4} zwischen den Kontakten 1 und 4 aus Abb. 3.1 ändern muss [78]. Durch Messung des Stroms I und Messung des Spannungsabfalls U_{xx} kann der gateabhängige Längswiderstand R_{xx} , auch Vierpunkt-widerstand genannt, zwischen den Kontakten 2 und 3 (bzw. 5 und 6) aus Abb. 3.1 bestimmt werden. Da in idealem Graphen bei $U_g = 0$ V und $T = 0$ K die Fermi-Energie E_F genau zwischen Valenz- und Leitungsband liegt und damit die Zahl der freien Ladungsträger im Graphen minimal wird, wird dort der Widerstand R_{xx} maximal. Diesen Punkt, an dem in idealem Graphen sowohl die Loch- als auch die Elektronenleitung minimal wird, bezeichnet man als Ladungsneutralitätspunkt (LNP) oder Dirac-Punkt (DP) [35, 46, 78]. Durch Anlegen einer positiven bzw. negativen Gatespannung verschiebt sich die Fermi-Energie E_F in das Leitungs- bzw. in das Valenzband [35, 46, 78]. Dadurch wird die Zahl der freien Ladungsträger erhöht, wobei im ersten Fall zunehmend Elektronenleitung und im zweiten Fall zunehmend Lochleitung stattfindet [35, 46, 78]. Damit kann also der Ladungsträgertyp abhängig von der Polarität der Gatespannung U_g geschaltet werden. Dieser Effekt wird auch als ambipolarer Feldeffekt bezeichnet [35, 46, 78]. Auf diese Weise entsteht ein elektrischer Schalter, den man Feldeffekt-Transistor (FET) nennt, da man durch Variation der Gatespannung nicht nur die Polarität, sondern auch den elektrischen Widerstand schalten kann [78]. Die Messung aus Abb. 3.2 zeigt, dass der Widerstand am LNP nicht unendlich ist. Dies liegt an den sogenannten *electron-hole-puddles*, die in realem Graphen vorhanden sind und für eine nicht verschwindende Leitfähigkeit sorgen [80]. Hierbei handelt es sich um Bereiche im Graphen, an denen sich Ladungsträger spontan sammeln können [80]. Dort ist die Zahl der freien Ladungsträger bzw. die Ladungsträgerdichte lokal ungleich null [80]. Daher ist auch am Dirac-Punkt weiterhin ein gewisser Ladungstransport möglich, wodurch der Längswiderstand R_{xx} im Graphen endlich werden muss [80]. Berücksichtigt man auch Verunreinigungen, so sind Proben häufig positiv bzw. negativ dotiert, wodurch der LNP relativ zu $U_g = 0$ V in den positiven bzw. negativen Spannungsbereich verschoben sein kann [46]. Auch sind Proben häufig nicht homogen dotiert, was sich an einer entsprechenden Verbreiterung des LNPs zeigt [80, 81]. Misst man nun den Widerstand R_{xx} in einer Graphen-Hallbar der Breite W zwischen zwei Kontakten im Abstand L , so berechnet sich der spezifische Widerstand ρ_{xx} aus [82]:

$$\rho_{xx} = \frac{U_{xx}}{I} \frac{W}{L} = R_{xx} \frac{W}{L} \quad (3.4)$$

und dadurch ergibt sich die spezifische Leitfähigkeit σ_{xx} zu [35, 82]:

$$\sigma_{xx} = \frac{1}{\rho_{xx}} \stackrel{(3.4)}{=} \frac{L}{W} \frac{1}{R_{xx}}. \quad (3.5)$$

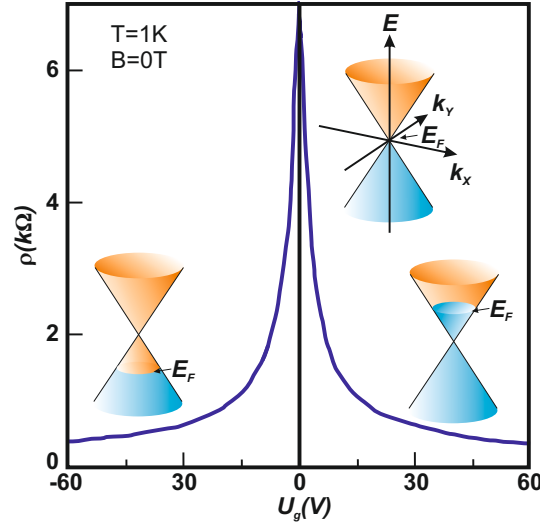


Abbildung 3.2.: Ambipolarer Feldeffekt in Graphen. Am Dirac-Punkt, hier nahe $U_g = 0 \text{ V}$, ist der Widerstand maximal. Dieser Widerstand nimmt für höhere bzw. niedrigere Werte von U_g ab. Die Doppelkegel zeigen dabei die jeweilige Lage von E_F in der Bandstruktur von ML-G am Dirac-Punkt und links bzw. rechts davon. Abhängig von U_g , dominiert entweder Elektronenleitung oder Lochleitung. Am Dirac-Punkt selbst liegt ein Gleichgewichtszustand vor. Entnommen aus [46] und grafisch nachbearbeitet.

Mit Blick auf das Modell eines Kondensators lässt sich die Leitfähigkeit mit der folgenden Gleichung beschreiben [35, 78, 82]:

$$\sigma_{xx} = en\mu \stackrel{(3.2)}{=} U_g C_g \mu . \quad (3.6)$$

Dabei ist μ die Ladungsträgerbeweglichkeit, welche vor allem durch Störstellen und Verunreinigungen des Graphens, aber auch von der Beschaffenheit der Substratoberfläche beeinflusst wird [46, 72, 81, 82]. Die Ladungsträgerbeweglichkeit stellt somit ein Maß für die Probenqualität dar [81, 82]. Zur Ermittlung dieser Ladungsträgerbeweglichkeit geht man folgendermaßen vor [35]. Die Leitfähigkeit σ_{xx} als Funktion der Gatespannung U_g ist durch Gleichung (3.6) gegeben [35, 78, 82]. Dabei entspricht das Produkt aus der Ladungsträgerbeweglichkeit μ und der Kapazität C_g , die auch Gate-Kopplungskonstante genannt wird, der Steigung m dieser Kurve. Aus Gleichung (3.6) folgt deshalb [35, 78, 82]:

$$\sigma_{xx} = U_g C_g \mu = m U_g . \quad (3.7)$$

Durch Umformung erhält man dann die folgende Geradengleichung mit konstanter Steigung m :

$$\mu = \frac{m}{C_g} . \quad (3.8)$$

Da die Steigung m der 1. Ableitung von σ_{xx} nach U_g entspricht, kann man Gleichung (3.8) alternativ schreiben als [82]:

$$\mu = \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial U_g} \frac{1}{C_g} . \quad (3.9)$$

Damit kann man nun die Ladungsträgerbeweglichkeiten für fast alle Ladungsträgerdichten bestimmen. Zu erwähnen ist, dass in der Nähe des Dirac-Punkts wegen den *electron-hole-puddles* sowohl Elektronen- als auch Lochleitung stattfindet [80]. Deshalb macht die Ermittlung der Steigung m zur Bestimmung der Ladungsträgerbeweglichkeit erst etwas weiter weg vom Dirac-Punkt einen Sinn. Häufig nimmt dort die Leitfähigkeit σ_{xx} in Abhängigkeit von der Gatespannung U_g einen nahezu linearen Verlauf an. Alternativ kann man die Ladungsträgerbeweglichkeit aus den Hall-Messungen und damit die sogenannte Hall-Beweglichkeit bestimmen. Dazu wird für den jeweiligen Ladungsträgertyp mit der Ladung q die umgestellte Gleichung (3.25) $\mu = 1/(nq\rho_{xx}(B_z = 0 \text{ T}))$, verwendet [83]. Diese Gleichung wird weiter unten in Abschnitt 3.2.1 noch eingeführt. Mit Hilfe der bestimmten Ladungsträgerbeweglichkeiten lassen sich nun Aussagen über Probenqualität und unter Einbeziehung der mittleren freien Weglänge auch zum entsprechenden Transportregime machen [81, 82, 84]. Darauf wird im folgenden Abschnitt nun genauer eingegangen.

3.1.3. Transportregime in Graphen

Der Transport der Ladungsträger innerhalb einer Probe hängt stark vom Streuverhalten der Ladungsträger ab. Die mittlere freie Weglänge (engl.: „*mean free path*“ (mfp)) l_{mfp} stellt dabei die mittlere Wegstrecke dar, die ein Ladungsträger in einem Kristall ohne Streuung zurücklegen kann [65, 77, 84]. Mit der Geschwindigkeit der Ladungsträger v_F und der Impulsrelaxationszeit τ_p folgt dann unmittelbar die Beziehung [77, 81, 84]:

$$l_{mfp} = \tau_p v_F . \quad (3.10)$$

Durch Bestimmung der Ladungsträgerbeweglichkeit μ und der Ladungsträgerdichte n mit den Gleichungen (3.3) und (3.8) lässt sich die mittlere freie Weglänge l_{mfp} für Graphen berechnen mit [81, 84]:

$$l_{mfp} = \frac{\hbar \mu \sqrt{n\pi}}{e} . \quad (3.11)$$

Vergleicht man die mittlere freie Weglänge l_{mfp} mit der Länge L und der Breite W eines leitfähigen Kanals, so kann man den Quantentransport innerhalb dieses Kanals einem bestimmten Transportregime zuordnen [85]. Es gibt dazu drei mögliche Fälle:

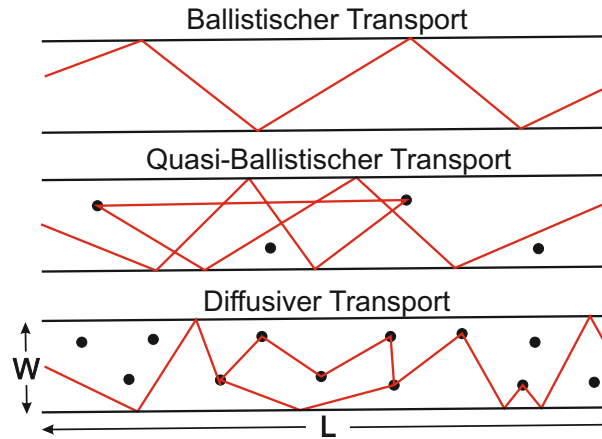


Abbildung 3.3.: Transportregime: Oben, ballistischer Transport mit $l_{mfp} > L > W$; Mitte, quasi-ballistischer Transport mit $l_{mfp} > W$; Unten, diffusiver Transport mit $L > W > l_{mfp}$. Entnommen aus [85] und grafisch nachbearbeitet.

- Ballistisches Transportregime mit $l_{mfp} > L > W$:
In diesem Fall können sich Ladungsträger frei von Streuung an Defekten und Störstellen durch einen leitfähigen Kanal mit den Dimensionen L und W bewegen (vgl. Abb. 3.3 oben) [85].
- Quasi-Ballistisches Transportregime mit $L > l_{mfp} > W$:
In diesem Fall findet Streuung an Defekten und Störstellen innerhalb des Kanals statt, allerdings in geringerem Maße, da hier wegen $l_{mfp} > W$ die Streuzentren im Mittel weiter auseinander liegen (vgl. Abb. 3.3 mitte) [85].
- Diffusives Transportregime mit $L > W > l_{mfp}$:
In diesem Fall ist der Quantentransport stark von Streuereignissen an Defekten und Störstellen innerhalb des Kanals geprägt (vgl. Abb. 3.3 unten) [85].

Da sich manche Effekte nur dann gut messen lassen, wenn der Transport innerhalb einer Probe entweder ballistisch, quasi-ballistisch oder diffusiv ist, sollte man bei der Probenherstellung bereits eine entsprechende Probengeometrie wählen. Auch hinsichtlich der Ladungsträgerbeweglichkeit μ der jeweiligen Probe, die nach Gleichung (3.11) proportional zu l_{mfp} ist, sollte man bei der Probenherstellung versuchen, die Probe so herzustellen, dass sich diese später im gewünschten Transportregime befindet.

3.1.4. Der Diffusionskoeffizient

Wie man im Verlauf dieser Arbeit noch sehen wird, spielt der Diffusionskoeffizient eine große Rolle, wenn es um die Auswertung der Messdaten und Bestimmung

der induzierten SOC in Graphen geht. Aus den Messungen zum elektrischen Feld-effekt lässt sich auch der zweidimensionale Diffusionskoeffizient D bestimmen. Dafür gibt es nun mindestens zwei Möglichkeiten. Die eine Möglichkeit ist die Bestimmung von D mit l_{mfp} und v_F über die Beziehung [77, 86]:

$$D = \frac{v_F^2 \tau_p}{2} \stackrel{(3.10)}{=} \frac{v_F l_{mfp}}{2} . \quad (3.12)$$

Die andere Möglichkeit besteht darin, D mit Hilfe der sogenannten Einstein-Relation zu bestimmen, diese lautet [86, 87]:

$$D = \frac{\sigma_{xx}}{e^2 \nu(E)} . \quad (3.13)$$

Dabei ist $\nu(E)$ die Zustandsdichte für ML-G, die wiederum gegeben ist durch [86, 87]:

$$\nu(E) = \frac{g_s g_v}{2\pi} \frac{|E|}{\hbar^2 v_F^2} . \quad (3.14)$$

Hier sind $g_s = 2$ und $g_v = 2$ die Faktoren für die jeweils zweifache Spin- und *Valley*-Entartung [86, 87]. Durch Integration von Gleichung (3.13) und Substitution der Energie E durch E_F erhält man die Ladungsträgerdichte $n(E_F)$ und es gilt [87]:

$$n(E_F) = \frac{g_s g_v E_F^2}{4\pi \hbar^2 v_F^2} . \quad (3.15)$$

Die Fermi-Energie E_F ist für ML-G wiederum gegeben durch [87]:

$$E_F = v_F \hbar \sqrt{n\pi} \stackrel{(3.6)}{=} v_F \hbar \sqrt{\frac{\sigma_{xx}\pi}{\mu e}} . \quad (3.16)$$

Mit der Einstein-Gleichung (3.12) und den Gleichungen (3.13), (3.14) und (3.15) erhält man dann die folgende Relation für den Diffusionskoeffizienten D [87]:

$$D = \frac{\sigma_{xx} \hbar v_F}{e^2} \sqrt{\frac{\pi}{g_s g_v} \frac{1}{n(E_F)}} . \quad (3.17)$$

Nun hat man mit den Gleichungen (3.12) und (3.17) bereits zwei Möglichkeiten zur Bestimmung von D [87]. In beiden Fällen geht man jedoch davon aus, dass sowohl die Ladungsträgerdichte als auch die Zustandsdichte am Dirac-Punkt verschwinden [87]. Diese Annahme ist für reale Proben allerdings unrealistisch und gilt deshalb nur für ideale Proben [87]. Aus diesem Grund ist die Bestimmung von D durch Anwendung der Gleichungen (3.12) und (3.17) für kleine Ladungsträgerdichten von $|n| < 0,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ eher ungeeignet [87]. Geht man von nicht verschwindenden Ladungsträgerdichten bzw. von einem endlichen Widerstand am

Dirac-Punkten aus, so sollte man unter anderem *electron-hole-puddles* berücksichtigen [87]. Um den Diffusionskoeffizienten D nun universell für alle Ladungsträgerdichten n bestimmen zu können, ist also eine verbreiterte Zustandsdichte $\nu^*(E_F)$ anstelle von Gleichung (3.14) zu verwenden [87]. Diese ist gegeben durch [87]:

$$\nu^*(E_F) = \frac{g_v g_s}{2\pi \hbar^2 v_F^2} \left[\frac{2\sigma_b}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{E_F^2}{2\sigma_b^2}\right) + E_F \operatorname{erf}\left(\frac{E_F}{\sigma_b \sqrt{2}}\right) \right]. \quad (3.18)$$

Dabei steht erf für die Gaußsche Fehlerfunktion und $\sigma_b \approx 75$ meV für die Gaußsche Verbreiterung [87]. Durch Berechnung von Gleichung (3.18) und Einsetzen in Gleichung (3.13) lässt sich der Diffusionskoeffizient nun auch für $|n| < 0,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ möglichst genau bestimmen [87].

3.2. Elektrischer Transport mit äußerem Magnetfeld

In diesem Abschnitt werden die theoretischen Grundlagen von wesentlichen Effekten beschrieben, die auftreten, wenn man zusätzlich zum elektrischen Transport ein äußeres Magnetfeld B_z senkrecht zur Probenebene anlegt.

3.2.1. Klassischer Magnetotransport und Hall-Effekt

Zur Beschreibung des klassischen Magnetotransports betrachte man zunächst ein 2DEG in diffusivem Regime in Form einer Hallbar-Struktur wie in Abb. 3.4 gezeigt. Legt man zwischen den Kontakten 1 und 4 eine Spannung U_{bias} und damit

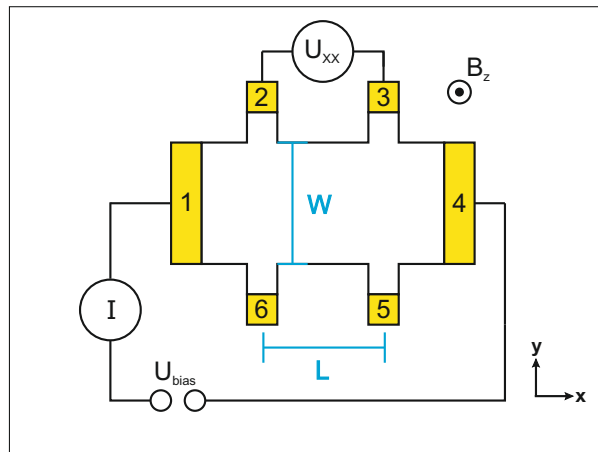


Abbildung 3.4.: Hallbar mit der Breite W und der Länge L zwischen den Kontakten 1 bis 6.

ein äußeres elektrisches Feld $\vec{\mathcal{E}}_{ext} = (\mathcal{E}_x, 0, 0)$ an, so fließt ein gewisser Strom I von Kontakt 1 nach Kontakt 4 [65, 76, 77, 88]. Durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes $\vec{B}_{ext} = (0, 0, B_z)$ senkrecht zum 2DEG wirkt auf die Ladungsträger mit der Ladung $q = \pm e$ einerseits die Lorentz-Kraft $\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B}_{ext}$ und andererseits die Kraft des elektrischen Feldes $\vec{F}_{el} = q\vec{\mathcal{E}}_{ext}$ [65, 76, 77, 88]. Die gesamte Kraft, die dann auf einen Ladungsträger wirkt, ist gegeben durch [65, 76, 77, 88]:

$$\vec{F} = \vec{F}_{el} + \vec{F}_L = q(\vec{\mathcal{E}}_{ext} + \vec{v} \times \vec{B}_{ext}) . \quad (3.19)$$

Mit Hilfe der Newtonschen Bewegungsgleichung [65, 76, 77, 88]:

$$\vec{F} = m^* \left(\frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{\vec{v}}{\tau} \right) \quad (3.20)$$

lässt sich nun die Bewegung der Ladungsträger zwischen zwei Streuereignissen beschreiben [65, 76, 77, 88]. Hierbei zwingt die Lorentzkraft die Ladungsträger auf kreisförmige Trajektorien mit dem zugehörigen Zyklotronradius R_c , den man bestimmen kann aus [65, 76, 77, 88]:

$$R_c = \frac{|\vec{v}|}{\omega_c} , \quad (3.21)$$

wobei die Wiederholungsrate dieser kreisförmigen Bewegung durch die Zyklotronfrequenz ω_c gegeben ist [65, 76, 77, 88]. Die Zyklotronfrequenz lässt sich wiederum über die Beziehung [65, 76, 77, 88]:

$$\omega_c = \frac{qB_z}{m^*} \quad (3.22)$$

berechnen. Aus der Lösung der Bewegungsgleichung (3.20) folgt, dass sich diese Kreisbewegung nun mit einer Driftbewegung v_d der Ladungsträger in y -Richtung, überlagert [65, 76, 77, 88]. Die Driftbewegung ist dabei gegeben durch [65, 76, 77, 88]:

$$\vec{v} = \frac{\vec{\mathcal{E}}_{ext} \times \vec{B}_{ext}}{B_z^2} . \quad (3.23)$$

Aufgrund der Lorentz-Kraft lagern sich deshalb Ladungsträger in y -Richtung und damit senkrecht zur Strom- und Magnetfeldrichtung an [65, 76, 77, 88]. Dadurch bildet sich ein elektrisches Feld in y -Richtung, wodurch der Vektor des elektrischen Feldes $\vec{\mathcal{E}} = (\mathcal{E}_x, \mathcal{E}_y, 0)$ eine weitere Komponente ungleich null erhält [65, 76, 77, 88]. Die Komponente \mathcal{E}_y wirkt der Lorentz-Kraft entgegen und es stellt sich nach einer gewissen Zeit ein Gleichgewichtszustand ein [65, 76, 77, 88]. Mit der Stromdichte $\vec{j} = (j_x, 0, 0)$, die gegeben ist durch [65, 76, 77, 88]:

$$\vec{j} = qn\vec{v} , \quad (3.24)$$

erhält man den longitudinalen spezifischen Widerstand ρ_{xx} , der für den jeweiligen Ladungsträgertyp mit der Ladung q etwas weiter weg vom Dirac-Punkt gegeben ist durch [65, 76, 77, 88]:

$$\rho_{xx} = \frac{1}{qn\mu} \quad (3.25)$$

und damit unabhängig vom äußeren Magnetfeld $\vec{B}_{ext} = (0, 0, B_z)$ ist [65, 76, 77, 88]. Der transversale Widerstand ρ_{xy} , den man weiter weg vom Dirac-Punkte für den jeweiligen Ladungsträgertyp mit der Ladung q mit Hilfe von [65, 76, 77, 88]:

$$\rho_{xy} = \frac{B_z}{nq} \quad (3.26)$$

berechnen kann, ist dagegen direkt proportional zum äußeren Magnetfeld $\vec{B}_{ext} = (0, 0, B_z)$ [65, 76, 77, 88]. Trägt man also ρ_{xy} gegen B_z auf, so erhält man aufgrund der linearen Abhängigkeit der beiden Größen eine typische Hall-Gerade [65, 76, 77, 88]. Man misst somit den klassischen Hall-Effekt [65, 76, 77, 88]. Dieser tritt allgemein auch in gewöhnlichen Leitern und Halbleitern auf und dominiert üblicherweise das Verhalten des transversalen Widerstands bei kleinen Magnetfeldern oder hohen Temperaturen [65, 76, 77, 88].

3.2.2. Quanten-Hall-Effekt in gewöhnlichen Halbleitern

Klaus von Klitzing erhielt im Jahr 1985 für die Entdeckung des Quanten-Hall-Effekts (QHE) den Nobelpreis, nachdem er zusammen mit M. Pepper und G. Dorda den Hall-Effekt in 2DEGs untersuchte [89]. Ein solches 2DEG wurde in Form eines Si-MOSFETs mit Hallbar-Geometrie hergestellt, womit schließlich gezeigt werden konnte, dass der Hall-Widerstand R_H in einem 2DEG bei tiefen Temperaturen T und hohen äußeren Magnetfeldern B_z senkrecht zur Probenebene regelmäßig quantisierte Werte annimmt [89]. Es gibt somit Bereiche in der Hall-Gerade, an denen die Steigung des Hall-Widerstands gleich null wird, weshalb man diese Bereiche auch als sogenannte Hall-Plateaus bezeichnet (vgl. Abb. 3.5) [65, 77, 88, 89]. Grundsätzlich ist der Hall-Widerstand R_H bereits aus Gleichung (3.26) bekannt, denn es gilt [65, 90]:

$$R_H = \rho_{xy} = \frac{B_z}{nq} . \quad (3.27)$$

Die Lage dieser Hall-Plateaus folgt nun einer festen Gesetzmäßigkeit [65, 90]. Die Hall-Plateaus erscheinen nämlich immer genau dann, wenn die Bedingung [65, 90]:

$$R_H = \frac{R_K}{\nu} \text{ mit } \nu \in \mathbb{N} \quad (3.28)$$

erfüllt ist, wobei die sogenannte von-Klitzing-Konstante R_K als Naturkonstante gegeben ist durch [65, 90]:

$$R_K = \frac{h}{e^2} \approx 25812,81 \, \Omega . \quad (3.29)$$

Mit Blick auf Gleichung (3.28) erkennt man unmittelbar, dass die Widerstandswerte dieser Hall-Plateaus quantisiert sind und außerdem nicht von bestimmten Probeneigenschaften abhängen [65, 77, 90]. Bei Betrachtung des Längswiderstands ρ_{xx} gegen ein zunehmendes äußeres Magnetfeld B_z , beobachtet man, dass der Längswiderstand oszilliert, wobei die Amplitude des Längswiderstands mit steigendem Magnetfeld zunimmt (vgl. Abb. 3.5) [65, 77, 90]. Diese Oszillationen werden auch Shubnikov-de-Haas-Oszillationen (SdH-Oszillationen) genannt [65, 77, 90]. Man beobachtet außerdem, dass ρ_{xx} immer dann ein Minimum besitzt, wenn R_H ein Plateau aufweist (vgl. Abb. 3.5) [65, 77, 90]. Sobald R_H nach einem Plateau eine Stufe bildet, wächst ρ_{xx} zu einem Maximum an, welches erreicht wird, sobald R_H die Stufe auf halber Höhe erreicht hat (vgl. Abb. 3.5) [65, 77, 90]. Steigt R_H weiter an, so fällt ρ_{xx} wieder bis zum Minimalwert ab (vgl. Abb. 3.5) [65, 77, 90]. Die Ursache für dieses Wechselspiel ist die Bildung von diskreten

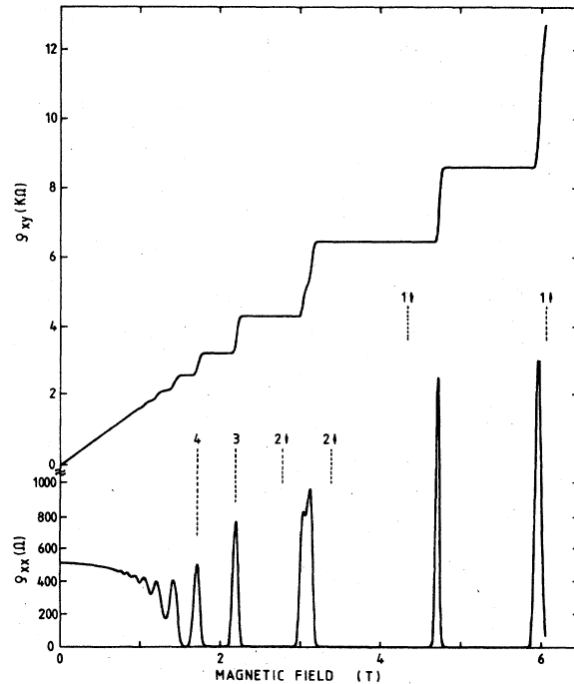


Abbildung 3.5.: Messung von Längs- ρ_{xx} und Querverwiderstand ρ_{xy} bei einem senkrecht zur Probenebene geschalteten, ansteigenden äußeren Magnetfeld an einem Si-MOSFET. Zu sehen sind SdH-Oszillationen und Quanten-Hall-Effekt. [90]

Energieniveaus, den sogenannten Landau-Niveaus, mit zunehmenden Werten von

B_z [65, 77, 90]. Auf diesen Landau-Niveaus konzentrieren sich nun die Ladungsträger [65, 77, 90]. Der energetische Abstand $\hbar\omega_c$ zwischen diesen Landau-Niveaus wird mit steigendem Magnetfeld B_z größer, wodurch sich die energetische Lage dieser Niveaus relativ zueinander, aber auch relativ zur Fermi-Energie E_F ändert [65, 77, 90]. Geht man von der Situation aus, dass E_F genau zwischen zwei Landau-Niveaus liegt, so sind alle Landau-Niveaus unterhalb E_F voll gefüllt. Bei kleinen Magnetfeldern, bei denen die nicht deltaförmigen Landau-Niveaus aufgrund von Defekten und Verunreinigungen usw. noch überlappen, führt dies lediglich zu weniger Streuung und dadurch zu Minima im Längswiderstand und zu Plateaus im Hall-Widerstand. Bei größeren Magnetfeldern ist dann prinzipiell gar keine Leitung mehr möglich, da zwischen den diskreten Landau-Niveaus keine freien Zustände mehr vorhanden sind, in welche die Ladungsträger streuen können [65, 77, 90]. Man erwartet daher einen verschwindenden Längswiderstand und ein Plateau im Hall-Widerstand [65, 77, 90]. In diesem Fall kann lediglich an den Probenrändern ein Ladungstransport stattfinden, was mit Hilfe des Randkanalmodells erklärt werden kann [65, 77]. Darauf wird an dieser Stelle jedoch nicht genauer eingegangen. Mehr dazu findet man in [65, 76, 77, 88]. Liegt E_F nun stattdessen auf einem Landau-Niveau, so ist Leitung innerhalb der Hallbar möglich, da es freie Zustände gibt, in die gestreut werden kann [65, 77]. Man erwartet beispielsweise bei einem halb gefülltem obersten Landau-Niveau ein Maximum im Längswiderstand und im Hall-Widerstand einen stufenförmigen Übergang von einem Plateau zum nächsten [65, 77]. Die Energien der diskreten Landau-Niveaus können dabei berechnet werden durch [65, 77]:

$$E_N = \left(N + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c \text{ mit } N \in \mathbb{N}_0 . \quad (3.30)$$

In jedem Landau-Niveau finden sich pro Einheitsfläche außerdem N_L Zustände [65, 77]. N_L ist dabei gegeben durch [65, 77]:

$$N_L = \frac{2eB}{h} . \quad (3.31)$$

Die Zahl der besetzten Landau-Niveaus berechnet sich anschließend aus [65, 77]:

$$\nu = n/N_L . \quad (3.32)$$

Dieser Wert wird auch als Füllfaktor bezeichnet [65, 77]. In Abbildung 3.6 ist schematisch dargestellt wie die parabolische Dispersion bzw. wie die Zustandsdichte $D(E)$ diskrete Landau-Niveaus bildet.

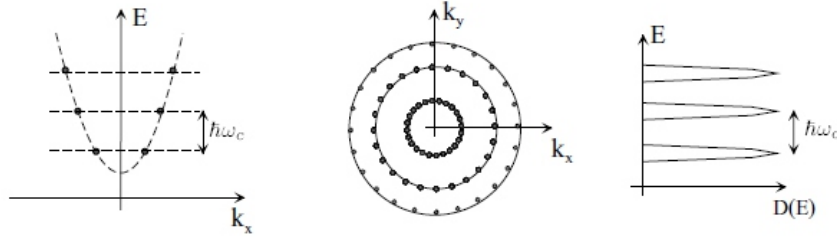


Abbildung 3.6.: Links: Ursprünglich parabolische Verteilung der Zustände im k -Raum formt sich zu äquidistanten Landau-Niveaus um. Mitte: Landau-Niveaus bilden im zweidimensionalen k -Raum konzentrische Kreise. Rechts: Zustandsdichte bildet eine Reihe von äquidistanten Peaks entlang der Energieachse. [65]

3.2.3. Quanten-Hall-Effekt in Graphen

Da Graphen prinzipiell ein 2DEG darstellt, kann man den QHE auch in Graphen messen [46, 91]. Der QHE für Graphen stellt jedoch einen Sonderfall dar [46]. Des Weiteren muss dabei auch zwischen ML-G und BL-G unterschieden werden [46, 48, 92, 93].

QHE in ML-G

Im Falle von ML-G muss man für den QHE die lineare Dispersion nahe dem Dirac-Punkt berücksichtigen [46, 91]. Für die Energien der einzelnen Landau-Niveaus gilt anstelle von Gleichung (3.30) nun [46, 91, 93]:

$$E_N = \pm \sqrt{2e\hbar v_F^2 |N| B_z} \text{ mit } N \in \mathbb{N}_0 . \quad (3.33)$$

Das bedeutet, dass die Aufspaltung der Landau-Niveaus nicht mehr äquidistant ist, sondern von einer Wurzel abhängig ist [46, 91, 93]. Außerdem muss man hier hinsichtlich der Art der Ladungsträger unterscheiden, was in Gleichung (3.33) durch die beiden unterschiedlichen Vorzeichen berücksichtigt wird [46, 91, 93]. Für den Fall, dass $N = 0$ gilt, sieht man an Gleichung (3.33) sofort, dass ein Landau-Niveau am energetischen Nullpunkt existieren muss [46, 92]. Unter Berücksichtigung der Spin- g_s und Valley-Entartung g_v ergibt sich für ML-G mit dem Chiralitätsgrad $J = 1$ (für eine Kohlenstofflage) außerdem der Füllfaktor zu [46, 92, 93]:

$$\nu_{ML-G} = g_s g_v \left(N + \frac{J}{2} \right) \text{ mit } N \in \mathbb{N}_0 . \quad (3.34)$$

Solange die Entartung nicht aufgehoben wird, folgen die Füllfaktoren für ML-G damit einer Sequenz $\nu_{ML-G} = \pm 2, \pm 6, \pm 10, \pm 14, \dots$ [46, 92, 93]. Bei diesen Füllfaktoren zeigen sich Hall-Plateaus im Hall-Widerstand R_H bzw. Minima im

Längswiderstand ρ_{xx} [46, 92, 93]. Im Hall-Widerstand R_H treten Hall-Plateaus immer dann auf, wenn die Bedingung:

$$R_H = \frac{R_K}{\nu_{ML-G}} = \frac{1}{\nu_{ML-G}} \frac{h}{e^2} \quad (3.35)$$

erfüllt ist [46, 90, 92]. Durch Umrechnung von R_H in σ_{xy} folgt, dass zwischen den einzelnen Hall-Plateaus immer ein äquidistanter Abstand $\Delta\sigma_{xy} = 4e^2/h$ vorliegt [48, 93].

QHE in BL-G

Bei BL-G gilt für die Energien der Landau-Niveaus nun [46, 48]:

$$E_N = \pm \hbar\omega_c \sqrt{N(N-1)} \text{ mit } N \in \mathbb{N}_0. \quad (3.36)$$

Dabei ist ω_c mit der effektiven Masse $m_* \approx 0,05m_e$ bereits aus Gleichung (3.22) bekannt [46, 48]. Aus Gleichung (3.36) folgt nun, dass $E_0 = 0$ $\hbar\omega_c$ und $E_1 = 0$ $\hbar\omega_c$ [46, 48, 94]. Das bedeutet, dass die Zustände bei $E = 0$ achtfach entartet sind [46, 48, 93]. Für $N \gg 1$ wird die Aufspaltung mit Abständen von ungefähr $\hbar\omega_c$ zwischen den einzelnen Landau-Niveaus nahezu äquidistant [46, 48, 93]. Die beiden Vorzeichen in Gleichung (3.36) stehen hier wieder für die unterschiedlichen Ladungsträgertypen [46, 48, 93]. Unter Berücksichtigung der Spin-Entartung g_s und Valley-Entartung g_v ergibt sich für BL-G mit dem Chiralitätsgrad $J = 2$ (zwei Kohlenstofflagen) für den Füllfaktor [48, 92]:

$$\nu_{BL-G} = g_s g_v \left(N + \frac{J}{2} \right). \quad (3.37)$$

Solange die Entartung nicht aufgehoben wird, folgen die Füllfaktoren für BL-G einer Sequenz $\nu_{BL-G} = \pm 4, \pm 8, \pm 12, \pm 16 \dots$ [46, 92, 93]. Bei diesen Füllfaktoren zeigen sich also Hall-Plateaus im Hall-Widerstand R_H bzw. Minima im Längswiderstand ρ_{xx} [46, 92, 93]. Im Hall-Widerstand R_H treten Hall-Plateaus immer dann auf, wenn die Bedingung:

$$R_H = \frac{R_K}{\nu_{BL-G}} = \frac{1}{\nu_{BL-G}} \frac{h}{e^2} \quad (3.38)$$

erfüllt ist [46, 90, 92]. Durch Umrechnung von R_H in σ_{xy} folgt auch für BL-G, dass zwischen den einzelnen Hall-Plateaus immer ein äquidistanter Abstand $\Delta\sigma_{xy} = 4e^2/h$ vorliegt [48, 93].

3.3. Interferenzeffekte

Gemäß dem Welle-Teilchen-Dualismus, der vor ungefähr einhundert Jahren von Louis de Broglie postuliert wurde, haben auch Teilchen wie Elektronen einen Wellencharakter [65]. Da Wellen bekanntlich miteinander interferieren können, gilt

dies somit auch für Elektronenwellen (gilt analog auch für Wellen der Elektronenlöcher) [65]. In leitfähigen Materialien wie z.B. Graphen treten aufgrund der Interferenz von Ladungsträgern besondere Effekte auf. Im Fokus dieser Arbeit stehen dabei schwache Lokalisierung und schwache Antilokalisierung. Aber auch auf die universalen Leitwertfluktuationen (engl.: „*universal conductance fluctuations*“ (UCF)) wird genauer eingegangen, da man mit deren Hilfe wichtige Informationen über die Phasenkohärenz einer Probe erhalten kann [95]. Durch Messung dieser Effekte kann man im Allgemeinen das Verhalten der Ladungsträger innerhalb einer Probe untersuchen, wodurch man anschließend auch wesentliche Informationen über die Probeneigenschaften gewinnen kann [95–97]. Insbesondere liefern diese Effekte für diese Arbeit besonders wichtige Parameter, die zur Bestimmung und Beurteilung von induzierter SOC notwendig sind [8, 10, 97]. Deshalb behandelt der folgende Abschnitt nun die wesentlichen theoretischen Grundlagen der Interferenz von Ladungsträgern.

3.3.1. Interferenz von Ladungsträgern

Betrachtet man einen leitfähigen Kanal mit einzelnen Punktdefekten, so können sich Ladungsträger ausgehend von einem Startpunkt A mit Hilfe von Streuung von einem Defekt zum nächsten entlang der Wege l_α und l_β hin zum Endpunkt B bewegen (vgl. Abb. 3.7) [77, 88]. Für diese Elektronen gilt dann die klassische

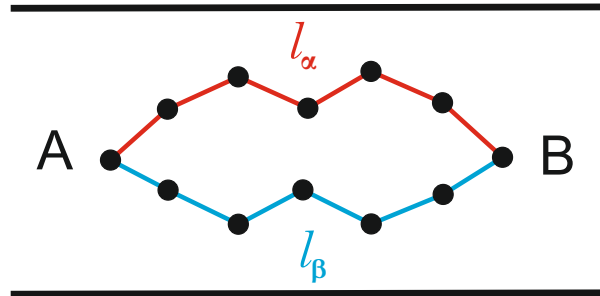


Abbildung 3.7.: Leitfähiger Kanal mit den Wegen l_α (rot) und l_β (blau) zwischen den Punkten A und B. Dabei sind die schwarzen Punkte Defekte, an denen die Ladungsträger streuen können. [77, 88]

Gesamttransmissionswahrscheinlichkeit [77, 88]:

$$T_{A-B} = |t_\alpha + t_\beta|^2 = |t_\alpha|^2 + |t_\beta|^2 . \quad (3.39)$$

Aus den beiden Wahrscheinlichkeitsamplituden t_α und t_β erhält man die Wahrscheinlichkeiten, mit der ein Ladungsträger den jeweiligen Weg l_α oder l_β zurücklegt [77, 88]. Quantenmechanisch betrachtet, muss zu Gleichung (3.39) jedoch noch ein weiterer Term hinzugefügt werden, da hier im klassischen Drude-Bild noch die Welleneigenschaft der Ladungsträger berücksichtigt werden muss [77,

88]. Dieser Term berücksichtigt zusätzlich die Phasenverschiebung zwischen den beiden Wellen t_α und t_β [77, 88]. Es folgt daher mit Gleichung (3.39) für ein quantenmechanisches System [77, 88]:

$$T_{A-B} = |t_\alpha + t_\beta|^2 = |t_\alpha|^2 + |t_\beta|^2 + 2|t_\alpha||t_\beta|\cos(\phi_1 - \phi_2). \quad (3.40)$$

Abhängig von der Phasenverschiebung $\Delta\phi = (\phi_1 - \phi_2)$ folgt nun entweder destruktive oder konstruktive Elektroneninterferenz [77, 88].

3.3.2. Phasenkohärenz

Für das Auftreten von Interferenzeffekten müssen die beteiligten Wellen eine feste Phasenbeziehung aufweisen, also phasenkohärent sein [77, 88]. Als räumliches Maß für die Phasenkohärenz zweier Wellen dient die Phasenkohärenzlänge l_ϕ [77, 88]. Damit nun zwei Wellen als phasenkohärent gelten und somit miteinander interferieren können, muss l_ϕ größer als die Differenz der zurückgelegten Weglängen der einzelnen Wellen sein [77, 88]. Für Interferenz muss deshalb $l_\phi > |l_\alpha - l_\beta|$ erfüllt sein [77, 88]. Die Phasenkohärenzlänge l_ϕ ist mit der Phasenstreuzeit τ_ϕ und dem bereits aus Abschnitt 3.1.4 bekannten Diffusionskoeffizienten D verknüpft und es gilt [77, 88]:

$$l_\phi = \sqrt{D\tau_\phi}. \quad (3.41)$$

Es gibt nun wesentliche Faktoren, die die Phasenkohärenz der Ladungsträgerwellen beeinflussen können. Diese werden nun genauer betrachtet.

Die Phasenkohärenz hängt im Allgemeinen stark von der Art der auftretenden Streuung im Festkörper ab [77, 88]. Während elastische Streuung im Allgemeinen keinen wesentlichen Einfluss auf die Phasenkohärenz hat, wird die Phasenkohärenzlänge stark durch inelastische Streuung verkürzt [77, 88]. Da Elektronen nach jedem inelastischem Streuereignis kinetische Energie verlieren, ändert sich auch deren Wellenlänge [77, 88]. Dadurch ändert sich wiederum auch die Phasenbeziehung zwischen den einzelnen Ladungsträgerwellen [77, 88]. Folglich wird die Phasenkohärenz zerstört, wodurch keine Interferenz der Ladungsträger mehr auftreten kann [77, 88]. Zu den inelastischen Streuprozessen gehört vor allem die Elektron-Phonon-Wechselwirkung und die Elektron-Elektron-Wechselwirkung, wobei bei tiefen Temperaturen aufgrund fehlender Gitterschwingungen, die Elektron-Elektron-Wechselwirkung dominiert [77, 88].

Bei Temperaturen um $T = 0$ K tragen nur Ladungsträger mit Energien nahe E_F zum Stromfluss bei [77, 88]. Bei höheren Temperaturen beteiligen sich gemäß der Fermi-Dirac-Verteilung jedoch auch Ladungsträger mit Energien $E = E_F \pm k_B T$, wobei k_B die Boltzmann-Konstante ist, am Stromfluss [77, 88]. Aufgrund dieser unterschiedlichen Energien haben die einzelnen Ladungsträgerwellen auch unterschiedliche Wellenlängen, was wiederum zur Zerstörung der Phasenkohärenz

führt [77, 88]. Eine ansteigende Temperatur führt damit zunehmend zur Zerstörung der Phasenkohärenz, weshalb es bei hohen Temperaturen immer schwieriger wird Interferenzeffekte nachzuweisen [77, 88]. Bei tiefen Temperaturen und hoher Phasenkohärenz ist es jedoch grundsätzlich möglich Interferenzeffekte wie die schwache Lokalisierung zu messen [77, 88]. Grundsätzlich gilt $\tau_\phi \propto 1/T$ für die Beziehung zwischen der Phasenstreuzeit τ_ϕ und der Temperatur T [98, 99]. Der folgende Abschnitt beschäftigt sich nun genauer mit der schwachen Lokalisierung.

3.3.3. Schwache Lokalisierung

Unter der Voraussetzung, dass die Phasenkohärenzlänge l_ϕ in einem System groß genug ist, die Probe groß genug ist damit die UCF durch Mittelung weitgehend verschwinden, genügend Störstellen im System vorhanden sind und die SOC im System vernachlässigbar klein ist, kann die schwache Lokalisierung in Magnetotransport-Messungen auftreten [77, 88, 96]. Um den Effekt der schwachen Lokalisierung besser zu verstehen, betrachtet man zunächst einen elektrisch leitfähigen Kanal (vgl. Abb. 3.8). Dort können, durch Anlegen einer Spannung U_{xx} , Ladungsträger zwischen den Punkten A und B fließen [77, 88]. Besitzt dieser Kanal eine gewisse Menge an Störstellen, so findet Streuung der Ladungsträger an diesen Störstellen statt [77, 88]. Es gibt eine gewisse Wahrscheinlichkeit $R_{A \rightarrow A}$ dafür, dass Ladungsträger, die sich entlang eines Pfads l_α zwischen den Punkten A und B bewegen, in Form einer schleifenförmigen Bewegung rückstreuen und damit sozusagen im System reflektiert werden [77, 88]. Daraus folgt, dass die Leitfähigkeit σ_{xx} zwischen den Punkten A und B proportional zur Transmissionswahrscheinlichkeit $T_{A \rightarrow B}$ ist [77, 88]. Es gilt für einen einzelnen Pfad [77, 88]:

$$T_{A \rightarrow B} = |t_{A \rightarrow B}|^2 = |t_\alpha|^2 = 1 - R_{A \rightarrow A} . \quad (3.42)$$

Berücksichtigt man für die Transmissionswahrscheinlichkeit sowohl alle klassisch erlaubten Pfade als auch alle quantenmechanisch möglichen Pfade (l_α und l_β), so gilt [77, 88]:

$$T_{A \rightarrow B} = \left| \sum_\alpha t_\alpha \right|^2 = \sum_\alpha |t_\alpha|^2 + \sum_{\alpha \neq \beta} t_\alpha \cdot t_\beta^* . \quad (3.43)$$

Für die Rückstreuwahrscheinlichkeit $R_{A \rightarrow A}$ gilt mit der Rückstreuamplitude $t_\alpha(A)$ dann analog [77, 88]:

$$R_{A \rightarrow A} = \left| \sum_\alpha t_\alpha(A) \right|^2 = \sum_\alpha |t_\alpha(A)|^2 + \sum_{\alpha \neq \beta} t_\alpha(A) \cdot t_\beta^*(A) . \quad (3.44)$$

Durch Mittelung über alle möglichen Pfade verschwindet in ausreichend großen Proben der rein quantenmechanische, zweite Term in Gleichung (3.44) aufgrund

unterschiedlicher Phasenlängen der einzelnen Pfade [77, 88]. Lediglich der zeitumgekehrte Pfad $l_{\tilde{\alpha}}$ von l_{α} bleibt übrig, da beide Wege über die gleiche Phasenverschiebung verfügen [77, 88].

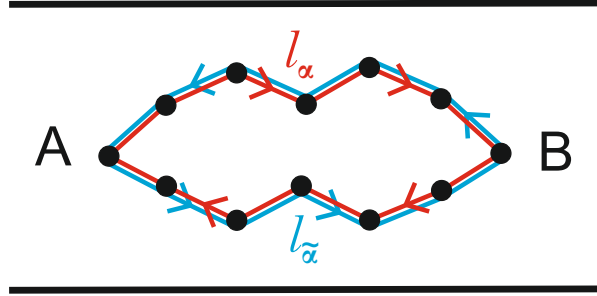


Abbildung 3.8.: Leitfähiger Kanal mit zufällig verteilten Punktdefekten zwischen den Punkten A und B. Ladungsträger bewegen sich entlang der zueinander zeitumgekehrten Pfade l_{α} und $l_{\tilde{\alpha}}$ und ermöglichen durch Interferenz das Auftreten der schwachen Lokalisierung. [77, 88]

Es folgt damit aus Gleichung (3.44) [77, 88]:

$$R_{A \rightarrow A} = \sum_{\alpha} |t_{\alpha}(A)|^2 + \sum_{\alpha \neq \tilde{\alpha}} t_{\alpha}(A) \cdot t_{\tilde{\alpha}}^*(A) = 2 \cdot \sum_{\alpha} |t_{\alpha}(A)|^2 . \quad (3.45)$$

Das bedeutet nun, dass die Rückstreuwahrscheinlichkeit unter Berücksichtigung des quantenmechanischen Terms, aufgrund konstruktiver Interferenz der beiden zeitumgekehrten Pfade, dem Doppelten der klassischen Rückstreuwahrscheinlichkeit entspricht [77, 88]. Dieser quantenmechanische Effekt, der im klassischen Drude-Bild nicht berücksichtigt wird, hat daher eine Reduktion (Erhöhung) der (des) klassisch zu erwartenden Leitfähigkeit (Widerstands) zur Folge [77, 88]. Aufgrund der schleifenförmigen Bewegung der Ladungsträger, spricht man davon, dass die Ladungsträger lokalisiert sind, weshalb man den Effekt schließlich als schwache Lokalisierung bezeichnet [77, 88]. Legt man nun vertikal zur Probenebene ein magnetisches Feld B_z an, so kommt es aufgrund des Aharonov-Bohm-Effekts zu einer zusätzlichen Phasenverschiebung der interferierenden Wellen [77, 88]. Diese Phasenverschiebung ist grundsätzlich abhängig von der Größe der Fläche, die von den beiden Pfaden eingeschlossen wird [77, 88]. Außerdem wird die Phasenverschiebung umso größer, je höher das äußere Magnetfeld B_z ist [77, 88]. Dadurch zerstört die Phasenverschiebung mit zunehmendem äußeren Magnetfeld B_z die Phasenkohärenz und damit auch die Zeitumkehrsymmetrie der Pfade [77, 88]. Der Effekt der schwachen Lokalisierung ist daher bei $B_z = 0$ T maximal und nimmt mit zunehmendem Magnetfeld B_z ab [77, 88].

3.3.4. Schwache Lokalisierung und Antilokalisierung in ML-G

Interferenzeffekte wie die schwache Lokalisierung können auch in Messungen an ML-G auftreten. Anhand dieser Messungen lassen sich nun Informationen über das Streuverhalten der Ladungsträger in ML-G gewinnen. Grundsätzlich gilt dies auch für BL-G, allerdings waren derartige Messungen an BL-G für diese Arbeit nicht relevant. Von daher wird hier auf Interferenzphänomene in BL-G nicht genauer eingegangen. Im Gegensatz zu herkömmlichen Halbleitern mit parabolischer Bandstruktur muss für ML-G die Chiralität der Ladungsträger berücksichtigt werden, wodurch die schwache Lokalisierung für ML-G einen Sonderfall darstellt. Darauf wird in den nächsten Abschnitten nun genauer eingegangen.

Einfluss elastischer Streuprozesse auf Elektroneninterferenz in ML-G

Anhand theoretischer Arbeiten zum Effekt der schwachen Lokalisierung in ML-G zeigte sich, dass hier die schwache Lokalisierung nicht nur von inelastischen, phasenbrechenden Streuprozessen abhängig ist, sondern auch von elastischen Streuprozessen beeinflusst wird [100–102]. Die Ursache dafür ist die Chiralität der Ladungsträger in ML-G [100, 103]. Aufgrund der Chiralität der Ladungsträger erhalten diese mit dem Pseudospin eine weitere Quantenzahl [100, 103]. Es ist nun so, dass elastische Streuung nicht nur die Chiralität brechen kann, sondern auch die Interferenz innerhalb der jeweiligen K - und K' -*Valleys* zerstören kann [100, 102]. Diese sogenannte *Intravalley*-Streuung kann in Form von Streuung an Falten, Gitterversetzungen und atomar scharfen Defekten auftreten und wird durch die Streuzeit τ_s beschrieben [100, 102]. Des Weiteren kann innerhalb der jeweiligen K - und K' -*Valleys* sogenanntes *trigonal warping* auftreten [100–102]. Dieser Effekt tritt bei höheren Energien weiter entfernt vom Dirac-Punkt auf und führt zu Anisotropie in der Dispersionsrelation, wodurch die Zeitumkehrsymmetrie und damit die schwache Lokalisierung innerhalb einer *Valley* zerstört wird [100–102]. Dieses *trigonal warping* wird durch die Streuzeit τ_w beschrieben [100–102]. Die gesamte *Intravalley*-Streuung kann dann durch die Streurrate $\tau_{intra}^{-1} = \tau_s^{-1} + \tau_w^{-1}$ charakterisiert werden [100]. Nun gibt es jedoch auch andere elastische Streuprozesse, die der Unterdrückung der Interferenz entgegenwirken [100]. Hierbei handelt es sich um die sogenannte *Intervalley*-Streuung, welche an Defekten von der Größe der Gitterkonstante auftritt und durch die Streuzeit τ_{iv} beschrieben wird [100]. Da die beiden K - und K' -*Valleys* gegensätzliche Chiralität und *warping* aufweisen, wird erwartet, dass *Intervalley*-Streuung den Bruch der Chiralität und den Effekt des *trigonal warplings* aufgrund Interferenz von Ladungsträgern aus unterschiedlichen *Valleys* aufhebt [100]. Da *Intervalley*-Streuung und *Intravalley*-Streuung quasi miteinander konkurrieren, wird das Auftreten von schwacher Lokalisierung in ML-G damit auch wesentlich von der Art der elastischen Streukörper in Graphen beeinflusst.

Berry-Phase

Weiterhin muss für ML-G das Auftreten einer sogenannten *Berry-Phase* berücksichtigt werden [104]. In ML-G sind die Ladungsträger aufgrund der linearen Bandstruktur bekanntlich chiral [100, 103]. Mit dem Helizitätsoperator $\hat{h} = 1/2 \cdot \vec{\sigma} \vec{p} / |\vec{p}|$ und den Eigenwerten ± 1 folgt nun, dass die Ausrichtung des Pseudospinvektors $\vec{\sigma}$ relativ zum Impulsvektor \vec{p} entweder parallel oder antiparallel sein muss [36]. Bewegen sich Ladungsträger nun entlang einer schleifenförmigen Trajektorie zu ihrem Ausgangspunkt zurück, so führt diese effektive Rückstreuung im k -Raum zu einem Vorzeichenwechsel des Impulsvektors von \vec{k} zu $-\vec{k}$ [103, 105]. Damit geht nun wegen der Chiralität der Ladungsträger auch eine Rotation des Pseudospinvektors $\vec{\sigma}$ einher [103, 105]. Konkret bedeutet das nun, dass für die Wellenbewegung eine sogenannte geometrische Phase $\Delta\phi = \pm\pi/2$ berücksichtigt werden muss, wobei hier das Vorzeichen für die jeweilige Ausbreitungsrichtung steht [103, 105]. Für zwei zueinander zeitumgekehrte Pfade folgt hiermit eine Phasendifferenz von $\Delta\phi = \pi$ [103, 105]. Die Folge dieser sogenannten *Berry-Phase* ist, dass es nun anstelle von konstruktiver zu destruktiver Interferenz der Ladungsträgerwellen kommt [103, 105, 106]. Dadurch würde man nun für ML-G grundsätzlich schwache Antilokalisierung anstelle von schwacher Lokalisierung erwarten [101, 102, 107]. Dies ist jedoch nur dann der Fall, wenn Streueignisse nicht den *Valley*-Index der Ladungsträger ändern [101, 102, 107]. Da die Chiralität unterschiedlich für die jeweiligen *Valleys* ist, hängt die geometrische Phase nämlich auch vom *Valley*-Index ab [101, 102, 106, 107]. Demnach kann durch Auftreten von *Intervalley*-Streuung die *Berry-Phase* wieder verschwinden [101, 102, 106, 107]. Aufgrund starker *Intervalley*-Streuung kann es deshalb wieder zu konstruktiver Interferenz kommen, wodurch die schwache Lokalisierung wiederhergestellt werden kann [101, 102, 106, 107]. Grundsätzlich kann man nun sagen, dass das Auftreten der schwachen Lokalisierung bzw. der schwachen Antilokalisierung wesentlich durch das Zusammenspiel der einzelnen Streuparameter τ_ϕ , τ_* , τ_{iv} charakterisiert wird [100–102, 104, 106, 107]. Um zu sehen inwieweit sich die einzelnen Parameter nun auf den Kurvenverlauf auswirken, ist es sinnvoll den Kurvenverlauf der schwachen Lokalisierung und schwachen Antilokalisierung mathematisch anhand einer Formel beschreiben zu können.

Mathematische Beschreibung von schwacher Lokalisierung und schwacher Antilokalisierung

Mathematisch kann die schwache Lokalisierung und die schwache Antilokalisierung in ML-G mit Hilfe der folgenden Formel beschrieben werden [101]:

$$\Delta\sigma_{xx}(B_z) = \frac{e^2}{\pi h} \left(F \left(\frac{\tau_{B_z}^{-1}}{\tau_\phi^{-1}} \right) - F \left(\frac{\tau_{B_z}^{-1}}{\tau_\phi^{-1} + 2\tau_{iv}^{-1}} \right) - 2F \left(\frac{\tau_{B_z}^{-1}}{\tau_\phi^{-1} + \tau_{iv}^{-1} + \tau_{intra}^{-1}} \right) \right) \quad (3.46)$$

Dabei gilt $\tau_{B_z}^{-1} = 4eDB_z/\hbar$ und $F(z) = \ln(z) + \psi(0.5 + z^{-1})$, wobei ψ die sogenannte Digammafunktion ist [101]. In der Formel treten nun auch die drei wesentlichen Streuparameter auf τ_ϕ , τ_{iv} und τ_{intra} auf [101]. Betrachtet man nun Gleichung (3.46), so gibt es grundsätzlich zwei wesentliche Fälle [104]:

- Im ersten Fall, wenn relativ viel Streuung stattfindet und die Streuzeiten τ_{iv} und τ_{intra} dadurch vergleichsweise klein sind, dominiert der erste Term in Gleichung (3.46), da der zweite und der dritte Term hier aufgrund der kleinen Streuzeiten τ_{iv} und τ_{intra} unterdrückt wird [104]. In diesem Fall ist die Korrektur der Magnetoleitfähigkeit $\Delta\sigma_{xx}(B_z)$ positiv. Das heißt, dass die Leitfähigkeit mit zunehmendem Magnetfeld B_z zunimmt, bei $B_z = 0$ T minimal ist und schwache Lokalisierung auftritt [104].
- Im zweiten Fall ist die Korrektur der Magnetoleitfähigkeit $\Delta\sigma_{xx}(B_z)$ aus Gleichung (3.46) negativ. Das heißt, dass die Leitfähigkeit mit zunehmendem Magnetfeld B_z abnimmt, bei $B_z = 0$ T maximal ist und schwache Antilokalisierung auftritt [104]. Dieser Fall tritt genau dann ein, wenn der zweite und dritte Term in Gleichung (3.46) dominierend sind, also wenn τ_{iv} und τ_{intra} relativ groß sind und die Probe wenig Defekte aufweist [104]. In idealem defektfreien ML-G, wenn $\tau_{iv}, \tau_{intra} \rightarrow \infty$ sehr groß werden, dominiert grundsätzlich der dritte Term und man erwartet ebenfalls schwache Antilokalisierung [104].

Messung von schwacher Lokalisierung und Antilokalisierung

Der Effekt der schwachen Lokalisierung kann mit Hilfe von Magnetotransport-Messungen an ML-G untersucht werden [100, 104]. Zur Messung der schwachen Lokalisierung wird ein variables äußeres Magnetfeld B_z senkrecht zur Probenebene angelegt und bei fester Ladungsträgerdichte n (bzw. Gatespannung U_g) die Längsspannung U_{xx} gemessen [100, 104]. Da sich der Effekt der schwachen Lokalisierung in vergleichsweise kleinen Proben mit den dichteabhängigen UCF, auf die später noch genauer eingegangen wird, überlagern kann, führt man die Magnetotransport-Messungen mehrmals für unterschiedliche Ladungsträgerdichten durch und bildet anschließend den Mittelwert dieser Kurven, wodurch sich die UCF weitgehend herausfiltern lassen, wenn über ein genügend großes Intervall Δn (ΔU_g) gemittelt wurde [100, 104]. Anschließend kann man mit Gleichung (3.4) und (3.5) die Leitfähigkeit σ_{xx} der Probe in Abhängigkeit des Magnetfelds B_z bestimmen und graphisch darstellen [100, 104]. Man erhält vergleichbare Kurven wie in Abb. 3.9 [100, 104]. Gemäß Gleichung (3.46) gibt es zwei wesentliche Fälle [100, 104]. Beim ersten Fall dominiert der erste Term in Gleichung (3.46) und man erwartet schwache Lokalisierung [100, 104]. In diesem Fall findet viel Streuung von Ladungsträgern im System statt und die beiden Streuzeiten τ_{iv} und τ_{intra} werden deshalb in Bezug auf die Phasenstreuzeit τ_ϕ als relativ klein angenommen [100, 104]. Mögliche Kurven für eine derartige Situation werden in Abb. 3.9 a)

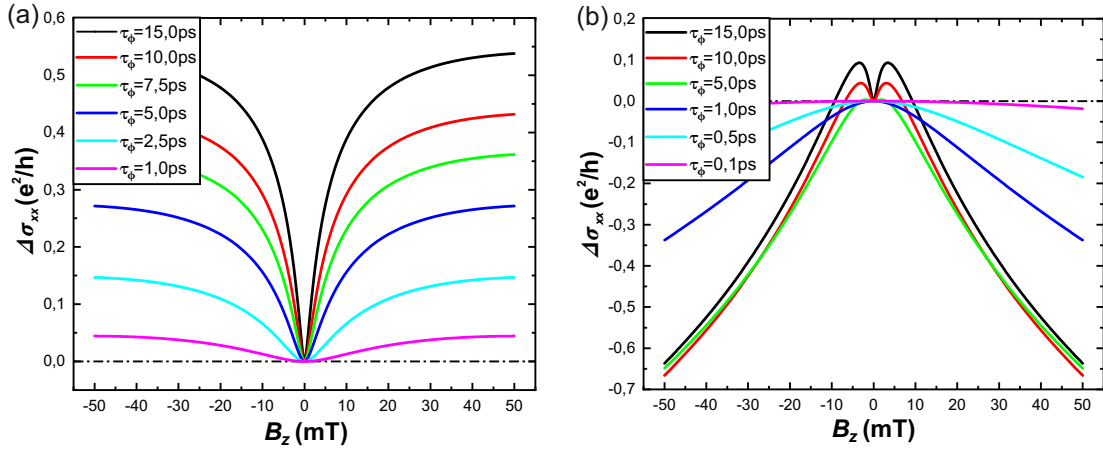


Abbildung 3.9.: a) Simulierte Kurven für schwache Lokalisierung mit relativ kleinen Streuparametern $\tau_{iv} = 5$ ps und $\tau_{intra} = 0, 1$ ps für verschiedene Phasenstreuzeiten τ_ϕ . b) Simulierte Kurven, die den Übergang von schwacher Lokalisierung zu schwacher Antilokalisierung zeigen. Dabei sind die Streuparameter $\tau_{iv} = 15$ ps und $\tau_{intra} = 5$ ps, im Vergleich zu den unterschiedlichen Phasenstreuzeiten τ_ϕ der einzelnen Kurven, relativ groß. In beiden Fällen wurde für den Diffusionskoeffizienten $D = 0,03 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ gewählt.

gezeigt [100, 104]. Die einzelnen Kurven unterscheiden sich durch die Größe der Phasenstreuzeit τ_ϕ . Man sieht unmittelbar, dass die Korrektur der Leitfähigkeit $\Delta\sigma_{xx}(B_z)$ abnimmt, wenn die Phasenstreuzeit τ_ϕ kleiner wird [100, 104]. Dies ist z.B. dann der Fall, wenn die Temperatur T des Systems erhöht wird [100, 104]. Auch ist klar erkennbar, dass die Korrektur der Leitfähigkeit $\Delta\sigma_{xx}(B_z)$ mit zunehmendem Magnetfeld B_z erwartungsgemäß abnimmt [100, 104]. Im zweiten Fall dominiert der zweite und dritte Term von Gleichung (3.46) und man erwartet schwache Antilokalisierung [100, 104]. In diesem Fall sind die Streuzeiten τ_{iv} und τ_{intra} im Vergleich zur Phasenstreuzeit τ_ϕ relativ groß und es gilt die Annahme, dass relativ wenig Streuung der Ladungsträger im System stattfindet [100, 104]. Dies kann z.B. in breiteren Proben, bei denen die Streuung am Probenrand weniger ins Gewicht fällt, oder in sehr sauberen Proben der Fall sein. In diesem Fall erhält man Kurven wie in Abb. 3.9 b) gezeigt [100, 104]. Man erkennt hier, dass die Kurve für große Phasenstreuzeiten τ_ϕ zuerst noch schwache Lokalisierung zeigt und dann für kleiner werdende Phasenstreuzeiten τ_ϕ in schwache Antilokalisierung übergeht [100, 104]. Die Korrektur der Leitfähigkeit $\Delta\sigma_{xx}(B_z)$ geht hier von negativen Werten in positive Werte über [100, 104]. Auffällig ist zudem, dass die schwache Lokalisierung mit sinkender Phasenstreuzeit τ_ϕ wesentlich schneller verschwindet als die schwache Antilokalisierung [100, 104]. Damit die schwache Antilokalisierung verschwindet, muss die Phasenstreuzeit nämlich viel weiter abfallen, als es für die schwache Lokalisierung notwendig ist [100, 104]. Das bedeutet nun, dass diese schwache Antilokalisierung im Allgemeinen weniger

stark mit steigender Temperatur T abfällt [100, 104].

3.3.5. Universale Leitwertfluktuationen und Autokorrelationsfunktion in Graphen

Misst man die elektrische Leitfähigkeit $\sigma_{xx}(B_z)$ von Graphen in Abhängigkeit eines externen Magnetfeldes B_z , so können bei tiefen Temperaturen Fluktuationen in der Leitfähigkeit, die sogenannten Leitwertfluktuationen, auftreten [77]. Solche Leitwertfluktuationen können sowohl im ballistischen (engl.: „*ballistic conductance fluctuations*“ (BCF)) als auch im diffusiven (UCF) Regime auftreten [77]. Für diese Arbeit sind vor allem die UCF relevant, daher wird auf die BCF hier nicht genauer eingegangen. Die UCF, die gewöhnlich bei Messungen zur schwachen Lokalisierung und Antilokalisierung auftreten, sind bei solchen Messungen meistens eher unerwünscht, da sie sich mit diesen Effekten überlagern und dadurch die Auswertung dieser Messungen erschweren [77, 96]. Man kann sich allerdings die UCF zunutze machen und durch Anwendung einer Autokorrelationsfunktion die Phasenstreuzeit τ_ϕ des Systems ermitteln [95]. Dies erweist sich während der Kurvenanpassung von schwacher Lokalisierung und Antilokalisierung als vorteilhaft, da sich dadurch die Zahl der zu ermittelnden unbekannten Fit-Parameter in Formel (3.46) von drei auf zwei unbekannte Parameter reduzieren lässt [10, 95, 108]. Dieses Verfahren wird später noch genauer erklärt. Zum besseren Verständnis wird an dieser Stelle jedoch zuerst auf die UCF genauer eingegangen.

Universale Leitwertfluktuationen

Im diffusivem Regime wird die Bewegung der Ladungsträger stark durch elastische Streuprozesse beeinflusst [77]. Bei tiefen Temperaturen führt der kohärente Quantentransport in Graphen bekanntlich zu Quanteninterferenzkorrekturen der Leitfähigkeit [77, 96]. Elektronenwellen können sich, aufgrund von Streuereignissen, entlang vieler unterschiedlicher Wege im Graphen ausbreiten, wobei manche dieser Wellen zufällig miteinander interferieren können [77, 96]. Wegen dieser zufälligen Interferenz, kommt es nun zu quantenmechanischen Korrekturen der elektrischen Leitfähigkeit [77]. Die Amplituden dieser Korrekturen liegen grundsätzlich im Bereich von $\delta G = e^2/h$ und sind unabhängig von der Probengröße und von der Unordnung innerhalb der Probe solange $l_\phi(T) \gg W$ gilt [77]. Deshalb gelten diese Leitwertfluktuationen als universal [77]. Trägt man nun die gemessene Leitfähigkeit $\sigma_{xx}(B_z)$ in Abhängigkeit zum äußeren Magnetfeld B_z auf, so erhält man eine Kurve, die von periodischem Rauschen, den UCF, überlagert wird [77, 95, 108]. Die UCF sind abhängig vom Magnetfeld B_z , da das äußere Magnetfeld die Zyklotronbewegung der Ladungsträger beeinflusst und damit auch die Pfade der Ladungsträger und so die Quanteninterferenz ändert [77, 95, 108]. Die UCF hängen neben dem Magnetfeld B_z auch von der Gatespannung U_g und damit von der Ladungsträgerdichte n des Systems ab [96]. Trägt man

also für viele verschiedene Ladungsträgerdichten n die Leitfähigkeit $\sigma_{xx}(B_z)$ gegen das äußere Magnetfeld B_z auf, so kann man die UCF, durch Mitteln der einzelnen Messkurven, herausfiltern [96]. Da die Phasenkohärenz und somit die Elektroneninterferenz temperaturabhängig sind, müssen auch die UCF von der Temperatur T abhängig sein [77]. Es ist daher zu erwarten, dass die Amplitude δG der UCF mit steigender Temperatur T abnimmt und bei hohen Temperaturen T verschwinden [77]. Abschließend wird beschrieben, wie man Informationen zur Phasenkohärenz des Systems aus den UCF gewinnen kann.

Autokorrelationsfunktion und Bestimmung der Phasenkohärenz

Wie bereits erwähnt, gibt es ein Verfahren, mit dem man die Phasenstreuzeit τ_ϕ aus den UCF extrahieren kann, um Informationen über die Phasenkohärenz des Systems zu erhalten [10, 95, 108]. Dazu wird die Leitfähigkeit $\sigma_{xx}(B_z)$ bei einem variablen Magnetfeld B_z für eine bestimmte Gatespannung U_g (bzw. Ladungsträgerdichte n) gemessen [95]. Diese Messungen werden für weitere Gatespannungen U_g wiederholt, wobei alle Gatespannungen U_g innerhalb eines schmalen Bereichs ΔU_g liegen sollen [95]. Im nächsten Schritt, werden diese Messkurven gemittelt, wodurch man eine Kurve ähnlich der Kurve aus Abb. 3.10 a) erhalten sollte [95]. Durch das Mitteln der Messkurven lediglich über einen schmalen Bereich ΔU_g erhält man viele Fluktuationen und damit viel Information zu den UCF im Messsignal, ohne jedoch die UCF komplett aus dem Messsignal herauszumitteln. Die Kurve aus Abb. 3.10 a) zeigt nun die typischen UCF [95]. Durch Anwendung der sogenannten Autokorrelationsfunktion auf diese Messkurve erhält man eine Kurve wie in Abb. 3.10 b) (durchgehende Linie). Im Allgemeinen ist die Autokorrelationsfunktion eine Funktion, die die Korrelation mit sich selbst zu einem früherem Zeitpunkt beschreibt [95]. In Abb. 3.10 b) sieht man nun zwei Kurven. Die obere Kurve stellt die Autokorrelationsfunktion $f(\delta B_z)$ in Abhängigkeit vom Magnetfeld δB_z dar [95]. Wobei hier das Magnetfeld δB_z ein Maß für die Verzögerung der Signale darstellt [109]. Die untere Kurve stellt die differenzierte Autokorrelationsfunktion dar [95]. Diese Kurve weist ein Minimum am sogenannten *inflection point* (IP) nahe $\delta B_z = 0$ mT auf [95]. Man ermittelt nun den Magnetfeldwert B_{IP} an diesem Minimum und durch Einsetzen von B_{IP} in [95]:

$$\tau_{UCF} \approx \frac{3\hbar}{2eDB_{IP}} \quad (3.47)$$

kann man mit dem bereits bekannten Diffusionskoeffizienten D und den beiden Naturkonstanten e und \hbar die Streuzeit τ_{UCF} berechnen [95]. Wegen $\tau_{UCF} \approx \tau_\phi$ erhält man damit auch die gesuchte Phasenstreuzeit τ_ϕ [95].

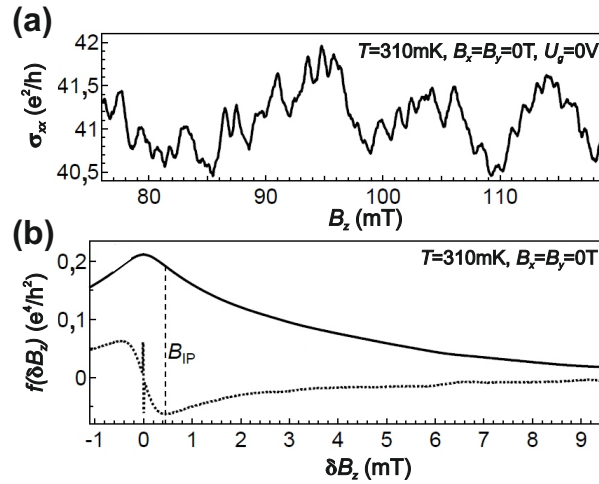


Abbildung 3.10.: In a) wird die Kurve der Magnetoleitfähigkeit $\sigma_{xx}(B_z)$ als Funktion des senkrechten Magnetfelds B_z gezeigt. Die einzelnen Schwingungen kann man dabei im Wesentlichen den UCF zuordnen. Die Messungen wurden bei einer Temperatur von $T = 310 \text{ mK}$ und einem verschwindenden horizontalen Magnetfeld $B_x = B_y = 0 \text{ mT}$ durchgeführt. Die Kurve stellt dabei einen Mittelwert mehrerer Messkurven, die in einem Bereich um $U_g = 0 \text{ V}$ gemessen wurden, dar. In b) ist sowohl die Autokorrelationsfunktion der Kurve aus a) dargestellt (durchgehende Linie), als auch die differenzierte Kurve der Autokorrelationsfunktion (gepunktete Kurve). Der Wert des Magnetfelds B_{IP} am *inflection point* (IP), an dem die differenzierte Kurve ein Minimum besitzt, wird benutzt, um die Phasenstreuzeit zu berechnen. Entnommen aus [95] und grafisch nachbearbeitet.

4. Spin-Bahn-Kopplung

Betrachtet man ein Wasserstoffatom mit einem einfach positiv geladenen Atomkern im Ruhesystem eines Elektrons, so erzeugt der Atomkern als bewegte Ladung (mit Bahndrehimpuls) ein magnetisches Feld, welches auf das Elektron wirkt und dessen Eigendrehimpuls (Elektronenspin) beeinflusst. Dadurch entsteht eine Kopplung zwischen Bahndrehimpuls und Elektronenspin, was man als Spin-Bahn-Kopplung (SOC) bezeichnet. Die klassische Schrödinger-Gleichung muss daher allgemein um den folgenden relativistischen *Hamiltonian* von der Form [110]:

$$\mathcal{H}_{so} = \frac{\hbar}{4m^2c^2} (\vec{\nabla}V \times \vec{p}) \cdot \vec{s} \quad (4.1)$$

erweitert werden. Wie man im Folgenden sehen wird, kommen für Systeme mit Graphen aufgrund der SOC bestimmte Korrekturen zum klassischen *Hamiltonian* hinzu. Auf diese wird nun genauer eingegangen.

4.1. Spin-Bahn-Kopplung in Monolagen-Graphen

Hamiltonian von ML-G mit SOC

Die elektronische Bandstruktur von reinem ML-G ohne SOC kann nahe den K - bzw. K' -Punkten grundsätzlich durch Gleichung (2.7) beschrieben werden [7]. Schreibt man Gleichung (2.7) etwas um, so erhält man für intrinsisches ML-G ohne SOC den *Hamiltonian* [7]:

$$\mathcal{H}_0 = \hbar v_F (\kappa \sigma_x k_x + \sigma_y k_y) . \quad (4.2)$$

Hier ist v_F die Fermi-Geschwindigkeit, k_x und k_y sind die Komponenten des Elektronenwellenvektors bzgl. K (K'), $\kappa = 1(-1)$ der Parameter für den jeweiligen K - bzw. K' -Punkt, σ_x und σ_y sind die Pauli-Spin-Matrizen, die auf den sogenannten Raum des Pseudospins wirken, der von den zwei dreieckigen Untergittern des ML-Gs geformt wird [7]. Der *Hamiltonian* \mathcal{H}_0 beschreibt die lückenlosen Zustände der konischen Bandstruktur des ML-Gs [7]. Zu diesem Term muss nun der Term für die intrinsische SOC des ML-Gs addiert werden [7]. Diese wird beschrieben durch den effektiven *Hamiltonian* \mathcal{H}_I und ist gegeben durch [7]:

$$\mathcal{H}_I = \lambda_I \kappa \sigma_z s_z . \quad (4.3)$$

Hier ist s_z die Spin-Pauli-Matrix [7]. Die Folge dieser SOC ist nun, dass die konische Bandstruktur von ML-G eine kleine Bandlücke von $2|\lambda_I|$ erhält, wobei $\lambda_I = 12 \mu\text{eV}$ beträgt [7]. Die Spinentartung, die durch die Rauminversions- und Zeitumkehrsymmetrie gewährleistet wird, bleibt jedoch erhalten [7]. Genauer betrachtet, ist es also nicht richtig, ML-G als Halbleiter ohne Bandlücke zu bezeichnen, da intrinsisches ML-G tatsächlich eine kleine Bandlücke besitzt, allerdings ist diese Bandlücke vergleichsweise klein, wodurch diese bei vielen Experimenten vernachlässigt werden kann. Man kann nun durch Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes, senkrecht zur Graphen-Ebene, die z/z -Symmetrie zerstören, wodurch ein extrinsischer *Hamiltonian* \mathcal{H}_R vom Rashba-Typ im Gesamt-*Hamiltonian* berücksichtigt werden muss [7]. Dieser Term ist gegeben durch [7]:

$$\mathcal{H}_R = \lambda_R(\kappa\sigma_x s_y - \sigma_y s_x) . \quad (4.4)$$

Dabei ist λ_R der sogenannte Rashba-Parameter [7]. Aufgrund der gebrochenen z/z -Symmetrie muss neben dem Rashba-SOC-Term noch ein weiterer SOC-Term, der Pseudospin-Inversions-Asymmetrie-Term (PIA-Term), berücksichtigt werden [63, 97]. \mathcal{H}_{PIA} ist gegeben durch [97]:

$$\mathcal{H}_{PIA} = \lambda_{PIA}\sigma_z(k_x s_y - k_y s_x)a_0 . \quad (4.5)$$

wobei a_0 die bereits bekannte Gitterkonstante von ML-G ist. Damit folgt nach [7] für intrinsisches ML-G mit externem elektrischem Feld (senkrecht zur Graphen-Ebene) der Gesamt-*Hamiltonian*:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_R + \mathcal{H}_I + \mathcal{H}_{PIA} . \quad (4.6)$$

Bandstruktur von ML-G mit SOC

Die Berücksichtigung der Rashba-SOC hat auch für die Bandstruktur von ML-G eine wesentliche Änderung zu Folge [7]. So wird in der Bandstruktur die zweifache Spinentartung der Bänder aufgehoben [7]. In Abb. 4.1 sind dazu die einzelnen Fälle dargestellt [7]. Im ersten Fall (siehe Abb. 4.1 (a)), wenn $\lambda_R = 0 \text{ eV}$ ist, sind Valenz- und Leitungsband entartet und die Bandstruktur weist wegen \mathcal{H}_I nur eine Bandlücke von $2\lambda_I$ auf [7]. Sobald λ_R ansteigt und $\lambda_R < \lambda_I$ gilt, liegt zwar noch eine Bandlücke vor, allerdings schließt diese sich mit zunehmendem λ_R [7]. Die Spinpolarisation nimmt jedoch vor allem für die Lochbänder zu, wodurch dort die Spinentartung aufgehoben wird [7]. Sobald $\lambda_R = \lambda_I$ gilt, formen die beiden Spin-Up-Bänder einen typischen Doppelkegel für masselose Dirac-Fermionen, während die beiden Spin-Down-Bänder eine Bandlücke aufweisen, parabolisch sind und damit massiv bleiben [7]. Für $\lambda_R > \lambda_I$ sind alle Bänder wieder parabolisch und weisen Bandlücken zwischen den jeweiligen Spin-Up- und Spin-Down-Bändern auf [7]. Es kommt jedoch bei $|\vec{k}| = 0 \text{ \AA}^{-1}$ zu einer Entartung von einem Elektronen- und einem Lochband mit unterschiedlicher Spinpolarisation [7]. Somit hängt die Bandstruktur bei intrinsischem ML-G stark von der Stärke der Rashba-SOC ab.

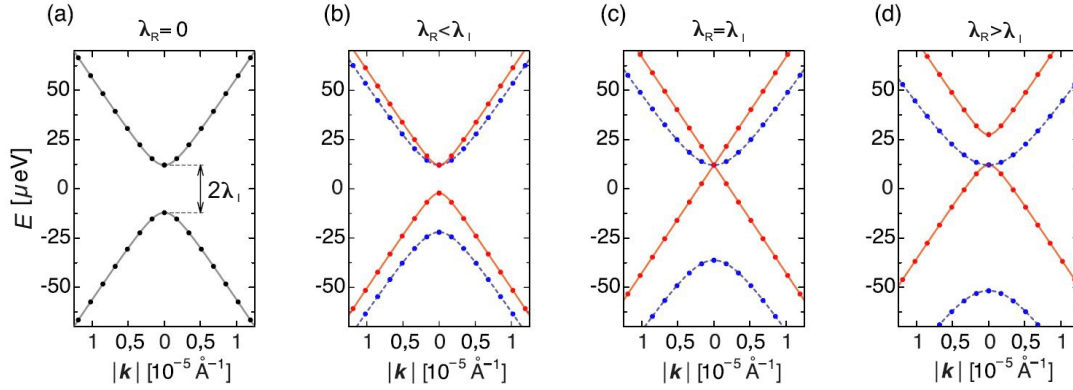


Abbildung 4.1.: Änderung der Bandstruktur von ML-G nahe $|\vec{k}| = 0 \text{ \AA}^{-1}$ aufgrund transversaler äußerer elektrischer Felder. a) Zeigt die Bandstruktur ohne äußerem elektrischen Feld. Die schwarzen Bänder sind dabei spinentartet b) Elektrisches Feld bei $\mathcal{E} = 1,0 \text{ V/nm}$ mit $\lambda_R < \lambda_I$. c) $\mathcal{E} = 2.44 \text{ V/nm}$ mit $\lambda_R = \lambda_I$ und $\mathcal{E} = 4,0 \text{ V/nm}$ mit $\lambda_R > \lambda_I$. In allen Plots ist die Fermi-Energie bei $E = 0 \text{ eV}$. In b)-d) resultieren die roten Kurven außerdem aus Spin-Up-Zuständen, während die blauen Kurven den Spin-Down-Zuständen zuzuordnen sind. [7]

4.2. Spin-Bahn-Kopplung in Graphen auf TMDCs

Im vorherigen Abschnitt wurde die SOC von intrinsischem ML-G mit und ohne äußerem elektrischen Feld betrachtet. Dieser Abschnitt behandelt nun die proximity-induzierte SOC von Graphen in Heterostrukturen mit TMDCs wie WSe₂ und WS₂.

4.2.1. Monolagen-Graphen auf TMDCs

Hamiltonian von ML-G auf TMDCs

Durch den Kontakt von ML-G mit TMDCs kommt eine sogenannte Proximity-Kopplung zustande [3]. Aufgrund dieser Kopplung wirken auf die Kohlenstoffatome des ML-Gs gewisse Potentiale der TMDC-Schicht [3]. Da die beiden Materialien nun unterschiedliche Gitterkonstanten aufweisen, spüren die einzelnen Atome der Untergitter A und B des ML-Gs unterschiedliche Potentiale [3]. Im Gesamt-*Hamiltonian* muss also ein weiterer Term \mathcal{H}_{st} berücksichtigt werden, der aus diesem sogenannten *staggered potential* folgt [3]. Der *Hamiltonian* \mathcal{H}_{st} ist gegeben durch [3]:

$$\mathcal{H}_{st} = \Delta_{st} \sigma_z s_0 . \quad (4.7)$$

Dabei ist σ_z die Pseudospin-Matrix und s_0 die Spin-Einheitsmatrix [3]. In der Bandstruktur führt diese Proximity-Kopplung unmittelbar zu einer Bandlücke

von der Größe Δ_{st} [3].

Eine weitere Folge dieser Proximity-Kopplung ist, dass die Rauminversionssymmetrie ($z/-z$ -Symmetrie) gebrochen wird [3]. Außerdem vermischen sich die p_z -Orbitale des ML-Gs mit den d -Orbitalen der Wolframatome [3]. Dadurch ist eine starke Erhöhung der SOC im ML-G zu erwarten, wodurch die Bänder stark spin-aufgespalten sind [3]. Diese Aufspaltung liegt nun im Bereich mehrerer Millielektronenvolt und ist im Vergleich zur intrinsischen SOC von ML-G ($\approx 24 \mu\text{eV}$) sehr viel größer [3]. Da nun wegen der gebrochenen Pseudospin-Symmetrie $\lambda_I^A \neq \lambda_I^B$ gilt, wird \mathcal{H}_I aus Gleichung (4.3) nun zu [3]:

$$\mathcal{H}_I^{A/B} = \lambda_I^A + \lambda_I^B . \quad (4.8)$$

Damit geht mit der gebrochenen Pseudospin-Symmetrie auch eine Änderung von \mathcal{H}_{PIA} hin zu $\mathcal{H}_{PIA}^{A/B}$ einher [3]. Der *Hamiltonian* $\mathcal{H}_{PIA}^{A/B}$ ist nun gegeben durch [3]:

$$\mathcal{H}_{PIA}^{A/B} = \lambda_{PIA}^A + \lambda_{PIA}^B . \quad (4.9)$$

Auf den Rashba-Term wirkt sich die Proximity-Kopplung nur insofern aus, dass der Rashba-Parameter λ_R durch den Bruch der räumlichen Spiegelsymmetrie größer wird [3]. Da die Rashba-SOC jedoch keine sogenannte *next-nearest-neighbor-hopping* wie die beiden anderen Terme aus (4.8) und (4.9) darstellt, sondern ein *nearest-neighbor spin-flip hopping* ist, trägt der Rashba-Term erheblich zur Spinaufspaltung bei [3]. Es muss hier jedoch nicht zwischen den beiden Untergittern A und B unterschieden werden [3]. Von daher bleibt der Rashba-Term aus (4.4) unverändert [3]. Unter Berücksichtigung aller Terme, erhält man nun den Gesamt-*Hamiltonian* [3]:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{st} + \mathcal{H}_R + \mathcal{H}_I^{A/B} + \mathcal{H}_{PIA}^{A/B} . \quad (4.10)$$

Cummings et al. liefern in [97] eine alternative, analytische Schreibweise. Diese ist gegeben durch [97]:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{st} + \mathcal{H}_I + \mathcal{H}_{VZ} + \mathcal{H}_R + \mathcal{H}_{PIA} + \mathcal{H}_{\Delta PIA} . \quad (4.11)$$

Die Terme \mathcal{H}_0 , \mathcal{H}_{st} und \mathcal{H}_R sind dabei bereits bekannt. Die anderen Terme \mathcal{H}_I , \mathcal{H}_{VZ} , \mathcal{H}_{PIA} und $\mathcal{H}_{\Delta PIA}$ sind gegeben durch die folgenden Formeln [97]:

$$\mathcal{H}_I = \frac{\lambda_I^A + \lambda_I^B}{2} \kappa \sigma_z s_z = \lambda_I \kappa \sigma_z s_z , \quad (4.12)$$

$$\mathcal{H}_{VZ} = \frac{\lambda_I^A - \lambda_I^B}{2} \kappa s_z = \lambda_{VZ} \kappa s_z , \quad (4.13)$$

$$\mathcal{H}_{PIA} = a_0 \frac{\lambda_{PIA}^A + \lambda_{PIA}^B}{2} \sigma_z (k_x s_y - k_y s_x) = a_0 \lambda_{PIA} \sigma_z (k_x s_y - k_y s_x) , \quad (4.14)$$

$$\mathcal{H}_{\Delta PIA} = a_0 \frac{\lambda_{PIA}^A - \lambda_{PIA}^B}{2} \sigma_0 (k_x s_y - k_y s_x) = a_0 \Delta_{PIA} \sigma_0 (k_x s_y - k_y s_x) . \quad (4.15)$$

Der Term \mathcal{H}_{VZ} steht hier für die Valley-Zeeman-SOC [10, 97]. Dieser Term koppelt die K - und K' -Valleys mit dem Elektronenspin [10, 97]. Der Term führt zu einer Zeeman-Aufspaltung, welche für die beiden Valleys ein unterschiedliches Vorzeichen besitzt [10, 97]. Dies führt zu sogenannten *out-of-plane* Spins, die für die beiden Valleys gegeneinander polarisiert sind [10, 97]. Erst für größere Energien der Ladungsträger gewinnen die beiden PIA-Terme zunehmend an Bedeutung, da diese Terme vom Impuls der Ladungsträger abhängig sind [3, 97]. Der Term \mathcal{H}_{PIA} führt zur Renormalisierung der Fermi-Geschwindigkeit, während $\mathcal{H}_{\Delta PIA}$ für $|\vec{k}| \neq 0 \text{ \AA}^{-1}$ auch zu einer Spinaufspaltung führen kann [97, 111].

Bandstruktur von ML-G auf TMDCs

Dieser Abschnitt widmet sich nun der Bandstruktur von ML-G auf TMDCs (hier WS_2 und WSe_2). Betrachtet man hierzu Abbildung 4.2 a) und b) [63]), so ist Folgendes zu erkennen.

Wenn die Energie E nahe der Fermi-Energie E_F liegt, nimmt die Bandstruktur die Form eines Doppelkegels an, was grundsätzlich auf die konische Bandstruktur von ML-G zurückzuführen ist [63]. Dieser Teil der Bandstruktur liegt innerhalb der Bandlücke der TMDCs [63]. Unter- und oberhalb dieser konischen Bandstruktur liegen daher die Valenz- und Leitungsbander von WS_2 (vgl. Abb. 4.2 a)) bzw. WSe_2 (vgl. Abb. 4.2 b)) [63]. Für niedrige Temperaturen und relativ kleine Ladungsträgerdichten ist zu erwarten, dass in den TMDCs nur ein sehr geringer Ladungstransport möglich ist und der Ladungstransport stattdessen ausschließlich im ML-G stattfindet [63]. Es fällt außerdem auf, dass der Teil der konischen Bandstruktur und damit E_F für WS_2 näher am Leitungsband und für WSe_2 dagegen näher am Valenzband liegt. Deshalb ist es von der Wahl des TMDCs abhängig, welche Form des Ladungstransports (Loch- oder Elektronenleitung) durch Änderung der Fermi-Energie E_F in den TMDCs bevorzugt auftreten würde [63]. Im Rahmen dieser Arbeit sollte jedoch vermieden werden, dass die TMDCs in den leitfähigen Zustand übergehen, da lediglich der Ladungstransport in ML-G untersucht werden sollte. Während der Experimente kann dieser Zustand erhalten bleiben, indem man die Ladungsträgerdichten n des Systems durch die Wahl von relativ kleinen Gatespannungen U_g klein hält.

Vergrößert man nun den Bereich nahe der konischen Bandstruktur der jeweiligen Heterostruktur, so erhält man die beiden Abbildungen 4.2 c) und d) [63]. In c) sieht man vier Bänder. Zwei blaue Bänder für Spin-Down-Zustände und zwei rote Bänder für Spin-Up-Zustände [63]. Damit sind die Bänder spinpolarisiert, wobei hier die Spinpolarisation mit wenigen Millielektronenvolt im Vergleich zu der von intrinsischem ML-G sehr groß ist [63]. Die Bänder mit $E > E_F$ entsprechen hier nun dem Leitungsband von ML-G [63]. Die Bänder mit $E < E_F$ entsprechen dagegen dem Valenzband von ML-G [63]. Man erkennt nun, dass zwischen den Bän-

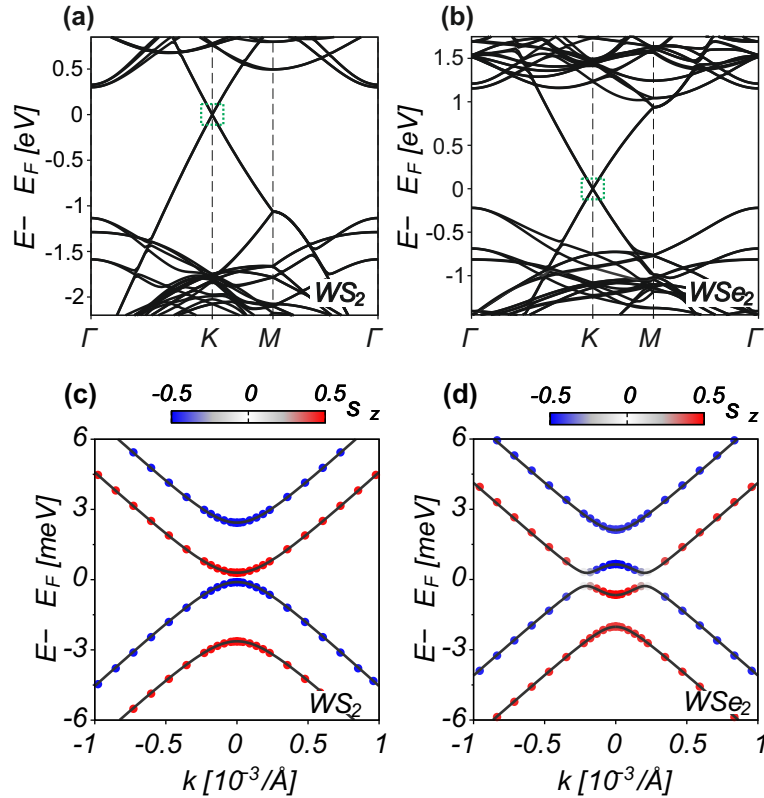


Abbildung 4.2.: Die beiden Grafiken a) und b) zeigen die Bandstruktur von ML-G auf WS₂ bzw. WSe₂. Bei $E - E_F = 0$ eV erkennt man klar die typische konische Bandstruktur von ML-G. Die Bänder ober- und unterhalb davon zeigen die Leitungs- und Valenzbänder von WS₂ bzw. WSe₂. Vergrößert man nun die beiden grün umrahmten Bereiche in a) und b) an den K-Punkten bei $E - E_F = 0$ eV, so erhält man die Grafiken c) und d). Hier sieht man dann die spinaufgespaltenen Spin-Up- (rot) und Spin-Down-Bänder (blau). In d) erkennt man außerdem, dass die beiden Bänder nahe $E - E_F = 0$ eV invertiert sind.[63]

dern mit gleicher Spinpolarisation eine Bandlücke im Bereich weniger Millielektronenvolt vorliegt [63]. Während diese Bandlücke lediglich durch die Proximity-Kopplung zustande kommt, wird die Spinpolarisation durch die starke SOC des TMDCs hervorgerufen [63]. In d) ist zu erkennen, dass für WSe₂ ein ähnliches Verhalten auftritt [63]. Allerdings tritt hier nahe $E - E_F = 0$ eV ein Sonderfall auf [63]. Hier zeigen die Berechnungen eine invertierte Bandstruktur [63]. Das heißt, dass nahe $|\vec{k}| = 0 \text{ \AA}^{-1}$ die Spin-Up-Zustände im Leitungsband energetisch niedriger liegen als die Spin-Down-Zustände des Valenzbandes [63]. Demnach gilt, dass für sehr kleine Ladungsträgerdichten n sowohl Loch- als auch Elektronenleitung stattfindet, wobei die Lochleitung lediglich von Spin-Down-Zuständen und die Elektronenleitung nur von Spin-Up-Zuständen ermöglicht wird [63]. Auf die Messergebnisse dieser Arbeit sollte dieser Umstand aber keinen erheblichen Einfluss

haben, da die Messungen bei relativ großen Ladungsträgerdichten durchgeführt wurden.

4.2.2. Bilagen-Graphen auf TMDCs

Im vorherigen Abschnitt wurde bereits erklärt, welchen Einfluss die Kopplung von TMDCs auf ML-G hat. In diesem Abschnitt soll erläutert werden, inwiefern sich diese Kopplung auf BL-G auswirkt. Konkret wird hier eine Heterostruktur, mit BL-G auf WSe₂ liegend, betrachtet, da es für diesen Fall bereits konkrete theoretische Vorhersagen gibt [16]. In diesem Fall liegen die Gitterpunkte A1 und B1 aus Abb. 2.3 damit direkt auf dem WSe₂, die Gitterpunkte A2 und B2 haben dagegen keinen unmittelbaren Kontakt mit dem WSe₂ und liegen oberhalb der ersten Graphen-Lage [16].

In Abschnitt 2.1.5 wurde bereits die Bandstruktur von intrinsischem BL-G genauer erklärt. Wie dort bereits erwähnt wurde, resultieren die niederenergetischen Bänder nahe den Dirac-Punkten aus den p_z -Zuständen, die sich auf den Gitterplätzen A2 (blau) und B1 (rot) befinden [16]. Es handelt sich daher genau um diese Punkte, die nicht direkt durch *interlayer hopping* miteinander verbunden sind (vgl. Abb. 2.3) [16]. Die beiden Graphen-Lagen in einer solchen Heterostruktur spüren nun eine unterschiedliche Potentialumgebung, da die eine Lage direkt mit dem WSe₂ in Kontakt ist, die andere Lage dagegen nicht [16]. Aus diesem Grund wirkt auch auf die Atome an den Gitterplätzen A2 und B1 eine unterschiedliche Potentialumgebung [16]. Konkret bedeutet das, dass dieser Unterschied der potentiellen Energie zwischen den beiden Schichten zu einem internen, transversalen elektrischen Feld von der Größe $|\vec{\mathcal{E}}_{int}| \approx 0,27 \text{ V/nm}$ führt [16]. Der Vektor des elektrischen Feldes $\vec{\mathcal{E}}_{int}$ zeigt dabei für positive Feldstärken von der WSe₂-Schicht zur BL-G-Schicht [16]. Dieses interne elektrische Feld $\vec{\mathcal{E}}_{int}$ führt nun zu unterschiedlichen Ladungsträgerpopulationen in den beiden Graphen-Schichten [16]. In diesem Fall werden die B1-Zustände energetisch nach unten verschoben, wodurch diese das Valenzband bilden [16]. Die A2-Zustände werden dagegen energetisch nach oben verschoben und bilden damit das Leitungsband [16]. Es kommt außerdem zu einer Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband. Diesen Umstand erkennt man, wenn man sich Abb. 4.3 d) ansieht [16]. Dabei sind die roten Kurven den B1-Zuständen und die blauen Kurven den A2-Zuständen zuzuordnen [16].

In Abb. 4.3 d) kann man nun erkennen, dass das Valenzband in der Nähe des K -Punktes in zwei Bänder aufgespalten ist, während dies beim Leitungsband nicht zu erkennen ist. Das zeigt nun, dass die Spinaufspaltung ($\Delta E \approx 2,2 \text{ meV}$) für die B1-Zustände wesentlich größer sein muss, als es für die A2-Zustände des Leitungsbands der Fall ist [16]. Dies entspricht auch den Erwartungen, da auf die B1-Zustände, aufgrund der Nähe zur WSe₂-Schicht, eine sehr starke SOC wirken muss. Auf die A2-Zustände kann dagegen aufgrund der größeren Entfernung zur WSe₂-Schicht nur eine vielfach kleinere SOC ($\Delta E \approx 24 \mu\text{eV}$) wirken [16].

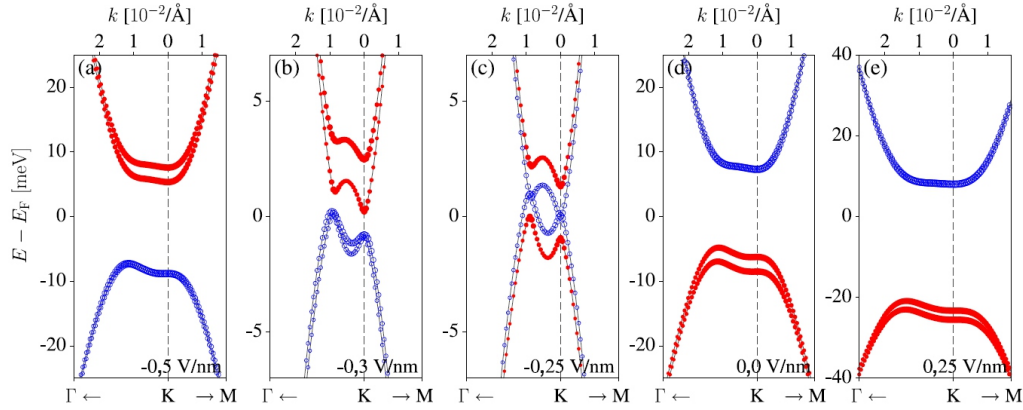


Abbildung 4.3.: In a)-e) sind die berechneten Bandstrukturen für BL-G bei verschiedenen elektrischen Feldern abgebildet. Die blauen Linien stehen dabei für Zustände der A2-Gitterplätze. Die roten Linien stehen dagegen für Zustände der B1-Gitterplätze. d) zeigt den Fall, ohne äußeres elektrisches Feld. Hier ist das Valenzband aufgrund starker SOC spinaufgespalten. Das Leitungsband dagegen nicht. In e) erkennt man, dass das Anlegen eines positiven äußeren elektrischen Feldes die Bandlücke vergrößert und die Spinaufspaltung im Valenzband leicht verkleinert. c) zeigt, dass sich durch Anlegen eines negativen elektrischen Feldes die Bandlücke stark verkleinert und die Ladungsträger der B1- und A2-Atome sich nun sowohl im Valenz- als auch im Leitungsband befinden können. In b) wird gezeigt, dass sich durch weitere Verstärkung des negativen äußeren elektrischen Feldes nun erneut eine Bandlücke bildet, das Leitungsband spinaufgespalten ist und die Ladungsträger der A2-Gitterplätze nun die Zustände im Valenzband und die der B1-Gitterplätze die Zustände des Leitungsbandes bevölkern. Verstärkt man das negative äußere elektrische Feld nochmal, so ergibt sich eine Bandstruktur wie in a). Hier stellt a) prinzipiell den umgekehrten Fall von d) dar. [16]

Legt man nun ein äußeres elektrisches Feld $\vec{\mathcal{E}}_{ext}$ an, so wirkt dieses Feld dem inneren elektrischen Feld $\vec{\mathcal{E}}_{int}$ entweder entgegen oder verstärkt dieses [16]. Ist $|\vec{\mathcal{E}}_{ext}| > 0 \text{ Vm}^{-1}$ und damit positiv, so wird das elektrische Gesamtfeld $\vec{\mathcal{E}}_{tot}$ verstärkt und es gilt $\vec{\mathcal{E}}_{tot} = \vec{\mathcal{E}}_{int} + \vec{\mathcal{E}}_{ext}$ [16]. Wie in Abb. 4.3 e) gezeigt, vergrößert sich dadurch die Bandlücke, wie man es auch für intrinsisches BL-G erwarten würde [16].

Legt man nun ein negatives externes elektrisches Feld $|\vec{\mathcal{E}}_{ext}| < 0 \text{ Vm}^{-1}$ an, so verkleinert sich die Bandlücke solange noch $|\vec{\mathcal{E}}_{tot}| > 0 \text{ Vm}^{-1}$ erfüllt ist [16]. Sobald $|\vec{\mathcal{E}}_{tot}| = 0 \text{ Vm}^{-1}$ gilt, wird das innere elektrische Feld $\vec{\mathcal{E}}_{int}$ kompensiert und die Ladungsträger der B1- und A2-Atome können sich sowohl im Leitungs- als auch im Valenzband befinden [16]. Die Bandlücke ist in diesem Zustand grundsätzlich minimal und für das A2-Gitter sogar ganz geschlossen (vgl. Abb. 4.3 c)) [16].

Ist $|\vec{\mathcal{E}}_{ext}|$ groß und negativ so gilt $|\vec{\mathcal{E}}_{tot}| < 0 \text{ Vm}^{-1}$ und die Bandlücke wird wie-

der größer [16]. In Abb. 4.3 a) und b) beobachtet man außerdem, dass die B1-Zustände energetisch nach oben und die A2-Zustände energetisch nach unten verschoben werden [16]. Die wesentliche Spinaufspaltung aufgrund starker SOC findet sich nun nicht mehr im Valenzband, sondern im Leitungsband [16].

Zusammenfassend kann man sagen, dass bei fester Fermi-Energie E_F die Wahl des äußeren elektrischen Feldes $\vec{\mathcal{E}}_{ext}$ darüber entscheidet, ob die wesentliche Spinaufspaltung im Valenz- oder im Leitungsband stattfindet [16]. Sofern man kein äußeres elektrisches Feld ($|\vec{\mathcal{E}}_{ext}| = 0 \text{ Vm}^{-1}$) anlegt, ist die wesentliche Spinaufspaltung im Valenzband zu erwarten [16]. Durch geeignete Wahl der Fermi-Energie kann dann die Spinaufspaltung im Valenzband untersucht werden, um Aussagen über die Stärke der induzierten SOC machen zu können. Grundsätzlich wäre es einleuchtend, dass sich ein System mit BL-G auf WS_2 anstelle von WSe_2 ähnlich verhalten würde. Es fehlen dazu aber scheinbar noch konkrete theoretische Vorhersagen, wodurch eine Übertragung des Sachverhalts auf ein System von BL-G auf WS_2 nur bedingt erlaubt ist.

4.3. Nachweis von Spin-Bahn-Kopplung

Grundsätzlich sind für den Nachweis von induzierter SOC in Graphen mehrere unterschiedliche Verfahren bekannt. Im Rahmen dieser Arbeit sollte die Existenz von induzierter SOC mit Hilfe von Magnetotransport-Messungen an Hallbar-Strukturen geprüft werden. Deshalb kamen zur Untersuchung von induzierter SOC grundsätzlich zwei bekannte Methoden in Frage. Zum einen wird erwartet, dass für BL-G bei Messungen der Shubnikov-de-Haas-Oszillationen aufgrund der Spinaufspaltung, hervorgerufen durch eine starke SOC, eine Schwebung auftritt [8, 112–114]. Zum anderen sollte für ML-G bei Messungen zur schwachen Lokalisierung im Längswiderstand R_{xx} eine zusätzliche schwache Antilokalisierung nahe $B_z = 0 \text{ T}$ auftreten, die durch die starke SOC hervorgerufen wird. Neben der schwachen Lokalisierung und der schwachen Antilokalisierung (*Berry-Phase*), im Folgenden WAL-Berry genannt, wird also zusätzlich eine weitere Form der schwachen Antilokalisierung, die schwache Antilokalisierung (SOC), im Folgenden WAL-SOC genannt, erwartet. Wie die folgenden beiden Abschnitte zeigen werden, sollen sich die beiden Methoden nicht nur zum qualitativen Nachweis von induzierter SOC eignen, sondern grundsätzlich auch zur quantitativen Bestimmung der Stärke dieser SOC.

4.3.1. Schwebung in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen

Wie bereits in den vorherigen Abschnitten erwähnt, führt die induzierte SOC in Graphen zu einer relativ starken energetischen Spinaufspaltung. Mit Blick auf die Bandstruktur in Abb. 4.2 bzw. Abb. 4.3 einer Graphen/ WS_2 -Heterostruktur ist die energetische Aufspaltung von Spin-Up- und Spin-Down-Zuständen sowohl im

Leitungsband als auch im Valenzband gut erkennbar. Die Folge davon ist nun, dass der Ladungstransport innerhalb der Heterostruktur von Ladungsträgern mit eben diesen Spin-Up- und Spin-Down-Energien dominiert wird. Misst man nun die Shubnikov-de-Haas-Oszillationen einer solchen Heterostruktur, so setzt sich das Messsignal im Wesentlichen aus einer Überlagerung dieser beiden energetisch unterschiedlichen Spin-Up- und Spin-Down-Signale zusammen.

Über elektromagnetische Wellen ist bekannt, dass die Überlagerung von mindestens zwei Wellen mit leicht unterschiedlichen Frequenzen und ähnlicher Amplitude zu einer Schwebung in ihrer Summenwelle führen kann [115]. Daher kann die Überlagerung der beiden dominierenden und energetisch unterschiedlichen Spin-Up- und Spin-Down-Signale zu einer Schwebung in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen führen [8, 115].

Abb. 4.4 a) zeigt nun Schwebungen in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen, die von [8] in BL-G/WSe₂-Heterostrukturen gemessen wurden. In Abb. 4.4 a) ist erkennbar, dass die Schwebung von der angelegten Gatespannung U_g und damit von der Ladungsträgerdichte n abhängig ist und sich hin zu größeren Magnetfeldwerten verschiebt. Damit korreliert die Lage der Schwebung auch mit der Lage der Fermi-Energie E_F [116]. Will man nun ermitteln, welche Frequenzen in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen dominieren, so empfiehlt es sich eine schnelle Fourier-Transformation (engl.: „Fast Fourier Transformation“ (FFT)) durchzuführen [8]. Damit erhält man ein Frequenzspektrum wie in Abb. 4.4 b) gezeigt. Wirft man einen Blick auf dieses Frequenzspektrum, so erkennt man, dass es ein relativ schmales Frequenzband gibt, welches sich wiederum in zwei noch schmalere Subbänder mit jeweils einer dominierenden Hauptfrequenz f_1 und f_2 aufspaltet. Diese beiden Frequenzen können unter der Voraussetzung, dass eine starke SOC im System vorhanden ist, nun den Spin-Up- und Spin-Down-Bändern zugeordnet werden [8, 112–114]. Es gibt damit zwei dominierende Frequenzen f_1 und f_2 . Mit Hilfe der folgenden Formel [116]:

$$f_i = \frac{2\pi\hbar}{e} n_{f_i} \quad \text{mit } i = 1, 2 \quad (4.16)$$

kann man diesen beiden Frequenzen nun jeweils eine bestimmte Ladungsträgerdichte n_{f_1} und n_{f_2} zuordnen. Für die Differenz Δf gilt demnach [116]:

$$\Delta f = (f_2 - f_1) = \frac{2\pi\hbar}{e} (n_{f_2} - n_{f_1}) . \quad (4.17)$$

Mit [116]:

$$E_{f_i} = \frac{2\pi\hbar^2}{m^*} n_{f_i} \quad \text{mit } i = 1, 2 \quad (4.18)$$

kann man, sofern die effektive Masse m^* bekannt ist, nun auch die Energieaufspaltung ΔE berechnen [116]:

$$\Delta E = (E_{f_2} - E_{f_1}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m^*} (n_{f_2} - n_{f_1}) = \frac{e\hbar}{m^*} (f_2 - f_1) . \quad (4.19)$$

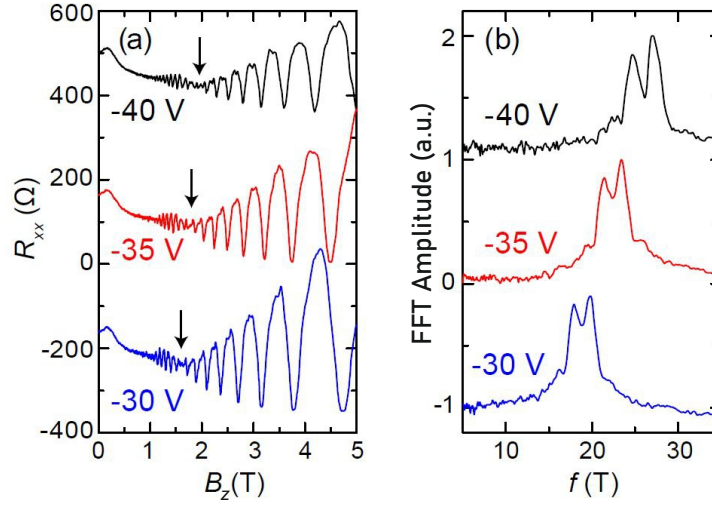


Abbildung 4.4.: In a) werden drei Kurven (schwarz, rot, blau) bei unterschiedlichen Gatespannungen gezeigt. Dabei handelt es sich konkret um die Shubnikov-de-Haas-Oszillationen, die mit einer BL-G/WSe₂-Heterostruktur gemessen wurden. Dabei zeigt sie eine Schwebung. Die Lage der Knotenpunkte (schwarze Pfeile) ist dabei von der Gatespannung abhängig und nimmt hier mit kleiner werdender Ladungsträgerdichte n kleinere Magnetfeldwerte an. In b) sieht man die Amplituden, die aus einer FFT-Analyse resultieren. Man sieht hier für jede Gatespannung ein aufgespaltenes Frequenzband. Diese Frequenzbänder implizieren grundsätzlich ein Hauptfrequenzband, das in die Shubnikov-de-Haas-Oszillationen mit einfließt. Die Aufspaltung dieser Frequenzbänder in zwei Subbänder soll hier auf die induzierte SOC zurückzuführen sein. Genau wie bei den Schwebungen, wandert auch das jeweilige Frequenzband für kleiner werdende Ladungsträgerdichten n nach links hin zu kleineren Frequenzen. [8]

Diese Energiedifferenz entspricht nun der energetischen Spinaufspaltung in Spin-Up- und Spin-Down-Bänder, die durch die induzierte SOC verursacht wird [8, 112–114, 116]. Damit kann man nun eine Aussage über die Stärke der induzierten SOC machen. Zur Bestimmung dieser Energieaufspaltung muss man jedoch zuerst noch den Wert der effektiven Masse m^* bestimmen. Dazu sind Messungen der Shubnikov-de-Haas-Oszillationen bei gleicher Ladungsträgerdichte n , aber bei unterschiedlichen Temperaturen T nötig [117]. In Abb. 4.5 a) sind solche Messungen dargestellt [117]. Das Verhältnis $\Delta\rho_{xx}/\rho(B_z = 0)$ T der Amplitude des Schichtwiderstands $\Delta\rho_{xx}$ zum Widerstand $\rho(B_z = 0)$ dieser sinusförmigen Oszillationen ist durch die Lifshitz-Kosevich-Beziehung [117]:

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho(B_z = 0)} \propto 4\gamma_{th} \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_p}\right) \quad \text{mit } \gamma_{th} = \frac{2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c}{\sinh(2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c)} \quad (4.20)$$

gegeben. Dabei entspricht $\omega_c = eB_z/m^*$ der Zyklotronfrequenz, τ_p der Impulsrelaxationszeit und γ_{th} dem thermischen Faktor [117]. Mit Hilfe dieser Beziehung kann man nun durch Anpassung mit den beiden Fit-Parametern τ_p und m^* die effektive Masse für die jeweilige Ladungsträgerdichte n bestimmen [117]. Dabei gilt, dass sich die Messkurve für gleiche Ladungsträgerdichten n , aber bei unterschiedlichen Werten der Temperatur T und Magnetfeld B_z immer nur für ein einzelnes Wertepaar von τ_p und m^* anpassen lässt, wodurch eine eindeutige Lösung für die effektive Masse m^* gegeben ist [117]. In Abb. 4.5 b) ist eine solche Anpassung zusammen mit der jeweiligen Messkurve zu sehen. Durch den Erhalt der effektiven Masse kann man abschließend mit Hilfe von Gleichung (4.19) die Energieaufspaltung berechnen, um die Stärke der induzierten SOC zu bestimmen.

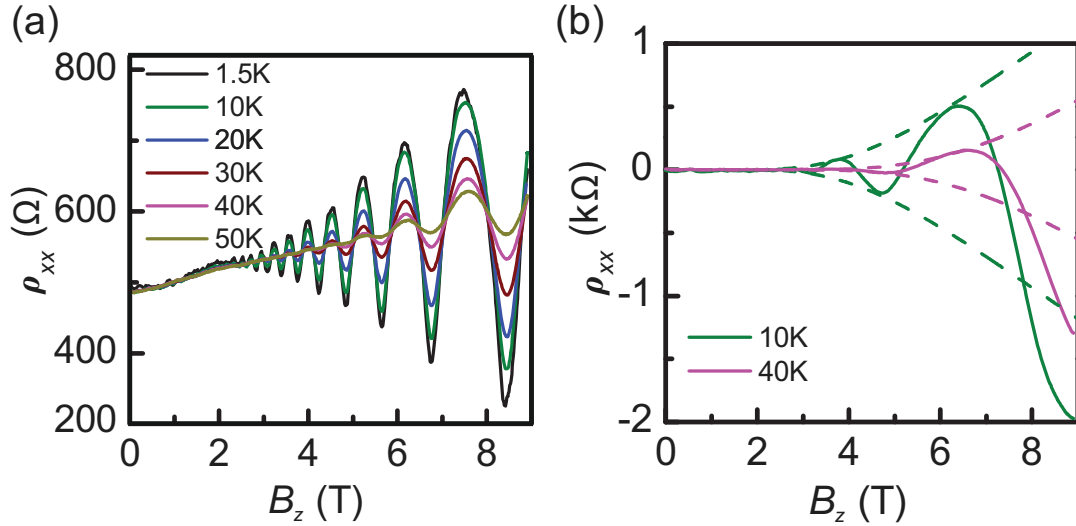


Abbildung 4.5.: a) Schichtwiderstand ρ_{xx} und Shubnikov-de-Haas-Oszillationen für verschiedene Temperaturen T bei fester Ladungsträgerdichte n . b) Schichtwiderstand ρ_{xx} und Shubnikov-de-Haas-Oszillationen für zwei verschiedene Temperaturen $T = 10$ K und $T = 40$ K bei fester Ladungsträgerdichte n (durchgehende Linien). Außerdem sind die Fit-Kurven für bestimmte Werte von τ_p und m^* zu sehen (gestrichelte Linien). Entnommen aus [117] und grafisch nachbearbeitet.

4.3.2. Schwache Antilokalisierung (SOC)

Wie bereits in einigen Arbeiten gezeigt wurde, kann man die proximity-induzierte SOC mit Hilfe von Messungen der WAL-SOC nachweisen und deren Stärke bestimmen [8–10]. Wie die Messungen in Abschnitt 3.3.4, werden auch diese Messungen an Proben mit relativ kleinen Ladungsträgerbeweglichkeiten, in der Regel im diffusiven Regime, durchgeführt, da für das Auftreten dieses Interferenzeffekts Streukörper notwendig sind [8–10]. Damit überlagern sich die Messungen der WAL-SOC mit den Messungen von schwacher Lokalisierung und WAL-Berry aus Abschnitt 3.3.4. Es liegt dadurch eine Überlagerung von drei unterschiedlichen Interferenzeffekten vor, wobei es zwei verschiedene Arten von schwacher Antilokalisierung gibt, die jeweils unterschiedliche Ursachen haben. Während die bereits beschriebene WAL-Berry aus Abschnitt 3.3.4 aufgrund der *Berry-Phase* ($\Delta\phi = \pi$) von ML-G als relativ breiter Peak am Nullpunkt des magnetischen *out-of-plane* Feldes B_z auftritt, tritt die andere Form, die WAL-SOC, aufgrund der induzierten SOC als relativ schmaler Peak am Nullpunkt des magnetischen *out-of-plane* Feldes B_z auf [8–10]. Die Ursache für das Auftreten einer WAL-SOC liegt darin, dass der Elektronenspin in einer Schleifenbewegung bei jedem Streueignis aufgrund der SOC eine gewisse Rotationsbewegung erfährt [77]. Dadurch kann die schwache Lokalisierung in WAL-SOC umgekehrt werden, weil der Korrekturterm in der Leitfähigkeit einen Vorzeichenwechsel erfährt [77, 118]. Auf die mathematische Beschreibung der WAL-SOC wird nun genauer eingegangen.

Mathematische Beschreibung von schwacher Lokalisierung und schwacher Antilokalisierung

Grundsätzlich gibt es zwei Formeln, um die Überlagerung dieser drei Interferenzeffekte zu beschreiben. Für den allgemeinen Fall ist die Korrektur der Leitfähigkeit $\Delta\sigma(B_z)$ durch die folgende Beziehung gegeben [10, 64]:

$$\begin{aligned} \Delta\sigma(B_z) = & -\frac{e^2}{2\pi h} \left[F\left(\frac{\tau_{B_z}^{-1}}{\tau_\phi^{-1}}\right) - F\left(\frac{\tau_{B_z}^{-1}}{\tau_\phi^{-1} + 2\tau_{asy}^{-1}}\right) - 2F\left(\frac{\tau_{B_z}^{-1}}{\tau_\phi^{-1} + \tau_{asy}^{-1} + \tau_{sym}^{-1}}\right) \right. \\ & - F\left(\frac{\tau_{B_z}^{-1}}{\tau_\phi^{-1} + 2\tau_{iv}^{-1}}\right) - 2F\left(\frac{\tau_{B_z}^{-1}}{\tau_\phi^{-1} + \tau_*^{-1}}\right) + F\left(\frac{\tau_{B_z}^{-1}}{\tau_\phi^{-1} + 2\tau_{iv}^{-1} + 2\tau_{asy}^{-1}}\right) \\ & + 2F\left(\frac{\tau_{B_z}^{-1}}{\tau_\phi^{-1} + \tau_*^{-1} + 2\tau_{asy}^{-1}}\right) + 2F\left(\frac{\tau_{B_z}^{-1}}{\tau_\phi^{-1} + 2\tau_{iv}^{-1} + \tau_{asy}^{-1} + \tau_{sym}^{-1}}\right) \\ & \left. + 4F\left(\frac{\tau_{B_z}^{-1}}{\tau_\phi^{-1} + \tau_*^{-1} + \tau_{asy}^{-1} + \tau_{sym}^{-1}}\right) \right] \end{aligned} \quad (4.21)$$

Dabei gilt $\tau_{B_z}^{-1} = 4eDB_z/\hbar$ und $F(z) = \ln(z) + \psi(0.5 + z^{-1})$, wobei ψ wieder die sogenannte Digammafunktion ist [10, 64]. Weitere wesentliche Parameter sind die

Streuzeiten τ_ϕ (Phasenstreuzeit), τ_{iv} (*Intervalley*-Streuzeit), $\tau_*^{-1} = \tau_{iv}^{-1} + \tau_{intra}^{-1}$ (mit der *Intravalley*-Streuzeit τ_{intra}), τ_{asy} (asymmetrische Spin-Bahn-Streuzeit) und τ_{sym} (symmetrische Spin-Bahn-Streuzeit) [10, 64]. Falls τ_{iv} genügend klein ist, kann man Gleichung (4.21) vereinfachen [8, 10, 64]. In diesem Fall erhält man die folgende Beziehung [8, 10, 64]:

$$\Delta\sigma(B_z) = -\frac{e^2}{2\pi h} \left[F\left(\frac{\tau_{B_z}^{-1}}{\tau_\phi^{-1}}\right) - F\left(\frac{\tau_{B_z}^{-1}}{\tau_\phi^{-1} + 2\tau_{asy}^{-1}}\right) - 2F\left(\frac{\tau_{B_z}^{-1}}{\tau_\phi^{-1} + \tau_{asy}^{-1} + \tau_{sym}^{-1}}\right) \right] \quad (4.22)$$

Mit Hilfe dieser beiden Formeln kann man das Zusammenspiel dieser drei Effekte und den entsprechenden Kurvenverlauf beschreiben.

Messung und Simulation von WAL-SOC

Führt man nun Magnetotransport-Messungen durch, um die WAL-SOC zu messen, so kommt ein komplexer Kurvenverlauf zustande. In der Regel überlagern sich dabei vier Effekte. Darunter die schwache Lokalisierung, die beiden Typen der schwachen Antilokalisierung (WAL-Berry und WAL-SOC) und die aus Abschnitt 3.3.5 bekannten UCF. Wie in 3.3.5 bereits beschrieben, lassen sich die UCF weitgehend herausmitteln, indem man einen Mittelwert über mehrere Messkurven bildet. Im Idealfall würde sich dann das Restsignal aus den drei anderen Effekten zusammensetzen. Um den Kurvenverlauf des Restsignals zu veranschaulichen, wurde eine Simulation mit Hilfe von Formel (4.21) durchgeführt (vgl. Abb. 4.6 und 4.7).

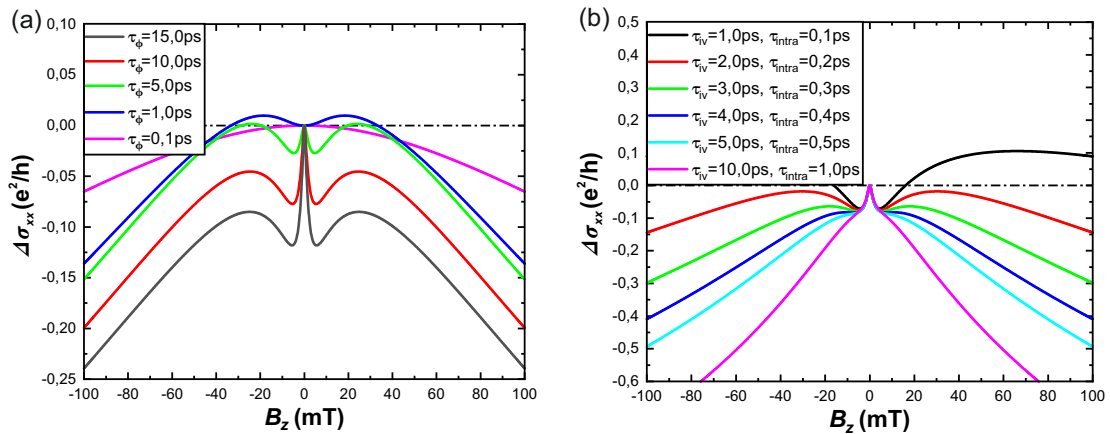


Abbildung 4.6.: a) zeigt simulierte Kurven für verschiedene Werte von τ_ϕ . b) zeigt simulierte Kurven für verschiedene Werte von τ_{iv} und τ_{intra} . Die weiteren fest gewählten Parameter können für die jeweilige Abbildung aus Tabelle 4.1 entnommen werden.

Abb.	τ_ϕ [ps]	τ_{iv} [ps]	τ_{intra} [ps]	τ_{asy} [ps]	τ_{sym} [ps]	D [m ² s ⁻¹]
4.6 a)	<i>var</i>	3,0	0,2	5,0	5,0	0,05
4.6 b)	10,0	<i>var</i>	<i>var</i>	5,0	5,0	0,05
4.7 a)	10,0	3,0	0,2	<i>var</i>	10,0	0,05
4.7 b)	10,0	3,0	0,2	10,0	<i>var</i>	0,05

Tabelle 4.1.: Fit-Parameter für Abb. 4.6 a) und b) und für Abb. 4.7 a) und b). Dabei stehen die Variablen *var* für die variierten Werte aus der jeweiligen Abbildung.

In Abb. 4.6 a) sind simulierte Kurven für verschiedene Phasenstreuzeiten τ_ϕ zu sehen. Alle anderen Parameter sind dabei fest und können aus Tabelle 4.1 entnommen werden. Für große Werte von τ_ϕ sind alle drei Effekte, WAL-Berry, WAL-SOC und die schwache Lokalisierung, sichtbar. Mit abnehmender Phasenstreuzeit τ_ϕ verschwindet als erstes der Peak der schwachen Antilokalisierung, der durch die SOC verursacht wird (WAL-SOC). Als nächstes verschwindet die schwache Lokalisierung und zuletzt die WAL-Berry. Damit steht fest, dass die drei Effekte unterschiedlich stark von der Phasenkohärenz τ_ϕ und damit auch von der Temperatur T des Systems abhängen.

In Abb. 4.6 b) sind Kurven für unterschiedliche Werte von τ_{iv} und τ_{intra} dargestellt, wobei auch hier die anderen Parameter fest gewählt wurden und in Tabelle 4.1 enthalten sind. Man erkennt nun, dass sich der Peak für die WAL-SOC nahe dem Nullpunkt des Magnetfeldes B_z nicht wesentlich verändert. Dagegen zeigt sich, dass die schwache Lokalisierung nahe dem Nullpunkt des Magnetfeldes B_z mit steigenden Werten von τ_{iv} und τ_{intra} in die WAL-Berry übergeht (vgl. Abschnitt 3.3.4). Das zeigt zum einen, dass die Form des Peaks von der WAL-SOC nicht von τ_{iv} und τ_{intra} abhängt. Zum anderen zeigt dies, dass das Auftreten von schwacher Lokalisierung und WAL-Berry von den beiden Streuparametern τ_{iv} und τ_{intra} abhängig ist. Das bedeutet nun, dass die Reinheit der Probe, aber auch der Probenrand und damit vor allem die Breite der Hallbar einen erheblichen Einfluss darauf haben kann, wie stark die schwache Lokalisierung bzw. WAL-Berry in den Messungen ausgeprägt ist [104].

Bei Betrachtung von Abb. 4.6 a) und b) fällt außerdem auf, dass für feste Werte von τ_{asy} und τ_{sym} lediglich die Phasenstreuzeit τ_ϕ einen wesentlichen Einfluss auf die Form des Peaks nahe $B_z = 0$ T hat. Damit lässt sich sagen, dass man τ_ϕ bei Durchführung einer Kurvenanpassung für feste Werte von τ_{asy} und τ_{sym} zuverlässig bestimmen kann.

In Abb. 4.7 a) und b) ist die Abhängigkeit des Kurvenverlaufs von der Streuzeit der asymmetrischen SOC-Terme τ_{asy} und von der Streuzeit der symmetrischen SOC-Terme τ_{sym} dargestellt. Auch hier sind die jeweils anderen Parameter fest gewählt und für die jeweilige Abbildung in Tabelle 4.1 aufgeführt. Es zeigt sich, dass der Peak der WAL-SOC nahe dem Nullpunkt des magnetischen Feldes B_z

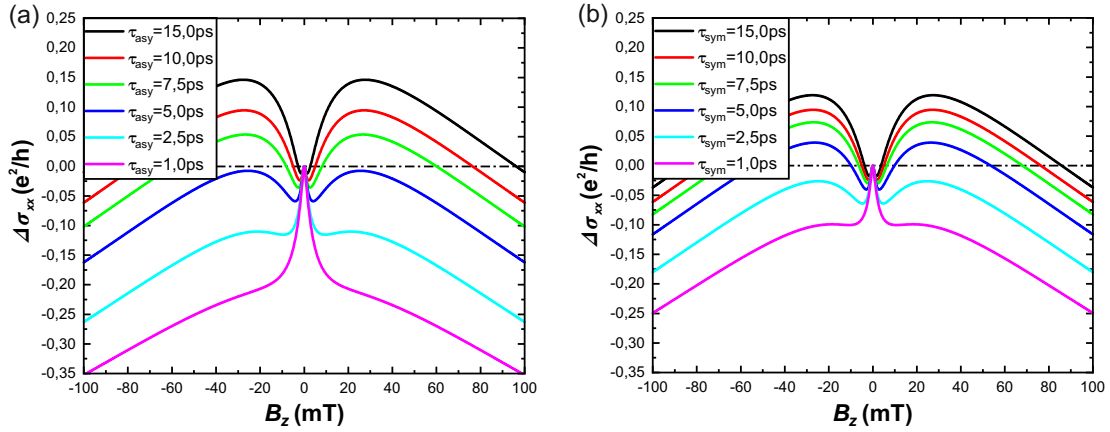


Abbildung 4.7.: a) zeigt simulierte Kurven für unterschiedliche Werte von τ_{asy} . b) zeigt simulierte Kurven für unterschiedliche Werte von τ_{sym} . Die weiteren fest gewählten Parameter können für die jeweilige Abbildung aus Tabelle 4.1 entnommen werden.

mit fallenden Werten von τ_{asy} bzw. τ_{sym} stark ansteigt. Dabei wird auch die schwache Lokalisierung nach und nach zerstört, während der Kurvenverlauf für größere Magnetfelder B_z und damit die WAL-Berry nur wenig seine Form verändert. Es fällt außerdem auf, dass sich die Größe des Peaks stärker mit τ_{asy} als mit τ_{sym} ändert. Daher kann man sagen, dass der Hauptbeitrag zu diesem Peak wesentlich von τ_{asy} verursacht wird.

Für die Bestimmung von τ_ϕ lässt sich anhand 4.7 a) und b) Folgendes sagen: Sowohl die beiden Parameter τ_{asy} und τ_{sym} als auch τ_ϕ haben einen Einfluss auf die Form des Peaks nahe $B_z = 0$ T. Bei genauerer Betrachtung erkennt man jedoch, dass τ_{asy} und τ_{sym} vor allem die Höhe der Peaks beeinflussen und nur wenig die Breite des Peaks. Die Breite des Peaks ändert sich dagegen hauptsächlich bei Änderung von τ_ϕ , wie man in 4.6 a) sehen kann. Damit lässt sich sagen, dass der Wert von τ_ϕ die Breite des Peaks nahe $B_z = 0$ T wesentlich vorgibt. Dadurch lässt sich τ_ϕ bei einer Kurvenanpassung bereits recht genau bestimmen. Ein Abgleich von τ_ϕ mit den Werten für τ_{UCF} aus einer Analyse von UCF und Autokorrelationsfunktion nach Abschnitt 3.3.5 erlaubt eine weitgehend zuverlässige Bestimmung von τ_ϕ . Für die anderen Parameter ergeben sich im Rahmen einer Kurvenanpassung mehrere mögliche Parameterkombinationen, sodass diese Parameter am Ende nur mit einem gewissen Fehler angegeben werden können.

Spin-Bahn-Parameter und Streumechanismen

Den beiden Streuzeiten τ_{asy} und τ_{sym} werden bestimmte Streumechanismen und Ursachen zugeschrieben [97]. Der Streuparameter τ_{asy} wird vor allem durch die Rashba-SOC des Systems beeinflusst und die Dyakonov-Perel (DP) Spinrelaxation wird τ_{asy} als wesentlicher Streumechanismus zugeschrieben [97]. Dagegen

unterliegt τ_{sym} vor allem der Elliot-Yafet (EY) Spinrelaxation, welche vor allem durch die intrinsische SOC und die Valley-Zeeman-SOC verursacht wird, wobei angenommen wird, dass die Valley-Zeeman-SOC stark dominiert [97]. Aus dem Verhältnis τ_{asy}/τ_{sym} lässt sich außerdem der sogenannte Anisotropiefaktor der Spinrelaxation bestimmen, der für Anwendungen zum Spintransport eine wichtige Größe darstellt [97]. Hat man nun die Streuparameter bestimmt, so kann man mit der Impulsrelaxationszeit τ_p und den Formeln [97]:

$$\lambda_R = \frac{\hbar}{\sqrt{4 \cdot \tau_{asy} \cdot \tau_p}} \quad (4.23)$$

und

$$\lambda_{VZ} = \frac{\hbar}{\sqrt{4 \cdot \tau_{sym} \cdot \tau_{iv}}} \quad (4.24)$$

die beiden wesentlichen SOC-Parameter λ_R (Rashba-SOC) und λ_{VZ} (Valley-Zeeman-SOC) bestimmen und damit die SOC charakterisieren [97].

4.4. Die Stärke der Spin-Bahn-Wechselwirkung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Frage, ob und wie man die proximity-induzierte SOC in Graphen/TMDC-Heterostrukturen tunen kann. In bisherigen Arbeiten wurde die induzierte SOC zwar nachgewiesen und deren Stärke bestimmt, aber ein Vergleich dieser Ergebnisse zeigt jedoch, dass die Stärke der SOC von Probe zu Probe stark abweichen kann. Die Frage ist nun, welche Einflussfaktoren auf die proximity-induzierte SOC es gibt und wie man diese nutzen kann, um die Stärke der proximity-induzierten SOC zu kontrollieren.

4.4.1. Die Wahl des TMDCs

TMDCs weisen wegen ihrer relativ schweren Übergangsmetallatome eine starke SOC auf, welche man durch proximity-Kopplung zu einem gewissen Teil in Graphen induzieren kann [8, 63, 119]. Durch die Wahl von TMDCs mit z.B. schwereren bzw. leichteren Übergangsmetallatomen sollte es grundsätzlich möglich sein, die proximity-induzierte SOC in gewissem Maße zu tunen [8, 63, 119]. Auch die Art der Chalkogenatome scheint dabei eine wesentliche Rolle zu spielen [8, 63, 119]. Berechnungen und Experimente aus [8, 63, 119] deuten darauf hin, dass man durch die Wahl des TMDC-Materials die proximity-induzierte SOC in Graphen/TMDC-Heterostrukturen maßgeblich beeinflussen kann. Die SOC lediglich durch die Wahl eines bestimmten TMDCs zu tunen ist aber nicht unbedingt die einfachste und eleganteste Lösung, da mit verschiedenen Materialien auch anderweitige Materialeigenschaften einhergehen, die für Heterostrukturen mit Graphen zu berücksichtigen sind (z.B. Änderung der Bandstruktur) [63]. Die

Abhängigkeit der SOC von der Wahl des TMDCs wurde in dieser Arbeit nicht weiter untersucht. Es wurden stattdessen Materialien verwendet, von denen aus bisherigen Arbeiten bereits bekannt war, dass damit eine relativ starke SOC in Graphen induziert werden kann [8–10, 119].

4.4.2. Dicke des TMDCs

Die proximity-induzierte SOC hängt stark von der Hybridisierung der π -Orbitale des Graphens mit den äußeren Orbitalen des TMDCs ab. Daher ist die Ausprägung dieser Hybridisierung entscheidend für die Stärke der induzierten SOC. Nun stellt sich die Frage, ob die Dicke der TMDC-Schicht einen Einfluss auf die proximity-induzierte SOC hat. Betrachtet man eine mehrlagige TMDC-Schicht auf einer Graphen-Schicht liegend, so ist anzunehmen, dass lediglich die π -Orbitale des Graphens mit den äußeren Orbitalen der ersten TMDC-Lage überlappen [3, 24]. Die Orbitale der anderen TMDC-Schichten dürften dabei keinen Einfluss mehr auf die Kopplung haben, wodurch diese die proximity-induzierte SOC in Graphen nicht weiter verstärken dürfte. Es ist daher anzunehmen, dass die SOC mit zunehmender Lagenanzahl des TMDCs jedenfalls nicht ansteigen sollte.

In [119] zeigt ein Vergleich von ML-G auf ML-TMDC mit ML-G auf Bulk-TMDC, dass die proximity-induzierte SOC für ML-G auf ML-TMDC höher ist, als für ML-G auf Bulk-TMDC [119]. Als Grund dafür wurde die unterschiedliche Flexibilität von ML-TMDC und Bulk-TMDC genannt [119]. Während Bulk-TMDC relativ steif ist, ist ML-TMDC sehr flexibel, wodurch sich letzteres besser an die Oberflächenstruktur des Graphens anpassen kann und damit im Mittel näher am Graphen liegen dürfte als Bulk-TMDC [119]. Dadurch wäre für ML-G auf ML-TMDC eine höhere proximity-induzierte SOC zu erwarten als für ML-G auf Bulk-TMDC [119].

Unabhängig von den Ergebnissen aus [119] stellt sich die Frage, ob dieser Vergleich aus [119] verlässlich ist, da man für die Experimente die jeweiligen Heterostrukturen aus einzelnen TMDC-Flocken gebildet hat, die möglicherweise auf unterschiedliche Art und Weise hergestellt wurden [119]. Es kann also durchaus sein, dass die Qualität der verwendeten TMDCs in dieser Arbeit nicht einheitlich ist, wodurch die Auswertung der Messergebnisse eben diese unterschiedlichen Resultate lieferte. Es ist außerdem unklar, ob in dieser Arbeit noch andere Einflussfaktoren wie z.B. die Winkorientierung berücksichtigt wurden. Aktuell scheint daher noch nicht ganz klar zu sein, ob die Schichtdicke des TMDCs tatsächlich einen entscheidenden Einfluss auf die proximity-induzierte SOC in Graphen hat. Sollte sich die Dicke des TMDCs tatsächlich, wie in [119] beschrieben, auf die proximity-induzierte SOC auswirken, so wäre es prinzipiell möglich, die SOC durch gezielte Wahl der Lagenanzahl des TMDCs zu tunen. Wie man weiter unten in Abschnitt 6.2 noch sehen wird, wurde dieser Sachverhalt anhand einer Probe weiter untersucht.

4.4.3. Drehwinkel zwischen Graphen und TMDCs

In diesem Abschnitt wird nun genauer betrachtet, inwieweit die Winkelorientierung zwischen den beiden Materialien einer ML-G/TMDC-Heterostruktur einen Einfluss auf die proximity-induzierte SOC hat. Diese Winkelorientierung wurde in bisherigen experimentellen Arbeiten in Zusammenhang mit proximity-induzierter SOC in ML-G/TMDC-Heterostrukturen meist nicht beachtet. Die Winkelorientierung kann in Heterostrukturen aus 2D-Materialien aber bekanntlich einen erheblichen Einfluss auf die Materialeigenschaften haben, wie beispielsweise bereits an Graphen/hBN Moiré-Übergittern gezeigt wurde [120]. Aus diesem Grund stellt sich nun die Frage, ob bzw. wie stark sich der relative Drehwinkel zwischen einer ML-G- und einer TMDC-Schicht auf die induzierte SOC auswirkt?

Zu diesem Sachverhalt gibt es nun bereits umfangreiche Berechnungen [20–22]. Dabei unterscheiden sich die Arbeiten in ihrer Vorgehensweise zur Berechnung der Drehwinkelabhängigkeit der SOC [20–23]. Die Berechnungen von [20, 22] basieren dabei auf dem *Tight-Binding*-Modell. Im Gegensatz dazu wurden die Berechnungen in [21, 23] mit Hilfe der Dichtefunktionaltheorie (DFT) durchgeführt, wobei ebenfalls eine Drehwinkelabhängigkeit der proximity-induzierten SOC gezeigt werden konnte [21, 23]. Genauere Informationen zu den jeweiligen Berechnungsmethoden finden sich in [20–23]. Im Folgenden wird lediglich genauer auf die Ergebnisse der jeweiligen Berechnungen von [22], [21] und [23] eingegangen, da in diesen drei Arbeiten die Berechnungen speziell für die hier verwendeten Materialien WS₂ und WSe₂ durchgeführt wurden.

Ergebnisse von Y. Li et al. [22]

Die wesentlichen Ergebnisse aus [22] werden in Abb. 4.8 a) und b) gezeigt. Dort ist der energetische Verlauf der jeweiligen SOC-Parameter am Beispiel von ML-G auf ML-WSe₂ bzw. auf ML-WS₂ in Abhängigkeit vom Drehwinkel α dargestellt [22].

Man erkennt, dass λ_R , der Parameter für die Rashba-SOC, bei einem Winkel nahe 15° für WS₂ bzw. bei einem Winkel nahe 19° für WSe₂ maximal wird und in beiden Fällen hin zu 0° bzw. 30° stark abfällt [22]. Betrachtet man nun den Verlauf von λ_{VZ} , so erkennt man, dass λ_{VZ} sowohl für WS₂ als auch für WSe₂ nahe 17° ein Maximum besitzt und ebenfalls hin zu 0° bzw. 30° stark abfällt [22]. Bei 0° nimmt λ_{VZ} in beiden Fällen einen Energiewert an, der grob der Hälfte des jeweiligen Maximalwerts von λ_{VZ} entspricht [22]. Bei einem Winkel von 30° geht λ_{VZ} in beiden Fällen dagegen gegen null, wodurch hier der Beitrag von λ_{VZ} zur Energieaufspaltung verschwindet [22]. Es besteht damit die Möglichkeit, durch gezieltes Einstellen des Drehwinkels auf 30°, den Beitrag der Valley-Zeeman-SOC zur Gesamt-SOC auf null zu reduzieren [22]. Die beiden Parameter λ_R und λ_{VZ} heben bekanntlich die Spinentartung von Valenz- und Leitungsband in der Bandstruktur von ML-G auf [22]. Es entsteht daher eine Energieaufspaltung E_{split} , die

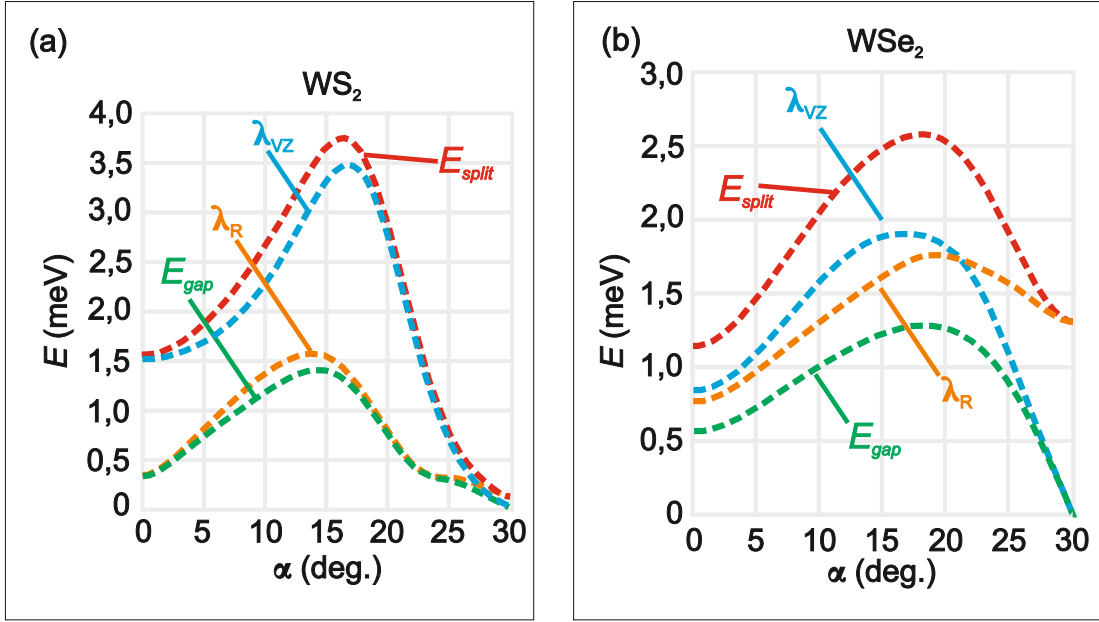


Abbildung 4.8.: a) und b) zeigen den energetischen Verlauf der SOC-Parameter λ_R (orange) und λ_{VZ} (blau) für WS₂ und WSe₂ in Abhängigkeit vom Drehwinkel α zwischen ML-G und dem jeweiligen TMDC. Außerdem ist der Verlauf der Spinaufspaltung E_{split} (rot) und der Bandlücke E_{gap} (grün) für WS₂ und WSe₂ in Abhängigkeit vom Drehwinkel α zwischen ML-G und dem jeweiligen TMDC dargestellt. Entnommen aus [22] und grafisch nachbearbeitet.

sowohl von λ_R als auch von λ_{VZ} abhängig ist [22]. Diese Energieaufspaltung lässt sich berechnen mit [22]:

$$E_{split} = (\lambda_{VZ}^2 + \lambda_R^2)^{1/2} \quad (4.25)$$

und ist äquivalent zur Energieaufspaltung ΔE aus Gleichung (4.19).

Durch die proximity-induzierte SOC entsteht neben der Energieaufspaltung auch eine Bandlücke in der Bandstruktur zwischen dem Valenz- und Leitungsband des ML-Gs [22]. Dazu tragen ebenfalls die beiden Parameter λ_R und λ_{VZ} bei [22]. Die Bandlücke E_{gap} kann man demnach berechnen mit [22]:

$$E_{gap} = |\lambda_{VZ}\lambda_R|/(\lambda_{VZ}^2 + \lambda_R^2)^{1/2} \quad (4.26)$$

Zusammenfassend zeigt die Theorie, dass die Parameter λ_R und λ_{VZ} und damit auch die Parameter E_{gap} und E_{split} stark vom Drehwinkel abhängen, wodurch im Allgemeinen eine starke Drehwinkelabhängigkeit der proximity-induzierten SOC gegeben ist [22].

Ergebnisse von T. Naimer et al. [21]

In Abb. 4.9 a) und b) werden die wesentlichen Ergebnisse nach den Berechnungen aus [21] gezeigt.

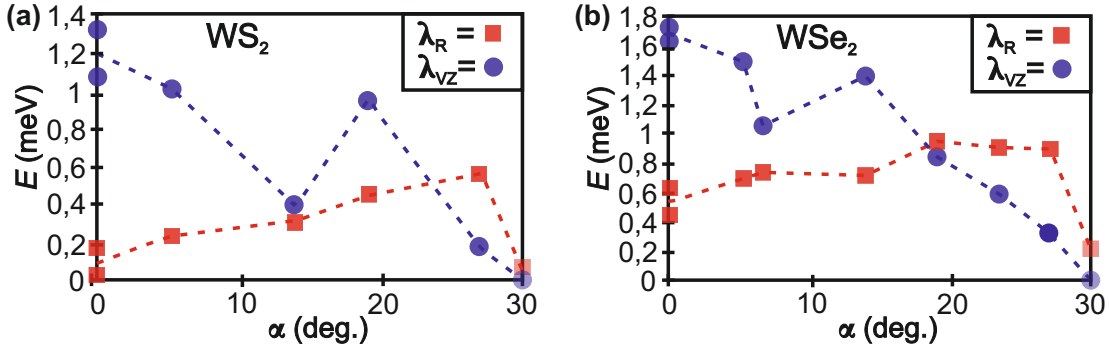


Abbildung 4.9.: a) und b) zeigen den energetischen Verlauf der SOC-Parameter λ_R (rot) und λ_{VZ} (blau) für WS₂ und WSe₂ in Abhängigkeit zum Drehwinkel α zwischen ML-G und dem jeweiligen TMDC. Entnommen aus [21] und grafisch nachbearbeitet.

Für die Rashba-SOC lässt sich sagen, dass die SOC für a) von 0° hin zu ca. 27° ansteigt und danach hin zu 30° stark abfällt [21]. In b) steigt die Rashba-SOC bis zu einem Maximum bei ca. 19° an und fällt dann bis ca. 28° leicht ab. Danach fällt die Rashba-SOC hin zu 30° wiederum stark ab [21]. Für die Valley-Zeeman-SOC sieht es in beiden Fällen a) und b) so aus, dass die Kurven bei 0° ein Maximum und bei 30° ein Minimum nahe dem energetischen Nullpunkt besitzen [21]. Der Kurvenverlauf zwischen 0° und 30° fällt in beiden Fällen a) und b) grundsätzlich von 0° hin zu 30° ab, allerdings gibt es je einen signifikanten, stark abfallenden Ausreißer bei ca. 13° bis 14° für WS₂ und einen bei ca. 7° für WSe₂ [21].

Ergebnisse von K. Zollner et al. [23]

Für die Arbeit von K. Zollner et al. [23] wurde wie in der Arbeit von T. Naimer et al. [21] die Dichtefunktionaltheorie angewandt, um Aussagen über die Stärke der SOC-Parameter in Abhängigkeit des Drehwinkels machen zu können. Die Ergebnisse dieser beiden Arbeiten unterscheiden sich zum Teil, da für die Berechnungen unterschiedliche Annahmen gemacht wurden, wodurch sich dann auch die verwendeten Parameter unterschieden. Beispielsweise wurde in [23] ein viel kleinerer Wert für die Verspannung des ML-Gs in einer ML-G/TMDC-Heterostruktur angenommen, als es in der Arbeit von T. Naimer et al. [21] der Fall war. Somit ergaben sich mit [23] weitere mögliche Ergebnisse für die SOC-Parameter in Abhängigkeit zum Drehwinkel α . Diese sind in Abb. 4.10 a) und b) dargestellt.

Betrachtet man nun die Kurven der Rashba-SOC aus 4.10 a) so fällt Folgendes auf. Für WSe₂ steigen die Werte für 0° bis ungefähr 13° nur leicht von etwa

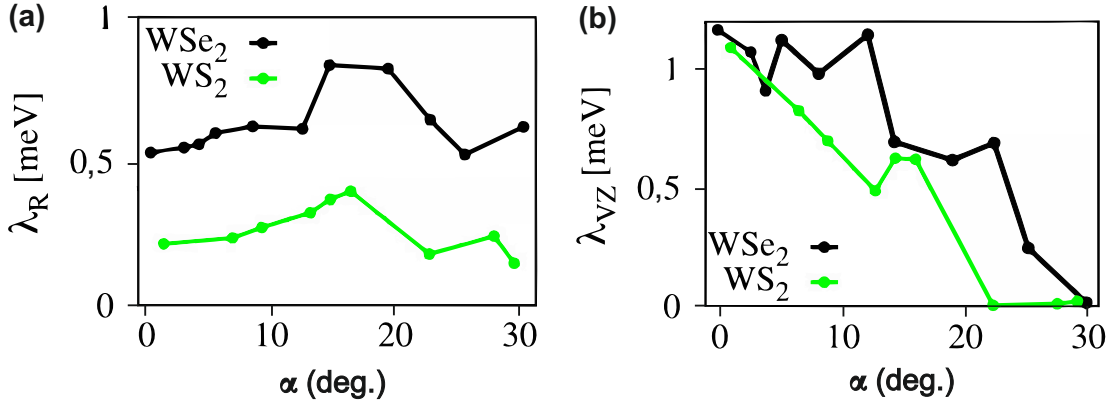


Abbildung 4.10.: a) zeigt den energetischen Verlauf von λ_R und b) zeigt den energetischen Verlauf von λ_{VZ} für die beiden Materialien WSe_2 (schwarz) und WS_2 (grün) in Abhängigkeit zum Drehwinkel α zwischen ML-G und dem jeweiligen TMDC. Entnommen aus [23] und grafisch nachbearbeitet.

0,5 meV bis etwa 0,6 meV an. Zwischen 14° bis ungefähr 19° zeigt sich ein Maximum bei etwa 0,8 meV. Für Winkel ab 19° bis 25° fallen die Werte wieder auf ca. 0,5 meV ab. Hin zu 30° zeigt sich noch ein leichter Anstieg auf etwa 0,6 meV. Für WS_2 zeigt sich von 0° bis $22,5^\circ$ ein ähnliches Bild. Dabei liegt λ_R bei ungefähr 0° bei ca. 0,2 meV und steigt auf einen maximalen Wert von ungefähr 0,4 meV an, um danach wieder auf ca. 0,2 meV abzufallen. Von $22,5^\circ$ bis 30° scheint λ_R dann mehr oder weniger konstant zu bleiben. Betrachtet man nun die Kurven der Valley-Zeeman-SOC aus 4.10 b) so erkennt man, dass die λ_{VZ} sowohl für WSe_2 als auch für WS_2 über den gesamten Bereich von 0° bis 30° trotz mehrerer Ausreißer von etwa 1,1 meV auf 0 meV abfällt.

Vergleicht man nun die Ergebnisse von [22] mit denen aus [21] und [23], so gibt es teilweise größere Unterschiede, aber auch gewisse Gemeinsamkeiten. Betrachtet man die Rashba-SOC bei 0° , so nimmt diese sowohl in [22] als auch in [21] und [23] für beide TMDCs relativ kleine Werte an. Auch die Energiewerte dieser Punkte liegen hier bei 0° nahe beieinander. Vergleicht man die Ergebnisse der Rashba-SOC bei 30° , so passen diese für WS_2 für [22] und [21] sehr gut zusammen, bei WSe_2 gibt es dagegen einen deutlichen Unterschied zwischen allen drei Ergebnissen. Sieht man sich nun den Kurvenverlauf zwischen 0° und 30° an, so ist für WSe_2 in allen Fällen ein Maximum im Bereich von etwa 15° bis 20° zu finden, allerdings gehen hier die berechneten Energiewerte vor allem im Bezug auf [22] in ihrer Größe relativ weit auseinander. Für WS_2 zeigt sich ein gänzlich anderer Kurvenverlauf. Während in [22] bei ca. 15° ein Maximum erwartet wird, zeigt sich ein solches Maximum in [21] dagegen nicht, in [23] jedoch schon, wobei auch hier ein recht großer quantitativer Unterschied vorliegt. In [21] tritt stattdessen bei ca. 28° ein Maximum auf. Vergleicht man nun die Berechnungen der Valley-Zeeman-SOC, so zeigen die Kurven von [21] und [23] zwar ein ähnli-

ches Verhalten, im Vergleich mit [22] zeigt sich jedoch sowohl qualitativ als auch quantitativ ein ganz anderer Kurvenverlauf für die beiden Materialien WS_2 und WSe_2 [21–23]. Lediglich bei 30° zeigt sich in allen drei Fällen für beide TDMCs, dass die Valley-Zeeman-SOC gegen null geht und damit verschwindet [21–23]. Die teilweise stark voneinander abweichenden Ergebnisse zeigen hier eine gewisse Komplexität des gesamten Sachverhalts. Allerdings legen alle genannten Arbeiten [20–23] nahe, dass die proximity-induzierte SOC einer starken Winkelabhängigkeit unterliegen muss. Dadurch sollte die induzierte SOC durch die Wahl eines bestimmten Drehwinkels einstellbar sein. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dieser Sachverhalt experimentell genauer untersucht (vgl. Abschnitt 6.3).

4.4.4. Zwischenlagenabstand von TMDCs auf ML-G

Grundsätzlich kann die Wechselwirkung zwischen zwei Atomen, die nicht durch chemische Kräfte aneinander gebunden sind, mit dem Lennard-Jones-Potential (LJ-Potential) beschrieben werden (vgl. Abb. 4.11) [65, 121]. Dabei wirken für größere zwischenatomare Abstände ($r > r_{GG}$) attraktive Van-der-Waals-Kräfte. Bei kleineren Abständen ($r < r_{GG}$) kommt es zur sogenannten Pauli-Repulsion [65, 121]. Diese repulsiven Kräfte kommen dadurch zustande, dass durch größeren Überlapp der Atomorbitale die Elektronen höhere Atomorbitale besiedeln müssen, weil aufgrund des Pauli-Prinzips keine Zustände in den bereits besetzten unteren Orbitalen mehrfach besetzt sein dürfen [65, 121]. Um jedoch höhere Ato-

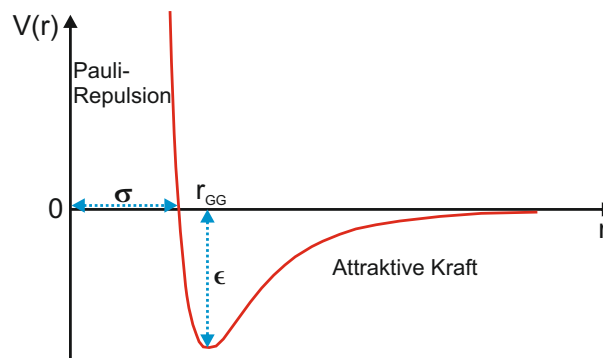


Abbildung 4.11.: Die rote Kurve zeigt den Verlauf des LJ-Potentials. Dabei wirkt für kleinere interatomare Abstände ($r < r_{GG}$) die Pauli-Repulsion und für größere interatomare Abstände ($r > r_{GG}$) wirken attraktive Kräfte zwischen den Atomen. ϵ beschreibt außerdem die Tiefe des Potenzialtopfs an der Stelle r_{GG} , bei der das Kräftegleichgewicht eintritt. σ stellt den Abstand r dar, bei dem das LJ-Potential eine Nullstelle besitzt. Entnommen aus [65, 121] und grafisch nachbearbeitet.

morbitale mit Elektronen besetzen zu können, benötigt das System Energie, die dem System zugeführt werden muss [65, 121]. Am Verlauf des LJ-Potentials kann man sehen, dass die Pauli-Repulsion bei kleiner werdenden Abständen schnell an-

steigt, wodurch immer mehr Energie aufgebracht werden muss, um noch einen spürbaren Effekt auf den interatomaren Abstand r zu haben.

Betrachtet man nun nicht mehr nur einzelne Atome, sondern die Atomlagen einer Heterostruktur, so muss man nach [122, 123] anstelle des LJ-Potentials das Kolmogorov-Crespi-Potential (KC-Potential) zur Beschreibung des Potentials verwenden, da beim LJ-Potential beispielsweise keine unterschiedlichen Gitterkonstanten und nur ideale AA-Stapelfolgen berücksichtigt werden können [122, 123]. Auch beim KC-Potential wirken abhängig vom Zwischenlagenabstand r_L attraktive oder repulsive Kräfte. Daher wirken beide Potentiale prinzipiell ähnlich auf die Veränderung des Zwischenlagenabstands bzw. interatomaren Abstands r . Auf das KC-Potential wird hier aus diesem Grund nicht genauer eingegangen. Für genauere Informationen zum KC-Potential siehe z.B. [122, 123].

Bekanntlich hängt die proximity-induzierte SOC stark von der Hybridisierung der π -Orbitale des Graphens mit den äußeren Orbitalen des TMDCs ab [3, 24]. Die Stärke SOC hängt daher wesentlich vom Überlapp der an der Kopplung beteiligten Atomorbitale ab [3, 24]. Wird der Zwischenlagenabstand r_L zwischen den beiden proximity-gekoppelten Lagen reduziert bzw. vergrößert, so wird der Überlapp der Orbitale größer bzw. kleiner [3]. Damit kann die proximity-induzierte SOC durch Änderung des Zwischenlagenabstands r_L sowohl gesteigert als auch verringert werden [3, 24].

In der Praxis kann man durch Anlegen von hohem mechanischem Druck den Zwischenlagenabstand r_L verkleinern, wodurch zu erwarten ist, dass die Stärke der proximity-induzierten SOC erhöht wird [3, 24]. Gemäß dem LJ- bzw. KC-Potentials werden jedoch für immer kleinere Zwischenlagenabstände r_L immer höhere Drücke notwendig, um die SOC zu steigern. Da aber sowohl Probe als auch Versuchsaufbau nur gewissen Drücken standhalten kann, ohne zerstört zu werden, ist auch die Steigerung der proximity-induzierten SOC in gewissem Maße begrenzt. In [24] schon eine gewisse Druckabhängigkeit der proximity-induzierten SOC in ML-G/WSe₂-Heterostrukturen gezeigt. Hier sollte das mit Hilfe einer weiteren Probe weiter untersucht und bestätigt werden (vgl. Abschnitt 6.4).

5. Probenherstellung

Dieses Kapitel widmet sich der Probenherstellung. Für die Untersuchungen dieser Arbeit wurden unterschiedliche Probentypen hergestellt. Im Folgenden sollen die einzelnen, für die Probenherstellung notwendigen, Prozessschritte beschrieben werden. Eine genauere Prozessdokumentation mit weiteren detaillierteren Informationen findet sich als Beiwerk in Anhang Kapitel [A](#).

5.1. Vorbereitung der Probensubstrate

Zu Beginn der Probenherstellung wurden ca. $1 \times 1 \text{ cm}^2$ große Si/SiO₂-Substrate hergestellt (vgl. [A.1](#)). Die untere Schicht dieser Substrate bestand dabei aus stark positiv dotiertem Silizium (p⁺⁺-Si), während die obere Schicht aus 90 oder 285 nm SiO₂ bestand. Im nächsten Schritt wurden diese Substrate gereinigt. Dazu wurden die Chips in Bechergläser mit Aceton gegeben und in ein Ultraschallbad gestellt. Nachdem die Chips kurz nacheinander in ein Becherglas mit Isopropanol getaucht und anschließend mit Stickstoff trocken geblasen wurden, konnten die Chips anschließend in einen Plasmaverascher gegeben werden, um dadurch vor allem die restlichen organischen Rückstände zu lösen (vgl. [A.2](#)). Nach diesem Prozess waren die Substrate bereit für weitere Schritte.

5.2. Herstellung der Flocken

Für die Herstellung der verwendeten Flocken mussten verschiedene Verfahren angewandt werden. Diese waren sowohl abhängig vom Material als auch von der gewünschten Schichtdicke. [Abbildung 5.1](#) zeigt Beispiele der erhaltenen Flocken. Im Folgenden wird deren Herstellung beschrieben.

5.2.1. Herstellung von Monolagen- und Bilagen-Graphen

Im Rahmen dieser Arbeit wurde einerseits ML-G zur Messung von WAL-SOC benutzt. Andererseits wurde aber auch BL-G zur Messung einer Schwebung in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen verwendet. Die Herstellungsmethode von Graphen unterschiedlicher Schichtdicke unterscheidet sich hier nicht. Für die Herstellung der Flocken wurde ein Graphitkristall mit Hilfe eines Klebebandes exfoliert. Das Klebeband mit den so erhaltenen dünnen Graphitschichten wurde danach

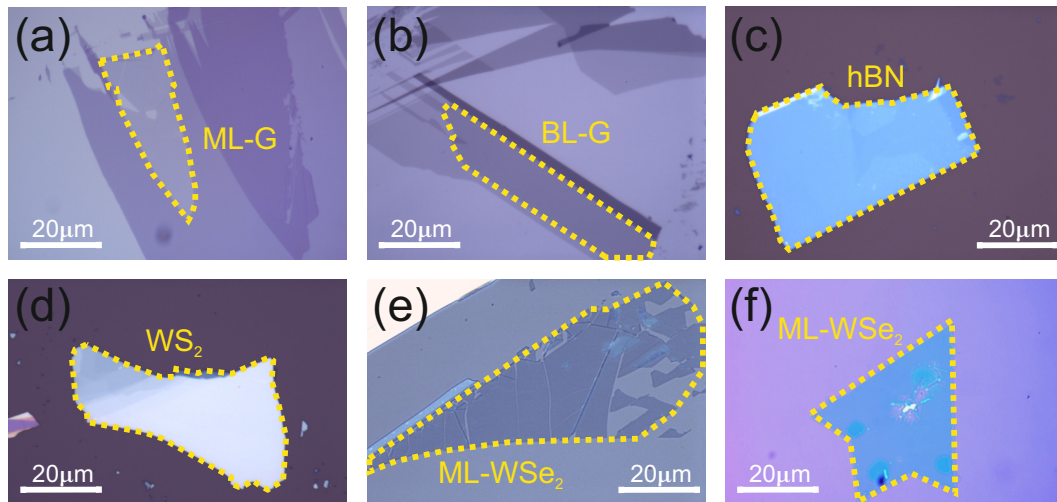


Abbildung 5.1.: Die Abbildung zeigt Flocken unterschiedlicher Materialien und Schichtdicken. Der Fokus liegt dabei auf den gelb umrandeten Bereichen. In a) ist ML-G zu sehen. In b) ist dagegen BL-G zu erkennen. c) zeigt eine mehrschichtige hBN-Flocke. In d) ist eine mehrschichtige WS_2 -Flocke zu sehen. In e) ist eine exfoliierte ML- WSe_2 -Flocke zu sehen, während in f) eine im CVD-Ofen gewachsene ML- WSe_2 -Flocke dargestellt ist.

auf eines der vorbereiteten Probensubstrate gedrückt (vgl. A.3.1 Methode 1 und 2). Damit war es möglich, passende Graphen-Flocken auf das Probensubstrat zu übertragen. So erhielt man die gewünschten Graphen-Flocken auf diesem Probensubstrat. Im Anschluss konnte man die erhaltenen Flocken mit Hilfe eines optischen Mikroskops auf dem Substrat lokalisieren und deren Schichtdicke über eine optische Kontrastanalyse bestimmen. Auf diese Weise wurde sowohl ML-G als auch BL-G hergestellt (vgl. Abb 5.1 a) und b)).

5.2.2. Herstellung dünner hBN-Flocken

Die Herstellung dünner hBN-Flocken entspricht der Vorgehensweise der zuvor beschriebenen Methode zur Herstellung von Graphen-Flocken (vgl. A.3.2). Hierzu wurden qualitativ hochwertige Bornitridkristalle verwendet, die von T. Taniguchi und K. Watanabe (*National Institute for Materials Science, Tsukuba, Japan*) zur Verfügung gestellt wurden. Die hBN-Flocken, die für diese Arbeit verwendet wurden, hatten Schichtdicken von ca. 10 – 100 nm. Eine dieser Flocken ist in Abb. 5.1 c) abgebildet.

5.2.3. Herstellung dünner TMDC-Flocken

Bei der Herstellung von dünnen TMDC-Flocken stellte sich heraus, dass die anzuwendende Herstellungsmethode nicht vom verwendeten TMDC-Material (hier

WS₂ und WSe₂) abhängig ist. Allerdings war es in Bezug auf die angestrebte Schichtdicke sinnvoll, unterschiedliche Verfahren anzuwenden.

Herstellung mehrschichtiger TMDC-Flocken

Die gezielte Herstellung von mehrschichtigen TMDC-Flocken wurde genauso realisiert wie es für hBN und Graphen der Fall war (vgl. A.3.3), da diese Methode relativ leicht anzuwenden ist und auch qualitativ gute Resultate liefert. Dazu wurden kommerziell erhältliche TMDC-Kristalle verwendet, die von der Firma *HQ Graphene* bezogen wurden. In Abb. 5.1 d) ist eine mehrlagige WS₂-Flocke dargestellt.

Herstellung von Monolagen-TMDC

Für die Herstellung von Monolagen-TMDC (ML-TMDC) wurden anfangs dieselben kommerziell erhältlichen Kristalle verwendet wie für die Herstellung mehrlagiger TMDC-Flocken. Es stellte sich aber heraus, dass die Herstellung von ML-TMDC im Vergleich zur Herstellung von mehrlagigen TMDC-Flocken wesentlich aufwändiger ist. Das Problem war, dass sich ML-TMDC nicht direkt in brauchbarer Größe auf ein Probensubstrat mit SiO₂-Oberfläche exfolieren ließ. Aus diesem Grund wurde das Material später nicht mehr direkt auf das Probensubstrat, sondern stattdessen, wie in [124] beschrieben, auf einen dünnen PDMS-Film exfoliert. Dadurch erhielt man dann nutzbares ML-TMDC, welches man mit Hilfe eines optischen Mikroskops lokalisieren konnte. Anschließend mussten die Flocken von diesem PDMS-Film, wie in [124] beschrieben, auf ein Probensubstrat transferiert werden (vgl. A.3.3).

Grundsätzlich eignet sich diese Methode zur Herstellung von ML-TMDC. Allerdings ist diese Methode recht aufwändig und es gestaltet sich auch als sehr schwierig, die PDMS-Rückstände von der Oberseite der TMDC-Flocke zu beseitigen. Deshalb konnte später bei der Bildung der Heterostruktur nur die nicht-kontaminierte Unterseite des ML-TMDCs in Kontakt mit dem ML-G gebracht werden, da andernfalls sehr wahrscheinlich keine saubere Proximity-Kopplung vorhanden gewesen wäre.

Ein weiteres Problem bei dieser Methode war die geringe Ausbeute, denn oft erhielt man nur wenige Flocken, die auch relativ klein waren. Aus diesem Grund wurde später im Rahmen einer Bachelorarbeit von K. Baumgartner [125] eine andere Methode nach [126] zur Herstellung großer Flocken aus ML-TMDC erprobt. Obwohl die Ausbeute mit Hilfe dieser Methode beträchtlich ist, fand diese Methode jedoch für diese Arbeit keine Anwendung mehr. Stattdessen konnte später gewachsenes ML-TMDC verwendet werden, welches von einer Gruppe um A. Turchanin (*Friedrich-Schiller-Universität Jena, Jena, Deutschland*) bezogen wurden. Dieses ML-TMDC wurde zuvor in einem CVD-Ofen auf ein Si/SiO₂-Substrat gewachsen. Da dieses ML-TMDC nun auch schon auf einem Si/SiO₂-Substrat lag

und auch während den späteren Transportmessungen keine qualitativen Mängel erkennbar waren, konnte man durch den Erhalt dieses Materials auf die relativ aufwändige Herstellung von exfoliertem ML-TMDC verzichten. Abbildung 5.1 e) und f) zeigt jeweils exfoliertes und gewachsenes ML-WSe₂.

5.3. Bildung von Heterostrukturen

Nach der Herstellung der einzelnen Flocken konnte man zur Bildung der Heterostrukturen übergehen. Dafür wurde eine *Hot-Pickup*-Transfermethode nach [127–130] benutzt.

5.3.1. Aufbau und Vorbereitung

Für die Durchführung dieser *Hot-Pickup*-Transfermethode waren eine spezielle Transfervorrichtung und anderweitige Vorbereitungen notwendig (vgl. A.4.1). Um später die Flocken vom Substrat aufnehmen zu können, wurde ein Objektträger, auf dem ein tropfenförmiger Polydimethylsiloxan-Stempel (PDMS-Stempel) angebracht worden ist, mit einem Film aus Polycarbonat (PC) überzogen. Mit Hilfe dieses PDMS/PC-Stempels sollte man später einzelne Flocken von den Substraten aufheben können. Der Objektträger mit dem Stempel wurde dazu nach dessen Herstellung in eine rotierbare Transferscheibe eingebaut. Diese Scheibe diente zur Fixierung des Objektträgers. Anschließend wurde diese Transferscheibe, mit dem Objektträger darin, in den Tisch eines optischen Mikroskops eingebaut. Im Kondensorhalter des Mikroskops wurde ein kleiner heizbarer Probentisch montiert, auf dem das Substrat mit den zu transferierenden Flocken befestigt werden konnte. Nachdem alle Vorbereitungen getroffen wurden, konnte man zum Transfer der Flocken übergehen.

5.3.2. Transfer

Der Transferaufbau ermöglichte es, unter dem optischen Mikroskop den PDMS/PC-Stempel mit den Flocken auf dem Substrat in Kontakt zu bringen. Die notwendige Kontrolle war dabei durch die Triebe des Mikroskops gegeben. Wurde nun der Heiztisch nach dem Kontakt zwischen dem Substrat und dem PDMS/PC-Stempel erhitzt, so war es möglich, exfolierte Flocken mit Hilfe dieses PDMS/PC-Stempels aufzuheben (vgl. A.4.2). Hat man nun die erste Flocke aufgehoben, so kann man damit auch weitere Flocken aufheben. Dabei machte man sich den sogenannten *Van-der-Waals-Pickup* zunutze. Treffen nämlich die zweidimensionalen Materialien, die hier verwendet werden, mit ihren horizontalen Flächen aufeinander, so wirken zwischen diesen Materialien Van-der-Waals-Kräfte [131]. Dadurch haften die Flocken nach der Herstellung des Kontakts anschließend aneinander und es bildet sich eine Heterostruktur. Auf diese Weise konnte man

durch mehrmalige Wiederholung dieses Transfers Heterostrukturen unterschiedlicher Zusammensetzung herstellen.

Hat man nun die gewünschte Heterostruktur auf diesem PDMS/PC-Stempel liegen, so musste diese Heterostruktur auf ein neues Probensubstrat transferiert werden, welches für die späteren Messungen geeignet war. Dazu wurde der PDMS/PC-Stempel mit der Heterostruktur auf ein gereinigtes Si/SiO₂-Substrat mit stark positiv dotiertem Si und 285 nm SiO₂ gedrückt, um bei hohen Temperaturen den PC-Film zusammen mit der Heterostruktur auf dem Substrat festzuschmelzen (vgl. A.4.4). Mit Hilfe von Chloroform (CHCl₃) konnte danach das PC vom abgekühlten Chip gelöst werden. Dabei verblieb jedoch die Heterostruktur auf dem Probensubstrat, wodurch diese nun für weitere Prozessschritte bereit war. Grundsätzlich wurden auf diese Weise die Heterostrukturen dieser Arbeit hergestellt. Im Folgenden wird auf die Besonderheiten der einzelnen Heterostrukturen noch etwas genauer eingegangen.

hBN/BL-G/WS₂-Heterostrukturen

Für die Proben zur Messung der Schwebung in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen wurde mit dem PDMS/PC-Stempel der Reihe nach WS₂, BL-G und hBN aufgehoben, sodass am Ende eine hBN/BL-G/WS₂-Heterostruktur entstand und auf dem Si/SiO₂-Substrat abgelegt werden konnte (vgl. Abb. 5.2). Auf diese Weise wurde das BL-G eingekapselt, was eine hohe Ladungsträgerbeweglichkeit μ ermöglichen sollte. Es ist außerdem sinnvoll, dass sich das dielektrische hBN auf der gleichen Seite wie die Gateelektrode relativ zum BL-G befindet, da Halbleiter wie WS₂ möglicherweise das elektrische Feld der Gateelektrode abschirmen können, sobald diese unter bestimmten Voraussetzungen in den leitfähigen Zustand übergehen.

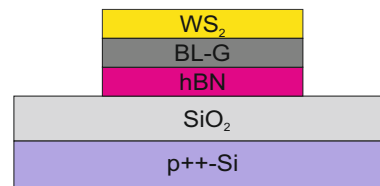


Abbildung 5.2.: Heterostruktur aus hBN, BL-G und WS₂ auf Si/SiO₂-Substrat.

ML-G/ML-WSe₂/hBN-Heterostrukturen mit exfoliertem WSe₂

Für die Proben zur Messung von WAL-SOC wurde zuerst eine hBN-Flocke, anschließend das ML-WSe₂ und zuletzt das ML-G aufgehoben und auf dem Si/SiO₂-Substrat abgelegt (vgl. Abb. 5.3). Dadurch lag das ML-G direkt auf der SiO₂-Oberfläche. Auf diese Weise konnte erreicht werden, dass die notwendigen Defekte zur Messung von WAL-SOC vorhanden waren. Prinzipiell bräuchte man die hBN-

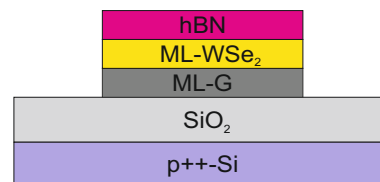


Abbildung 5.3.: Heterostruktur aus hBN, ML-WSe₂ und ML-G auf Si/SiO₂-Substrat.

Schicht für diese Heterostrukturen nicht, da sie nicht oder nicht wesentlich zu den elektronischen Eigenschaften beitragen dürfte. Allerdings stellte sich heraus, dass die ML-WSe₂-Flocken sehr empfindlich sind und dadurch während der Probenherstellung häufig zerstört wurden. Dies konnte durch Positionierung einer hBN-Flocke an der Oberseite der Heterostruktur vermieden werden. In Abb. 5.4 b)-d) sind solche Flocken und eine daraus entstandene Heterostruktur dargestellt.

ML-G/ML-WSe₂/hBN-Heterostrukturen mit gewachsenem WSe₂

Die Herstellung von ML-G/ML-WSe₂/hBN-Heterostrukturen mit gewachsenem WSe₂ war grundsätzlich ähnlich der Herstellung derselben Heterostrukturen mit exfoliertem WSe₂ (vgl. A.4.3). Hier ist jedoch zu beachten, dass das hBN an der Oberseite grundsätzlich erforderlich war, weil man die gewachsenen Flocken nur mit Hilfe anderer 2D-Materialien (*Van-der-Waals-Pickup*) aufheben konnte. Das direkte Aufheben von auf SiO₂ gewachsenen TMDC-Flocken lediglich durch Kontakt mit einem PC-Film funktionierte hier nicht. Beim *Van-der-Waals-Pickup* sei noch erwähnt, dass nur der mit der oberen Flocke überlappende Bereich der Ziel-Flocke aufgehoben wird, d.h. in diesem Fall wird auch nur der Teil der TMDC-Flocke aufgehoben, bei dem die hBN-Flocke mit der TMDC-Flocke überlappt. Der andere Teil der TMDC-Flocke verbleibt auf dem ursprünglichen Substrat. Beim Aufheben der ML-G-Flocke war dieser Umstand für einen Teil der hergestellten Proben erwünscht. Das heißt, hier wollte man nur einen Teil der Flocke aufheben, der andere Teil sollte auf dem Substrat verbleiben. Den verbliebenen Teil benötigte man später für die Bestimmung der Kristallorientierung der ML-G-Flocke, wie später noch genauer beschrieben wird.

5.3.3. Einstellung und Bestimmung der Kristallorientierung

In dieser Arbeit wurde die Abhängigkeit der induzierten SOC in Bezug auf die Kristallorientierung zwischen ML-G und ML-WSe₂-Flocken untersucht. Zur Bestimmung und Einstellung dieser Kristallorientierung wurden zwei unterschiedliche Verfahren angewandt.

ML-G/ML-WSe₂/hBN-Heterostrukturen mit exfoliertem WSe₂

Um die Methoden zur Drehwinkelwinkelbestimmung für ML-G/TMDC-Heterostrukturen zu verstehen wird im Folgenden zuerst auf die Besonderheiten der Symmetrien solcher Systeme eingegangen.

Grundsätzlich entsteht bei zwei zueinander verdrehten hexagonalen Kristallgittern ein Moiré-Muster, sodass die gesamte Heterostruktur eine C₃ (120°)-Symmetrie aufweist [22]. Die Drehwinkel, die eindeutige Werte für die proximity-induzierte SOC liefern, liegen dabei in einem Bereich von $\alpha = 0^\circ \dots 30^\circ$ [22]. Es reicht deshalb aus, wenn man sich auf diesen Winkelbereich konzentriert [21–23].

Über hexagonale Materialien wie hBN, ML-G und ML-WSe₂ ist bekannt, dass diese mit einer sehr hohen Wahrscheinlichkeit so brechen, dass deren Ränder entweder eine *zigzag*- oder eine *armchair*-Struktur aufweisen, wobei insbesondere TMDCs bevorzugt *zigzag*-Kanten bilden [132].

Da man die Kantenart für ML-G während optischer Mikroskopie jedoch nicht erkennen kann, lässt sich die Orientierung der Flocke während dem Stapeln nicht eindeutig bestimmen. Das bedeutet nun, dass entsprechende Kanten sowohl *zigzag*- als auch *armchair*-Ränder haben können. Daher kann ein gemessener Winkel $\alpha = \beta$ mit $\beta = 0^\circ \dots 30^\circ$ auch einem Winkel $\alpha = 30^\circ - \beta$ entsprechen. Der einzige eindeutige Fall, bei dem $\alpha = \beta = 30^\circ - \beta$ gilt, tritt bei $\beta = 15^\circ$ auf. Für alle anderen beobachteten Winkel gibt es daher zwei mögliche Lösungen.

Nun stellt sich die Frage, ob ein Nachweis einer winkelabhängigen SOC mit dieser Methode überhaupt gelingen kann. Grundsätzlich gibt es für jeden gemessenen Winkel von $\alpha \neq 15^\circ$ bekanntlich immer zwei unterschiedliche tatsächliche Werte die α annehmen kann. Bestimmt man nun die SOC-Parameter für beide Fälle, so kann ein Abgleich mit den SOC-Parametern aus theoretischen Arbeiten eine gewisse Eindeutigkeit liefern. Damit ist klar, dass sich diese Methode nur zusammen mit theoretischen Berechnungen als eindeutige Nachweismethode der winkelabhängigen SOC eignet. Für diese Arbeit wurden daher nur Proben aus exfoliertem ML-WSe₂ hergestellt, bei denen der eingestellte Winkel zwischen ML-G und ML-WSe₂ 15° und 0° bzw. 30° betrug, da für diese Winkel die theoretischen bestimmten SOC-Parameter auch eine gewisse Eindeutigkeit aufweisen.

Zur Einstellung der Winkolorientierung zwischen ML-G und exfoliertem ML-WSe₂ wurde während dem Stapelprozess folgendermaßen vorgegangen. Zuerst wurden die Kanten der hBN-, ML-G- und ML-WSe₂-Flocken (vgl. Abb. 5.4 b) und c)) betrachtet und die einzelnen Winkel zwischen den spezifischen Kanten der jeweiligen Flocke gemessen. Dazu wurde die Software der Mikroskopkamera und eine Software mit Winkelmessfunktion benutzt.

Im nächsten Schritt wurde dann zuerst das hBN mit einem PDMS/PC-Stempel aufgehoben. Mit diesem hBN wurde danach die ML-WSe₂-Flocke aus Gründen der Reproduzierbarkeit so aufgehoben, dass die spezifischen Kanten einen Winkel von 15° zueinander hatten.

Anschließend wiederholte man diesen Prozess, indem man mit dem hBN/ML-WSe₂-Stapel das ML-G aufhob. Dabei wurde zuerst der gewünschte Winkel zwischen den jeweiligen Kanten der ML-WSe₂-Flocke und der ML-G-Flocke eingestellt und anschließend die ML-G-Flocke aufgehoben (vgl. Abb. 5.4 a)). Der Stapel konnte dann auf einen neuen Si/SiO₂-Chip abgelegt werden und weiter prozessiert werden. Ein fertiger Stapel dieser Art ist in Abb. 5.4 d) zu sehen.

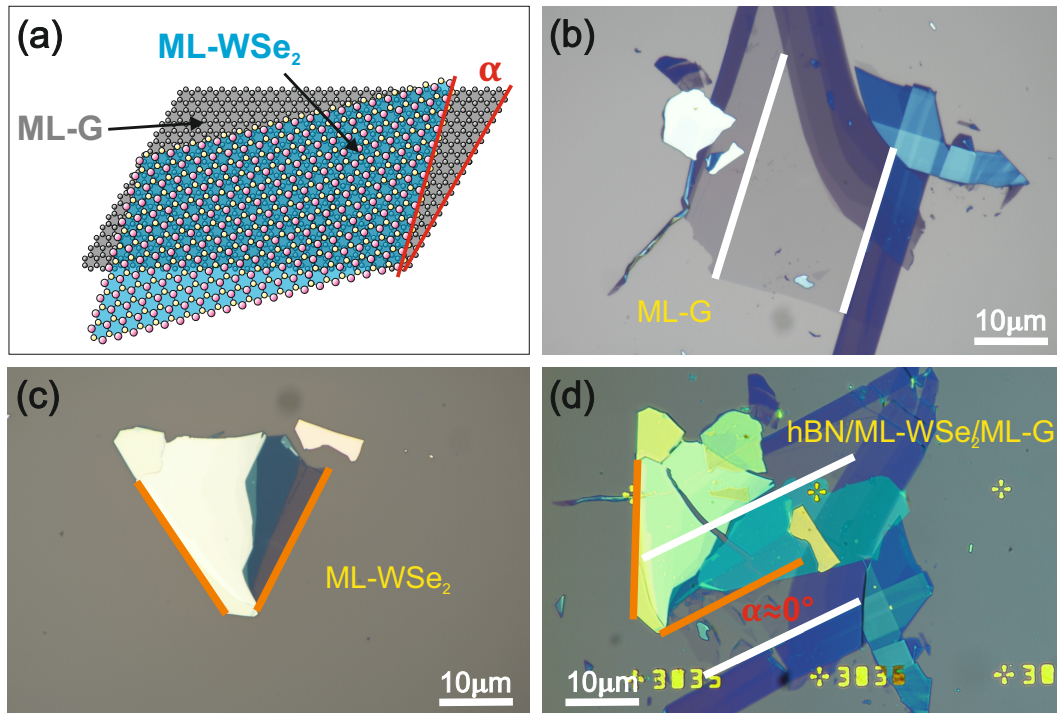


Abbildung 5.4.: a) zeigt ein Modell, in dem eine ML-WSe₂-Flocke (blau) auf einer ML-G-Flocke (grau) positioniert wurde. Der Winkel α ist der Drehwinkel zwischen den beiden Flocken. b) Graphit-Flocke, mit einem Teil ML-G. Die zwei parallelen weißen Linien markieren dabei spezifische Kanten, welche mit hoher Wahrscheinlichkeit *zigzag*- oder *armchair*-Ränder haben. In c) wird eine WSe₂-Flocke gezeigt, von der ein Teil aus ML-WSe₂ besteht. Die orangefarbenen Linien markieren hier ebenfalls wieder spezifische Kanten mit einem Winkel von $\alpha = 60^\circ$ zueinander. In d) kann man die fertig gebildete Heterostruktur sehen. Dabei wurden die ML-G- und ML-WSe₂-Flocken so übereinander gelegt, sodass die spezifischen Kanten einen Winkel von 0° einschließen. Da man jedoch die Struktur der Ränder (*zigzag* oder *armchair*) nicht genau kennt, muss man hier zwei mögliche Drehwinkel, 0° und 30° , annehmen.

ML-G/ML-WSe₂/hBN-Heterostrukturen mit gewachsenem WSe₂

Um die Winklorientierung zwischen einer ML-WSe₂-Flocke und ML-G-Flocke exakt bestimmen zu können, war eine andere Methode notwendig. Dazu wurde nun auch, im CVD-Ofen gewachsenes, ML-WSe₂ verwendet. Grundsätzlich kristallisieren diese gewachsenen ML-WSe₂-Flocken in bestimmten geometrischen Formen. Sehr häufig sind es Formen, die sich aus gleichseitigen Dreiecken zusammensetzen lassen. Die Winkel dieser Dreiecke betragen demnach 60° , wodurch die zusammengesetzten Formen dann nur Winkel aufweisen können, die ein Vielfaches von 60° entsprechen. Nun ist außerdem bekannt, dass diese gewachsenen

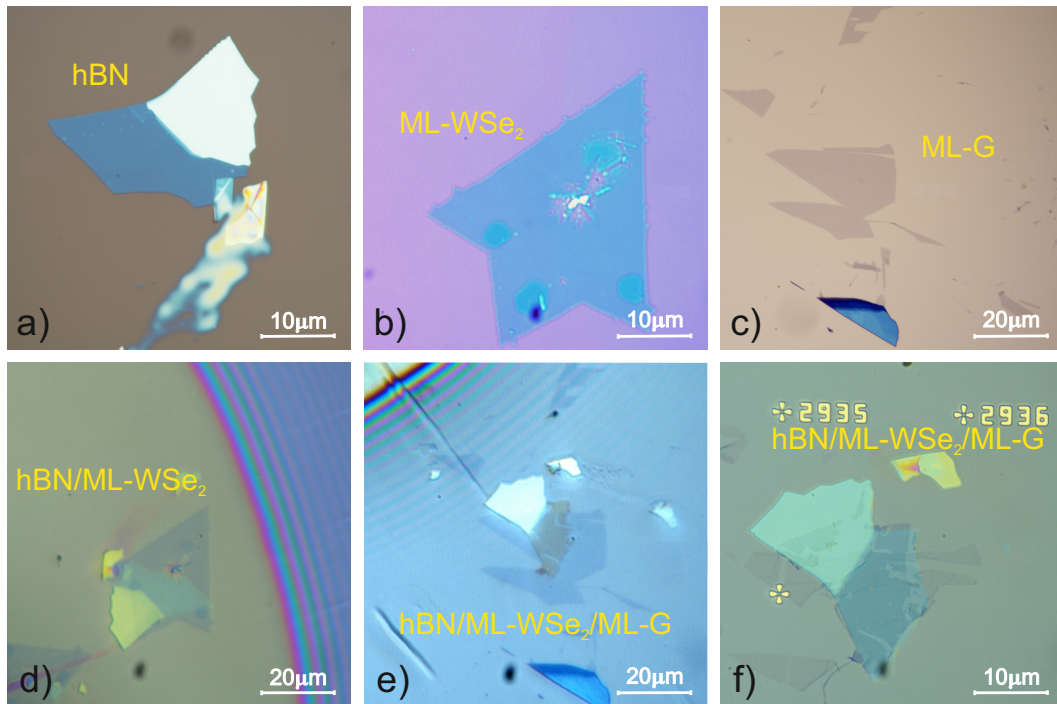


Abbildung 5.5.: Die Aufnahmen a)-c) zeigen die Flocken, die für Bildung einer Heterostruktur verwendet wurden. Insbesondere zeigt a) eine hBN-Flocke, b) eine ML-WSe₂-Flocke und c) eine ML-G-Flocke. Die Aufnahmen d) und e) zeigen die beteiligten Flocken beim *Hot-Pickup*-Prozess während der Bildung der Heterostruktur. In f) ist die fertige Heterostruktur zu sehen, bei der die drei Flocken aus a), b) und c) aufeinanderliegen.

Flocken mit einer sehr hohen Wahrscheinlichkeit nur *zigzag*-Ränder aufweisen, da es für die Flocken energetisch günstiger ist *zigzag*-Ränder anstelle von *armchair*-Rändern auszubilden [133, 134]. Dadurch ist die Kristallorientierung von dieser ML-WSe₂-Flocke bekannt. Abb. 5.6 b) zeigt eine dieser ML-WSe₂-Flocken.

Exfoliert man nun ML-G, so bricht die Flocke beim exfolieren häufig so, dass die Flocken geradlinige Kanten aufweisen, welche wiederum häufig Winkel von Vielfachen von 30° zueinander einschließen. Man kann hier jedoch bekanntlich nicht zwischen *zigzag*- und *armchair*-Kanten unterscheiden. Ermittelt man jedoch z.B. durch anisotropes Ätzen die Kristallorientierung der Flocke, so kann man diesen Kanten nun eine *zigzag*- oder *armchair*-Struktur zuordnen [135, 136].

Die Bestimmung der Kristallorientierung läuft folgendermaßen ab. Zuerst nimmt man ein Bild dieser Graphen-Flocke auf, sodass man später einen photographischen Abgleich durchführen kann (vgl. Abb. 5.5 c) bzw. 5.6 a)). Danach kann man während dem Transferprozess, durch unvollständigen Überlapp der Flocken, einen Teil der Graphen-Flocke mit dem hBN/ML-WSe₂-Stapel (vgl. Abb. 5.5 d) und e)) aufheben. Dabei reißt man vom Graphen den Teil ab, der mit dem Sta-

pel in Kontakt gekommen ist (vgl. Abb. 5.5 e)). Der eine abgerissene Teil wird anschließend für die Herstellung der Heterostruktur verwendet (vgl. Abb. 5.6 f)), der andere Teil, der noch auf dem Substrat lag, wurde benutzt, um die Kristallorientierung des ML-Gs zu bestimmen (vgl. Abb. 5.6 b)). Dazu wurden mit Hilfe einer harten, mit diamantähnlichem Kohlenstoff beschichteten, AFM-Spitze, Löcher in diesen Teil der Flocke gestanzt (vgl. A.14.1). Anschließend wird diese

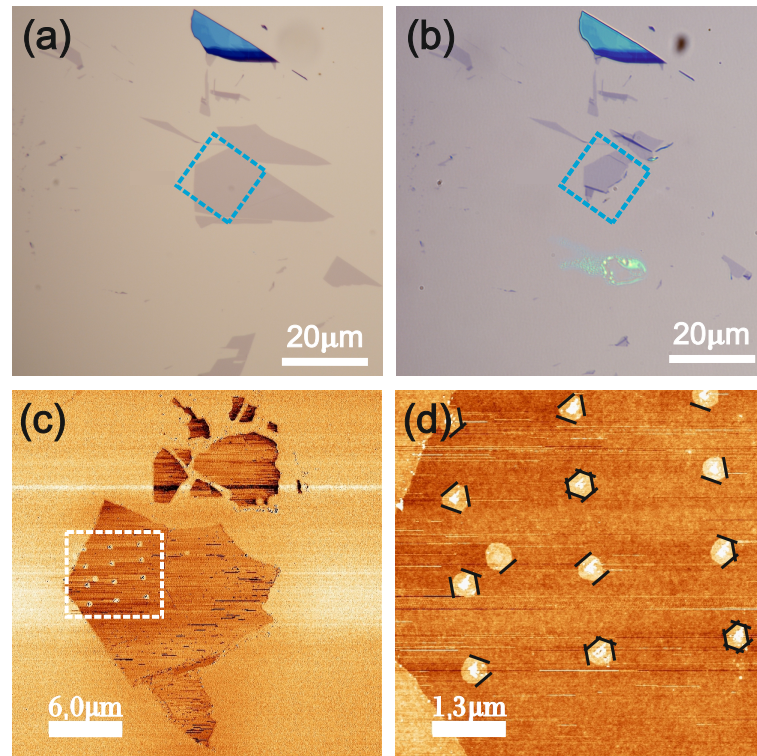


Abbildung 5.6.: Diese Abbildung zeigt verschiedene Stadien einer ML-G-Flocke, die den Prozess des anisotropen Ätzens durchlaufen hat. In a) sieht man die ML-G-Flocke in ihrer ursprünglichen Form nach der Exfoliation. In b) sieht man die übriggebliebenen Teile der Flocke, nachdem der andere Teil für die Bildung der Heterostruktur aufgehoben wurde (vgl. auch Abb. 5.5 e)). In c) sieht man die z-Topographie der Flocke nach dem anisotropen Ätzen, aufgenommen mit einem AFM im *tapping-mode*. Der blaue Rahmen in a) und b) entspricht dabei etwa der Bildregion von c). Der weiße Rahmen in c) zeigt eine Region in welche zuvor Löcher mit dem AFM gestanzt wurden. Bild d) entspricht dem Bereich innerhalb des weißen Rahmens von c). Man sieht die zuvor gestanzten und dann anisotrop geätzten Löcher. Außerdem erkennt man auch die Kristallorientierung an den Kanten dieser Löcher.

Flocke in einen CVD-Ofen gegeben und dort anisotrop geätzt (vgl. A.14.2). Im Idealfall nehmen diese Löcher dann die Form von gleichmäßigen Sechsecken an (vgl. 5.6 c)-d)). Die Kanten dieser Sechsecke haben aus energetischen Gründen

wiederum *zigzag*-Struktur [135, 136]. Legt man nun die einzelnen Bilder aus Abb. 5.6 a)-d) übereinander, so kann man grundsätzlich die Kristallorientierung und Struktur der Kanten des ML-G ermitteln. Schaut man sich nun anhand Abb. 5.5 und Abb. 5.6 an, wie das ML-G relativ zum ML-WSe₂ in die Heterostruktur integriert wurde, so kann man den Rotationswinkel zwischen der ML-G- und der ML-WSe₂-Flocke ziemlich genau bestimmen.

5.4. Behandlung von Heterostrukturen mit AFM im Kontaktmodus

In den Arbeiten von [137, 138] wurde gezeigt, dass es möglich ist, die Zwischenräume zwischen den unterschiedlichen Grenzflächen einer Heterostruktur zu reinigen. Dafür lässt man ein AFM im Kontaktmodus über die Heterostruktur fahren (vgl. A.5). Dabei können nicht nur Verunreinigungen auf der Oberfläche der Heterostruktur beseitigt werden, sondern auch eingeschlossene Verunreinigungen in den Zwischenräumen der einzelnen Lagen der Heterostruktur. Dieses Verfahren wurde innerhalb der Forschungsgruppe im Rahmen einer Bachelorarbeit von J. Steidl [139] erprobt und danach auch auf die Proben in dieser Arbeit angewandt. Der Nutzen dieser Methode für diese Arbeit bestand im Wesentlichen darin, dass man möglicherweise unerwünschte Einschlüsse von Luft, Wasser oder sonstigen Verunreinigungen zwischen der ML-G- und der TMDC-Schicht beseitigen kann, um dadurch den Proximity-Kontakt zwischen den beiden Materialien zu verbessern. Dies sollte sich positiv auf die Messungen von WAL-SOC und damit der Bestimmung der proximity-induzierten SOC auswirken.

5.5. Herstellung von Hallbar-Strukturen

Hat man nun eine fertige Heterostruktur auf einem Probensubstrat, so kann man mit der Strukturierung dieser Heterostruktur beginnen. In dieser Arbeit wurden ausschließlich Hallbar-Strukturen verwendet. Dadurch wurde die spätere Auswertung aufgrund der geometrischen Form von Hallbar-Strukturen erheblich vereinfacht. Um diese Hallbar-Strukturen herzustellen, wurden folgende Prozessschritte durchgeführt, die grundsätzlich als etablierte Standardprozesse angesehen werden können. Daher werden die einzelnen Prozesse hier nur grob beschrieben. Als erstes wurde eine Elektronenstrahlolithographie durchgeführt. Dafür wurde die Probe zuvor mit einem Polymethylmethacrylat/Anisol-Lackgemisch (PMMA-Anisol-Lackgemisch) lackiert und nach dem Aushärten in einem Rasterelektronenmikroskop (REM) mit Elektronenstrahlen belichtet (vgl. A.6.1 und A.6.2). Nach diesem Vorgang wurde die Probe in einem Methylisobutylketon/Isopropanol-Gemisch (MIBK-Propanol-Gemisch) entwickelt (vgl. A.6.3). Dadurch entstand über der Heterostruktur eine Maske aus PMMA, die die Teile der Heterostruktur schützt,

welche später nicht geätzt werden sollen. Alle ungeschützten Bereiche werden im nächsten Prozess, dem reaktiven Ionenätzen, geätzt (vgl. A.7). Bei diesem chemisch-physikalischen Verfahren wurde sogenanntes Fluoroform (CHF_3 -Gas) verwendet [140], um die überflüssigen Bereiche der Heterostruktur zu ätzen und damit zu entfernen. Nach dem Ätzprozess wurde die verbliebene PMMA-Maske mit Aceton vom Chip gelöst, wodurch eine freiliegende Heterostruktur in Form einer Hallbar auf dem Substrat übrig blieb.

5.6. Bildung der elektrischen Kontakte

Um die Heterostrukturen später mit den Messinstrumenten elektrisch verbinden zu können, waren elektrische Kontakte notwendig. Für die Proben dieser Arbeit wurden dafür sogenannte Randkontakte nach [140] verwendet (vgl. Abb. 5.7). Hierbei besteht der Kontakt lediglich in horizontaler Richtung mit der Graphen-Schicht. Zur Herstellung solcher Kontakte wurde erneut eine Elektronenstrahlolithographie durchgeführt, um eine PMMA-Maske für die Kontakte und Leiterbahnen zu erstellen (vgl. A.8.1-A.8.3). Bevor die Kontakte aufgedampft wurden, musste sichergestellt werden, dass die Ränder der Hallbar-Struktur, an denen später die Kontakte liegen sollen, weitgehend frei von schlecht leitenden PMMA-Rückständen waren. Dafür wurde die Probe erneut für kurze Zeit zum reaktiven Ionenätzen gegeben (A.9). Idealerweise entfernt dabei das verwendete Sauerstoffplasma die PMMA-Rückstände von den Rändern der Hallbar. Nun sind die Proben bereit, um mit Hilfe von physikalischer Gasphasenabscheidung (PVD) die Kontakte, bestehend aus ca. 5 nm Chrom (wurde hier vor allem als Haftvermittler benutzt) und 100 nm Gold, aufzudampfen (vgl. A.10.1 und A.10.2). Um anschließend das überschüssige Gold und die PMMA-Maske darunter zu entfernen, wurde der sogenannte *Lift-Off* durchgeführt (vgl. A.11). Nach dem *Lift-Off* lag nun eine Hallbar mit elektrischen Kontakten auf dem Substrat vor.

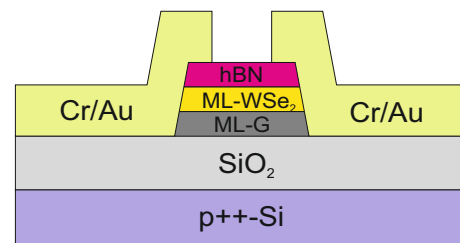


Abbildung 5.7.: Heterostruktur mit Randkontakten aus Chrom (Cr) und Gold (Au).

5.7. Fertigstellung der Probe

Um die Probe nun für die Messungen verwenden zu können, musste das Proben-substrat vorher noch in einen sogenannten Chipträger eingeklebt werden (vgl. A.12). Dieser Chipträger stellt später mit Hilfe seiner elektrischen Kontakte die Verbindung zwischen Probensubstrat und Messaufbau her. Zum Einkleben des

Chips in diesen Chipträger wurde ein leitfähiger Kleber benutzt, mit welchem auch die Backgateelektrode des Substrats mit einem Kontakt des Chipträgers verbunden wurde. Nach dem Aushärten des Klebers wurden die einzelnen Leiterbahnen der Hallbar mit Hilfe eines Ultraschall-Drahtbonders mit den Kontakten des Chipträgers verbunden (vgl. [A.13](#)). Damit war die Probe fertiggestellt und man konnte im Anschluss zur Messung dieser Probe übergehen.

6. Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit dargestellt, interpretiert und diskutiert. Es wird unter anderem gezeigt, wie sich die proximity-induzierte SOC nachweisen lässt. Dazu wurde sowohl das Auftreten einer Schwebung in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen, als auch das Auftreten von WAL-SOC genauer untersucht. Es wurde zudem anhand einer Probe gezeigt, wie sich die proximity-induzierte SOC in Abhängigkeit von der Schichtdicke von WSe_2 verhält. Des Weiteren wird gezeigt, wie die proximity-induzierte SOC vom Drehwinkel zwischen WSe_2 und ML-G abhängt. Dabei werden Ergebnisse für unterschiedliche Methoden der Winkelbestimmung betrachtet. Abschließend wird noch gezeigt, dass die proximity-induzierte SOC vom Zwischenlagenabstand der Heterostruktur abhängig ist und mit Hilfe von mechanischem Druck verändert werden kann.

6.1. Schwebung in Shubnikov-de-Haas-Oszillationen

Dieser Abschnitt befasst sich nun mit dem Nachweis und der Bestimmung von proximity-induzierter SOC anhand einer Schwebung in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen.

Zur Detektion dieser Schwebung sind qualitativ hochwertige Messungen der Shubnikov-de-Haas-Oszillationen notwendig. Die Proben sollten daher nur wenig Defekte und Verunreinigungen beherbergen, da diese sehr häufig für Rauschen oder andere unerwünschte Hintergrundsignale verantwortlich sind. Aus diesem Grund empfiehlt es sich, möglichst reine Proben herzustellen, was in der Regel mit hohen Ladungsträgerbeweglichkeiten μ einhergeht. Somit stellt die Ladungsträgerbeweglichkeit μ auch ein gewisses Maß für die Probenqualität dieser Proben dar. Für die Realisierung solcher Proben wurde BL-G zwischen WS_2 und hBN eingekapselt, sodass eine hBN/BL-G/ WS_2 -Heterostruktur entstand (vgl. Abschnitt 5.3.2). Es ist dabei wichtig zu erwähnen, dass für diese Heterostrukturen BL-G und nicht ML-G verwendet wurde, da schon in [8] angenommen wurde, dass die gesuchte Schwebung für Heterostrukturen mit ML-G nur sehr schwer nachweisbar sein sollte [8]. Mit Blick auf Bandstrukturen und Zustandsdichten (DOS) von ML-G und BL-G wird nämlich ersichtlich, dass ML-G nahe dem Dirac-Punkt aufgrund der linearen Verläufe von Bandstruktur und DOS eine höhere Energieunschärfe aufweisen muss, als es für BL-G mit parabolischen Verläufen der Fall ist. Aufgrund dieser erhöhten Energieunschärfe wäre dann auch die Energieauf-

spaltung, verursacht durch die proximity-induzierte SOC, vermutlich nicht klar genug ausgeprägt, um in Form einer Schwebung nachweisbar zu sein. Aus diesem Grund wurde zur Untersuchung der gesuchten Schwebung BL-G anstelle von ML-G verwendet.

Im Anschluss wird nun genauer auf die verwendete Hallbar-Struktur und auf den Messvorgang eingegangen.

6.1.1. Hallbar-Struktur und Messvorgang

Zur Messung der Probe wurde ein Messsystem verwendet, wie es in Anhang B.1 beschrieben ist. Die hier gemessene Hallbar-Struktur hatte zwölf Kontakte, wovon zehn Kontakte grundsätzlich funktionsfähig waren (vgl. Abb. 6.1 a) und b)).

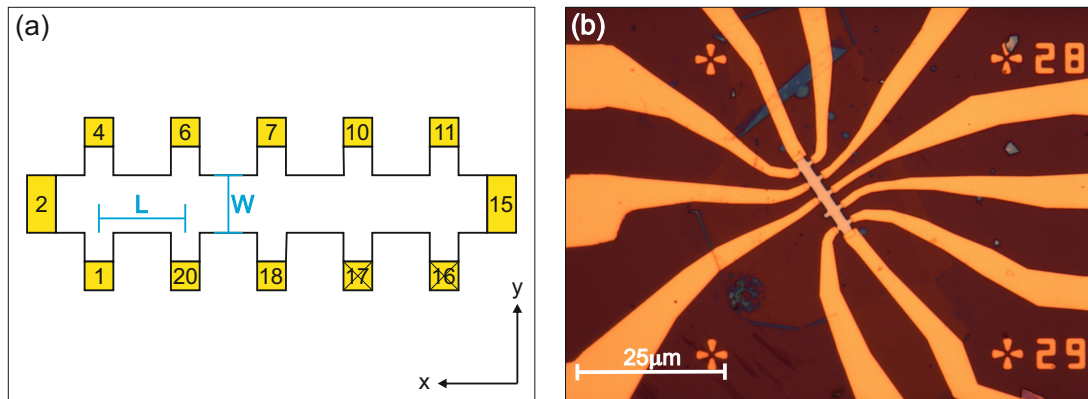


Abbildung 6.1.: a) Modell der Hallbar-Struktur mit den jeweiligen nummerierten Kontakten. b) Bild der verwendeten Hallbar-Struktur mit den zugehörigen Leiterbahnen, aufgenommen mit der Kamera eines optischen Mikroskops.

Während der Abstand zwischen den einzelnen Kontakten an den langen Seiten der Hallbar $L = 3 \mu\text{m}$ betrug, wies die Hallbar eine Kanalbreite von $W = 2 \mu\text{m}$ auf.

An den Enden der Hallbar (Kontakte 2 und 15) wurde eine Wechselspannung $U_{bias} = 1 \text{ V}$ mit einer Frequenz $f_{LockIN} = 13 \text{ Hz}$ angelegt. Bei einem Vorwiderstand von $R_v = 10 \text{ M}\Omega$ war dann ein Wechselstrom von $I \approx 100 \text{ nA}$ messbar.

Die Vierpunktmessungen, zur Bestimmung der einzelnen Spannungsabfälle U_{xx} zwischen den verschiedenen Kontakten an den langen Seiten der Hallbar, wurden mit Lock-In-Verstärkern durchgeführt. Dadurch konnte mögliches Rauschen erheblich herausgefiltert werden.

Auf diese Weise war es nun möglich, sowohl die Messungen zum elektrischen Feldeffekt, als auch zu den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen durchzuführen.

6.1.2. Messungen zum elektrischen Feldeffekt

Um Informationen zu wesentlichen Transporteigenschaften der Probe zu erhalten, wurden zunächst Messungen zum elektrischen Feldeffekt durchgeführt. Dazu wurden Vierpunktmessungen an den jeweiligen Kontaktpaaren an den langen Seiten der Hallbar durchgeführt, während dabei die Gatespannung U_g variiert wurde. So konnten die Spannungsabfälle U_{xx} zwischen den jeweiligen Kontakten der Hallbar gemessen werden, um anschließend mit dem gemessenen Strom I den elektrischen Widerstand R_{xx} bzw. die Leitfähigkeit σ_{xx} innerhalb dieser Probenabschnitte in Abhängigkeit von der Gatespannung U_g bestimmen zu können.

Durch Auftragen von Widerstand R_{xx} bzw. Leitfähigkeit σ_{xx} gegen die Gatespannung U_g ergaben sich bei einer Temperatur $T \approx 1,6$ K für die Bereiche zwischen den einzelnen Kontaktpaaren (4-6, 6-7, 7-10 und 10-11) die jeweiligen Kurven von Abb. 6.2 a) und b).

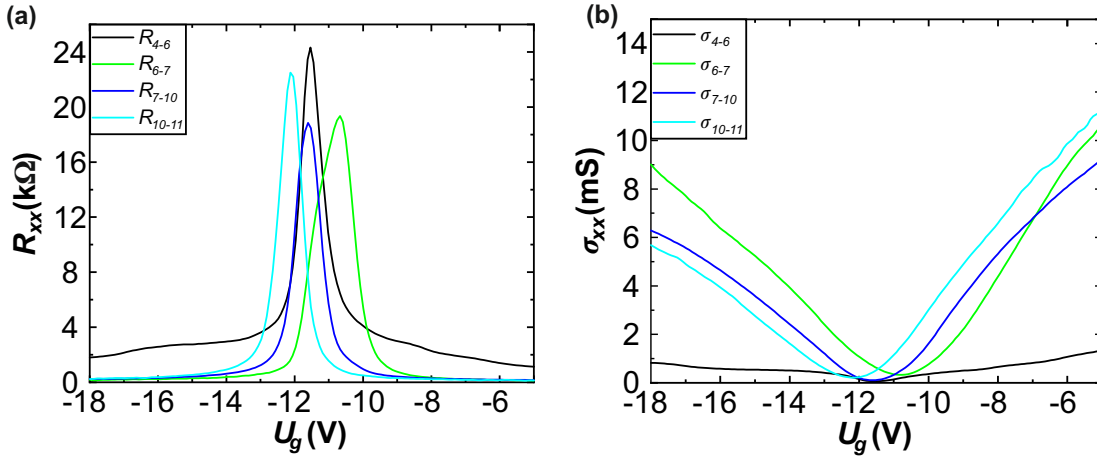


Abbildung 6.2.: a) Widerstand R_{xx} in Abhängigkeit von U_g nahe dem Dirac-Punkt zwischen den jeweiligen Kontaktpaaren (4-6, 6-7, 7-10 und 10-11). b) Leitfähigkeit σ_{xx} in Abhängigkeit von U_g nahe dem Dirac-Punkt zwischen den jeweiligen Kontaktpaaren (4-6, 6-7, 7-10 und 10-11).

Die einzelnen Kurven in Abb. 6.2 a) und b) weisen eigentlich keine Besonderheiten auf. Vergleicht man die Kurven jedoch miteinander, so fällt auf, dass die Dotierung und auch die Form der Dirac-Punkte für die einzelnen Probenabschnitte etwas unterschiedlich ausfällt. Dies weist bereits darauf hin, dass die Probe hinsichtlich der Verteilung von Defekten bzw. Verunreinigungen inhomogen ist. Ob und wie sich die Inhomogenität der Probe auf die Untersuchung der Schwebung in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen auswirkt, darauf wird später noch genauer eingegangen.

Mit Hilfe dieser Messdaten aus Abb. 6.2 a) und b) konnte man anschließend, wie in Abschnitt 3.1.2 beschrieben, die Ladungsträgerbeweglichkeiten μ berechnen. Dazu wurde zuerst durch Anwendung von Gleichung (3.3) die Gatekopplungskon-

stante C_g berechnet. Mit der relativen Permittivität für SiO_2 $\epsilon_{r,\text{SiO}_2} = 3,9$ [141], der relativen Permittivität für hBN $\epsilon_{r,\text{hBN}} = 3,0$ [142, 143], der Permittivität des Vakuums $\epsilon_0 = 8,8541... \times 10^{-12} \text{ AsV}^{-1}\text{m}^{-1}$ [79] und den Schichtdicken für SiO_2 $d_{\text{SiO}_2} \approx 285 \text{ nm}$ und für hBN $d_{\text{hBN}} \approx 35 \text{ nm}$ ergab sich eine Kapazität des Schichtsystems von $C_g \approx 1.04 \times 10^{-4} \text{ AsV}^{-1}\text{m}^{-2}$. Durch Anwendung von Gleichung (3.9) erhielt man anschließend die Ladungsträgerbeweglichkeiten μ für die unterschiedlichen Bereiche der Hallbar in Abhängigkeit der Gatespannung U_g . Es ergaben sich die Kurven aus Abb. 6.3 a).

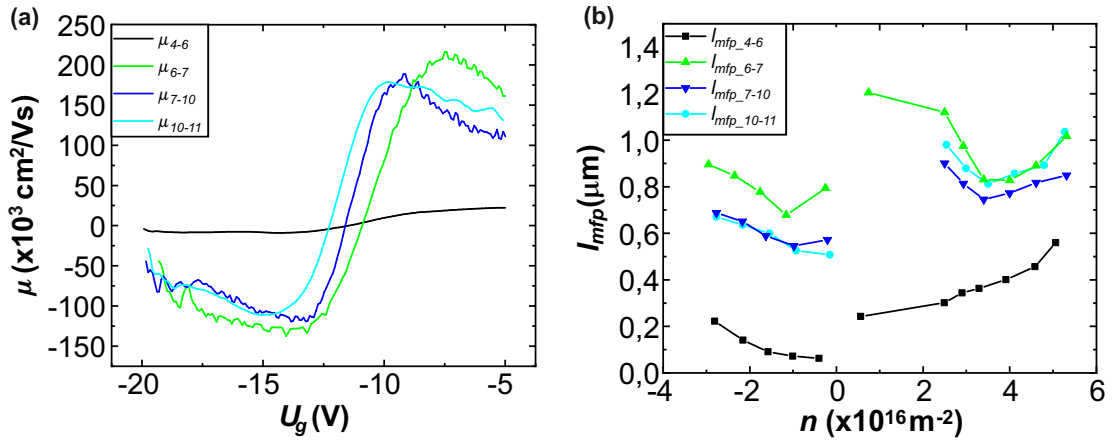


Abbildung 6.3.: a) Zeigt den Verlauf der Ladungsträgerbeweglichkeiten μ zwischen den Kontaktpaaren 4-6, 6-7, 7-10 und 10-11 in Abhängigkeit von der Gatespannung U_g . b) zeigt den Verlauf der mittleren freien Weglängen l_{mfp} zwischen den Kontaktpaaren 4-6, 6-7, 7-10 und 10-11 in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n .

Bei Betrachtung der Ladungsträgerbeweglichkeiten μ fällt sofort auf, dass diese für die jeweiligen Bereiche der Hallbar unterschiedlich hoch sind. Vor allem der Bereich zwischen den Kontakten 4 und 6 wies sehr viel kleinere Ladungsträgerbeweglichkeiten μ auf, als die anderen Bereiche. Warum diese hier so klein sind, ist unklar. Die unterschiedlichen Ladungsträgerbeweglichkeiten μ sind jedenfalls ein Zeichen dafür, dass innerhalb der Probe Defekte und Verunreinigungen inhomogen verteilt sind.

Die Ladungsträgerdichte n wurde hier entweder mit Gleichung (3.6) bestimmt oder aus den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen ermittelt. Bei letzterer Methode wurden die Gleichungen (3.31) und (3.32) benutzt und umgeformt. Es ergab sich dann:

$$n = \nu N = \nu \frac{2B_z e}{h} . \quad (6.1)$$

Da die Ladungsträgerdichte n im System konstant bleibt, gilt außerdem:

$$\Delta \left(\frac{1}{B_z} \right) = \frac{1}{B_{z,\nu+1}} - \frac{1}{B_{z,\nu}} = \frac{2e}{nh} = m , \quad (6.2)$$

wobei

$$m = 2e/nh \quad (6.3)$$

der Steigung einer Geraden entspricht. Trägt man also die Magnetfeldwerte $B_{z,\nu}$ von den Minima der Shubnikov-de-Haas-Oszillationen gegen die zugehörigen Füllfaktoren ν auf und ermittelt anschließend die Steigung m der resultierenden Geraden, so kann man mit umgestellter Gleichung (6.3) die Ladungsträgerdichte n bestimmen.

Die mittleren freien Weglängen l_{mfp} der einzelnen Bereiche wurden durch Verwendung von Gleichung (3.11) bestimmt und sind in Abb. 6.3 b) in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n dargestellt. Auch hier fällt auf, dass die Elektronenbewegung im Bereich zwischen den Kontakten 4 und 6 besonders stark von Streueignissen beeinflusst wird.

Dadurch ging man ursprünglich für diesen Teil der Probe von einer eher geringen Probenqualität aus und es wurden unschärfere Messungen erwartet. Trotzdem wies dieser Probenbereich aber eine ausreichend gute Qualität auf, sodass auch hier die Messungen der Shubnikov-de-Haas-Oszillationen vielversprechende Ergebnisse zeigten. Auf diese Messungen wird nun genauer eingegangen.

6.1.3. Messung der Shubnikov-de-Haas-Oszillationen

Messungen zwischen den Kontaktpaaren 4-6, 6-7, 7-10 und 10-11

Wie in den Abschnitten 4.3.1 und 4.2.2 beschrieben, erwartet man aufgrund von proximity-induzierter SOC eine Schwebung in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen.

Zur Detektion dieser Schwebung wurden erneut Vierpunktmessungen an den Kontakten (4-6, 6-7, 7-10 und 10-11) bei tiefen Temperaturen $T \approx 1,6$ K durchgeführt. Dabei wurde während den Messungen ein senkrecht zur Probenebene gerichtetes Magnetfeld B_z angelegt und variiert. Die Gatespannung U_g und damit die Ladungsträgerdichte n war dabei während den einzelnen Messdurchgängen fest. Durch Berechnung der Widerstände R_{xx} für die einzelnen Bereiche (4-6, 6-7, 7-10 und 10-11) aus dem Strom I und den jeweiligen Spannungsabfällen U_{xx} und Auftragen dieser Widerstände gegen das äußere Magnetfeld B_z , ergaben sich für unterschiedliche negative Gatespannungen U_g bzw. Ladungsträgerdichten n die Kurven mit den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen aus Abb. 6.4 a)-d).

Nach Abschnitt 4.3.1 und 4.2.2 würde man hier unter der Annahme eines verschwindenden externen elektrischen Feldes aufgrund der proximity-induzierten SOC eine Schwebung in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen erwarten. In Abb. 6.4 a)-d) ist jedoch keine Schwebung erkennbar. Auch für positive Gatespannungen U_g bzw. Ladungsträgerdichten n ist in den Messungen von Abb. C.1 a)-d) aus Anhang C.1 kein Hinweis auf eine Schwebung erkennbar.

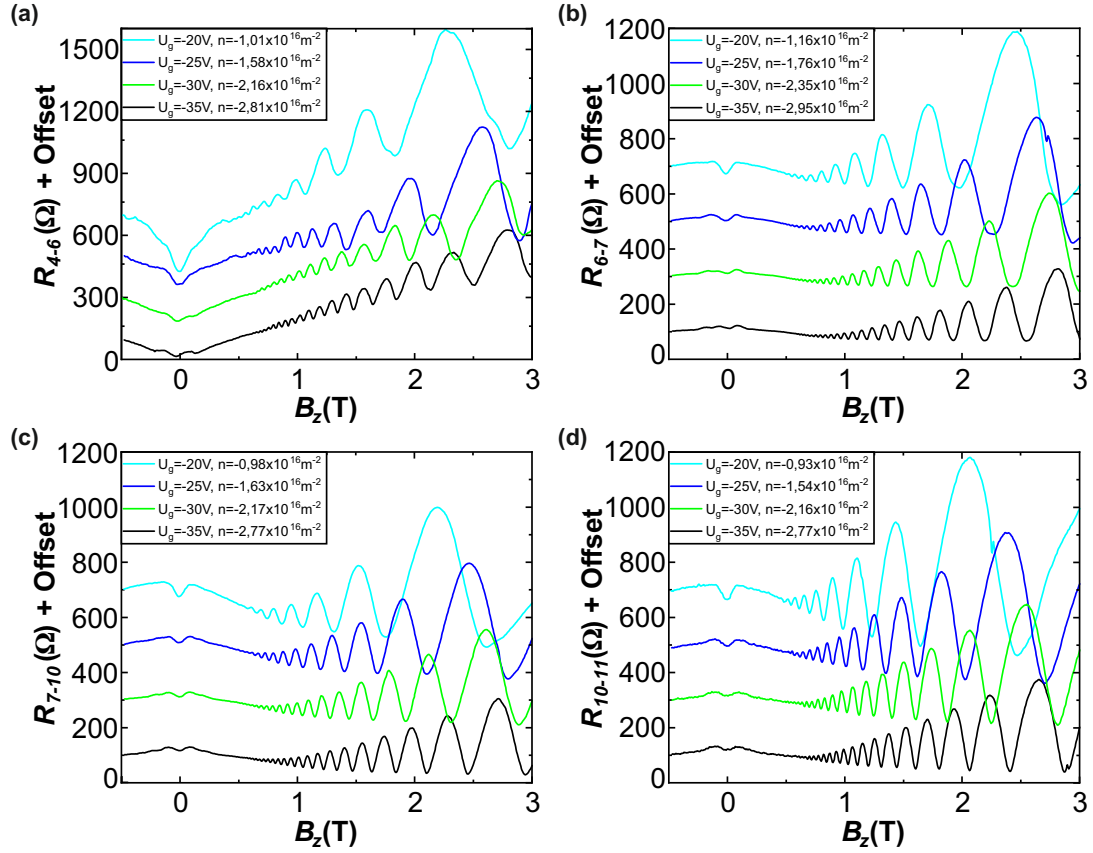


Abbildung 6.4.: Die einzelnen Kurven in den Graphen a)-d) zeigen die Shubnikov-de-Haas-Oszillationen bei verschiedenen negativen Gatespannungen U_g und Ladungsträgerdichten n für die Bereiche zwischen den Kontaktpaaren 4-6, 6-7, 7-10 und 10-11. Die gesuchte Schwebung tritt hier nicht auf.

Um nun genau sagen zu können, ob in diesen Messungen tatsächlich keine Schwebung vorhanden ist, war es notwendig, eine FFT durchzuführen, um die jeweiligen im Gesamtsignal enthaltenen Frequenzen in einem Frequenzspektrum sichtbar zu machen.

Für die Messungen aus Abb. 6.4 a)-d) wurde daher für jede Kurve eine FFT durchgeführt, wodurch sich nach Glättung (mit gleitendem Durchschnitt) die Graphen aus Abb. 6.5 a)-d) ergaben.

In Abb. 6.5 a)-d) erkennt man in den Kurven für die jeweiligen negativen Gatespannungen U_g bzw. Ladungsträgerdichten n einen einzelnen dominierenden Peak. Dieser Peak stellt ein relativ schmales Frequenzband dar, welchem eine dominierende Hauptfrequenz zugrunde liegt. In den Messungen zwischen den Kontaktpaaren (4-6, 6-7, 7-10 und 10-11) findet sich damit keine Schwebung, denn andernfalls wären die einzelnen dominierenden Peaks in den Frequenzspektren in jeweils zwei dominierende Peaks aufgespalten. Dasselbe gilt auch für positive Gatespannungen U_g und Ladungsträgerdichten n , wie man an den Kurven von

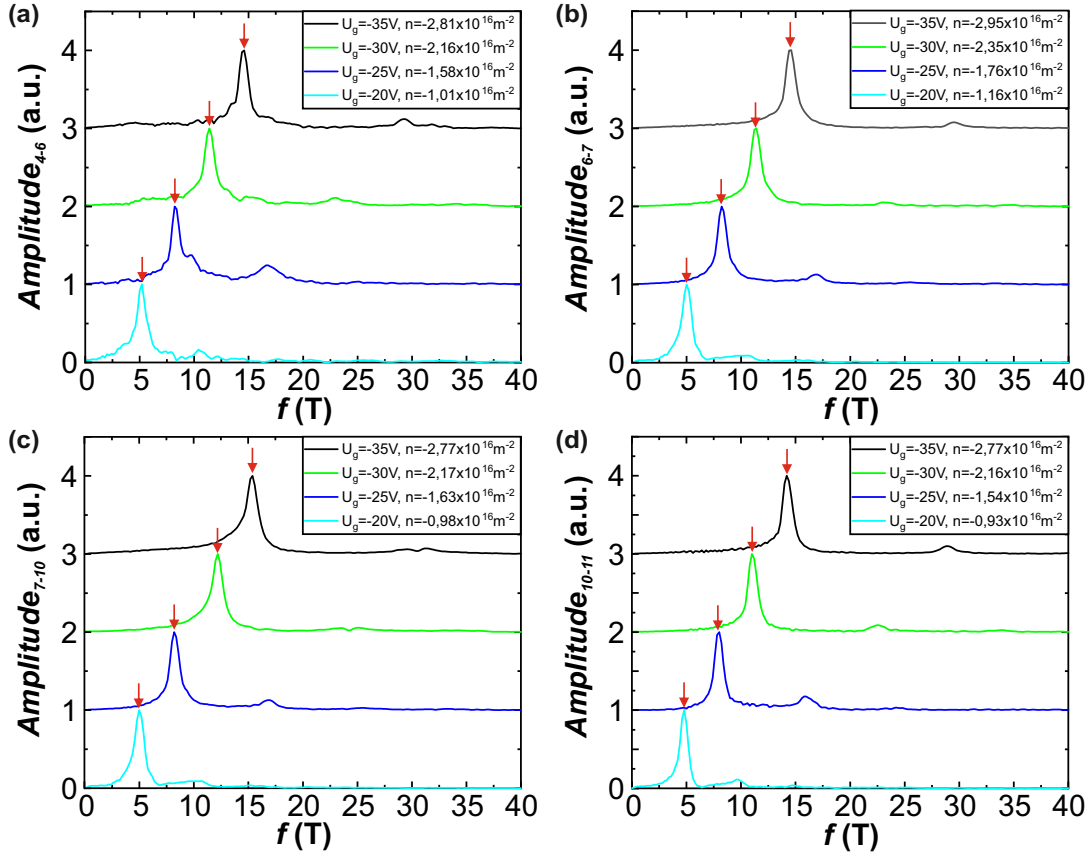


Abbildung 6.5.: Die Kurven in den Graphen a)-d) zeigen die einzelnen Frequenzspektren mit den dominanten Peaks (markiert durch rote Pfeile) bei unterschiedlichen negativen Gatespannungen U_g bzw. Ladungsträgerdichten n für die Bereiche zwischen den Kontakten 4-6, 6-7, 7-10 und 10-11.

Abb. C.1 und C.2 sehen kann. Damit kann die Existenz einer Schwebung in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen für die einzelnen Bereiche zwischen den Kontaktpaaren (4-6, 6-7, 7-10 und 10-11) ausgeschlossen werden.

Grundsätzlich ist an dieser Stelle noch Folgendes zu erwähnen. Jeder einzelnen Frequenz f in den Frequenzspektren aus Abb. 6.5 a)-d) kann mit Gleichung (4.16) eine Ladungsträgerdichte n_f zugeordnet werden. Die Ladungsträgerdichten n_f der dominanten Peaks entsprechen dabei nicht unbedingt den Ladungsträgerdichten n , welche mit Gleichung (3.6) oder (6.1) berechnet und in den Legenden von Abb. 6.4 a)-d) und Abb. 6.5 a)-d) (bzw. von Abb. C.1 und C.2) angegeben wurden. Die Ladungsträgerdichten n stellen stattdessen einen Mittelwert über alle Ladungsträgerdichten n_f dar.

Wie in Abschnitt 4.3.1 kann man auch hier erkennen, dass die dominanten Peaks bei höheren Frequenzen auftreten je weiter sich U_g bzw. n vom Dirac-Punkt entfernt. Insofern korreliert die Lage der Peaks mit der Lage der Fermi-Energie E_F .

Legt man nun die Kurven aus Abb. 6.5 (bzw. aus Abb. C.2) übereinander und vergleicht die Lage der Frequenzpeaks für die verschiedenen Regionen miteinander, so fällt auf, dass diese leicht zueinander verschoben sind (vgl. Abb. 6.6 bzw. Abb. C.3). Es zeigt sich damit auch hier, dass die Regionen der Probe inhomogen dotiert sind.

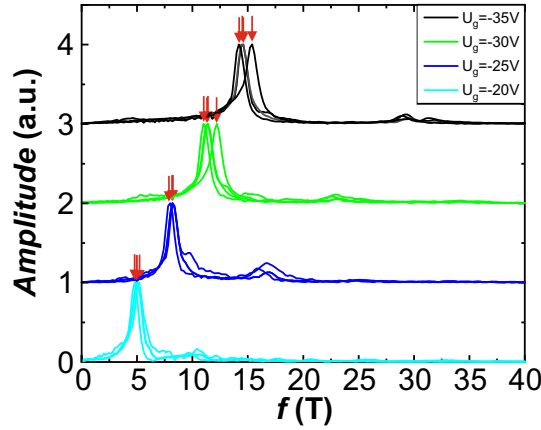


Abbildung 6.6.: Frequenzspektrum mit übereinandergelegten Kurven aus Abb. 6.5 a)-d) mit den dominanten Peaks (markiert durch rote Pfeile) bei unterschiedlichen negativen Gatespannungen U_g bzw. Ladungsträgerdichten n .

Messungen zwischen den Kontaktpaaren 4-7, 6-10 und 7-11

Für weitere Untersuchungen wurden auch Vierpunktmessungen über größere Probenbereiche zwischen den Kontaktpaaren (4-7, 6-10 und 7-11) durchgeführt. Die Messungen zeigen hier nun im Vergleich zu den vorherigen Messungen aus Abb. 6.5 a)-d) ein etwas anderes Bild, wie man an den Messungen in Abb. 6.7 a)-c) erkennen kann. Hier sind bei negativen Ladungsträgerdichten n bzw. Gatespannungen U_g in manchen Kurven die gesuchten Schwebungen in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen deutlich zu sehen. In Anhang Abb. C.4 a)-c) zeigt sich das ebenfalls für positive Ladungsträgerdichten n bzw. Gatespannungen U_g .

Um genauere Aussagen über die Schwebungen und die daran beteiligten Frequenzen treffen zu können, wurde auch hier für jede Messkurve aus Abb. 6.7 a)-c) und Abb. C.4 a)-c) eine FFT durchgeführt. Es ergaben sich nach Glättung (mit gleitendem Durchschnitt) die Frequenzspektren aus Abb. 6.8. a)-c) und Abb. C.5 a)-c).

In fast allen Frequenzspektren von Abb. 6.8 a)-c) und Abb. C.5 a)-c) kann man eine klare Aufspaltung des Hauptfrequenzpeaks in je zwei dominierende Peaks erkennen. Es ergeben sich damit zwei dominierende Frequenzbänder mit jeweils einer dominanten Hauptfrequenz, die im Frequenzspektrum nahe beieinander liegen.

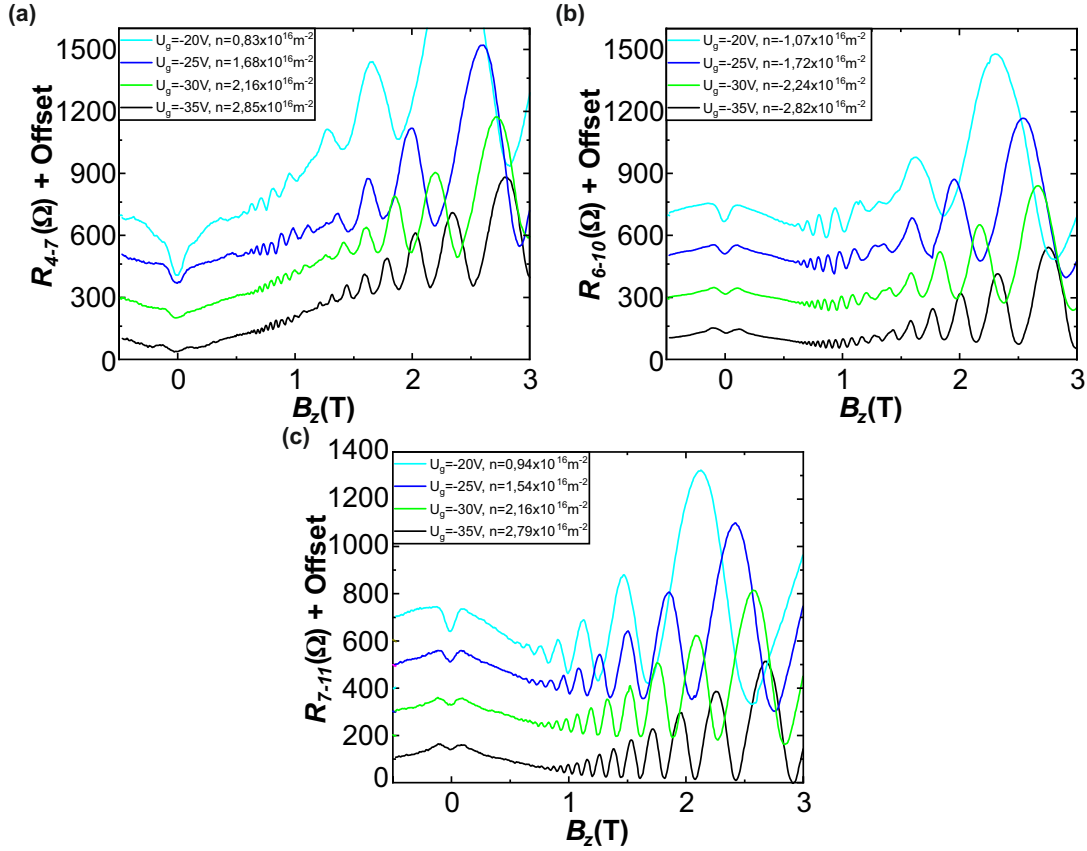


Abbildung 6.7.: Die einzelnen Kurven in den Graphen a)-c) zeigen die Shubnikov-de-Haas-Oszillationen bei verschiedenen negativen Gatespannungen U_g und Ladungsträgerdichten n für die Bereiche zwischen den Kontakten 4-7, 6-10 und 7-11. Die gesuchte Schwebung tritt hier auf und ist mit dem Auge vor allem in den Graphen a) und b) erkennbar.

Mit Hilfe der Daten aus Abb. 6.8 a)-c) konnte man die dominierenden Frequenzen f_1 und f_2 der Frequenzspektren bestimmen. Ermittelt man noch die effektive Masse m^* nach der Beschreibung aus Abschnitt 4.3.1 so hätte man anschließend mit Gleichung (4.19) die energetische Spinaufspaltung der Energiebänder und damit möglicherweise die Stärke der proximity-induzierten SOC bestimmen können. Die Bestimmung der effektiven Masse m^* aus den Messdaten war jedoch nicht möglich, da die Probe aufgrund eines Gatedurchbruchs zerstört wurde, wodurch keine weiteren Messungen bei höheren Temperaturen durchgeführt werden konnten. Daher war eine exakte quantitative Bestimmung der proximity-induzierten SOC hier nicht realisierbar.

Man konnte sich jedoch an einer Näherung versuchen. Dafür werden zuerst willkürliche Werte für die energetische Spinaufspaltung ΔE in einem Bereich von 0 meV bis 80 meV gewählt. Anschließend wird der minimale ($\Delta f = 0,6\text{ T}$) und der maximale ($\Delta f = 2,6\text{ T}$) Wert der Frequenzaufspaltung Δf von den auf-

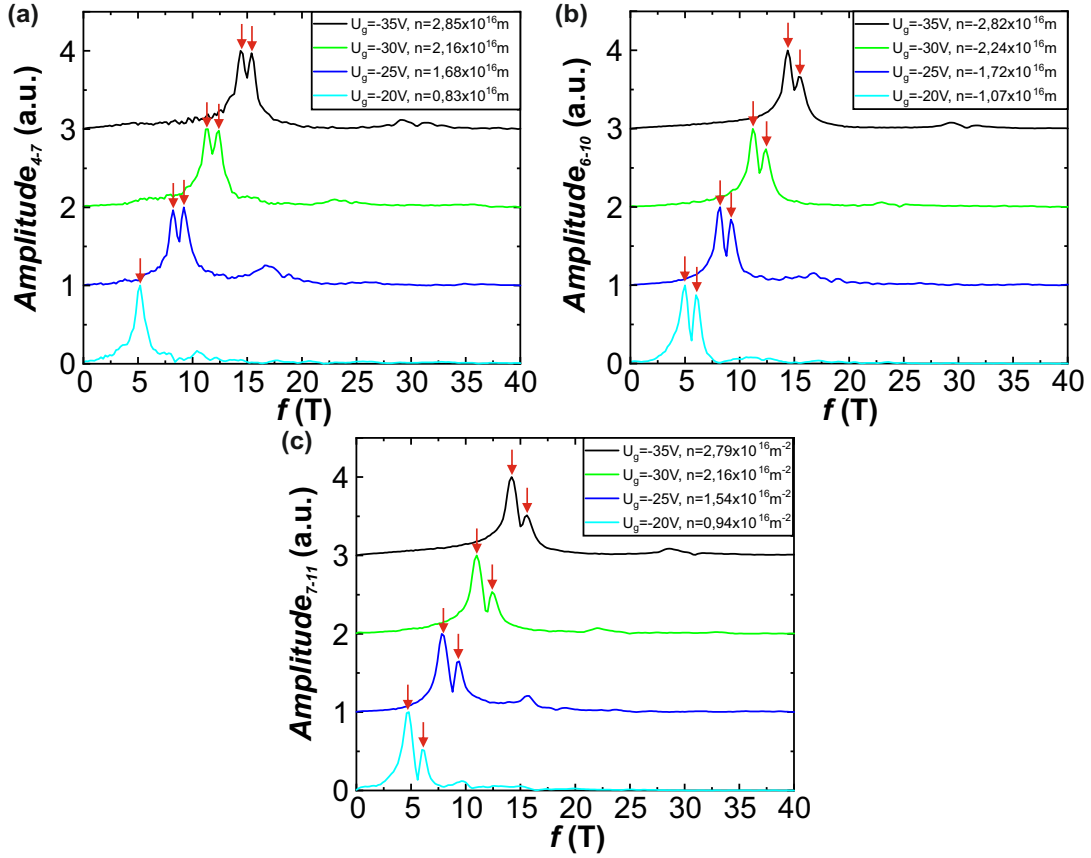


Abbildung 6.8.: Die Kurven in den Graphen a)-c) zeigen die einzelnen Frequenzspektren mit den aufgespaltenen dominanten Peaks bei unterschiedlichen negativen Gatespannungen U_g bzw. Ladungsträgerdichten n für die Bereiche zwischen den Kontakten 4-7, 6-10 und 7-11. Die roten Pfeile markieren dabei die Peaks, die aus der Energieaufspaltung resultieren.

gespaltenen Peaks aus Abb. 6.8 a)-c) abgelesen. Der Fall für $\Delta f = 0$ T wurde hierbei nicht berücksichtigt. Mit umgestellter Gleichung (4.19) können dann die effektiven Massen m^* bestimmt und in einem Diagramm in Abhängigkeit der Energieaufspaltung ΔE aufgetragen werden (vgl. Abb. 6.9 a) und b)). Für realistische Werte der effektiven Massen m^* von BL-G aus der Literatur [117, 144] kann man danach im Diagramm die zugehörigen berechneten Energieaufspaltungen ΔE abgelesen. Abschließend wird noch überprüft, ob die ermittelten Werte der Energieaufspaltung ΔE ungefähr mit bereits bekannten bzw. prognostizierten Werten aus der Literatur [21, 22, 63, 97] übereinstimmen, um die proximity-induzierte SOC als Ursache der auftretenden Schwebungen in Betracht ziehen zu können.

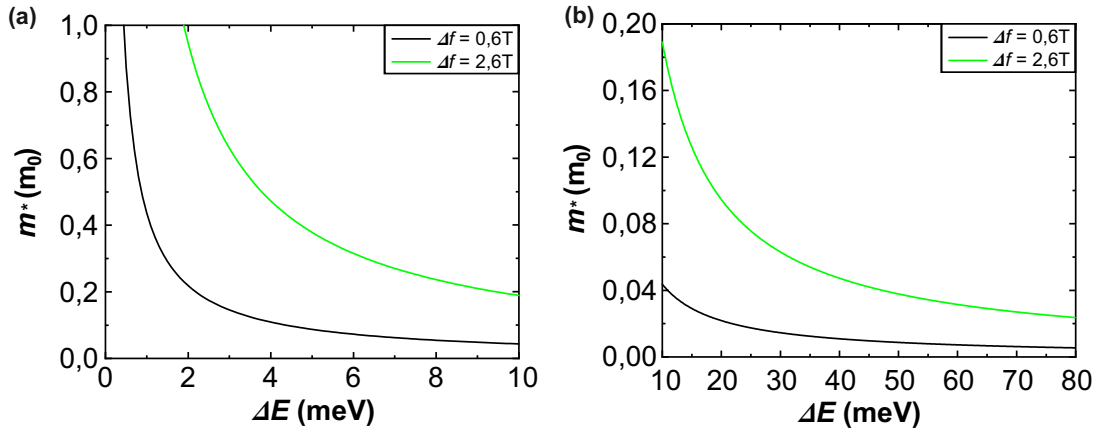


Abbildung 6.9.: Die Diagramme a) und b) gingen aus einem Diagramm hervor. Aus Gründen der besseren Übersichtlichkeit wurde das ursprüngliche Diagramm jedoch in die zwei vorliegenden Diagramme unterteilt und entsprechend skaliert. Die Kurven in b) beginnen dort, wo die Kurven in a) enden. In den Diagrammen a) und b) ist jeweils eine grüne und eine schwarze Kurve enthalten. Die schwarze Kurve stellt alle mathematisch möglichen Wertepaare von ΔE und m^* für eine minimale Frequenzaufspaltung von $\Delta f = 0,6 \text{ T}$ dar. Dasselbe gilt für die grüne Kurve allerdings für eine maximale Frequenzaufspaltung von $\Delta f = 2,6 \text{ T}$. Die schwarze und die grüne Linie stellen dabei eine untere und eine obere Schranke aller erlaubten Wertepaare von ΔE und m^* dar. Es sind damit all diese Wertpaare von ΔE und m^* mathematisch erlaubt, die zwischen oder auf der schwarzen und grünen Linie liegen.

Betrachtet man nun Abb. 6.9 a) und b), so stellt die schwarze Kurve eine untere und die grüne Linie eine obere Schranke dar, wodurch für vorhandene Frequenzaufspaltungen Δf nur Punkte erlaubt sind, die zwischen oder auf diesen beiden Schranken liegen. In Abb. 6.9 a) zeigt sich, dass die Werte für die effektive Masse m^* für eine realistische Energieaufspaltung von $\Delta E = 0 \text{ meV}$ bis $\Delta E = 10 \text{ meV}$ ungewöhnlich hoch ausfallen, wenn man diese Werte mit typischen Werten für BL-G aus der Literatur [117, 144] vergleicht. Daher ist anzunehmen, dass die Energieaufspaltung ΔE größer als 10 meV ausfallen müsste. Diesen Fall veranschaulicht Abb. 6.9 b). Betrachtet man hier die beiden Kurven, so stellt man fest, dass für bekannte Werte der effektiven Masse ($m^* = 0,020 m_e$ bis $m^* = 0,045 m_e$ [117, 144]) die Energieaufspaltung ΔE besonders für die grüne Kurve ungewöhnlich hoch ausfällt.

Grundsätzlich müssen aber beide Kurven (schwarz und grün) Punkte mit sinnvollen Werten sowohl für die Energieaufspaltung ΔE als auch für die effektive Masse m^* beherbergen. Da dies hier jedoch nicht der Fall ist, kann man davon ausgehen, dass hier die proximity-induzierte SOC höchstwahrscheinlich nicht für die Spinaufspaltung und damit auch nicht für das Auftreten der beobachteten

Schwebungen in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen zwischen den Kontakten 4-7, 6-10 und 7-11 der Hallbar verantwortlich ist.

Inhomogenität der Probe

Da die Schwebung in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen für die betrachteten Bereiche zwischen den Kontaktpaaren 4-6, 6-7, 7-10 und 10-11 nicht auftritt und die Energieaufspaltung bei der angenommenen effektiven Masse m^* für die Bereiche zwischen den Kontaktpaaren 4-7, 6-10 und 7-11 eher unrealistisch groß ausfallen müsste, ist die Ursache der hier auftretenden Schwebung nach wie vor ungeklärt.

Daher wurden alle bisherigen Messungen nochmal genauer betrachtet. Dabei fiel Folgendes auf. Die Schwebung tritt in den Bereichen zwischen den Kontaktpaaren 4-7, 6-10 und 7-11 auf. In den Bereichen zwischen den Kontaktpaaren 4-6, 6-7, 7-10 und 10-11 der Hallbar tritt die Schwebung jedoch nicht auf, obwohl man sie auch dort erwarten würde, sofern als Ursache der Schwebung die proximity-induzierte SOC angenommen wird. Grundsätzlich deutet dieser Umstand vielmehr darauf hin, dass die wesentliche Ursache der Schwebung eher nicht die proximity-induzierte SOC ist.

Betrachtet man nun auch die Messungen zum elektrischen Feldeffekt (vgl. Abb. 6.2), so fällt auf, dass die Dirac-Punkte der einzelnen Probenbereiche zwischen den Kontaktpaaren 4-6, 6-7, 7-10 und 10-11 relativ zueinander verschoben sind. Ebenso sind die Peaks der dominanten Frequenzen im Frequenzspektrum zueinander verschoben (vgl. Abb. 6.6 bzw. Abb. C.3). Das heißt, dass die Probe über diese Probenbereiche inhomogen dotiert ist.

Misst man nun über zwei Probenabschnitte, also z.B. den Bereich zwischen Kontakt 4 und Kontakt 7, so enthält das Messsignal sowohl Informationen des Bereichs zwischen dem Kontaktpaar 4-6 als auch des Bereichs zwischen Kontaktpaar 6-7. Misst man also bei einer festgelegten Gatespannung U_g die Shubnikov-de-Haas-Oszillationen, so tragen die beiden Messbereiche 4-6 und 6-7 mit unterschiedlichen dominierenden Ladungsträgerdichten n_{f_1} und n_{f_2} zum Gesamtmesssignal bei.

Da die Frequenz der Shubnikov-de-Haas-Oszillationen von der Ladungsträgerdichte n abhängig ist, ergeben sich für die beiden unterschiedlichen Ladungsträgerdichten n_{f_1} und n_{f_2} auch die unterschiedlichen Frequenzen f_1 und f_2 . Weichen diese Frequenzen f_1 und f_2 nur gering voneinander ab, so kommt es zu einer Schwebung in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen.

Um zu prüfen, ob die Schwebung in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen auf die Inhomogenität der Probe zurückzuführen ist, wurden die Frequenzspektren für zwei aneinandergrenzende Probenbereiche bei gleicher Gatespannung U_g übereinandergelegt und dann mit dem gesamten Frequenzspektrum über beide Bereiche verglichen. In Abb. 6.10 wird dies anhand der Probenbereiche 6-7, 7-10 und 6-10 gezeigt.

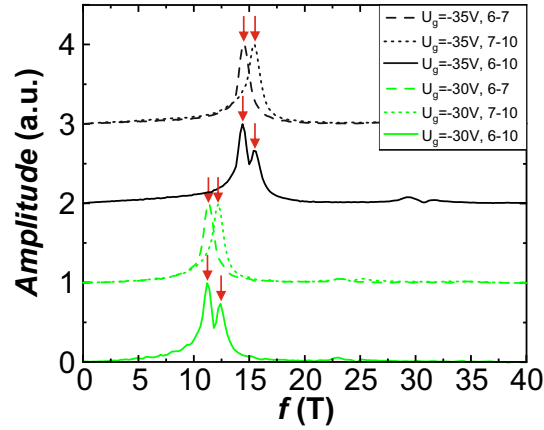


Abbildung 6.10.: Frequenzspektrum der Probenbereiche 6-7, 7-10 (gestrichelte Linie) und 6-10 (durchgezogene Linie) für zwei verschiedene Gatespannungen U_g (schwarze und grüne Linien).

Dort ist erkennbar, dass die Position der Peaks in den Spektren der Bereiche 6-7 und 7-10 ziemlich genau dort ist, wo sich die zwei Peaks im Spektrum des Bereichs 6-10 befinden. Insofern stellt das Frequenzspektrum von des Bereichs 6-10 eine Überlagerung der beiden Spektren der Bereiche 6-7 und 7-10 dar.

Im Anhang Abb. C.6 sind die Graphen für die anderen Probenbereiche und auch für positive Gatespannungen U_g dargestellt. Außer für C.6 a) und d) zeigt sich dort ein ähnliches Verhalten wie in Abb. 6.10. Warum C.6 a) und d) ein etwas anderes Verhalten zeigen, konnte nicht geklärt werden. Grundsätzlich verhält sich aber die Mehrheit der Frequenzspektren genau nach demselben Schema wie in Abb. 6.10.

Es ist daher recht wahrscheinlich, dass die Frequenzaufspaltung und damit die Schwebung in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen aus einer Überlagerung von Signalen aus Probenbereichen mit unterschiedlichen Ladungsträgerdichten (Inhomogenität der Probe) resultiert und hier nicht oder nur sehr wenig durch die proximity-induzierte SOC.

Als mögliche Ursache für die Inhomogenität der Probe könnten grundsätzlich größere Defekte oder Verunreinigungen in der Heterostruktur, die nur vereinzelt an bestimmten Stellen in der Probe auftreten und nicht über die ganze Probe verteilt sind, in Frage kommen. Bei der Herstellung solcher Proben, ist es durchaus üblich, dass Blasen innerhalb der Heterostruktur mit eingeschlossen werden. Bei der Herstellung der Heterostruktur konnte man auch vereinzelt solche Blasen innerhalb der Hallbar erkennen. Diese Blasen stellen grundsätzlich Verunreinigungen dar und könnten aufgrund ihrer Größe und Zusammensetzung möglicherweise auch zu einer unterschiedlich starken Wirkung des Backgates auf das ML-G und damit zu einer Inhomogenität der Ladungsträgerdichten n innerhalb der Probe führen. Ob diese Blasen tatsächlich für die Inhomogenität der Probe verantwortlich wa-

ren, konnte jedoch nicht bewiesen werden und ist daher lediglich eine Vermutung.

Schwebung bei hBN/BL-G/hBN-Heterostruktur

Ein weiteres Indiz dafür, dass das Auftreten einer Schwebung in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen nicht unbedingt auf induzierte SOC zurückzuführen sein muss, liefern Messungen an BL-G, welches zwischen zwei hBN-Flocken eingekapselt wurde. Diese Messungen wurden im Rahmen einer Masterarbeit [145] zusammen mit S. Peterhans durchgeführt. Obwohl für diese Proben aufgrund der gewählten Materialien keine hohe SOC zu erwarten war, zeigte sich trotzdem in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen eine Schwebung (vgl. Abb. 6.11 a)). Die zugehörige Frequenzaufspaltung wird ebenfalls im Frequenzspektrum von Abb. 6.11 b) sichtbar.

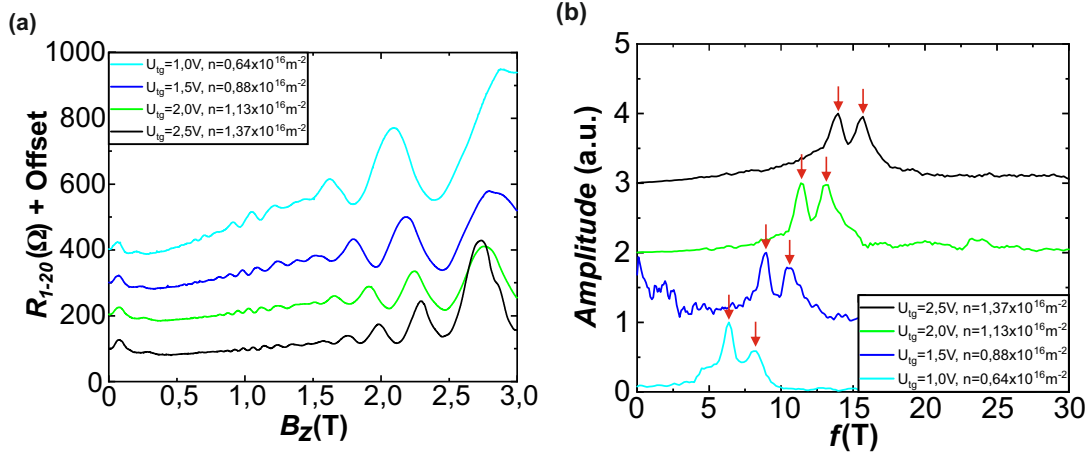


Abbildung 6.11.: In a) sind die Shubnikov-de-Haas-Oszillationen für verschiedene Ladungsträgerdichten dargestellt, die von S. Peterhans an einer hBN/BL-G/hBN-Heterostruktur gemessen wurden. Auffällig sind hier die Schwebungen in den einzelnen Kurven. In b) ist ein Frequenzspektrum mit den FFT-Kurven für verschiedene Ladungsträgerdichten zu sehen. Man erkennt klar, dass es für jede Ladungsträgerdichte im Spektrum einen dominanten Frequenzpeak gibt, der in zwei dominierende Peaks aufgespalten ist (rote Pfeile). U_{tg} steht hier außerdem für eine Topgatespannung, da bei dieser Probe mit einem Topgate anstelle eines Backgates gearbeitet wurde.

Die damit einhergehende Energieaufspaltung ΔE wurde anschließend berechnet. Es ergaben sich mit einer effektiven Masse $m^* = 0,020 m_e$ bzw. $m^* = 0,045 m_e$ [117, 144] die Energien $\Delta E \approx 4\text{meV}$ bzw. $\Delta E \approx 10\text{meV}$. Eine Energieaufspaltung in dieser Größenordnung würde man sogar im Falle von proximity-induzierter SOC in Heterostrukturen mit Graphen auf TMDCs erwarten.

Diese Energieaufspaltung kann hier jedoch nicht von proximity-induzierter SOC

verursacht werden, weil in der hier vorliegenden Heterostruktur hBN anstelle eines TMDC's verwendet wurde. Ohne hier genauer auf die Ursache der Schwebung einzugehen, kann man sagen, dass die Energieaufspaltung hier eine andere Ursache als die proximity-induzierte SOC haben muss.

Dies ist nun ein wesentliches Indiz dafür, dass nicht unbedingt die proximity-induzierte SOC die Ursache für das Auftreten einer Schwebung in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen sein muss.

6.1.4. Zusammenfassung

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Messungen an dieser Probe zwar die gesuchte Schwebung in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen zeigen, aber die Schwebung mangels Eindeutigkeit ihrer Ursache als Nachweismethode von proximity-induzierter SOC eher ungeeignet ist. Außerdem sprechen die Messergebnisse hier dafür, dass die Schwebung nicht aus der Existenz von proximity-induzierter SOC resultiert. Aufgrund der möglichen Uneindeutigkeit, sollte man zum Nachweis von proximity-induzierter SOC eine andere Nachweismethode wählen. Stattdessen sollte man versuchen die proximity-induzierte SOC mit Messungen von WAL-SOC nachzuweisen.

Da diese Messungen aber nur in Anwesenheit von Defekten möglich sind, ist zu erwarten, dass die WAL-SOC nur in Proben mit relativ niedrigen Ladungsträgerbeweglichkeiten μ messbar ist. Aus diesem Grund dürfte sich aktuell die eindeutige Bestimmung von proximity-induzierter SOC für Hallbar-Strukturen mit hohen Ladungsträgerbeweglichkeiten μ mit Hilfe von Magnetotransportmessungen als besonders schwierig gestalten. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wurde daher versucht die proximity-induzierte SOC mit Hilfe von Messungen von WAL-SOC mit Proben im diffusivem Regime nachzuweisen, um damit Aussagen über die proximity-induzierte SOC machen zu können.

6.2. Induzierte SOC in Abhängigkeit von der Schichtdicke des TMDCs

In Abschnitt 4.4.2 wurde bereits darauf verwiesen, dass bisher noch nicht vollkommen geklärt ist, ob die Schichtdicke des TMDCs tatsächlich einen nennenswerten Einfluss auf die proximity-induzierte SOC in ML-G/TMDC-Heterostrukturen hat. Im Rahmen dieser Arbeit hat es sich angeboten, auch diesen Sachverhalt genauer zu untersuchen, da die Schritte bei der Probenherstellung im Grunde dieselben waren, wie bei den Proben, mit welchen die Drehwinkelabhängigkeit bzw. die Druckabhängigkeit der SOC untersucht wurde. Die hier verwendete Probe entspricht daher auch Probe 2 aus Abschnitt 6.3.1 und der Probe aus Anhang C.2. In diesem Abschnitt werden nun die experimentellen Ergebnisse von zwei ML-G/WSe₂/hBN-Heterostrukturen mit unterschiedlich dickem, exfoliertem WSe₂ gezeigt und verglichen.

6.2.1. Hallbar-Struktur und Messvorgang

Für die Untersuchung dieses Sachverhalts wurden zwei Hallbars hergestellt. Die beiden untersuchten Hallbars gingen dabei aus einer einzigen Heterostruktur hervor, die Bereiche mit unterschiedlich dickem WSe₂ aufwies (vgl. Abb. 6.12 a) und b)). Aus dieser einen Heterostruktur konnten durch geschickte Durchführung der Lithographie- und Ätzprozesse zwei Hallbars mit unterschiedlich dickem WSe₂ hergestellt werden. In diesem Fall bestanden beide Hallbars aus einer ML-G/WSe₂/hBN-Heterostruktur, wobei für die eine Hallbar ML-WSe₂ und für die andere Hallbar mehrlagiges WSe₂ verwendet wurde. Diese Vorgehensweise hat den Vorteil, dass eine bestmögliche Vergleichbarkeit der Ergebnisse ermöglicht wird, da die beiden Hallbars (vgl. Abb. 6.12 d)) aus den gleichen Kristallen mit praktisch gleicher Qualität und Winkelerorientierung hervorgingen.

Die beiden Hallbars hatten die gleiche geometrische Form. Ein Modell davon ist in Abb. 6.12 c) dargestellt. Die Hallbars hatten jeweils sechs Kontakte, von denen je zwei Kontakte an den langen Seiten vorhanden waren (vgl. Abb. 6.12 c)). Der Abstand zwischen den Kontakten der langen Seiten betrug $L = 4 \mu\text{m}$. Die Breite der Hallbar war gegeben durch $W = 4 \mu\text{m}$.

Das Messsystem (vgl. B.1) war für diese Proben grundsätzlich identisch zu dem aus Abschnitt 6.1. Lediglich $U_{bias} = 0,3 \text{ V}$ war hier etwas kleiner, wodurch auch eine kleinerer Strom $I \approx 30 \text{ nA}$ durch die Probe floss.

Die Messungen mussten hier unbedingt bei sehr niedrigen Temperaturen ($T \approx 1,3 - 1,7 \text{ K}$) durchgeführt werden, da andernfalls die gesuchten Effekte nicht detektierbar gewesen wären.

So konnten alle notwendigen Messungen durchgeführt werden. Im Folgenden wird nun auf die Messungen zum elektrischen Feldeffekt genauer eingegangen.

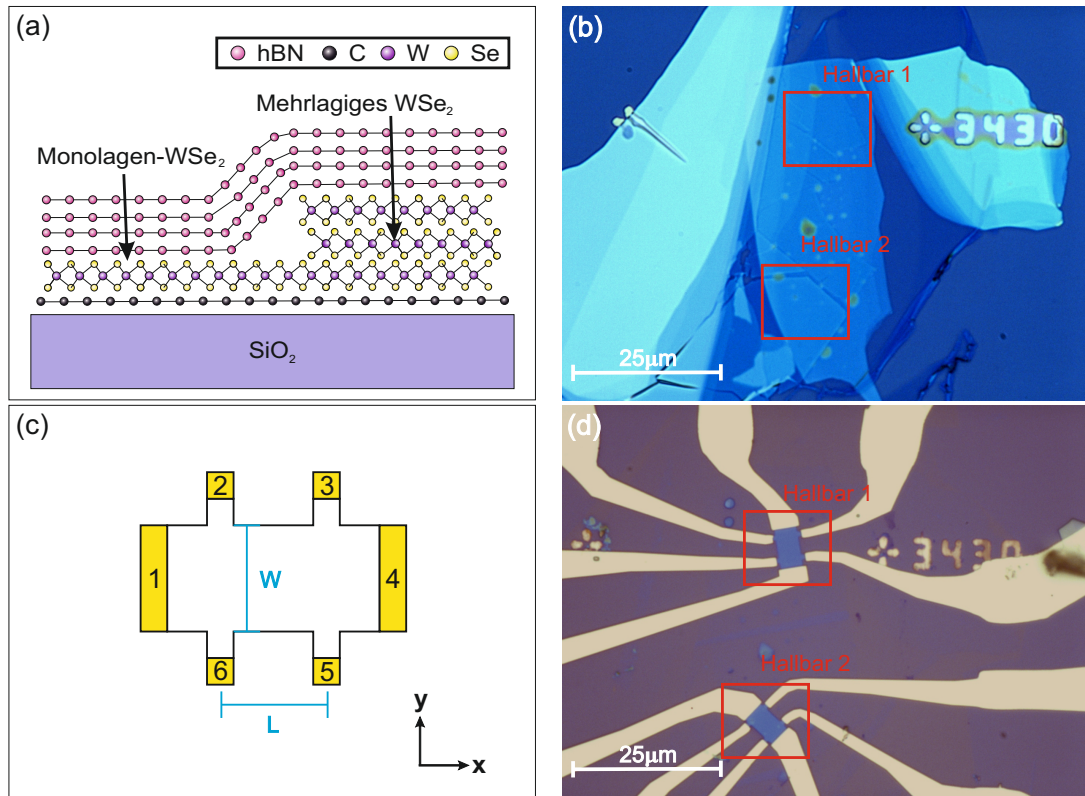


Abbildung 6.12.: In a) ist ein Modell einer Heterostruktur dargestellt, das Bereiche mit unterschiedlich dicker WSe₂ aufweist. Dargestellt ist hier ML-WSe₂ und mehrlagiges WSe₂. b) zeigt ein Bild dieser Heterostruktur, welches mit der Kamera eines optischen Mikroskops aufgenommen wurde. Außerdem sind hier die Bereiche (rot umrahmt) abgebildet, aus denen später die Hallbars hergestellt wurden. Hallbar 1 bestand aus ML-WSe₂, Hallbar 2 bestand dagegen aus mehrlagigem WSe₂. In c) ist ein Modell der untersuchten Hallbars mit den Kontakten 1 bis 6 und den Dimensionen L und W dargestellt. d) zeigt die beiden fertiggestellten Hallbars 1 und 2 mit den zugehörigen Leiterbahnen an den einzelnen Kontakten.

6.2.2. Messungen zum elektrischen Feldeffekt

Die Messungen zum elektrischen Feldeffekt lieferten wichtige Probenparameter, die zur Charakterisierung und später für die Auswertung der Messungen von WAL-SOC notwendig waren.

Die Messdurchführung unterschied sich hier ebenfalls nicht zu der aus Abschnitt 6.1. Es wurde auch hier zunächst wieder der gateabhängige Längswiderstand R_{xx} und die gateabhängige Leitfähigkeit σ_{xx} bestimmt. Es ergaben sich die Kurven aus Abb. 6.13 a) und b).

Hier zeigen sich relativ breite Dirac-Peaks, was bereits auf recht kleine Ladungs-

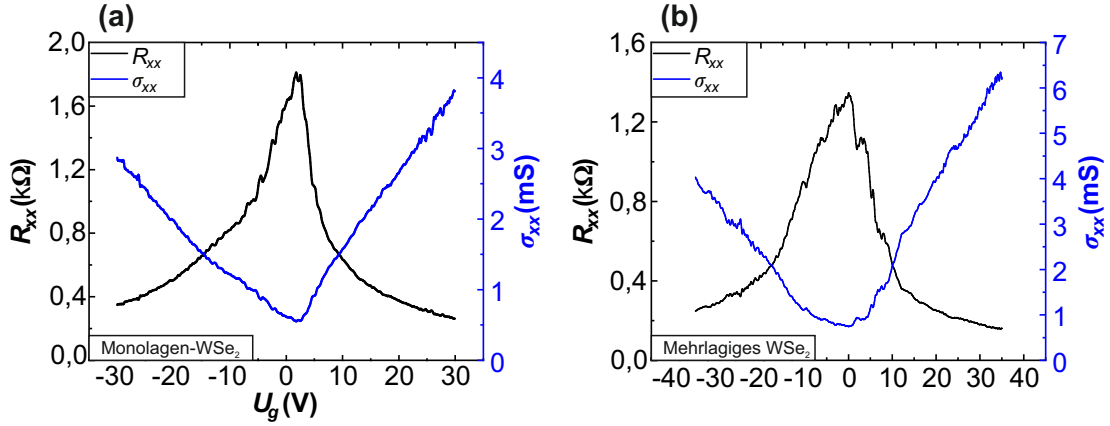


Abbildung 6.13.: Die beiden Graphen a) und b) zeigen die Messungen zum elektrischen Feldeffekt für die beiden Heterostrukturen, a) mit ML-WSe₂ und b) mit mehrlagigem WSe₂. Dargestellt ist in beiden Fällen die Abhängigkeit des Widerstands R_{xx} und der Leitfähigkeit σ_{xx} von der Gatespannung U_g .

trägerbeweglichkeiten μ der beiden Hallbars hinweist.

Es zeigt sich hier außerdem nur eine sehr geringe Dotierung, wie man an der leichten Verschiebung der Dirac-Peaks relativ zu $U_g = 0$ V erkennen kann. Im Allgemeinen hat die Dotierung jedoch keinen Einfluss auf die noch zu ermittelnden Parameter.

Die Kurven zeigen hier ansonsten keine Besonderheiten und haben den üblichen Kurvenverlauf, den man für Proben dieser Bauart erwarten würde.

Mit der Gatekapazität $C_g \approx 1,20 \times 10^{-4} \text{ AsV}^{-1} \text{ m}^{-2}$ war es nun möglich die Ladungsträgerbeweglichkeit μ zu bestimmen und gegen die Gatespannung U_g aufzutragen. Dadurch erhielt man für die beiden Hallbars die Kurven aus Abb. 6.14, wobei für eine bessere Vergleichbarkeit dieser Kurven die Dotierung abgezogen wurde.

In Abb. 6.14 kann man nun erkennen, dass die Ladungsträgerbeweglichkeiten μ bei beiden Proben relativ klein sind und sich voneinander unterscheiden.

Das zeigt, dass beide Proben in Bezug auf Verunreinigungen und Defekte von ähnlicher aber nicht gleicher Qualität sind.

Unter der Annahme, dass kaum Verunreinigungen zwischen den ML-G- und WSe₂-Schichten liegen, ging man hier davon aus, dass sich die etwas unterschiedlichen Ladungsträgerbeweglichkeiten μ nicht auf die noch zu ermittelnden SOC-Parameter auswirken. Wodurch ein Vergleich der Proben nach wie vor sinnvoll blieb.

Mit der Ladungsträgerdichte n wurden anschließend die weiteren Transportparameter l_{mfp} und τ_p bestimmt (vgl. Abb. 6.15 a) und b)).

Anhand Abb. 6.15 a) und b) erkennt man, dass die jeweiligen Kurven von l_{mfp} und τ_p in Bezug auf die Dicke der WSe₂-Schicht auch hier etwas voneinander abweichen, was mit den unterschiedlichen Ladungsträgerbeweglichkeiten μ

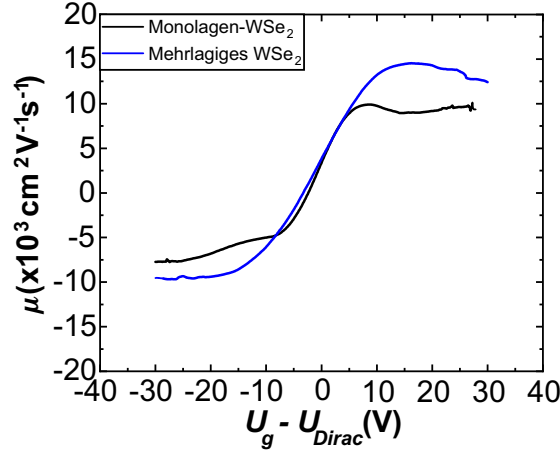


Abbildung 6.14.: Die Abbildung zeigt den Verlauf der Ladungsträgerbeweglichkeiten μ in Abhängigkeit der Gatespannung U_g für ML-WSe₂ (schwarz) und mehrlagiges WSe₂ (blau). Dabei zeigt sich, dass die schwarze Kurve für ML-WSe₂ für größere Gatespannungen U_g eine etwas kleinere Ladungsträgerbeweglichkeit μ aufweist als die blaue Kurve für mehrlagiges WSe₂.

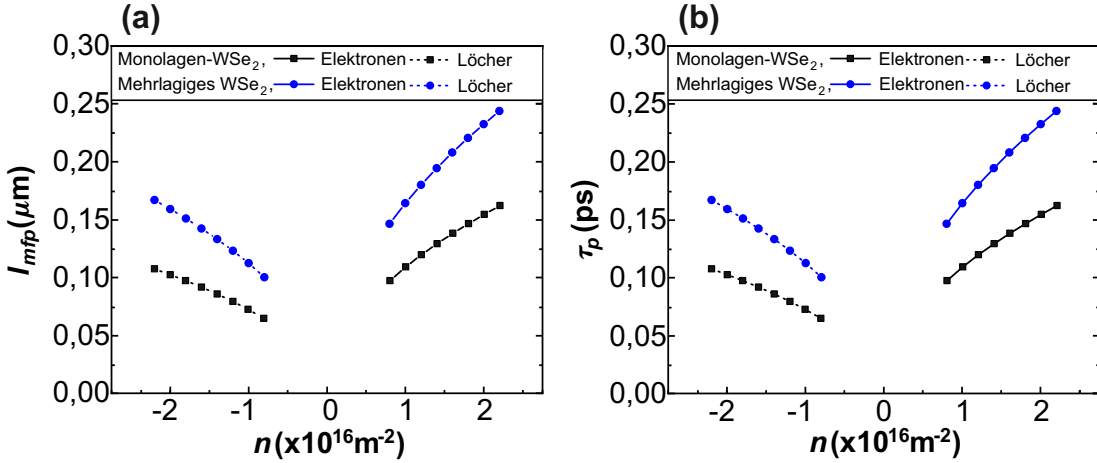


Abbildung 6.15.: a) zeigt den Verlauf der mittleren freien Weglänge l_{mfp} und b) den Verlauf der Impulsrelaxationszeit τ_p abhängig von der Ladungsträgerdichte n für die beiden Heterostrukturen mit ML-WSe₂ bzw. mit mehrlagigem WSe₂.

einhergeht. Beide Proben sind wegen $l_{mfp} < W$ außerdem im diffusiven Regime und eignen sich von daher grundsätzlich für die Messungen zur WAL-SOC.

Im letzten Schritt wurde durch Anwendung von Gleichung (3.16) die Fermi-Energie E_F bestimmt, wodurch man mit Gleichung (3.13) oder alternativ mit Gleichung (3.12) dann auch unmittelbar den Diffusionskoeffizient D bestimmen konnte (vgl. Abb. 6.16). Diesen wichtigen Parameter benötigte man später bei den Messungen von WAL-SOC für die Kurvenanpassungen.

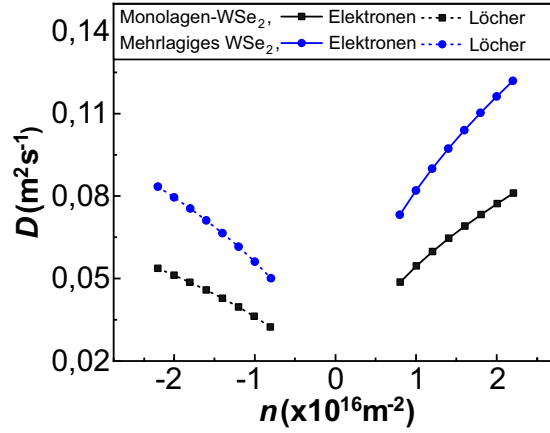


Abbildung 6.16.: Diese Abbildung zeigt den Verlauf des Diffusionskoeffizienten D abhängig von der Ladungsträgerdichte n für die beiden Heterostrukturen mit ML-WSe₂ bzw. mit mehrlagigem WSe₂.

Nach Ermittlung dieser wesentlichen Transportparameter konnte man nun zur Auswertung der Messungen von WAL-SOC übergehen.

6.2.3. Messung und Evaluation von WAL-SOC und Bestimmung der SOC

Zur Bestimmung der proximity-induzierten SOC wurde nun versucht die WAL-SOC nachzuweisen, um daraus die wesentlichen Streuzeiten zu ermitteln und schließlich die SOC-Parameter zu bestimmen.

Zur Messung der WAL-SOC wurde eine Vierpunktmessung durchgeführt. Dabei wurde ein äußeres Magnetfeld B_z senkrecht zur Probenebene angelegt und während der Messung von U_{xx} variiert. Die Gatespannung U_g und damit die Ladungsträgerdichte n blieb dabei für jede Messung fest. Durch Mittelung mehrerer solcher Messungen über ein bestimmtes Intervall der Gatespannung U_g bzw. Ladungsträgerdichte n konnten die UCF weitgehend herausgefiltert werden, sodass die Messkurven für die anschließende Kurvenanpassung zur Ermittlung der gesuchten Streuparameter geeignet waren.

Für ausgewählte Ladungsträgerdichten n ergaben sich für die beiden Proben die gemittelten Kurven aus Abb. 6.17 a) und b). Die roten Kurven stellen dabei immer die Fit-Kurven dar, die man durch eine Kurvenanpassung mit Gleichung (4.21) unter Verwendung der bereits bekannten Transportparameter aus 6.2.2 erhielt.

In Abb. 6.17 a) und b) sieht man klar, dass die Leitfähigkeit $\Delta\sigma_{xx}$ hin zum Nullpunkt des Magnetfeldes B_z ansteigt. Für größere Magnetfelder ist dafür die WAL-Berry verantwortlich. Der kleine Peak nahe dem Nullpunkt des Magnetfel-

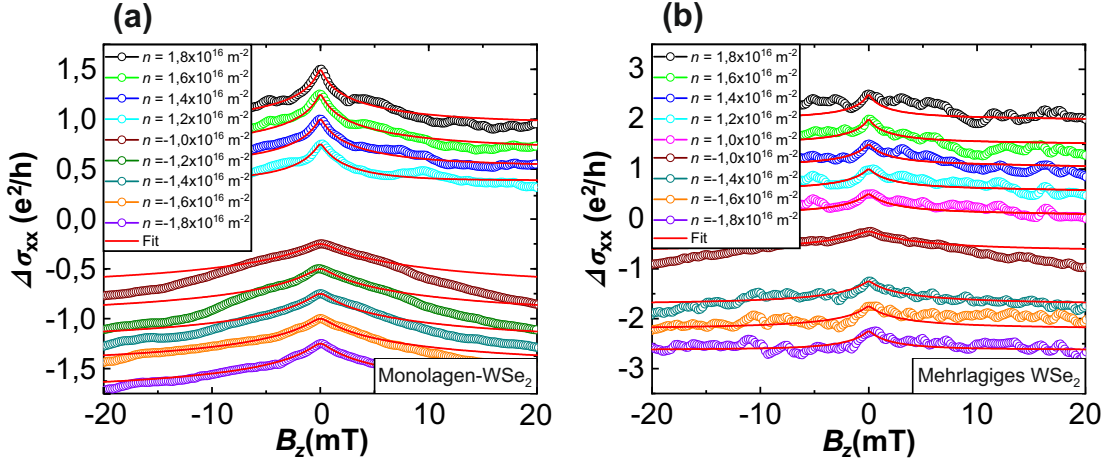


Abbildung 6.17.: In a) und b) sind jeweils Messungen zur Leitfähigkeit $\Delta\sigma_{xx}$ in Abhängigkeit eines äußeren Magnetfelds B_z für die zwei Hallbars dargestellt. In allen Kurven ist erkennbar wie die WAL-Berry in die WAL-SOC übergeht. Die roten Kurven stellen dabei mögliche Fitkurven dar. Es fehlen zudem manche Kurven für bestimmte Ladungsträgerdichten n , da in diesen Fällen keine passende Fit-Kurve erstellt werden konnte.

des B_z wird dagegen von WAL-SOC verursacht. Eine schwache Lokalisierung ist hier aufgrund der starken Dominanz von WAL-Berry nicht zu erkennen.

Aus der Kurvenanpassung von Abb. 6.17 a) und b) konnten nun die wesentlichen Fit-Parameter τ_ϕ , τ_{asy} , τ_{sym} , τ_{iv} und τ_{intra} ermittelt werden.

τ_ϕ konnte sowohl aus der Kurvenanpassung als auch aus den UCF über die Autokorrelationsfunktion ermittelt werden. Der Verlauf der Phasenstreuzeit τ_ϕ in Abhängigkeit zur Ladungsträgerdichte n ist für die beiden Proben in Abb. 6.18 a) zu sehen. Die Phasenstreuzeit τ_ϕ weicht dabei für die beiden Proben nur wenig voneinander ab und nimmt wie erwartet mit steigender Ladungsträgerdichte n zu. Die Größenordnung von τ_ϕ ist typisch für diesen Probentyp.

Daneben sind in Abb. 6.18 b) die Kurven für die Streurrate $\tau_{soc}^{-1} = \tau_{asy}^{-1} + \tau_{sym}^{-1}$ zu sehen. Diese Streurrate wurde aus τ_{asy} und τ_{sym} ermittelt und soll nach [97] gegen τ_p aufgetragen einen linearen Verlauf annehmen. Das heißt, es waren nur Werte für τ_{asy} und τ_{sym} erlaubt, mit denen τ_{soc}^{-1} einen linearen Verlauf annehmen konnte. Dies reduzierte die Menge an möglichen Parametern für τ_{asy} und τ_{sym} weiter und erleichterte dadurch die Auswertung. Es fällt zudem auf, dass die Steigung von τ_{soc}^{-1} scheinbar unabhängig vom Ladungsträgertyp ist.

In Abb. 6.19 a) und b) sind die Kurven der beiden Streuzeiten τ_{asy} und τ_{sym} in Abhängigkeit zur Ladungsträgerdichte n abgebildet. Beide Parameter weisen einen gewissen Fehlerbereich auf. Der Fehler reduzierte sich nochmals erheblich, wenn man wegen [64] schon bei der Kurvenanpassung nur solche Werte erlaubt, bei denen der Parameter für die Rashba-SOC λ_R und der Parameter für die Valley-Zeeman-SOC λ_{VZ} später einen Verlauf zeigen, der unabhängig von der

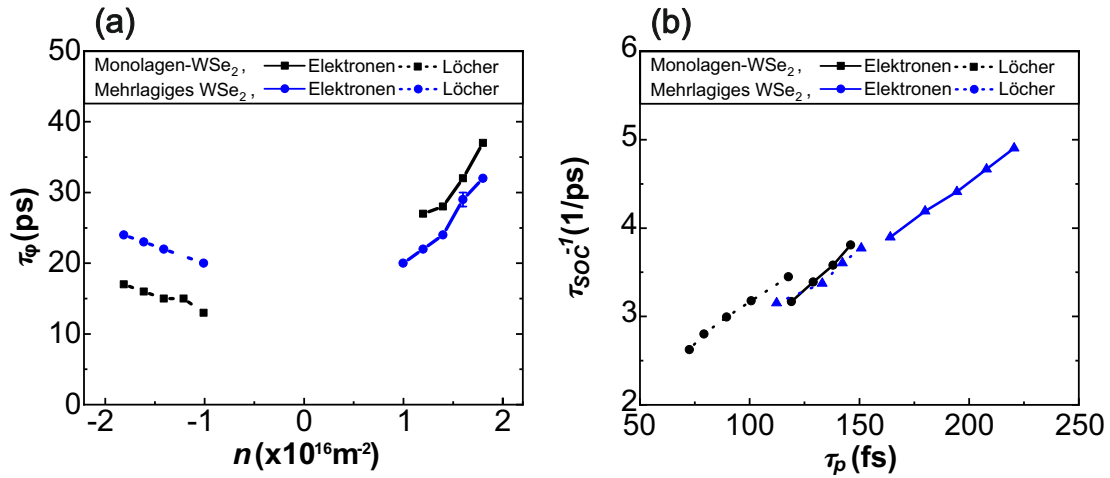


Abbildung 6.18.: In a) wird der Kurvenverlauf der Phasenstreuzeit τ_ϕ in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n für die beiden Hallbars dargestellt. Die Phasenstreuzeit τ_ϕ steigt dabei mit der Ladungsträgerdichte n an. Die Kurven der beiden Hallbars unterschieden sich hier etwas. In b) ist τ_{SOC}^{-1} gegen τ_p aufgetragen und bei beiden Proben nehmen die Kurven einen linearen Verlauf an. Die Steigung der Geraden scheint dabei weitgehend unabhängig vom Ladungsträgertyp (Elektronen oder Löcher) zu sein.

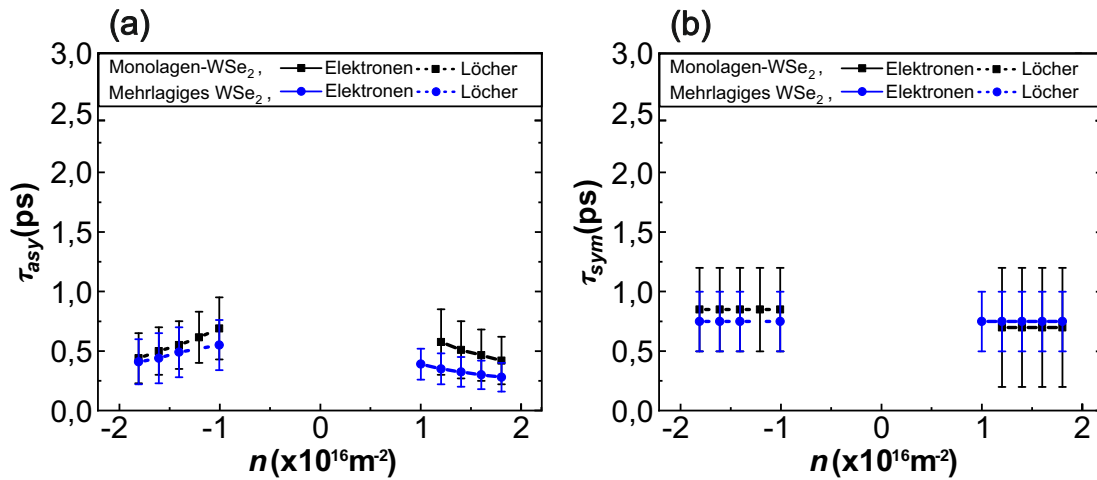


Abbildung 6.19.: In a) ist die Streuzeit τ_{asy} und in b) die Streuzeit τ_{sym} in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n für die beiden Hallbars dargestellt. Es fällt auf, dass τ_{asy} zwar von der Ladungsträgerdichte n , aber wenig bis gar nicht von der Dicke des WSe₂-Materials abhängig ist. Für τ_{sym} zeigt sich dagegen keine klare Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n . Auch eine Abhängigkeit von der Schichtdicke ist hier nicht erkennbar.

Ladungsträgerdichte n ist. Die Kurven von τ_{asy} und τ_{sym} unterscheiden sich hier in Bezug auf die Dicke der WSe_2 -Schicht nur wenig voneinander. Aus der Kurvenanpassung gingen auch die beiden Parameter τ_{iv} und τ_{intra} hervor, welche in Abb. 6.21 a) und b) in Abhängigkeit zur Ladungsträgerdichte dargestellt sind. Im Allgemeinen nehmen beide Werte von τ_{iv} vergleichsweise große Werte an, was vor allem an der recht breiten aber kurzen Geometrie der Probe liegen dürfte. Auch hier sind bei der Kurvenanpassung nur solche Werte erlaubt, die wegen [64] später nur einen dichteunabhängigen Verlauf der Valley-Zeeman-SOC λ_{VZ} ermöglichen. Dadurch lässt sich auch hier der Fehlerbereich bereits durch geschickte Kurvenanpassung verkleinern. Eine Abhängigkeit dieser Parameter von der Schichtdicke ist hier nicht klar erkennbar und würde auch nicht erwartet werden. Für τ_{intra} zeigte sich lediglich eine gewisse Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n .

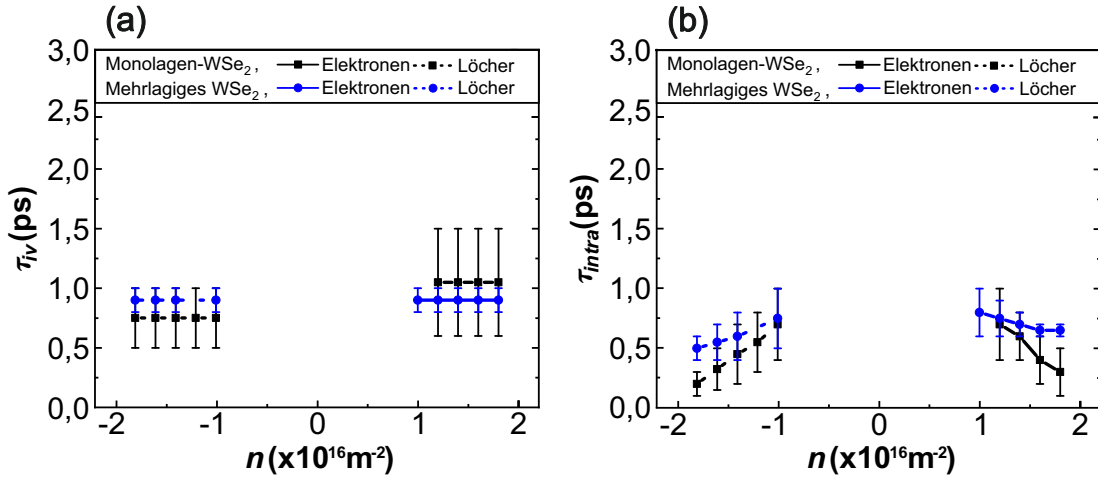


Abbildung 6.20.: In a) ist die *Intervalley*-Streuzeit τ_{iv} und in b) die *Intravalley*-Streuzeit τ_{intra} in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n für die beiden Hallbars dargestellt. Eine Abhängigkeit von der Dicke des WSe_2 -Materials zeigt sich hier weder für τ_{iv} noch für τ_{intra} . Während τ_{iv} keine Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n zeigt, liegt im Falle von τ_{intra} dagegen eine klare Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n vor

Mit Hilfe der Gleichungen (4.23) und (4.24) konnte man anhand der ermittelten Streuzeiten nun auch die SOC-Parameter λ_R und λ_{VZ} bestimmen. Es ergaben sich die Kurven aus Abb. 6.21 a) und b).

Alle Kurven aus Abb. 6.21 a) und b) weisen einen gewissen Fehlerbereich auf, in dem die erlaubten Werte für λ_R und λ_{VZ} liegen können. Man kann klar erkennen, dass die Kurven der jeweiligen Parameter sehr nahe beieinander liegen. Es ist dadurch eher keine Abhängigkeit der SOC-Parameter λ_R und λ_{VZ} von der Dicke der WSe_2 -Schicht erkennbar.

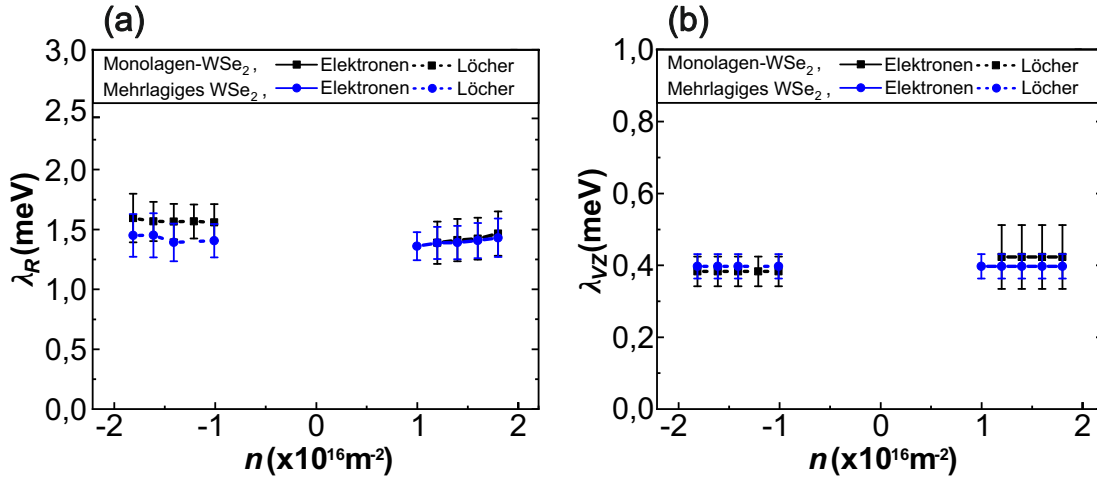


Abbildung 6.21.: In a) ist der SOC-Parameter λ_R und in b) der SOC-Parameter λ_{VZ} gegen die Ladungsträgerdichte n für die beiden Hallbars aufgetragen. In a) und b) zeigt sich weder für λ_R noch für λ_{VZ} eine Abhängigkeit von der Dicke des WSe₂-Materials. λ_R und λ_{VZ} sind außerdem unabhängig von der Ladungsträgerdichte n .

6.2.4. Zusammenfassung

Zusammenfassend kann man sagen, dass allein durch die Änderung der Dicke des WSe₂-Materials keine unmittelbare Änderung der proximity-induzierten SOC folgt, wodurch auch eine Einstellung der proximity-induzierten SOC durch die Wahl von unterschiedlich dicken WSe₂-Schichten nicht möglich zu sein scheint. Weiterhin konnte festgestellt werden, dass die Transportparameter etwas unterschiedlich waren, obwohl die beiden Hallbars aus einer einzigen Heterostruktur hervorgingen. Die SOC-Parameter λ_R und λ_{VZ} sind jedoch nahezu identisch. Dies zeigt, dass unterschiedliche Transportparameter nicht zu unterschiedlichen SOC-Parametern führen müssen.

Hinsichtlich der Erkenntnisse aus [119] sollte der Vergleich in dieser Arbeit auch besser sein, da hier für die beiden verglichenen Proben das gleiche Ausgangsmaterial verwendet wurde. Lediglich die Dicke der WSe₂-Schichten war hier unterschiedlich. In vergleichbaren Heterostrukturen sollte daher die Schichtdicke des WSe₂-Materials keinen Einfluss auf die proximity-induzierte SOC haben.

Was jedoch an dieser Stelle nicht ausgeschlossen werden kann, ist, dass möglicherweise nicht-eingekapseltes ML-WSe₂ auf ML-G und damit ohne hBN an der Oberseite, eine höhere SOC induziert, da sich eine einzelne ML-WSe₂-Flocke in einer ML-G/ML-WSe₂-Heterostruktur möglicherweise aufgrund ihrer höheren Flexibilität besser an das ML-G annähern kann, als das in einer vergleichsweise steifen ML-G/ML-WSe₂/hBN-Heterostruktur möglich ist. Dies höhere Flexibilität von Monolagen wurde auch in [119] bereits als Ursache für die höhere SOC in Betracht gezogen. Hier könnte deshalb das relativ dicke hBN an der Oberseite

einen entscheidenden Einfluss haben. Dieser Umstand müsste aber im Rahmen weiterer Untersuchungen geprüft werden.

6.3. Einstellung von induzierter SOC durch Variation des Drehwinkels

Wie in Abschnitt 4.4.3 gezeigt wurde, gibt es bereits Berechnungen, die zeigen, dass die induzierte SOC in ML-G/TMDC-Heterostrukturen vom Drehwinkel zwischen der ML-G und der TMDC-Schicht abhängig sein soll (vgl. [21–23]). Gegenstand dieser Arbeit war es, diesen Sachverhalt zu untersuchen und den experimentellen Nachweis dafür zu erbringen, dass die Stärke der proximity-induzierten SOC durch die Wahl von bestimmten Drehwinkeln vorab eingestellt werden kann. Dafür mussten einige Proben mit unterschiedlicher Winkelorientierung hergestellt werden, wobei besonders auf die Reproduzierbarkeit der Proben geachtet werden sollte. Nur dann ist nämlich ein sinnvoller Vergleich der einzelnen Proben zu erwarten.

Obwohl die Ergebnisse aus Abschnitt 6.2 darauf hindeuten, dass die Schichtdicke von WSe₂ höchstwahrscheinlich keinen wesentlichen Einfluss auf die induzierte SOC hat, wurde hier trotzdem für die Probenherstellung ausschließlich ML-WSe₂ anstelle von mehrlagigem WSe₂ verwendet. Zudem wurde für die Proben eine ähnliche Probengeometrie gewählt. Dadurch sollte eine bestmögliche Vergleichbarkeit der Proben gegeben sein.

Grundsätzlich wurden zum Nachweis dieser Winkelabhängigkeit zwei Arten von Proben untersucht. So wurden einmal drei ML-G/ML-WSe₂/hBN-Heterostrukturen mit exfoliertem ML-WSe₂ und einmal drei ML-G/ML-WSe₂/hBN-Heterostrukturen mit CVD-gewachsenem ML-WSe₂ hergestellt, deren Winkelorientierung bestimmt und die proximity-induzierte SOC ermittelt.

Der Grund dafür, dass Heterostrukturen mit zwei unterschiedlichen Arten von ML-WSe₂ verwendet wurden, liegt vor allem an der recht aufwändigen Herstellung von exfoliertem ML-WSe₂. Hier war es wesentlich einfacher gewachsenes ML-WSe₂ zu verwenden.

Da prinzipiell zwei verschiedene Arten von Heterostrukturen, bei denen auch unterschiedliche Verfahren zur Drehwinkelbestimmung zur Anwendung kamen, untersucht wurden, werden die Ergebnisse der Proben mit exfoliertem und gewachsenen ML-WSe₂ zunächst getrennt betrachtet. Später werden die Ergebnisse beider Probentypen noch miteinander verglichen, sodass sich eine globale Aussage hinsichtlich der Winkelabhängigkeit der proximity-induzierten SOC machen lässt. Die Durchführung von Messung und Auswertung dieser Proben unterschied sich kaum von der Probe aus Abschnitt 6.2. Insofern wird im Folgenden nicht mehr so detailliert darauf eingegangen.

6.3.1. Proben mit exfoliertem ML-WSe₂

In diesem Abschnitt werden nun die experimentellen Ergebnisse von ML-G/ML-WSe₂/hBN-Heterostrukturen mit exfoliertem ML-WSe₂ behandelt. Bei diesen Proben wurde der Drehwinkel zwischen dem ML-WSe₂ und dem ML-G lediglich anhand der Bruchkanten der Flocken bestimmt, sodass der Drehwinkel nur bei $\alpha \approx 15^\circ$ eindeutig ermittelt werden konnte. Bei allen anderen Winkelkonstellationen gibt es zwei nicht-äquivalente Möglichkeiten. Um hier dennoch Aussagen über die Winkelabhängigkeit der SOC machen zu können, wurden zwei Proben hergestellt, bei denen die Winkel nach theoretischen Vorhersagen [21–23] besonders signifikante Werte der SOC aufweisen sollten. Nämlich bei $\alpha \approx 0^\circ$ und $\alpha \approx 30^\circ$. Hier sollte nämlich die Valley-Zeeman-SOC bei $\alpha \approx 30^\circ$ verschwinden (vgl. [21–23]). Bei $\alpha \approx 0^\circ$ wird dies dagegen nicht erwartet. Dadurch kann man anhand der SOC-Werte und den theoretischen Vorhersagen dann auch Rückschlüsse auf die eingestellten Winkel ziehen.

Hallbar-Struktur und Messvorgang

Es wurden nun drei Hallbars untersucht, wovon zwei Hallbars jeweils sechs Kontakte hatten. Davon waren jeweils zwei Kontakte an den langen Seiten der Hallbar (siehe Abb. 6.22 a) ohne gestrichelte Bereiche und die Bilder b) und c) von Probe 1 und 2). Der Abstand der seitlichen Kontakte zueinander betrug $L = 4 \mu\text{m}$, während die Hallbar eine Breite $W = 4 \mu\text{m}$ aufwies. Die dritte Probe hatte auf jeder langen Seite jeweils zwei Kontakte mehr (siehe Abb. 6.22 a) mit gestricheltem Bereich und Bild d) von Probe 3). Für Probe 3 beträgt der Abstand zwischen zwei nächsten Kontakten an den langen Seiten $L/2 = 2 \mu\text{m}$. Die Breite beträgt auch hier $W = 4 \mu\text{m}$. Damit unterscheidet sich Probe 3 von den anderen beiden Proben nur durch die Anzahl der Kontakte und durch die Länge der gesamten Hallbar. Misst man für alle Proben über die gleiche Länge $L = 4 \mu\text{m}$, dann sollte sich die unterschiedliche Anzahl der Kontakte jedoch nicht wesentlich auf die Transportparameter auswirken, sodass die Proben vergleichbar sein dürften. Gemessen wurden alle drei Proben genauso wie bereits in Abschnitt 6.2 beschrieben. Probe 2 war sogar bereits Teil der Untersuchungen in Abschnitt 6.2.

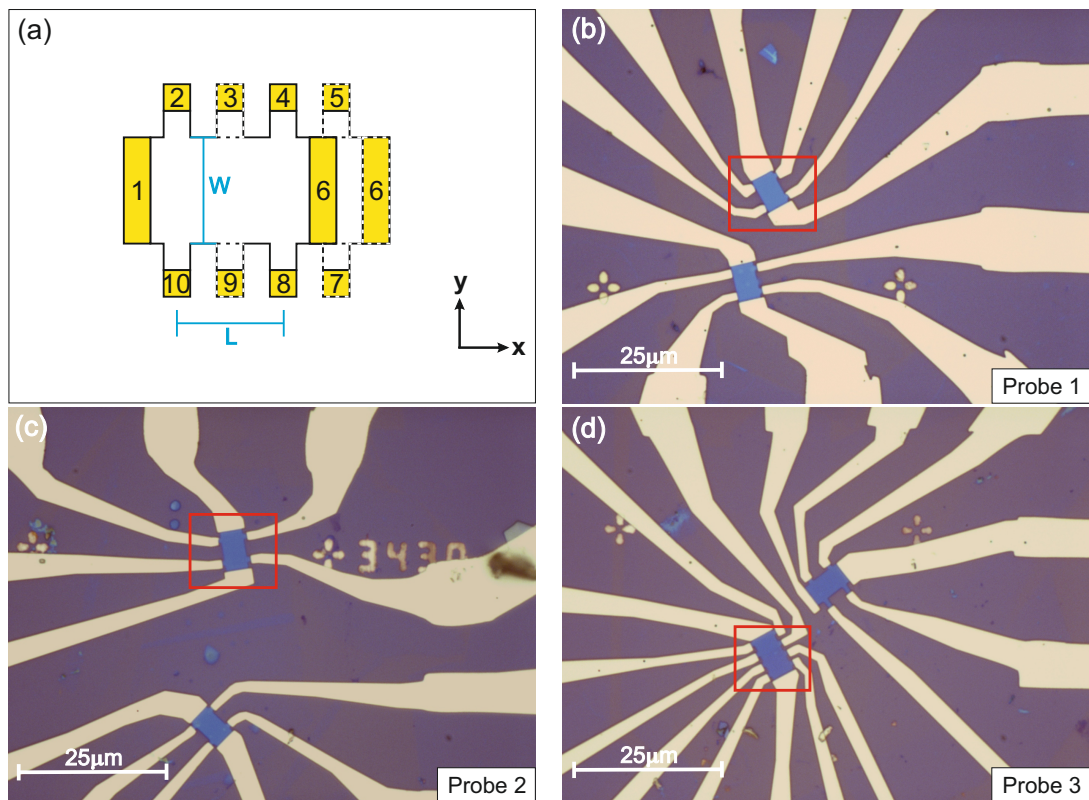


Abbildung 6.22.: a) Modell der Hallbar-Struktur von Probe 1 und 2 (ohne gestrichelte Bereiche) und Probe 3 (mit gestrichelten Bereichen) mit den jeweiligen nummerierten Kontakten. b), c) und d) sind Bilder der verwendeten Hallbar-Strukturen (rot umrahmt) mit den zugehörigen Leiterbahnen, aufgenommen mit der Kamera eines optischen Mikroskops.

Messungen zum elektrischen Feldeffekt

Zur Bestimmung der wesentlichen Transportparameter wurde auch hier der gateabhängige Längswiderstand R_{xx} die gateabhängige Leitfähigkeit σ_{xx} bestimmt. Es ergaben sich die Kurven aus Abb. 6.23 a)-c). Grundsätzlich weisen diese Kurven hier keine Besonderheiten auf und haben den üblichen Kurvenverlauf, den man für Proben dieser Bauart erwartet.

Mit Hilfe der Transportmessungen aus Abb. 6.23 konnten nun auch die wesentli-

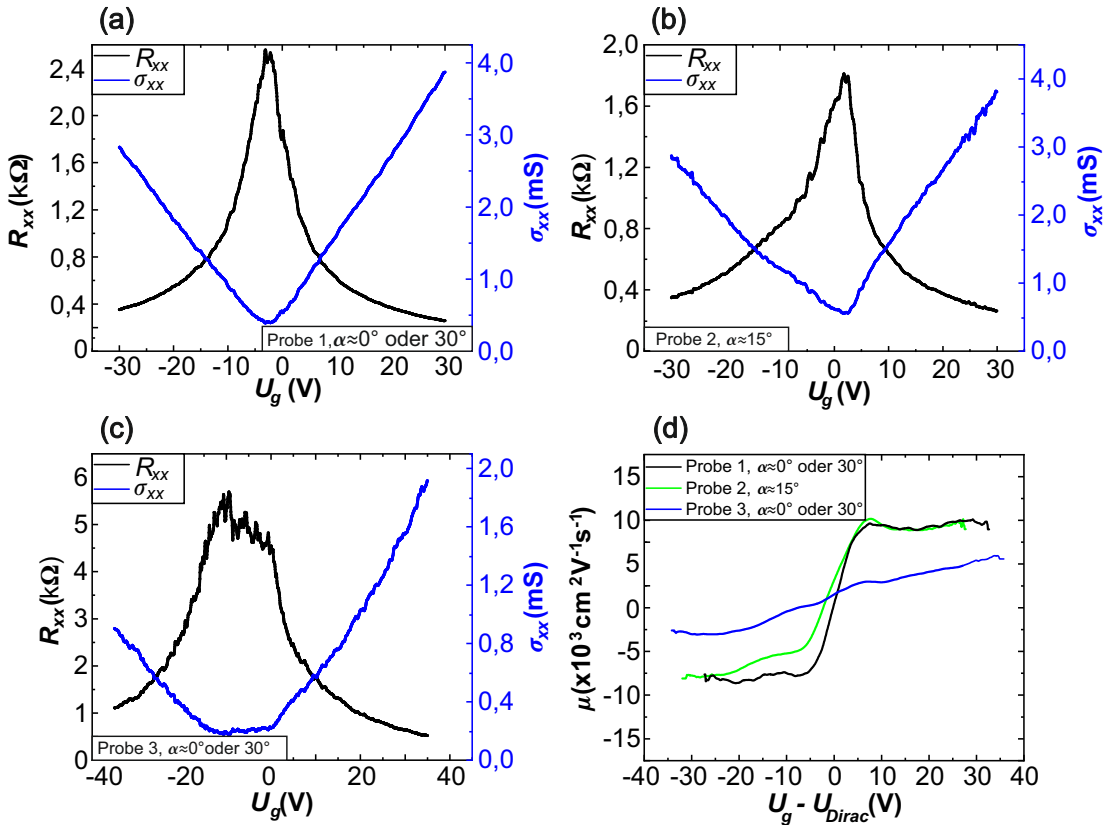


Abbildung 6.23.: Die Graphen a)-c) zeigen die Messungen zum elektrischen Feldeffekt für die drei untersuchten Proben. Dargestellt ist in allen Fällen die Abhängigkeit des Widerstands R_{xx} und der Leitfähigkeit σ_{xx} von der Gatespannung U_g . d) Verlauf der Ladungsträgerbeweglichkeiten in Abhängigkeit zur Gatespannung U_g für die einzelnen Proben, wobei hier für einen besseren Vergleich von der Gatespannung U_g die Dotierung U_{Dirac} abgezogen wurde.

chen Transportparameter μ , l_{mfp} , τ_p und D bestimmt werden. Die Vorgehensweise dabei identisch zu der in Abschnitt 6.2.

Zuerst wurden die Ladungsträgerbeweglichkeiten μ bestimmt. Diese sind für die einzelnen Proben in Abb. 6.23 d) dargestellt. Über die Ladungsträgerbeweglichkeiten μ lässt sich allgemein sagen, dass diese hier für alle Proben relativ klein und

von Probe zu Probe durchaus unterschiedlich sind. Ein Einfluss auf die proximity-induzierte SOC ist durch die unterschiedlichen Ladungsträgerbeweglichkeiten μ jedoch nicht unmittelbar zu erwarten.

Abb. 6.24 a) und b) zeigt für ausgewählte Ladungsträgerdichten n die mittlere freie Weglänge l_{mfp} und die Impulsrelaxationszeit τ_p .

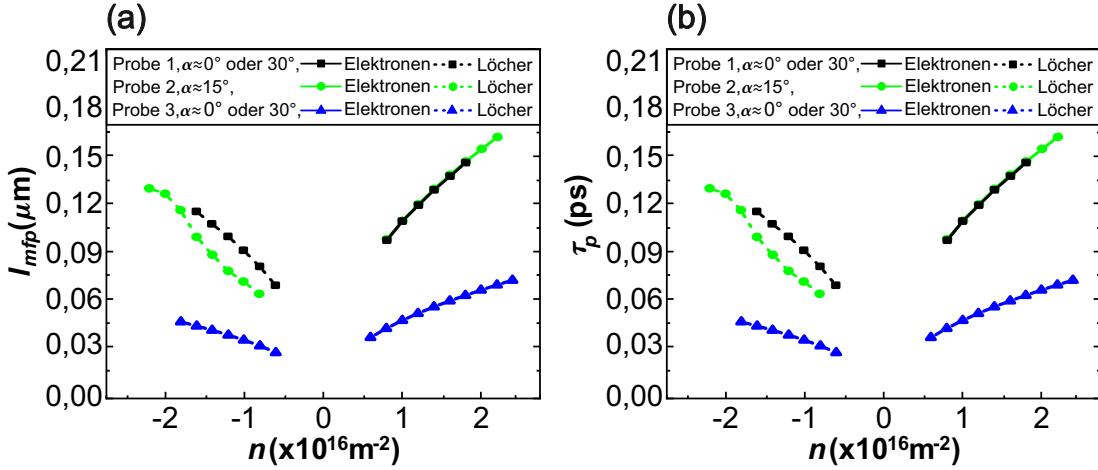


Abbildung 6.24.: a) zeigt den Verlauf der mittleren freien Weglänge l_{mfp} und b) den Verlauf der Impulsrelaxationszeit τ_p abhängig von der Ladungsträgerdichte n für die drei Proben.

Die beiden Parameter l_{mfp} und τ_p unterscheiden sich auch hier zu einem gewissem Grad, was auch mit den unterschiedlichen Ladungsträgerbeweglichkeiten μ einhergeht. Trotzdem liegen die Parameter für alle drei Proben in einem Bereich, der für Proben dieser Bauart üblich ist. Da hier auch $W > l_{mfp}$ gilt, liegen hiermit auch alle Proben im diffusivem Regime, was zur Messung von WAL-SOC förderlich ist.

Abschließend wurde noch der Diffusionskoeffizient D in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n bestimmt. Für D ergaben sich die Kurven aus Abb. 6.25.

Nach Ermittlung dieser Transportparameter konnte man sich nun wieder der Messung und Auswertung von WAL-SOC zuwenden.

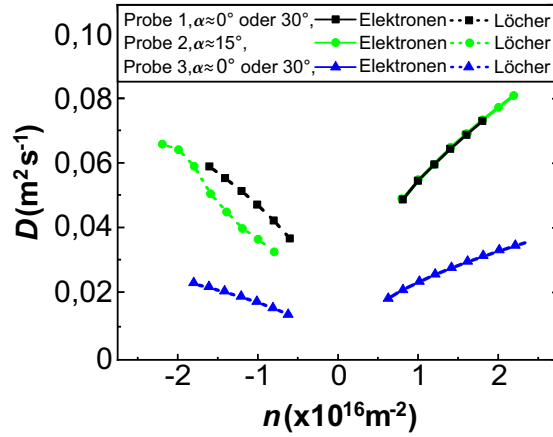


Abbildung 6.25.: Die Abbildung zeigt den Verlauf des Diffusionskoeffizienten D abhängig von der Ladungsträgerdichte n für die drei Proben.

Messung und Evaluation von WAL-SOC und Bestimmung der SOC

Die Messdurchführung und Auswertung der WAL-SOC war hier ebenfalls identisch zum vorherigen Abschnitt 6.2.

Für die jeweiligen Ladungsträgerdichten n ergaben sich für die drei Proben die Kurven in Abb. 6.26 a), b) und c). Hier sieht man vor allem bei 6.26 a) und b) klar, wie die WAL-Berry bei sehr kleinen Magnetfeldern B_z in die WAL-SOC übergeht.

Aus den Messungen der WAL-SOC gingen auch wieder die Fit-Parameter τ_ϕ , τ_{asy} , τ_{sym} , τ_{iv} und τ_{intra} hervor.

Der Verlauf der Phasenstreuzeit τ_ϕ in Abhängigkeit zur Ladungsträgerdichte n ist in Abb. 6.27 a) zu sehen. Die Phasenstreuzeit τ_ϕ ist hier von Probe zu Probe unterschiedlich. Gründe dafür gibt es mehrere. Zum einen waren die Temperaturen der Proben, bei denen die Messungen durchgeführt wurden, zwar ähnlich aber eben nicht genau gleich. Dies wirkt sich jedoch direkt auf die Phasenstreuzeit τ_ϕ aus. Zudem nimmt die Phasenstreuzeit τ_ϕ bekanntlich ab, wenn mehr inelastische Streueignisse stattfinden, was häufig mit einer niedrigeren Ladungsträgerbeweglichkeit μ einhergeht. Ein Einfluss der Winkelorientierung auf die Phasenstreuzeit τ_ϕ war hier jedoch nicht zu erwarten.

Daneben sind in Abb. 6.27 b) wieder die Kurven für die Streurrate τ_{soc}^{-1} in Abhängigkeit von τ_p zu sehen. Diese Streurrate sollte auch hier wieder nach [97] in allen Fällen unabhängig vom Typ der Ladungsträger (Elektronen und Löcher) einen linearen Verlauf annehmen. Auffällig ist außerdem, dass die Steigungen der Kurven aus Abb. 6.27 b) je Probe für Elektronen und Löcher sogar nahezu identisch sind.

In Abb. 6.28 a) und b) sind die Kurven der beiden Streuzeiten τ_{asy} und τ_{sym} in Abhängigkeit zur Ladungsträgerdichte n abgebildet. τ_{asy} zeigt nicht nur eine Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n , sondern auch wie erwartet eine klare

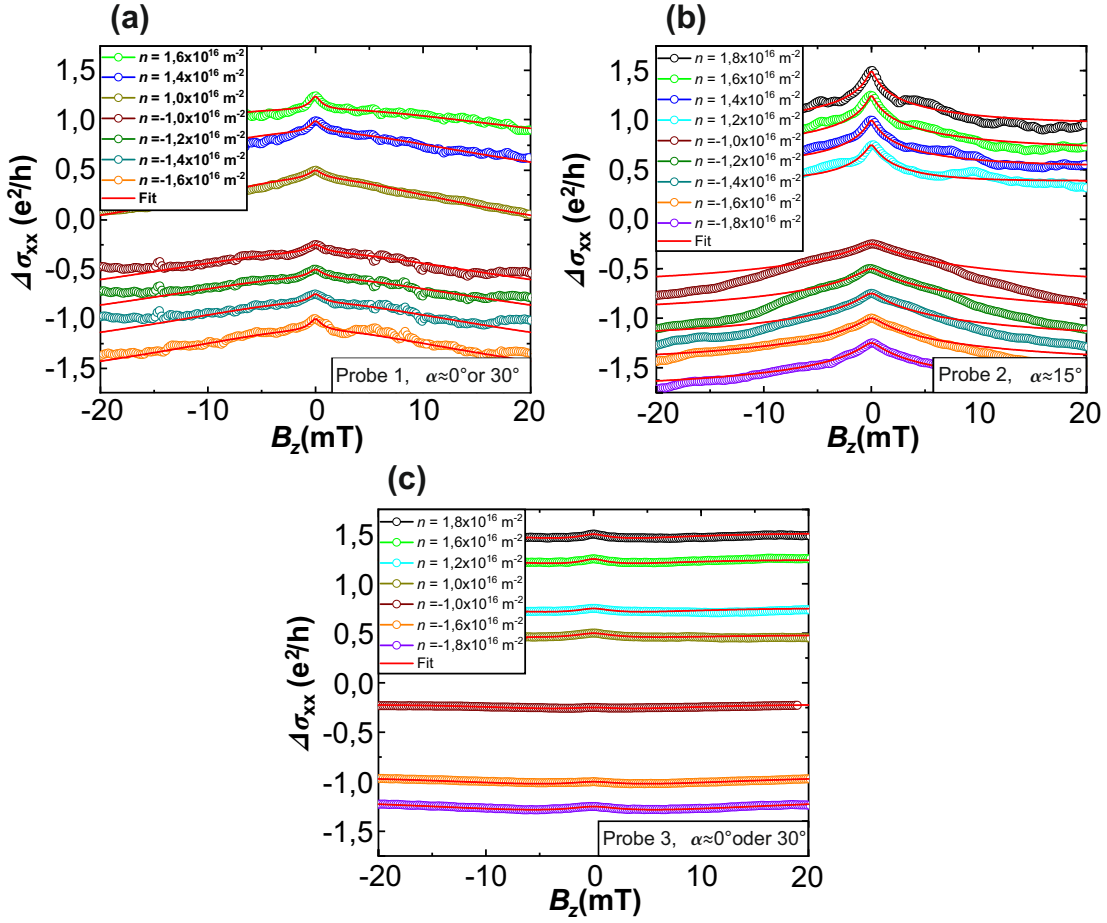


Abbildung 6.26.: In a), b) und c) sind jeweils Messungen zur Leitfähigkeit $\Delta\sigma_{xx}$ in Abhängigkeit eines äußeren Magnetfelds B_z für die drei Proben dargestellt. In allen Kurven ist erkennbar wie die WAL-Berry in die WAL-SOC übergeht. Die roten Kurven stellen dabei mögliche Fitkurven dar. Es fehlen zudem manche Kurven für bestimmte Ladungsträgerdichten n , da in diesen Fällen keine passende Fit-Kurve erstellt werden konnte.

Drehwinkelabhängigkeit. Bei τ_{sym} ist zwar keine Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n , aber ebenfalls wieder wie erwartet eine klare Drehwinkelabhängigkeit erkennbar.

Aus der Kurvenanpassung gingen auch wieder die beiden Parameter τ_{iv} und τ_{intra} hervor, welche in Abb. 6.29 a) und b) in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n dargestellt sind. Im Allgemeinen nehmen beide Streuzeiten wieder relativ große Werte innerhalb eines gewissen Fehlerbereichs an. Die relativ großen Werte dürften dabei vor allem an der vergleichsweise breiten, aber kurzen Geometrie der Probe liegen. Eine Winkelabhängigkeit dieser Parameter könnte hier zwar vorliegen, wird jedoch eher nicht erwartet. Dagegen ist vor allem wieder für τ_{intra} eine Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n erkennbar.

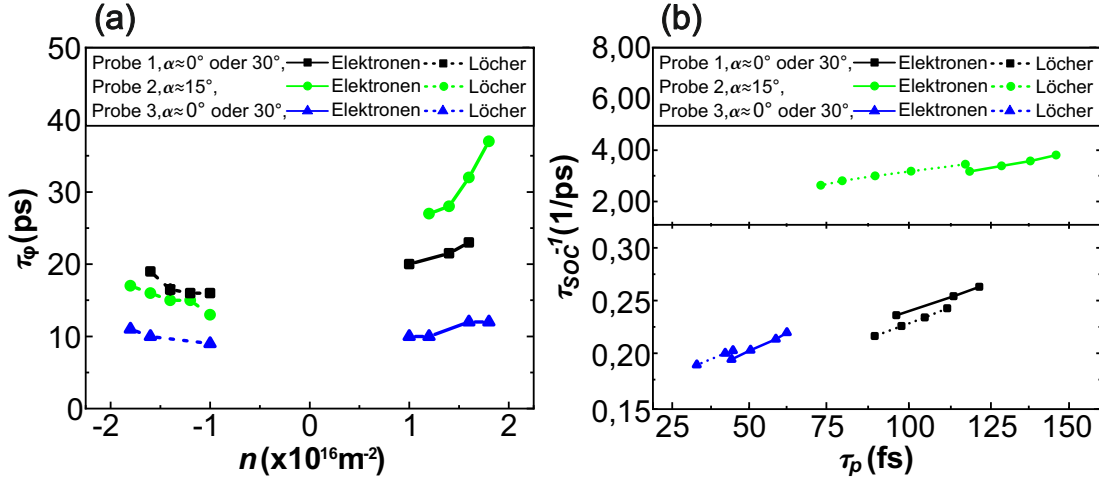


Abbildung 6.27.: In a) wird der Kurvenverlauf der Phasenstreuzeit τ_ϕ in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n für die drei Proben dargestellt. Die Phasenstreuzeit τ_ϕ steigt dabei mit der Ladungsträgerdichte n an, eine klare Winkelabhängigkeit zeigt sich jedoch nicht. In b) ist τ_{SOC}^{-1} gegen τ_p aufgetragen und bei allen Proben nehmen die Kurven einen linearen Verlauf an. Die Steigung der Geraden scheint dabei unabhängig vom Ladungsträgertyp (Elektronen oder Löcher) zu sein.

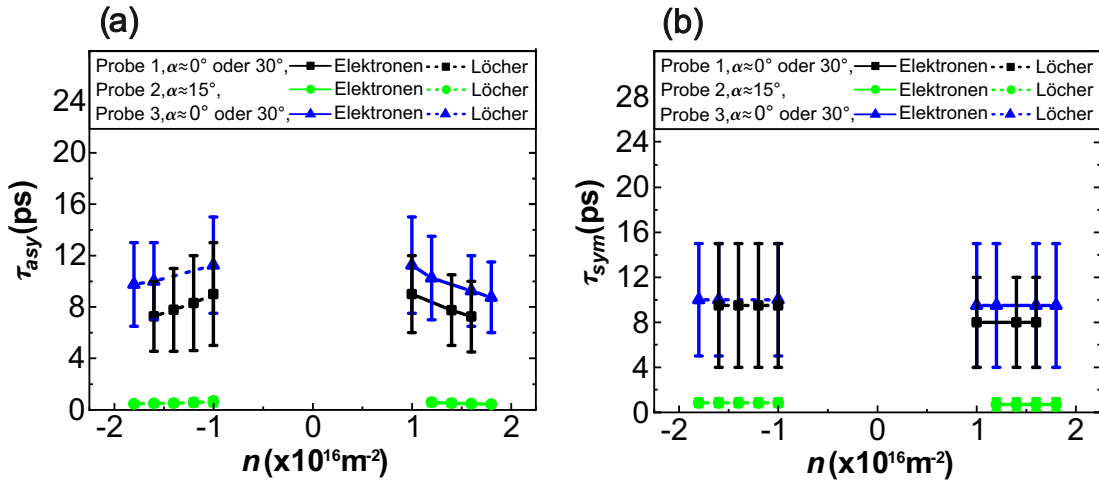


Abbildung 6.28.: In a) ist die Streuzeit τ_{asy} und in b) die Streuzeit τ_{sym} in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n für die drei Proben dargestellt. Es fällt auf, dass τ_{asy} sowohl von der Ladungsträgerdichte n als auch vom Drehwinkel α abhängig ist. Für τ_{sym} zeigt sich dagegen keine klare Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n . Stattdessen ist auch für τ_{sym} eine klare Drehwinkelabhängigkeit erkennbar.

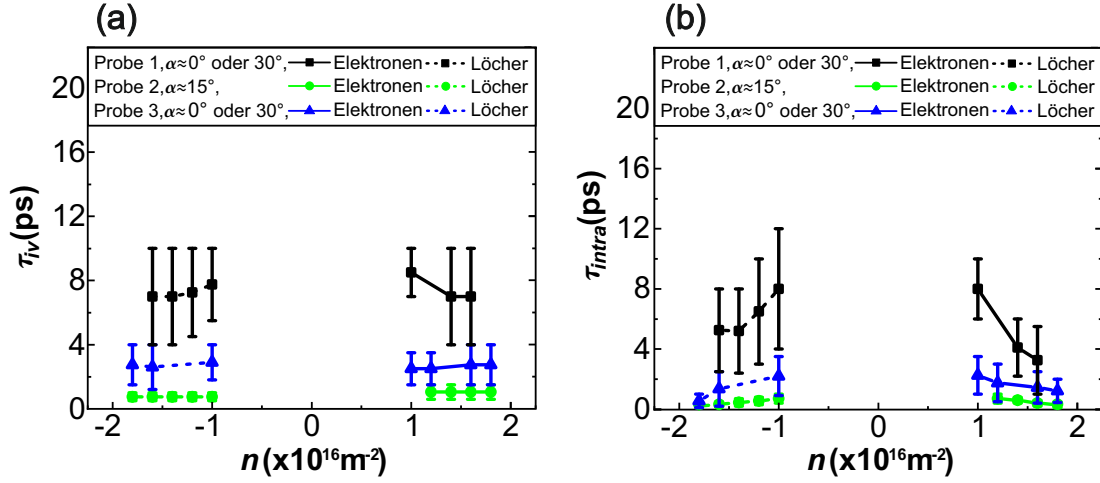


Abbildung 6.29.: In a) ist die *Intervalley*-Streuzeit τ_{iv} und in b) die *Intravalley*-Streuzeit τ_{intra} in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n für die drei Proben dargestellt. Eine Winkelabhängigkeit wird hier für τ_{iv} und τ_{intra} nicht erwartet. Während τ_{iv} keine Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n zeigt, liegt im Falle von τ_{intra} dagegen eine klare Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n vor

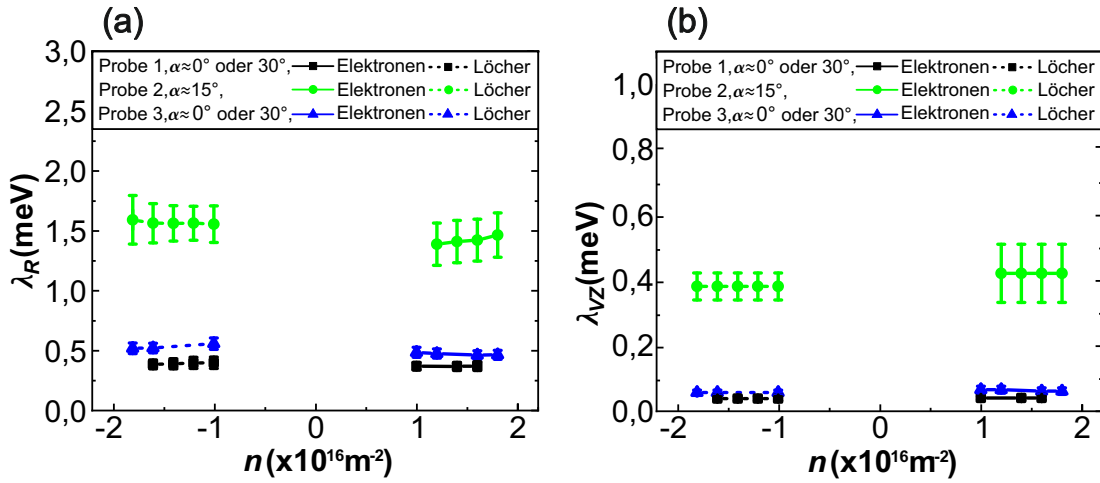


Abbildung 6.30.: In a) ist der SOC-Parameter λ_R und in b) der SOC-Parameter λ_{VZ} gegen die Ladungsträgerdichte n für die drei Proben aufgetragen. In a) und b) zeigt sich wie erwartet in beiden Fällen, dass weder λ_R noch λ_{VZ} von der Ladungsträgerdichte n abhängig ist. Dagegen zeigt sich eine ausgeprägte Winkelabhängigkeit von λ_R und λ_{VZ} , wobei man anhand der Werte davon ausgehen kann, dass bei Probe 1 und Probe 3 derselbe oder ein sehr ähnlicher Drehwinkel α vorliegt.

Am Ende konnten dann wieder die SOC-Parameter für die Rashba-SOC (λ_R) und für die Valley-Zeeman-SOC (λ_{VZ}) bestimmt werden. Es ergaben sich die Kurven aus Abb. 6.30 a) und b). Man erkennt sofort, dass sich sowohl die Werte von λ_R als auch von λ_{VZ} für Probe 2 mit $\alpha \approx 15^\circ$ erheblich von den Werten der anderen beiden Proben unterscheiden. Dies deckt sich mit den theoretischen Vorhersagen, die für die hier eingestellten Winkel völlig unterschiedliche SOC-Parameter prognostiziert haben.

Die Werte für λ_R und λ_{VZ} von Probe 1 und 3 ($\alpha \approx 0^\circ$ oder $\alpha \approx 30^\circ$) liegen hier außerdem sehr nahe beieinander. Dies würde man erwarten, wenn beide Proben den gleichen Drehwinkel haben. Da hier tatsächlich identische Drehwinkel eingestellt wurden, ist es sehr wahrscheinlich, dass Probe 1 und 3 auch einen nahezu gleichen Drehwinkel haben.

Zusammenfassung

Zusammenfassend lässt sich in Bezug auf die Drehwinkelabhängigkeit anhand dieser Proben bereits sagen, dass unterschiedlich eingestellte Drehwinkel zu unterschiedlichen SOC-Parametern führten. Probe 2 ($\alpha \approx 15^\circ$) wies hier wie erwartet (vgl. [21–23]) nämlich deutlich höhere SOC-Parameter auf als Probe 1 und 3 ($\alpha \approx 0^\circ$ oder $\alpha \approx 30^\circ$).

Dagegen hatten gleich eingestellte Drehwinkel (Probe 1 und 3) nahezu gleiche SOC-Parameter zur Folge. Deshalb kann man anhand von Probe 1 und 3 außerdem von einer gewissen Reproduzierbarkeit von Probe und Experiment ausgehen. Man kann somit mit einer gewissen Sicherheit sagen, dass ein identischer Drehwinkel auch sehr ähnliche SOC-Parameter liefern wird, sofern die Proben den gleichen Herstellungsbedingungen unterliegen.

Ein direkter Vergleich der theoretisch prognostizierten SOC-Parameter aus [21–23] mit den SOC-Parametern aus diesem Experiment wird später noch in Abschnitt 6.3.3 durchgeführt.

Im folgenden Abschnitt wurde die Drehwinkelabhängigkeit der SOC noch anhand eines weiteren Probentyps, bei dem die Winkelerorientierung sehr genau bekannt war, untersucht.

6.3.2. Proben mit gewachsenem ML-WSe₂

In diesem Abschnitt werden nun die experimentellen Ergebnisse von ML-G/ML-WSe₂/hBN-Heterostrukturen mit gewachsenem ML-WSe₂ betrachtet. Bei diesen Proben konnte der Drehwinkel zwischen dem WSe₂ und dem ML-G, aufgrund einer anderen Methode der Winkelbestimmung, mit hoher Genauigkeit bestimmt werden.

Hallbar-Struktur und Messvorgang

Es wurden auch hier wieder drei Hallbars untersucht. Diese Hallbars hatten immer acht Kontakte, wovon auf den langen Seiten jeweils drei Kontakte waren (vgl. Abb. 6.31 a)-d)).

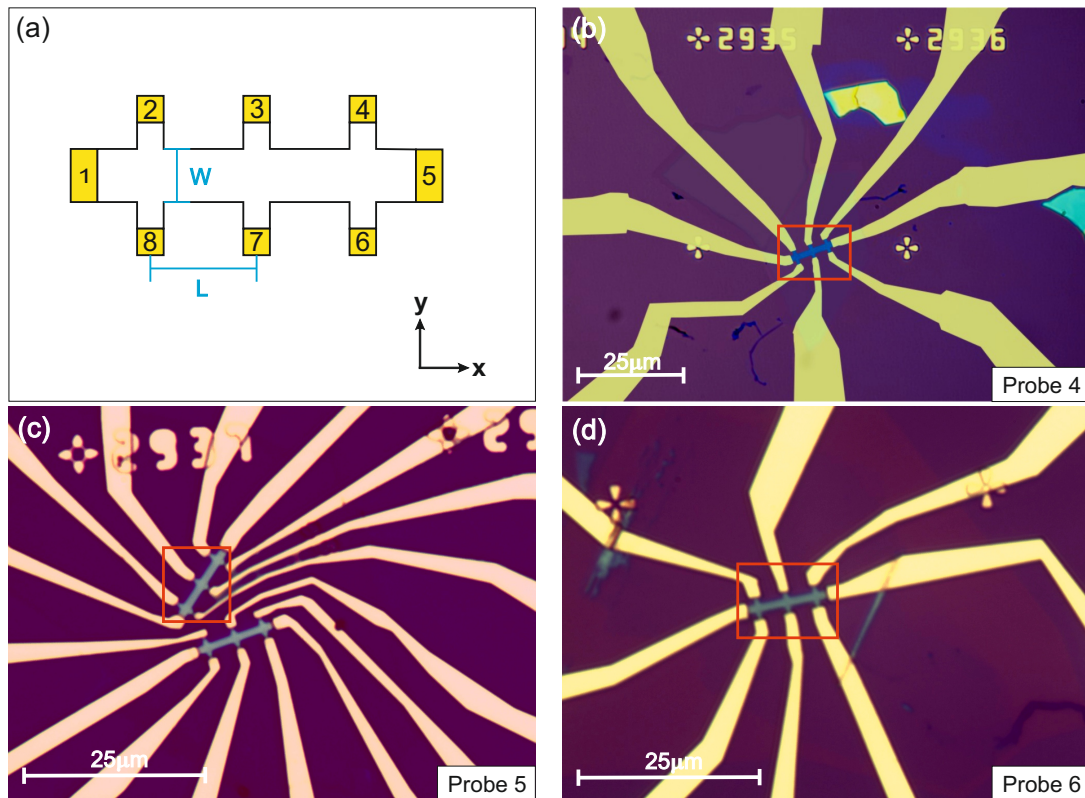


Abbildung 6.31.: a) Modell der Hallbar-Struktur von Probe 1, 2 und 3 mit den jeweiligen nummerierten Kontakten. b), c) und d) sind Bilder der verwendeten Hallbar-Strukturen (rot umrahmt) mit den zugehörigen Leiterbahnen, aufgenommen mit der Kamera eines optischen Mikroskops.

Der Abstand zwischen den Kontakten an den langen Seiten betrug $L = 4 \mu\text{m}$, während die Hallbar eine Breite $W = 1,5 \mu\text{m}$ aufwies. Die Hallbars wurden hier etwas schmaler strukturiert. Dadurch erhoffte man sich, dass die Streuzeiten τ_{iv}

und τ_{intra} aufgrund zunehmender Streuung am Probenrand kleiner werden. Dies hätte dann zur Folge, dass die Auswertung der Messungen von WAL-SOC etwas erleichtert werden, da hier dann die unerwünschte WAL-Berry kleiner ausfallen müsste und leichter von WAL-SOC zu unterscheiden wäre.

Sowohl Messsystem (vgl. B.1) und zugehörige Messparameter als auch die Vorgehensweise zur Durchführung der Messungen war hier identisch im Vergleich zu den vorherigen Abschnitten 6.2 und 6.3.1.

Messungen zum elektrischen Feldeffekt

Zur Bestimmung der wesentlichen Transportparameter wurde wieder der gateabhängige Längswiderstand R_{xx} und die gateabhängige Leitfähigkeit σ_{xx} bestimmt. Es ergaben sich die Kurven aus Abb. 6.32 a), b) und c).

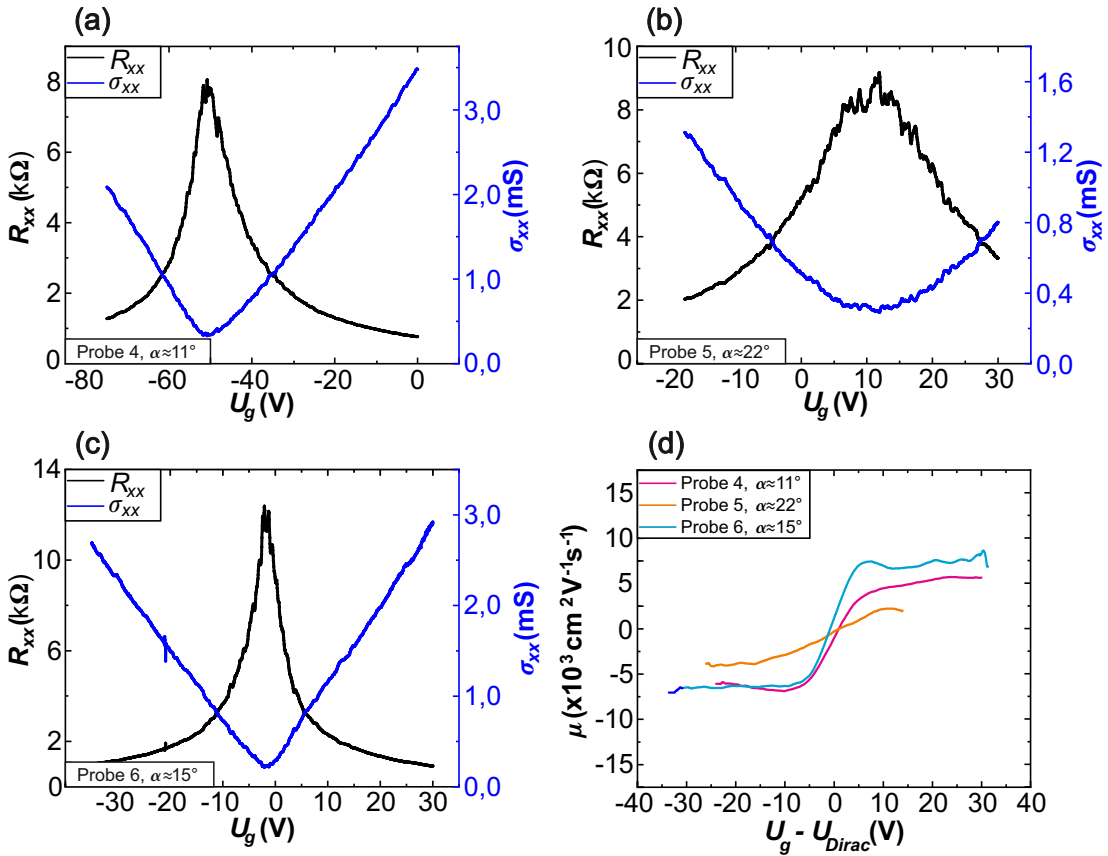


Abbildung 6.32.: Die Abbildung a)-c) zeigen die Messungen zum elektrischen Feldeffekt für die drei untersuchten Proben. Dargestellt ist in allen Fällen die Abhängigkeit des Widerstands R_{xx} und der Leitfähigkeit σ_{xx} von der Gatespannung U_g . d) Verlauf der Ladungsträgerbeweglichkeiten in Abhängigkeit zur Gatespannung U_g für die einzelnen Proben, wobei hier für einen besseren Vergleich von der Gatespannung U_g die Dotierung U_{Dirac} abgezogen wurde.

Grundsätzlich weisen diese Kurven hier keine Besonderheiten auf und haben den üblichen Kurvenverlauf, den man für Proben dieser Bauart erwartet. Anschließend wurden wie in den Abschnitten 6.2 und 6.3.1 die weiteren Transportparameter μ , l_{mfp} , τ_p und D bestimmt.

In Abb. 6.32 d) sind die Ladungsträgerbeweglichkeiten μ für die einzelnen Proben dargestellt. Für die Ladungsträgerbeweglichkeiten μ lässt sich sagen, dass diese wieder für alle Proben relativ klein sind und sich wieder von Probe zu Probe unterscheiden.

Abb. 6.33 a) und b) zeigt nun die mittlere freie Weglänge l_{mfp} und die Impulsrelaxationszeit τ_p für die einzelnen Proben.

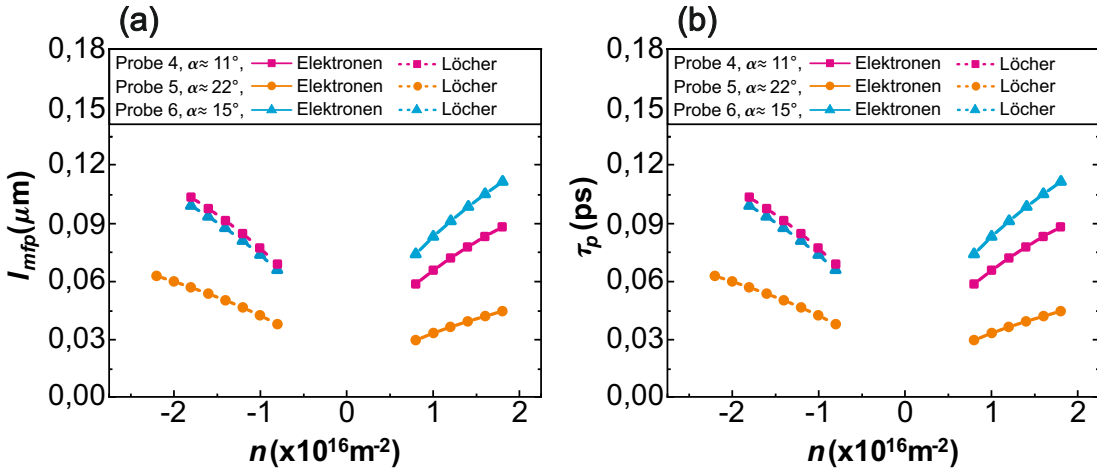


Abbildung 6.33.: a) zeigt den Verlauf der mittleren freien Weglänge l_{mfp} und b) den Verlauf der Impulsrelaxationszeit τ_p abhängig von der Ladungsträgerdichte n für die drei Proben.

Die beiden Parameter l_{mfp} und τ_p unterscheiden sich auch hier zu einem gewissem Grad, was auch mit den unterschiedlichen Ladungsträgerbeweglichkeiten μ einhergeht. Trotzdem liegen die Parameter für alle drei Proben in einem Bereich, der für Proben dieser Bauart üblich ist. Zudem liegen auch hier alle Proben wegen $W > l_{mfp}$ im diffusivem Regime, was wieder zur Messung von WAL-SOC förderlich ist.

In Abb. 6.34 ist der Verlauf der dichteabhängigen Diffusionskoeffizienten D der einzelnen Proben dargestellt. Auch hier zeigen die Kurven das übliche Verhalten. Nach Ermittlung dieser Transportparameter konnte man sich der Messung und Auswertung von WAL-SOC zuwenden.

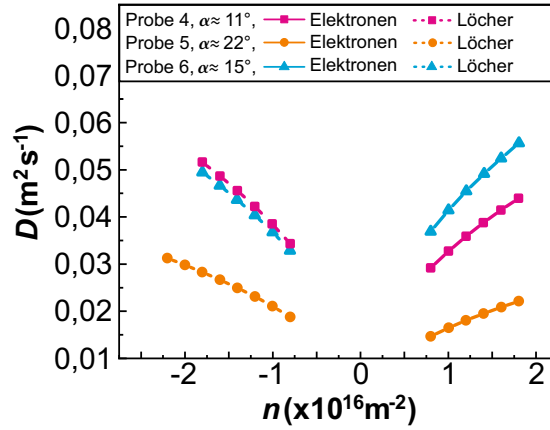


Abbildung 6.34.: Die Abbildung zeigt den Verlauf des Diffusionskoeffizienten D abhängig von der Ladungsträgerdichte n für die drei Proben.

Messung und Evaluation von WAL-SOC und Bestimmung der SOC

Auch die Vorgehensweise zur Messung und Auswertung der WAL-SOC war hier identisch im Vergleich zu den Abschnitten 6.2 und 6.3.1.

Für die jeweiligen Ladungsträgerdichten n ergaben sich für die drei Proben die Kurven in Abb. 6.35 a), b) und c). Man sieht in Abb. 6.35 b) und c) klar, dass die WAL-Berry bei sehr kleinen Magnetfeldern B_z in die WAL-SOC übergeht. In Abb. 6.35 a) sieht man dagegen wie WAL-Berry zuerst in die schwache Lokalisierung und diese dann in die WAL-SOC übergeht, was auf kleinere Werte von τ_{iv} und τ_{intra} hinweist.

Aus der Kurvenanpassung folgten nun wieder die wesentlichen Fit-Parameter τ_ϕ , τ_{asy} , τ_{sym} , τ_{iv} und τ_{intra} .

Der Verlauf der Phasenstreuzeit τ_ϕ in Abhängigkeit zur Ladungsträgerdichte n ist in Abb. 6.36 a) zu sehen. Die Phasenstreuzeiten sind auch hier von Probe zu Probe unterschiedlich und steigen mit zunehmender Ladungsträgerdichte n an. Daneben sind in Abb. 6.36 b) die Kurven für die Streurrate τ_{soc}^{-1} in Abhängigkeit von τ_p zu sehen. Diese Streurrate τ_{soc}^{-1} zeigt auch hier wieder für beide Ladungsträgertypen (Elektronen und Löcher) einen linearen Verlauf, wie man in Abb. 6.36 b) erkennen kann. Auch die Steigungen der Kurven aus Abb. 6.36 b) sind bei jeder Probe wieder unabhängig vom Ladungsträgertyp.

In Abb. 6.37 a) und b) sind die Kurven der beiden Streuzeiten τ_{asy} und τ_{sym} in Abhängigkeit zur Ladungsträgerdichte n abgebildet. Beide Parameter weisen wieder einen gewissen Fehlerbereich auf. Auch weist τ_{asy} neben einer Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n auf eine Drehwinkelabhängigkeit hin. Bei τ_{sym} scheint ebenfalls eine Drehwinkelabhängigkeit vorzuliegen.

Aus der Kurvenanpassung gingen auch wieder die beiden Parameter τ_{iv} und τ_{intra} hervor, welche in Abb. 6.38 a) und b) in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n dargestellt sind.

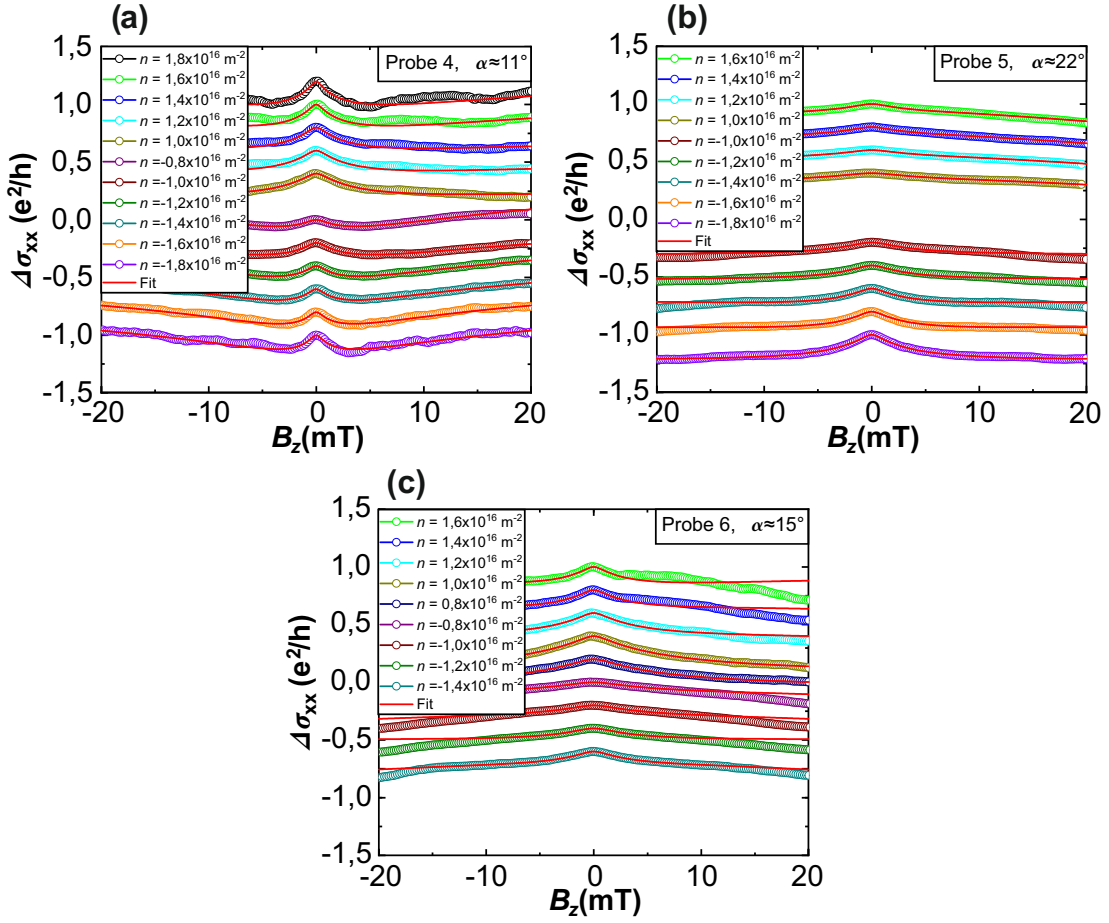


Abbildung 6.35.: In a), b) und c) sind jeweils Messungen zur Leitfähigkeit $\Delta\sigma_{xx}$ in Abhängigkeit eines äußeren Magnetfelds B_z für die drei Proben dargestellt. In manchen Kurven ist erkennbar wie die WAL-Berry in die WAL-SOC übergeht. Bei anderen Kurven wiederum ist ein Übergang von schwacher Lokalisierung in WAL-SOC erkennbar. Die roten Kurven stellen dabei mögliche Fitkurven dar. Es fehlen zudem manche Kurven für bestimmte Ladungsträgerdichten n , da in diesen Fällen keine passende Fit-Kurve erstellt werden konnte.

Beide Streuzeiten nehmen auch hier wieder relativ große Werte innerhalb eines gewissen Fehlerbereichs an.

Eine Winkelabhängigkeit dieser Parameter wird hier nicht erwartet. Vor allem für τ_{intra} ist stattdessen wieder eine Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n erkennbar.

Im Anschluss konnten damit nun wieder die SOC-Parameter λ_R und λ_{VZ} bestimmt werden. Es ergaben sich die Kurven aus Abb. 6.39 a) und b).

In Abb. 6.39 a) und b) kann man klar erkennen, dass unterschiedliche Drehwinkel wie erwartet auch zu unterschiedlichen SOC-Parametern führten.

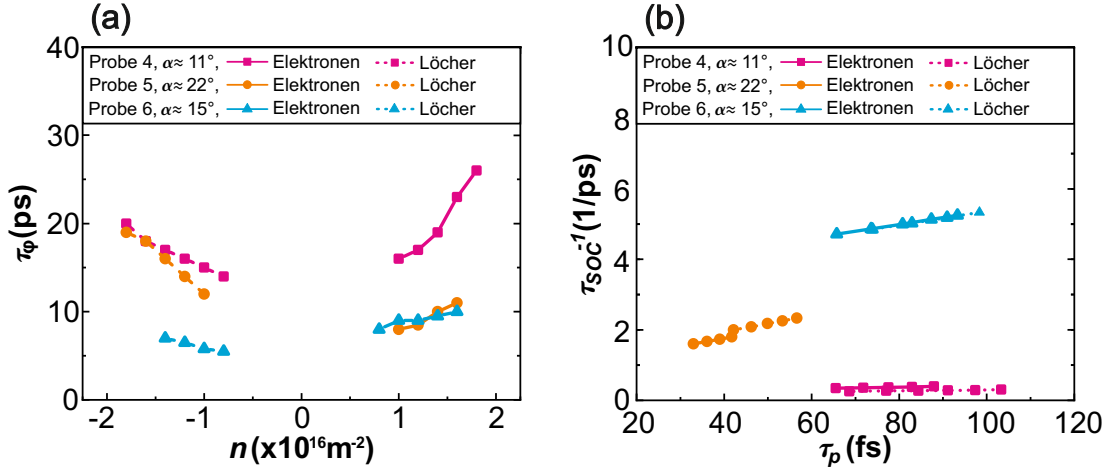


Abbildung 6.36.: In a) wird der Kurvenverlauf der Phasenstreuzeit τ_ϕ in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n für die drei Proben dargestellt. Die Phasenstreuzeit τ_ϕ steigt mit der Ladungsträgerdichte n an, eine klare Winkelabhängigkeit zeigt sich jedoch nicht. In b) ist τ_{SOC}^{-1} gegen τ_p aufgetragen. Bei allen Proben nehmen die Kurven einen linearen Verlauf an. Die Steigung der Kurven scheint unabhängig vom Ladungsträgertyp (Elektronen oder Löcher) zu sein.

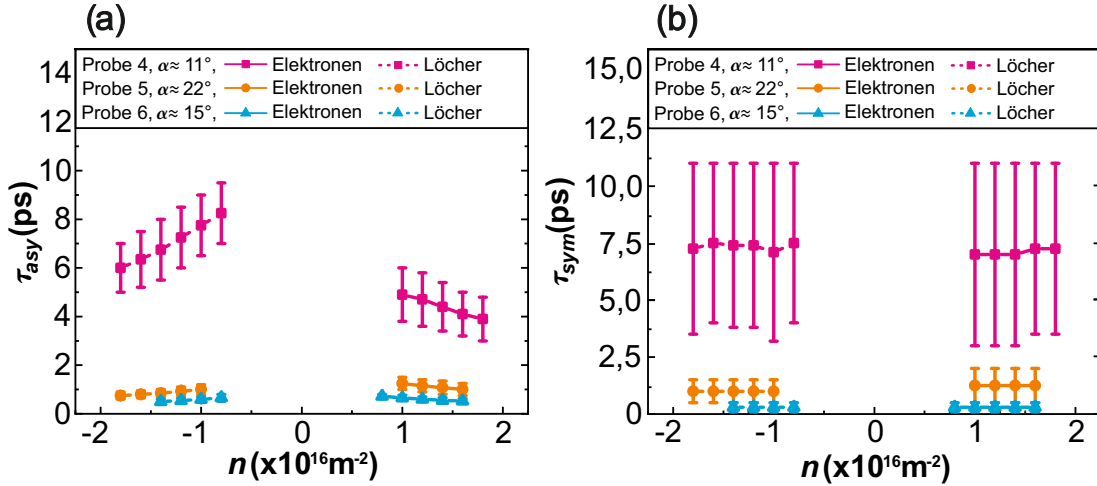


Abbildung 6.37.: In a) und b) sind die Streuzeiten τ_{asy} und τ_{sym} in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n für die drei Proben dargestellt. τ_{asy} scheint sowohl von der Ladungsträgerdichte n als auch vom Drehwinkel α abhängig zu sein. Für τ_{sym} zeigt sich dagegen keine klare Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n , jedoch ist eine klare Drehwinkelabhängigkeit erkennbar.

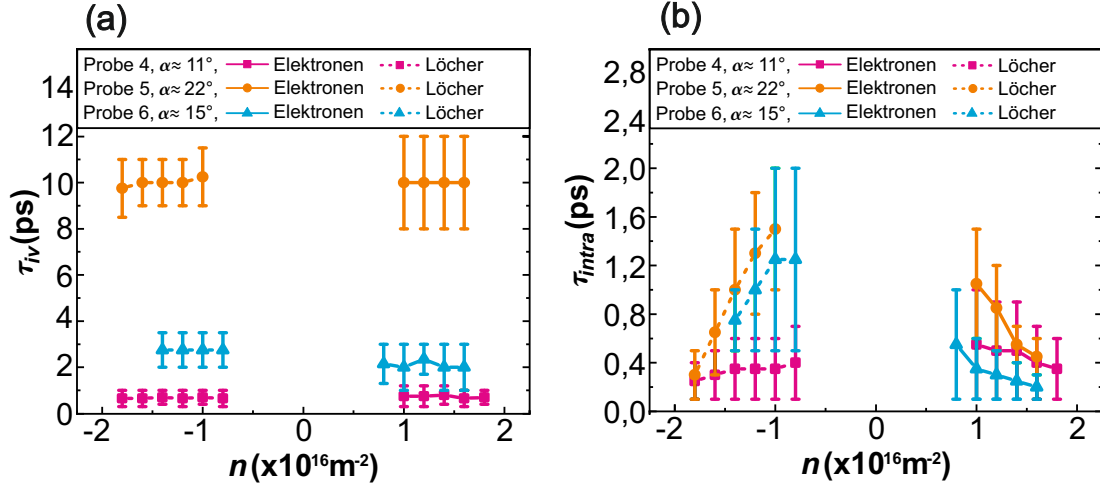


Abbildung 6.38.: In a) ist die *Intervalley*-Streuzeit τ_{iv} und in b) die *Intravalley*-Streuzeit τ_{intra} in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n für die drei Proben dargestellt. Eine Winkelabhängigkeit wird hier für τ_{iv} und τ_{intra} nicht erwartet. Während τ_{iv} keine Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n zeigt, liegt im Falle von τ_{intra} dagegen eine klare Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n vor.

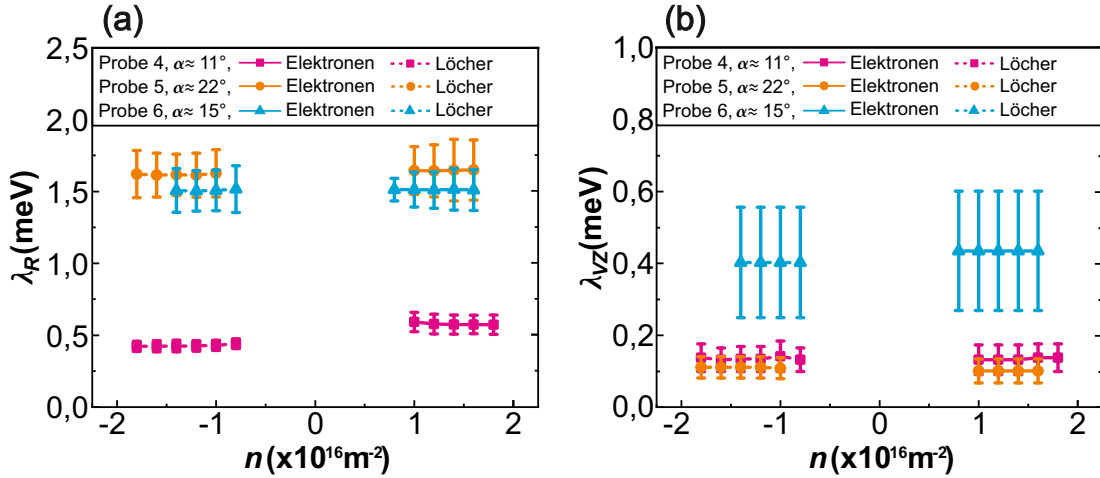


Abbildung 6.39.: In a) ist der SOC-Parameter λ_R und in b) der SOC-Parameter λ_{VZ} gegen die Ladungsträgerdichte n für die drei Proben aufgetragen. In a) und b) zeigt sich wie erwartet in beiden Fällen, dass weder λ_R noch λ_{VZ} von der Ladungsträgerdichte n abhängig ist. Dagegen zeigt sich eine ausgeprägte Winkelabhängigkeit von λ_R und λ_{VZ} .

Ein Vergleich der SOC-Parameter von Probe 6 mit denen von Probe 2 aus dem vorherigen Abschnitt zeigt außerdem, dass beide Proben sehr ähnliche SOC-Parameter aufweisen.

Dies würde man auch so erwarten, da für beide Proben ein Drehwinkel von $\alpha \approx 15^\circ$ eingestellt wurde.

Im Anschluss werden nun die Erkenntnisse aus diesem Abschnitt nochmal kurz zusammengefasst ehe in Abschnitt 6.3.3 ein umfassender Vergleich mit der Theorie durchgeführt wird.

Zusammenfassung

Zusammenfassend lässt sich zur Drehwinkelabhängigkeit anhand dieser Proben sagen, dass unterschiedliche Drehwinkel auch unmittelbar zu unterschiedlichen Werten für λ_R und λ_{VZ} führten. Allein dieser Aspekt ist jedoch noch kein eindeutiger Beweis für das Vorliegen einer Winkelabhängigkeit der SOC. Vielmehr deutet aber der Vergleich mit den Ergebnissen aus dem vorherigen Abschnitt darauf hin, dass auch hier eine Drehwinkelabhängigkeit vorliegen muss. Betrachtet man nämlich Probe 6 mit einem Winkel von $\alpha \approx 15^\circ$ und vergleicht die Ergebnisse für λ_R und λ_{VZ} mit denen von Probe 2 aus dem vorherigen Abschnitt, so erhält man auch hier nahezu dieselben Ergebnisse. Insofern kann hier von einer Winkelabhängigkeit der SOC ausgehen und es war auch hier eine gewisse Reproduzierbarkeit der Proben gegeben, obwohl sich hier manche Prozessschritte und auch Herstellung und Herkunft des verwendeten WSe₂-Materials unterschieden. Es gilt daher auch in diesem Fall die Aussage, dass Proben mit gleich eingestelltem Winkel nahezu identische SOC-Parameter liefern. Ändert man jedoch den Winkel beispielsweise auf $\alpha \approx 11^\circ$ oder $\alpha \approx 22^\circ$, so ändern sich dann auch unmittelbar die SOC-Parameter, wie man in Abb. 6.39 a) und b) erkennen kann. Dieser Umstand wird auch in den theoretischen Vorhersagen so erwartet. Aus diesem Grund kann man hier von einer Drehwinkelabhängigkeit des proximity-induzierten SOC ausgehen.

Ein ausführlicher Vergleich der theoretischen Vorhersagen mit den experimentellen Ergebnissen wird anschließend durchgeführt.

6.3.3. Interpretation und Schlussfolgerungen

In den Abschnitten 6.3.1 und 6.3.2 zeigte sich bereits, dass die proximity-induzierte SOC vom Drehwinkel α abhängig ist. An dieser Stelle soll nun gezeigt werden, wie Ergebnisse vor allem in Bezug auf die Theorie [21–23] zu interpretieren sind. Dazu wurden die prognostizierten SOC-Parameter aus [21–23] zusammen mit den SOC-Parametern aus den Abschnitten 6.3.1 und 6.3.2 in Abb. 6.40 a) und b) gegen den Drehwinkel α aufgetragen.

Vergleicht man nun zuerst die Kurven der einzelnen Theorien [21–23] in 6.40 a)

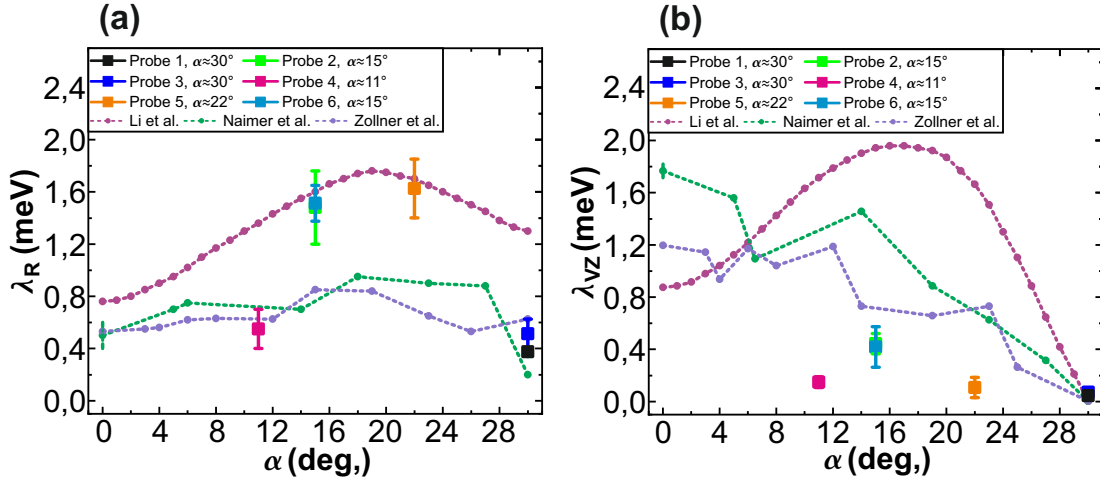


Abbildung 6.40.: In a) ist der SOC-Parameter λ_R und in b) der SOC-Parameter λ_{VZ} gegen den Winkel α für die einzelnen Proben 1-6 und für die jeweiligen Berechnungen von Li et al. [22], Naimer et al. [21] und Zollner et al. [23] aufgetragen.

und b) miteinander, so erkennt man, dass der Trend der Kurven qualitativ ähnlich ist. Es gibt allerdings zum Teil auch erhebliche quantitative Unterschiede zwischen den einzelnen Theorien.

Betrachtet man nun die experimentellen Ergebnisse, so kann man folgendes sagen. Für Probe 1 und 3 kann man hier einen Drehwinkel von $\alpha \approx 30^\circ$ annehmen, da ein alternativer Drehwinkel von $\alpha \approx 0^\circ$ hier vor allem für λ_{VZ} mit überhaupt keiner theoretischen Vorhersage aus [21–23] übereinstimmen würde. Dagegen passt hier λ_{VZ} bei einem Drehwinkel von $\alpha \approx 30^\circ$ mit allen theoretischen Vorhersagen aus [21–23] sehr gut zusammen, da dort $\lambda_{VZ} = 0$ meV prognostiziert wurde und auch hier im Experiment λ_{VZ} nahezu verschwindet. Insofern kann auch bestätigt werden, dass man durch die Wahl eines Drehwinkels von $\alpha \approx 30^\circ$ die Valley-Zeeman-SOC ausschalten kann.

Im Fall von λ_R in Abb. 6.40 a) erkennt man im Allgemeinen sowohl eine gute qualitative als auch quantitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Dabei passen die Ergebnisse für Probe 2, 5 und 6 gut mit den Berechnungen aus [22] zusammen. Die Ergebnisse von Probe 1, 3 und 4 passen dagegen besser mit den Vorhersagen aus [21, 23] zusammen.

Mit Blick auf λ_{VZ} in Abb. 6.40 b) fällt auf, dass es außer für die Proben 1 und 3 keine quantitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment gibt. Lediglich Probe 2 und Probe 6 kommen noch in die Nähe der Berechnungen von [23].

Zusammenfassend zeigen die experimentellen Ergebnisse eine klare Abhängigkeit der proximity-induzierten SOC vom Drehwinkel. Es konnte anhand der Proben 1 und 3 bzw. 2 und 6 nachgewiesen werden, dass die proximity-induzierte SOC reproduzierbar ist, wenn der Drehwinkel für die Proben auf denselben Wert ein-

gestellt wird.

Es konnte darüber hinaus bestätigt werden, dass die Valley-Zeeman-SOC durch Einstellung des Drehwinkels auf $\alpha \approx 30^\circ$ eliminiert werden kann.

Es bestehen jedoch noch Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment. Ein Grund dafür liegt möglicherweise in der vorhandenen Gitterverspannung. Jeder Drehwinkel geht nämlich mit einer bestimmten Gitterverspannung einher, die zu einer entsprechenden Stärke der proximity-induzierten SOC führt [20, 22, 23]. In der Praxis kann die Gitterverspannung jedoch auch andere Ursachen haben (z. B. Defekte, Verunreinigungen ...), die nichts mit dem Drehwinkel zu tun haben. Dies kann beim Vergleich zwischen Theorie und Experiment zu gewissen Abweichungen in der Stärke der proximity-induzierten SOC führen.

Kürzlich wurde eine neue Theorie zu schwacher Lokalisierung und WAL-SOC in Graphen vorgestellt [40], die Abweichungen von der Theorie von McCann und Fal'ko [24] vorhersagt, wenn τ_{asy} in derselben Größenordnung wie τ_ϕ liegt. Für die meisten der aufgeführten Proben ist dies aber ohnehin nicht der Fall, so dass man davon ausgehen kann, dass die experimentellen Ergebnisse von dieser Interpretation nicht beeinflusst werden.

6.4. Induzierte SOC in Abhängigkeit von mechanischem Druck

Im Rahmen dieser Arbeit sollte bestätigt werden, dass die proximity-induzierte SOC einer Heterostruktur mit WSe_2 auf ML-G vom Zwischenlagenabstand und damit von mechanischem Druck auf die Heterostruktur abhängig ist. Für die Untersuchungen wurde eine $\text{hBN}/\text{ML-WSe}_2/\text{ML-G}$ -Heterostruktur verwendet. Um dafür diese Heterostruktur in einer sogenannten Druckzelle untersuchen zu können, musste der Probenchip nach vorhergehenden Messungen in Regensburg aus dem ursprünglichen Chipträger gelöst (vgl. A.15) und später in Budapest in einen anderen, für die Druckzelle passenden, Chipträger eingeklebt werden. Die Messungen wurden in Budapest anschließend von B. Szentpèteri (Arbeitsgruppe P. Makk - BME Budapest) durchgeführt. Danach wurden die Messergebnisse dem Autor dieser Arbeit für die Evaluation zur Verfügung gestellt.

6.4.1. Hallbar-Struktur und Messvorgang

Die untersuchte Hallbar hatte sechs Kontakte und davon jeweils zwei an den langen Seiten der Hallbar (vgl. Abb. 6.41 a) und b)). Der Abstand der seitlichen Kontakte zueinander betrug $L = 4\,\mu\text{m}$, während die Hallbar eine Breite $W = 4\,\mu\text{m}$ aufwies. Die hier verwendete Probe entspricht der Probe 1 aus 6.3.1, welche bereits für die Untersuchungen der Winkelabhängigkeit der SOC verwendet wurde.

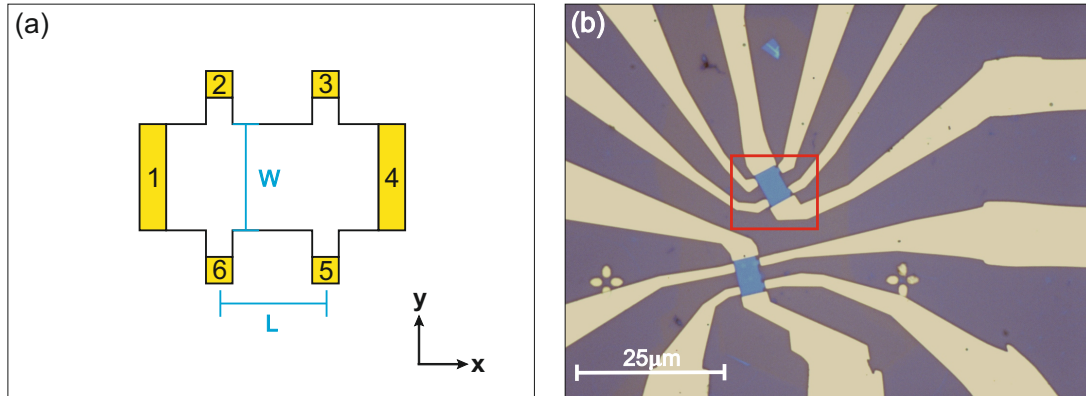


Abbildung 6.41.: a) Modell der Hallbar-Struktur mit den jeweiligen nummerierten Kontakten. b) Abbildung der verwendeten Hallbar-Struktur (rot umrahmt) mit den zugehörigen Leiterbahnen.

Das Messsystem zur Durchführung der Messungen war dem aus B.1 ähnlich. Die angelegte Wechselspannung U_{bias} betrug hier jedoch nur $U_{bias} = 100\,\mu\text{V}$ und hatte eine Frequenz $f = 1137\,\text{Hz}$ anstelle der für diese Arbeit üblichen Werte von $U_{bias} = 0,3\,\text{V}$ und $f = 13\,\text{Hz}$. Da hier U_{bias} schon recht klein war, konnte hier auf

den üblichen Vorwiderstand verzichtet werden. Der Strom I , der durch die Hallbarfloss, betrug hier $I \approx 10 - 50 \text{ nA}$. Die unterschiedlichen Messparameter sollten aber keinen nennenswerten Unterschied bei der Messung der gesuchten Effekte machen. Der wesentliche Unterschied beim Messaufbau war hier vor allem der Probenstab mit der daran angebrachten Druckzelle. Für die Durchführung der Messungen wurde die Probe in diese Druckzelle, deren Aufbau und Funktionsweise in B.2 grob und in [146] genauer beschrieben ist, eingebaut. Danach wurde diese Druckzelle mit (unpolarem) Kerosin befüllt. Um den mechanischen Druck auf die Probe zu erhöhen, wurde das Kerosin in der Druckzelle auf die Probenebene und damit senkrecht auf die Heterostruktur gedrückt. Dadurch sollte das WSe_2 näher an das ML-G gepresst werden, wodurch man einen Anstieg der proximity-induzierten SOC erwartete. Grundsätzlich wurden alle Messungen zuerst ohne eingestellten Druck bei $p = 0 \text{ GPa}$ und ohne Kerosin durchgeführt. Danach wurden dieselben Messungen bei einem eingestellten Druck von $p = 1,9 \text{ GPa}$ und mit Kerosin erneut durchgeführt. Im Allgemeinen fanden die Messungen auch hier wieder bei tiefen Temperaturen ($T \approx 1,5 \text{ K}$) statt. Im Folgenden werden nun die Messergebnisse zum elektrischen Feldeffekt und deren Auswertung gezeigt. Dabei werden die Ergebnisse bei $p = 0 \text{ GPa}$ immer den Ergebnissen bei $p = 1,9 \text{ GPa}$ vergleichend gegenübergestellt.

6.4.2. Messungen zum elektrischen Feldeffekt

Zur Ermittlung der wesentlichen Transportparameter wurde wieder wie bei den vorherigen Abschnitten der gateabhängige Längswiderstand R_{xx} und die gateabhängige Leitfähigkeit σ_{xx} bestimmt. Man erhielt dabei die Kurven aus Abb. 6.42 a) für den Fall im Vakuum und ohne Druck ($p = 0 \text{ GPa}$) und die Kurven aus Abb. 6.42 b) für den Fall mit Kerosin und mechanischem Druck ($p = 1,9 \text{ GPa}$). Betrachtet man nun die Kurven aus Abb. 6.42 a) und b), so erkennt man vor allem bei den Messungen mit angelegtem Druck eine gewisse Dotierung. Diese Dotierung ist vermutlich auf eine unkontrollierte elektrostatische Aufladung innerhalb der Druckzelle zurückzuführen, da es aufgrund der Beschaffenheit der Heterostruktur eher fraglich ist, ob das ML-G dermaßen durch Verunreinigungen dotiert werden kann. Vielmehr steht hier das Kerosin im Verdacht. Das Kerosin ist zwar unpolar und sollte sich dadurch nicht elektrostatisch aufladen können, allerdings kann auch das Kerosin verunreinigt werden, wodurch möglicherweise doch eine Polarität zustande kommt und eine Dotierung hervorruft. Beispielsweise könnten sich Verunreinigungen von der Probenoberfläche lösen und so das Kerosin verunreinigen. Dies ist jedoch nur eine Vermutung. Die genaue Ursache dieser Dotierung ist nicht bekannt. Ein ähnliches Verhalten der Dotierung wurde außerdem auch in [146] beobachtet. Auf die weiteren Experimente und Messungen hat diese Dotierung jedoch keinen besonderen Effekt und kann damit vernachlässigt werden.

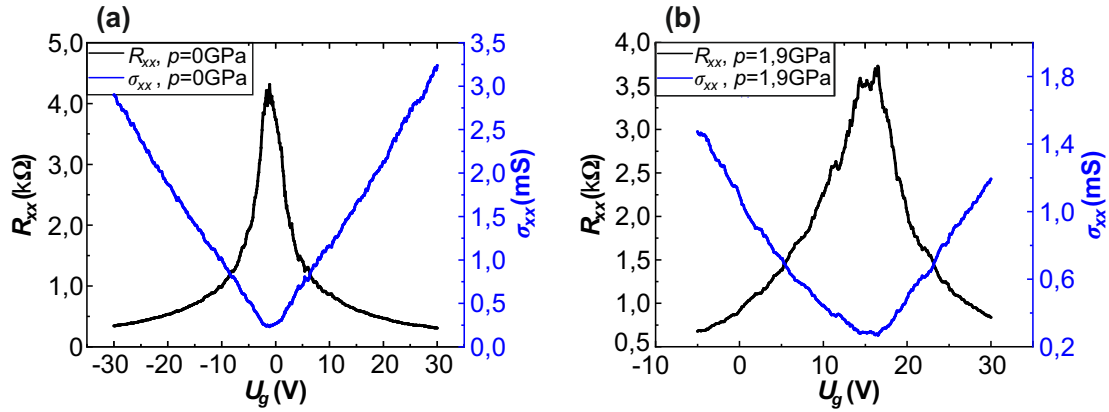


Abbildung 6.42.: Die Abbildung zeigt die Messungen zum elektrischen Feldefekt für den Fall a) ohne Druck ($p = 0$ GPa) und für den Fall b) mit Druck ($p = 1,9$ GPa). Dargestellt ist in beiden Fällen die Abhängigkeit des Widerstands R_{xx} und der Leitfähigkeit σ_{xx} von der Gatespannung U_g . Man sieht außerdem, dass sich der Dirac-Punkt durch Anlegen des Drucks in den positiven Bereich verschoben hat.

Anhand der Transportmessungen aus Abb. 6.42 war es nun möglich die wesentlichen Transportparameter nacheinander zu bestimmen.

Zuerst wurden wieder die Ladungsträgerbeweglichkeiten μ für die beiden Fälle ($p = 0$ GPa und $p = 1,9$ GPa) bestimmt. Es ergaben sich die Ladungsträgerbeweglichkeiten μ aus Abb. 6.43 für $p = 0$ GPa und $p = 1,9$ GPa in Abhängigkeit von der Gatespannung U_g . Es zeigte sich, dass nach Erhöhung des Drucks die Ladungsträgerbeweglichkeit μ ungefähr 15 – 20 % kleiner wurde. Die Änderung der Ladungsträgerbeweglichkeit μ deckt sich auch mit der bisherigen Beobachtung aus [24].

Für ausgewählte Ladungsträgerdichten n , wurden anschließend die weiteren Transportparameter l_{mfp} und τ_p für die beiden Fälle ($p = 0$ GPa und $p = 1,9$ GPa) ermittelt (vgl. Abb. 6.44 a) und b)). Hier erkennt man, dass sowohl l_{mfp} als auch τ_p mit Zunahme des Drucks kleiner wurde. Es muss damit auch zu mehr Streueignissen an bestimmten Störpotenzialen im ML-G gekommen sein, was auch mit der reduzierten Ladungsträgerbeweglichkeit μ einhergeht.

Als Nächstes wurde noch der Diffusionskoeffizient D bestimmt (vgl. Abb. 6.45). Nach Ermittlung dieser wesentlichen Transportparameter konnte man sich der Evaluation von Messungen zur WAL-SOC zuwenden.

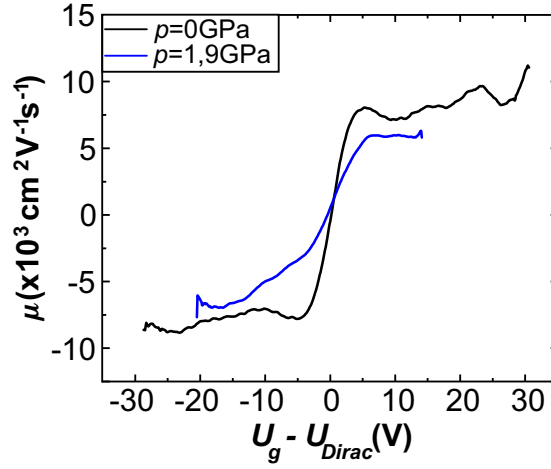


Abbildung 6.43.: Verlauf der Ladungsträgerbeweglichkeiten in Abhängigkeit der Gatespannung U_g , wobei hier für einen besseren Vergleich von der Gatespannung U_g die Dotierung U_{Dirac} abgezogen wurde. Dabei zeigt sich, dass die schwarze Kurve für den Fall $p = 0$ GPa eine höhere Ladungsträgerbeweglichkeit aufweist als die blaue Kurve für den Fall $p = 1,9$ GPa.

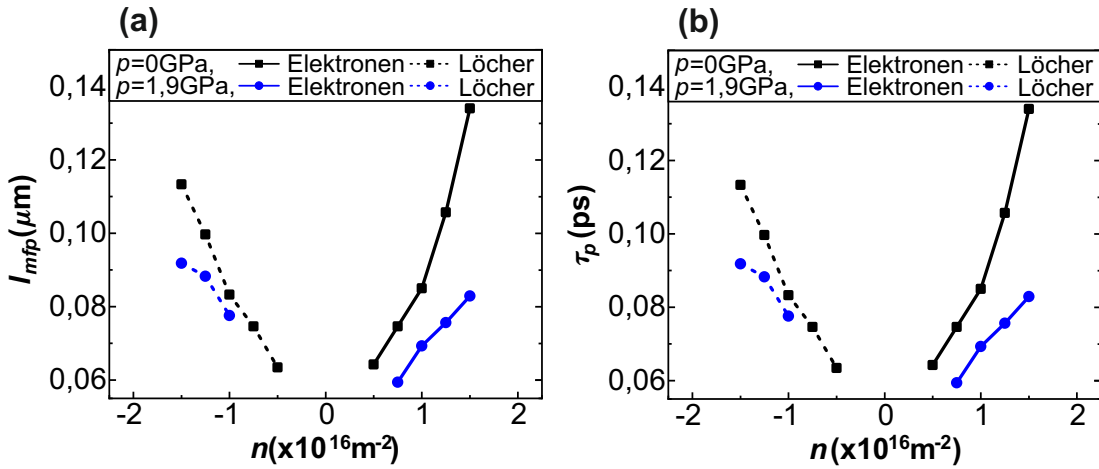


Abbildung 6.44.: In a) ist der Verlauf von l_{mfp} und in b) der Verlauf von τ_p für die beiden Fälle ($p = 0$ GPa und $p = 1,9$ GPa) in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n dargestellt. Auffällig ist, dass die Werte sowohl für l_{mfp} als auch für τ_p kleiner werden, sobald ein Druck ($p = 1,9$ GPa) angelegt wurde.

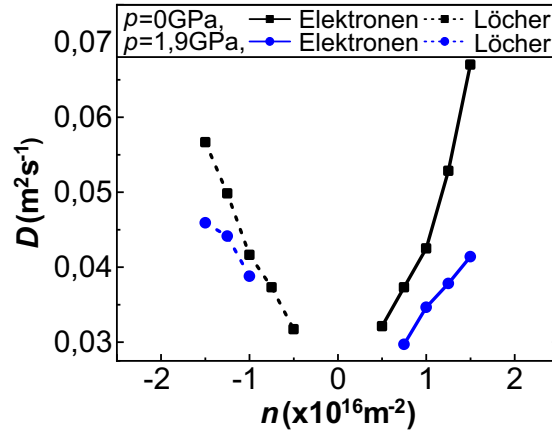


Abbildung 6.45.: Verlauf des Diffusionskoeffizienten D in Abhängigkeit zur Ladungsträgerdichte n dargestellt. Es zeigt sich, dass der Diffusionskoeffizient D für den Fall mit Druck ($p = 1,9$ GPa) kleinere Werte annimmt als für den Fall ohne Druck ($p = 0$ GPa).

6.4.3. Messung und Evaluation von WAL-SOC und Bestimmung der SOC

Bei den Messungen von WAL-SOC ergaben sich für die beiden Fälle ($p = 0$ GPa und $p = 1,9$ GPa) bei den entsprechenden Ladungsträgerdichten n die Kurven in Abb. 6.46 a) und b). Hier sieht man klar, dass die WAL-Berry bei sehr kleinen

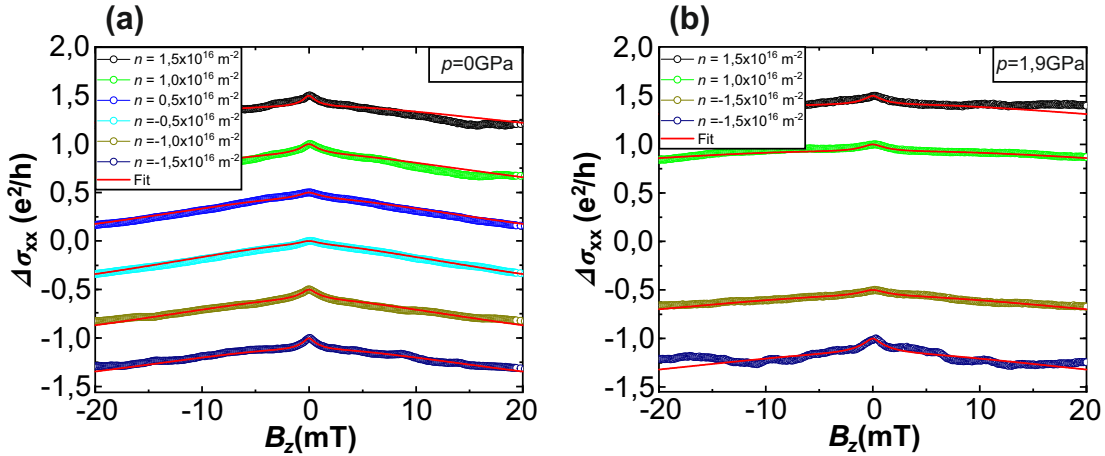


Abbildung 6.46.: In a) und b) sind jeweils Messungen der Leitfähigkeit σ_{xx} in Abhängigkeit eines äußeren Magnetfelds B_z für die beiden Fälle ($p = 0$ GPa und $p = 1,9$ GPa) dargestellt. In allen Kurven ist erkennbar wie die WAL-Berry nahe $B_z = 0$ T in die WAL-SOC übergeht. Die roten Kurven stellen dabei die Fit-Kurven dar. In b) fehlen außerdem die Kurven für die Ladungsträgerdichten $n = \pm 0,5 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$, da hierzu keine Transportparameter vorhanden waren.

Magnetfeldern B_z in die WAL-SOC übergeht.

Aus der Kurvenanpassung ergaben sich nun wieder die wesentlichen Fit-Parameter τ_ϕ , τ_{asy} , τ_{sym} , τ_{iv} und τ_{intra} .

Der Verlauf der Phasenstreuzeit τ_ϕ in Abhängigkeit zur Ladungsträgerdichte n ist in Abb. 6.47 a) zu sehen. Die Phasenstreuzeiten τ_ϕ weichen dabei für die beiden Fälle ($p = 0$ GPa und $p = 1,9$ GPa) voneinander ab, wobei τ_ϕ für den Fall mit Druck kleinere Werte annimmt. Dieser Umstand deckt sich auch mit den Ergebnissen aus [24].

Daneben sind in Abb. 6.47 b) die Kurven für die Streurrate τ_{soc}^{-1} zu sehen. Diese Streurrate wurde hier wieder aus τ_{asy} und τ_{sym} ermittelt und soll nach [97] in beiden Fällen einen linearen Verlauf annehmen. Dies trifft auch hier für beide Ladungsträgertypen (Elektronen und Löcher) zu, wie man in Abb. 6.47 b) erkennen kann. Auffällig ist außerdem, dass die Steigung aller Kurven aus Abb. 6.47 b) nahezu identisch ist.

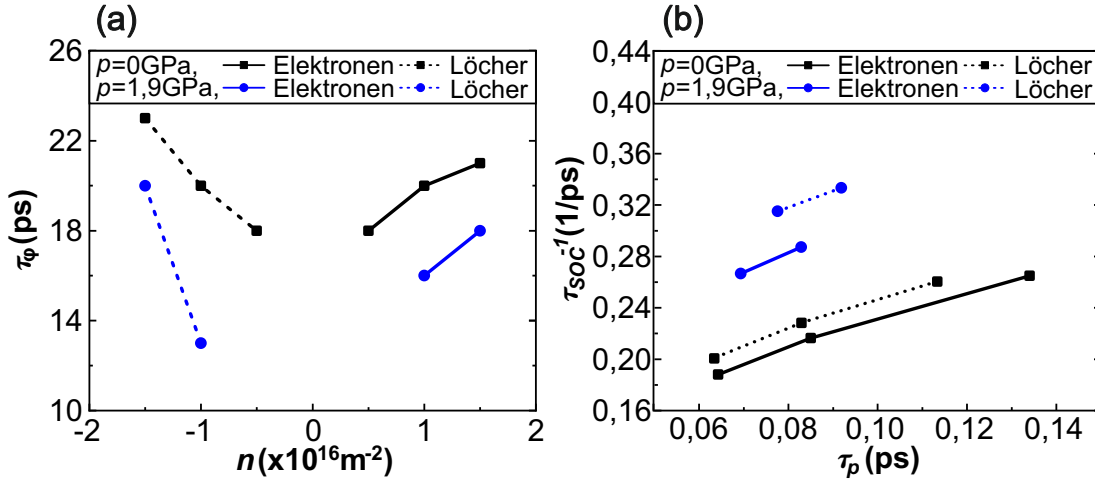


Abbildung 6.47.: In a) wird der Kurvenverlauf der Phasenstreuzeit τ_ϕ in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n für die beiden Fälle mit unterschiedlichem Druck dargestellt. Dabei fällt auf, dass die blaue Kurve ($p = 1,9$ GPa) etwas kleinere Werte annimmt als die schwarze Kurve ($p = 0$ GPa). In b) ist τ_{soc}^{-1} in Abhängigkeit von τ_p dargestellt und es ist in beiden Fällen ($p = 0$ GPa und $p = 1,9$ GPa) ein linearer Verlauf der einzelnen Kurven erkennbar.

In Abb. 6.48 a) und b) sind die Kurven der beiden SOC-Parameter τ_{asy} und τ_{sym} in Abhängigkeit zur Ladungsträgerdichte n abgebildet. Auffällig ist hier, dass τ_{asy} ähnlich wie in [24] eine Druckabhängigkeit zeigt. Bei τ_{sym} ist hier aufgrund der großen Fehlerbalken eher keine klare Druckabhängigkeit erkennbar.

Aus der Kurvenanpassung gingen auch die beiden Parameter τ_{iv} und τ_{intra} hervor, welche in Abb. 6.49 a) und b) in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n dargestellt sind. Im Allgemeinen nehmen beide Streuzeiten wieder relativ große Werte an, was vor allem an der relativ breiten, aber kurzen Geometrie der Pro-

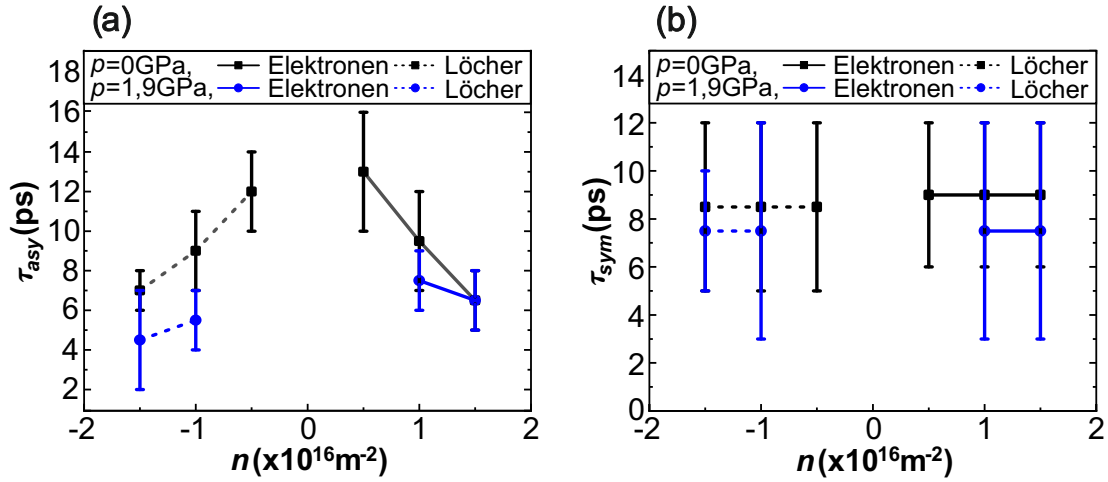


Abbildung 6.48.: In a) ist die Streuzeit τ_{asy} und in b) die Streuzeit τ_{sym} in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n für die beiden Fälle ($p = 0 \text{ GPa}$ und $p = 1,9 \text{ GPa}$) dargestellt. Es fällt auf, dass τ_{asy} sowohl von der Ladungsträgerdichte n als auch vom Druck p abhängig ist. Für τ_{sym} zeigt sich keine klare Abhängigkeit in Bezug auf Ladungsträgerdichte n und Druck p .

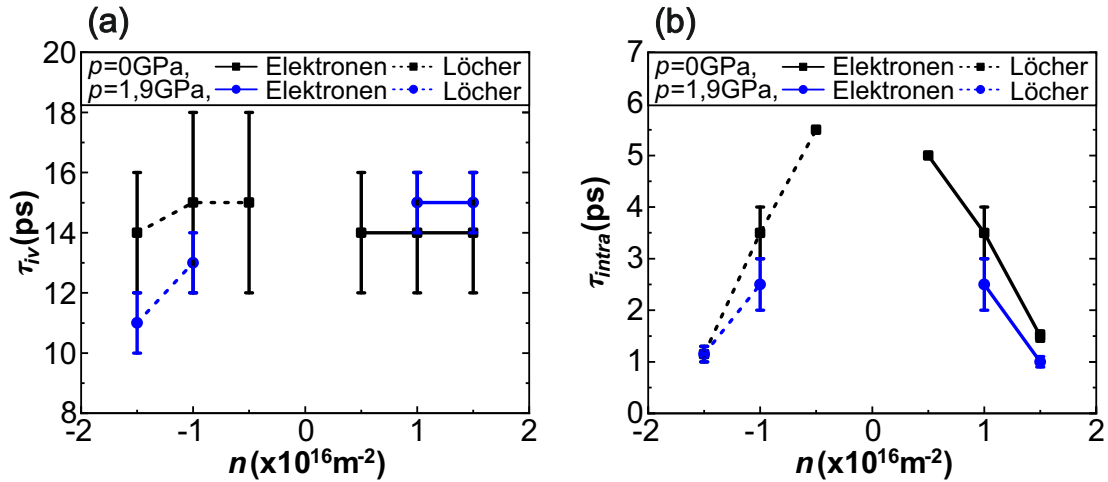


Abbildung 6.49.: In a) ist die *Intervalley*-Streuzeit τ_{iv} und in b) die *Intravalley*-Streuzeit τ_{intra} in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n für die beiden Fälle ($p = 0 \text{ GPa}$ und $p = 1,9 \text{ GPa}$) dargestellt. Es zeigt sich hier weder in a) noch in b) einen Druckabhängigkeit der Kurven. Eine Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n kann man hier nun in b) erkennen.

be liegen dürfte. Eine Druckabhängigkeit dieser Parameter ist hier nicht klar ersichtlich. Dagegen ist vor allem für τ_{intra} eine Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n erkennbar.

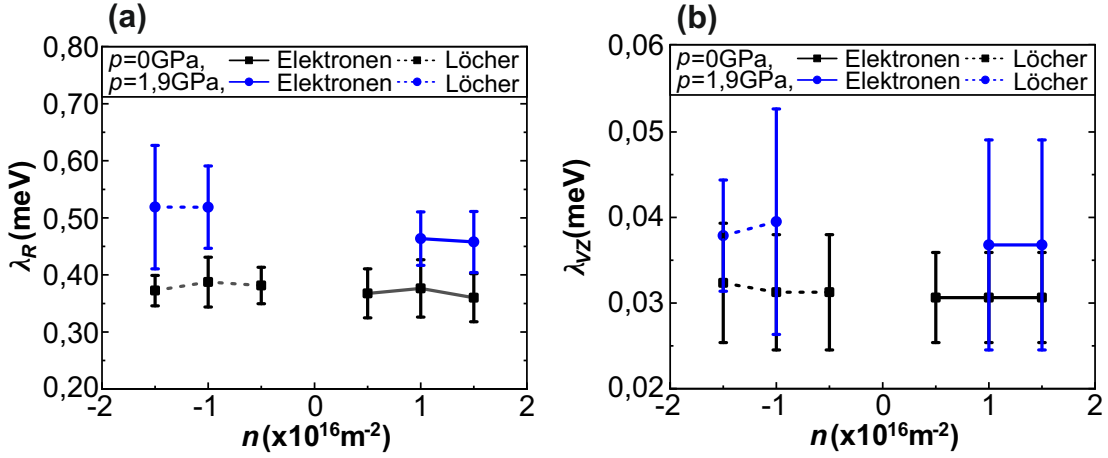


Abbildung 6.50.: In a) ist der SOC-Parameter λ_R und b) der SOC-Parameter λ_{VZ} gegen die Ladungsträgerdichte n aufgetragen dargestellt. In a) und b) zeigt sich wie erwartet in beiden Fällen ($p = 0$ GPa und $p = 1,9$ GPa), dass weder λ_R noch λ_{VZ} von der Ladungsträgerdichte n abhängig ist. Dagegen zeigt sich eine ausgeprägte Druckabhängigkeit von λ_R , während für λ_{VZ} eher keine klare Druckabhängigkeit erkennbar ist.

Nun wurden auch hier wieder die SOC-Parameter für die Rashba-SOC (λ_R) und für die Valley-Zeeman-SOC (λ_{VZ}) bestimmt. Es ergaben sich die Kurven aus Abb. 6.50 a) und b). Hierzu lässt sich sagen, dass λ_R durch die Erhöhung des Drucks von $p = 0$ GPa auf $p = 1,9$ GPa deutlich ansteigt. Da λ_R wegen Gleichung (4.23) sowohl von τ_p als auch von τ_{asy} abhängig ist, tragen auch beide Streuzeiten zu λ_R bei. Hier ist es so, dass für den Fall mit Druck sowohl τ_{asy} als auch τ_p kleiner geworden ist, wodurch insgesamt auch eine größere Rashba-SOC λ_R vorhanden sein musste. Betrachtet man nun λ_{VZ} , so erkennt man, dass hier keine klare Druckabhängigkeit erkennbar ist. Nach Gleichung (4.24) fließen in die Berechnung von λ_{VZ} die beiden Streuzeiten τ_{iv} und τ_{sym} ein. Beide Streuzeiten zeigen einzeln betrachtet ebenfalls keine eindeutige Druckabhängigkeit, wodurch auch λ_{VZ} keine eindeutige Druckabhängigkeit zeigen kann. Dass hier die Werte von λ_{VZ} so klein ausfallen, liegt sehr wahrscheinlich am Drehwinkel zwischen dem ML-G und dem ML-WSe₂. Dieser sollte für diese Probe (Probe 1 aus Abschnitt 6.3.1) etwa $\alpha \approx 30^\circ$ betragen, wodurch λ_{VZ} sehr klein werden muss.

6.4.4. Zusammenfassung

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass sich durch Anlegen eines äußeren mechanischen Drucks auf die Probe der SOC-Parameter λ_R und damit die Rashba-SOC um etwa 20-35% erhöhen ließ. Für den SOC-Parameter λ_{VZ} und damit der Valley-Zeeman-SOC ist es aufgrund des relativ großen Fehlerbereichs von τ_{sym} auf den ersten Blick schwer zu sagen, ob hier nun eine Druckabhängigkeit vorliegt oder

nicht. In [24] zeigt sich keine Druckabhängigkeit für τ_{sym} . Dieser Fall ist auch hier innerhalb des Fehlers von τ_{sym} möglich, sodass τ_{sym} auch hier unabhängig vom Druck sein kann. Unter der Annahme, dass τ_{sym} nicht druckabhängig ist und dem Umstand, dass hier auch τ_{iv} keine Druckabhängigkeit zeigt, darf somit angenommen werden, dass λ_{VZ} höchstwahrscheinlich nicht vom Druck abhängig ist. Im Allgemeinen stimmen die Ergebnisse dieser Arbeit mit den Erwartungen und Beobachtungen aus [24] überein. Damit können die Ergebnisse aus [24] weitgehend bestätigt werden. Es gab zudem noch eine weitere Probe, die ähnliche Ergebnisse lieferte (vgl. C.2). Auf diese Probe wird hier aber nicht mehr genauer eingegangen.

7. Fazit

Am Ende dieser Forschungsarbeit kann man sagen, dass einige wichtige Erkenntnisse hinsichtlich der Stärke von proximity-induzierter SOC und wie man diese vorab einstellen kann, erlangt werden konnten. Um an diese Forschungsergebnisse heranzukommen, mussten jedoch einige Hürden überwunden werden.

In der Anfangsphase dieser Arbeit war noch nicht ganz klar, welche Nachweismethode für die proximity-induzierte SOC die geeignetere ist. Die Messung von WAL-SOC liefert zwar mehr Informationen über die Probe, der Nachweis einer Schwebung in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen wäre jedoch grundsätzlich die etwas einfachere und weniger aufwändige Methode. Nachdem aber im Rahmen dieser Arbeit gezeigt werden konnte, dass die Herkunft einer Schwebung in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen nicht eindeutig ist, wurde diese Nachweismethode verworfen.

Im Anschluss wurde dann versucht die WAL-SOC nachzuweisen. Dabei gab es anfänglich vor allem Probleme mit dem verwendeten TMDC-Material. Ursprünglich wurde nämlich WS_2 anstatt WSe_2 benutzt. Trotz aller Erwartungen zeigte sich in Proben mit WS_2 nach sehr vielen Versuchen jedoch nur einziges Mal die proximity-induzierte SOC in Form von WAL-SOC. Der Grund dafür ist zwar bisher nicht bekannt, eine mögliche Erklärung wäre jedoch, dass die SOC bei WS_2 für viele Winkel recht klein ausfällt, wodurch sich die SOC nur sehr schwer und nur bei großen Phasenstreuzeiten nachweisen ließe. Dies würde sich auch mit den Arbeiten von K. Zollner et al. [23] und T. Naimier et al. [21] decken, die erst zum Ende dieser experimentellen Arbeit publiziert wurden. Da sich WS_2 als eher ungeeignet herausstellte, um die Ziele dieser Arbeit zu erreichen, wurde stattdessen WSe_2 verwendet, mit dem die proximity-induzierte SOC problemlos nachweisbar war.

Eine weiteres erhebliches Problem stellte anschließend die mathematische Kurvenanpassung der Messungen zur WAL-SOC dar. Die Kurvenpassung mit der vereinfachten Fit-Formel (4.22) war nicht möglich und wegen den relativ großen Werten für τ_{iv} auch nicht erlaubt. Dadurch musste die allgemeine und wesentlich kompliziertere Formel (4.21) verwendet werden. In diesem Fall gab es nun aber fünf unbekannte Streuparameter, die bestimmt werden mussten. Das führte zu erheblichem Mehraufwand, lieferte am Ende jedoch mehr Informationen und auch plausible Ergebnisse.

Trotz dieser Schwierigkeiten konnten am Ende einige wichtige Erkenntnisse erlangt und die wesentlichen Ziele der Arbeit erreicht werden. Darauf wird an dieser Stelle nochmal zusammenfassend eingegangen.

Es wurde unter anderem gezeigt, dass der Nachweis und die Bestimmung der Stärke der proximity-induzierten SOC durch Analyse einer Schwebung in den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen nicht sinnvoll ist, da das Auftreten der Schwebung nicht eindeutig auf die proximity-induzierte SOC zurückzuführen ist, sondern auch andere Ursachen in Betracht kommen. Somit lässt sich mit Hilfe dieser Methode die proximity-induzierte SOC nicht eindeutig nachweisen und damit auch deren Stärke nicht bestimmen. Damit ist diese Methode eher nicht geeignet, um die proximity-induzierte SOC nachzuweisen. Man sollte stattdessen auf andere Nachweismethoden ausweichen.

Es konnte zudem gezeigt werden, dass eine Änderung der Schichtdicke des verwendeten WSe₂-Materials (hier Vergleich zwischen ML-WSe₂ und mehrlagigem WSe₂) in einer hBN/WSe₂/ML-G-Heterostruktur nicht zu einer unmittelbaren Änderung der proximity-induzierten SOC führt. In Bezug auf [119] scheint daher eher nicht die Schichtdicke selbst, sondern vielmehr die Flexibilität und Qualität des TMDCs und möglicherweise auch die Winkelerorientierung zwischen dem TMDC und Graphen eine bedeutende Rolle hinsichtlich der unterschiedlich starken SOC zu spielen. Wenn man also nicht auf die besonderen Eigenschaften der Bandstruktur von ML-TMDCs angewiesen ist, dann erleichtert diese Erkenntnis die Probenherstellung erheblich, da man für manche Proben dann nicht zwangsweise Heterostrukturen mit ML-TMDC herstellen muss, sondern stattdessen mehrlagiges TMDC verwenden kann. Heterostrukturen mit ML-TMDC waren bisher nämlich viel schwieriger herzustellen als Heterostrukturen mit mehrlagigem TMDC.

Weiterhin konnte bestätigt werden, dass die proximity-induzierte SOC stark von der Winkelerorientierung zwischen den beiden gekoppelten ML-G- und ML-WSe₂-Schichten abhängig ist. Dazu wurden unterschiedliche Verfahren für die Bestimmung der Winkelerorientierung entwickelt und angewandt und außerdem WSe₂-Kristalle aus verschiedenen Bezugsquellen benutzt. Die Erkenntnis und der Nachweis dafür, dass die Winkelerorientierung einen starken Einfluss auf die proximity-induzierte SOC hat, ist besonders wichtig, da damit eine gewisse Kontrolle über die Stärke und Art der proximity-induzierten SOC möglich ist. So lässt sich damit z.B. bei einem Winkel von $\alpha = 30^\circ$ die Valley-Zeeman-SOC quasi ausschalten.

Im letzten Teil der Arbeit wurde noch gezeigt, dass die proximity-induzierte SOC stark abhängig von äußerem mechanischem Druck auf die Heterostruktur und damit vom Zwischenlagenabstand ist. Diese Erkenntnis ist zwar nicht neu und wurde bereits in [24] gezeigt. Allerdings wurden diese Ergebnisse zuvor noch nicht durch weitere Experimente mit weiteren Proben reproduziert. Die Ergebnisse aus [24], die zeigen, dass sich die Stärke der proximity-induzierten SOC mit Hilfe von mechanischem Druck verändern lässt, konnten nun im Rahmen dieser Arbeit bestätigt werden.

Mit Hilfe dieser Erkenntnisse, ist es nun möglich, Heterostrukturen herzustellen, von denen die Stärke der proximity-induzierten SOC zu einem gewissen Maß kontrolliert bzw. vorab festgelegt werden kann. Dies kann beispielsweise nützlich

sein, wenn eine sehr hohe SOC erwünscht ist, um z.B. Spinströme in spintronischen Bauelementen zu erzeugen.

Zusammenfassend stellt diese Arbeit damit einen wesentlichen Baustein dar, auf den zukünftige Arbeiten aus dem Bereich der Spintronik aufbauen können.

Literatur

- [1] U. Pontes. “Spintronische Speicher.” (2015), Adresse: <https://www.weltderphysik.de/gebiet/materie/spintronik/spintronische-speicher/> (besucht am 11.03.2024).
- [2] T. Bisswanger, Z. Winter, A. Schmidt, F. Volmer, K. Watanabe, T. Taniguchi, C. Stampfer und B. Beschoten, “CVD Bilayer Graphene Spin Valves with 26 μm Spin Diffusion Length at Room Temperature,” *Nano Letters*, **22**(12), S. 4949–4955, 2022. DOI: [10.1021/acs.nanolett.2c01119](https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.2c01119).
- [3] M. Gmitra und J. Fabian, “Graphene on transition-metal dichalcogenides: A platform for proximity spin-orbit physics and optospintronics,” *Phys. Rev. B*, **92**(15), S. 155 403, 2015. DOI: [10.1103/PhysRevB.92.155403](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.155403).
- [4] L. Brey, “Spin-orbit coupling in graphene induced by adatoms with outer-shell p orbitals,” *Phys. Rev. B*, **92**(23), S. 235 444, 2015. DOI: [10.1103/PhysRevB.92.235444](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.235444).
- [5] M. Gmitra, D. Kochan und J. Fabian, “Spin-Orbit Coupling in Hydrogenated Graphene,” *Phys. Rev. Lett.*, **110**(24), S. 246 602, 2013. DOI: [10.1103/PhysRevLett.110.246602](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.246602).
- [6] K. E. J. Whitener, “Review Article: Hydrogenated graphene: A user’s guide,” *Journal of Vacuum Science and Technology A*, **36**(5), 05G401, 2018. DOI: [10.1116/1.5034433](https://doi.org/10.1116/1.5034433).
- [7] M. Gmitra, S. Konschuh, C. Ertler, C. Ambrosch-Draxl und J. Fabian, “Band-structure topologies of graphene: Spin-orbit coupling effects from first principles,” *Phys. Rev. B*, **80**(23), S. 235 431, 2009. DOI: [10.1103/PhysRevB.80.235431](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.235431).
- [8] Z. Wang, D.-K. Ki, J. Y. Khoo, D. Mauro, H. Berger, L. S. Levitov und A. F. Morpurgo, “Origin and Magnitude of ‘Designer’ Spin-Orbit Interaction in Graphene on Semiconducting Transition Metal Dichalcogenides,” *Phys. Rev. X*, **6**(4), S. 041 020, 2016. DOI: [10.1103/PhysRevX.6.041020](https://doi.org/10.1103/PhysRevX.6.041020).
- [9] T. Völkl, T. Rockinger, M. Drienovsky, K. Watanabe, T. Taniguchi, D. Weiss und J. Eroms, “Magnetotransport in heterostructures of transition metal dichalcogenides and graphene,” *Phys. Rev. B*, **96**(12), S. 125 405, 2017. DOI: [10.1103/PhysRevB.96.125405](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.125405).

- [10] S. Zihlmann, A. W. Cummings, J. H. Garcia, M. Kedves, K. Watanabe, T. Taniguchi, C. Schönenberger und P. Makk, “Large spin relaxation anisotropy and valley-Zeeman spin-orbit coupling in WSe₂/graphene/h-BN heterostructures,” *Phys. Rev. B*, **97**(7), S. 075 434, 2018. DOI: [10.1103/PhysRevB.97.075434](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.97.075434).
- [11] L. A. Benítez, J. F. Sierra, W. Savero Torres, A. Arrighi, F. Bonell, M. V. Costache und S. O. Valenzuela, “Strongly anisotropic spin relaxation in graphene–transition metal dichalcogenide heterostructures at room temperature,” *Nature Physics*, **14**(3), S. 303–308, 2018. DOI: [10.1038/s41567-017-0019-2](https://doi.org/10.1038/s41567-017-0019-2).
- [12] T. P. Kaloni, L. Kou, T. Frauenheim und U. Schwingenschlögl, “Quantum spin Hall states in graphene interacting with WS₂ or WSe₂,” *Applied Physics Letters*, **105**(23), S. 233 112, 2014. DOI: [10.1063/1.4903895](https://doi.org/10.1063/1.4903895).
- [13] A. Avsar, J. Y. Tan, T. Taychatanapat, J. Balakrishnan, G. Koon, Y. Yeo, J. Lahiri, A. Carvalho, A. S. Rodin, E. O’Farrell, G. Eda, A. H. Castro Neto und B. Özyilmaz, “Spin–orbit proximity effect in graphene,” *Nature Communications*, **5**(1), S. 4875, 2014. DOI: [10.1038/ncomms5875](https://doi.org/10.1038/ncomms5875).
- [14] J. Amann, T. Völkl, T. Rockinger, D. Kochan, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Fabian, D. Weiss und J. Eroms, “Counterintuitive gate dependence of weak antilocalization in bilayer graphene WSe₂ heterostructures,” *Phys. Rev. B*, **105**(11), S. 115 425, 2022. DOI: [10.1103/PhysRevB.105.115425](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.105.115425).
- [15] J. Y. Khoo, A. F. Morpurgo und L. Levitov, “On-Demand Spin–Orbit Interaction from Which-Layer Tunability in Bilayer Graphene,” *Nano Letters*, **17**(11), S. 7003–7008, 2017. DOI: [10.1021/acs.nanolett.7b03604](https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.7b03604).
- [16] M. Gmitra und J. Fabian, “Proximity Effects in Bilayer Graphene on Monolayer WSe₂: Field-Effect Spin Valley Locking, Spin-Orbit Valve, and Spin Transistor,” *Phys. Rev. Lett.*, **119**(14), S. 146 401, 2017. DOI: [10.1103/PhysRevLett.119.146401](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.146401).
- [17] J. O. Island, X. Cui, C. Lewandowski, J. Y. Khoo, E. M. Spanton, H. Zhou, D. Rhodes, J. C. Hone, T. Taniguchi, K. Watanabe, L. S. Levitov, M. P. Zaletel und A. F. Young, “Spin–orbit-driven band inversion in bilayer graphene by the van der Waals proximity effect,” *Nature*, **571**(7763), S. 85–89, 2019. DOI: [10.1038/s41586-019-1304-2](https://doi.org/10.1038/s41586-019-1304-2).
- [18] D. Wang, S. Che, G. Cao, R. Lyu, K. Watanabe, T. Taniguchi, C. N. Lau und M. Bockrath, “Quantum Hall Effect Measurement of Spin–Orbit Coupling Strengths in Ultraclean Bilayer Graphene/WSe₂ Heterostructures,” *Nano Letters*, **19**(10), S. 7028–7034, 2019. DOI: [10.1021/acs.nanolett.9b02445](https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.9b02445).

-
- [19] H. Dulisch, D. Emmerich, E. Icking, K. Hecker, S. Möller, L. Müller, K. Watanabe, T. Taniguchi, C. Volk und C. Stampfer, “Electric-Field-Tunable Spin–Orbit Gap in a Bilayer Graphene/WSe₂ Quantum Dot,” *Nano Letters*, **25**(26), S. 10 549–10 555, 2025. DOI: [10.1021/acs.nanolett.5c02229](https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.5c02229).
 - [20] A. David, P. Rakyta, A. Kormányos und G. Burkard, “Induced spin-orbit coupling in twisted graphene–transition metal dichalcogenide heterobilayers: Twistronics meets spintronics,” *Phys. Rev. B*, **100**(8), S. 085 412, 2019. DOI: [10.1103/PhysRevB.100.085412](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.085412).
 - [21] T. Naimier, K. Zollner, M. Gmitra und J. Fabian, “Twist-angle dependent proximity induced spin-orbit coupling in graphene/transition metal dichalcogenide heterostructures,” *Phys. Rev. B*, **104**(19), S. 195 156, 2021. DOI: [10.1103/PhysRevB.104.195156](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.104.195156).
 - [22] Y. Li und M. Koshino, “Twist-angle dependence of the proximity spin-orbit coupling in graphene on transition-metal dichalcogenides,” *Phys. Rev. B*, **99**(7), S. 075 438, 2019. DOI: [10.1103/PhysRevB.99.075438](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.075438).
 - [23] K. Zollner, S. M. João, B. K. Nikolić und J. Fabian, “Twist- and gate-tunable proximity spin-orbit coupling, spin relaxation anisotropy, and charge-to-spin conversion in heterostructures of graphene and transition metal dichalcogenides,” *Phys. Rev. B*, **108**(23), S. 235 166, 2023. DOI: [10.1103/PhysRevB.108.235166](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.108.235166).
 - [24] B. Fülöp, A. Márffy, S. Zihlmann, M. Gmitra, E. Tóvári, B. Szentpéteri, M. Kedves, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Fabian, C. Schönenberger, P. Makk und S. Csonka, “Boosting proximity spin–orbit coupling in graphene/WSe₂ heterostructures via hydrostatic pressure,” *npj 2D Materials and Applications*, **5**(1), S. 82, 2021. DOI: <https://doi.org/10.1038/s41699-021-00262-9>.
 - [25] M. I. Katsnelson, “Graphene: carbon in two dimensions,” *Materials Today*, **10**(1), S. 20–27, 2007. DOI: [https://doi.org/10.1016/S1369-7021\(06\)71788-6](https://doi.org/10.1016/S1369-7021(06)71788-6).
 - [26] R. F. Curl, “Dawn of the fullerenes: experiment and conjecture,” *Rev. Mod. Phys.*, **69**(3), S. 691–702, 1997. DOI: [10.1103/RevModPhys.69.691](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.69.691).
 - [27] S. Iijima, “Helical microtubules of graphitic carbon,” *Nature*, **354**(6348), S. 56–58, 1991. DOI: [10.1038/354056a0](https://doi.org/10.1038/354056a0).
 - [28] R. Peierls, “Remarks on transition temperatures,” *Helv. Phys. Acta*, **7**(Suppl. 2), S. 72–80, 1934.
 - [29] R. Peierls, “Quelques propriétés typiques des corps solides,” *Annales de l’institut Henri Poincaré*, **5**(3), S. 177–222, 1935. Adresse: <http://eudml.org/doc/78996>.

- [30] L. D. Landau, “On the theory of phase transitions,” *Phys. Z. Sowjet Union*, **11**, S. 26, 1937.
- [31] L. D. Landau und E. M. Lifshitz, *Statistical physics. part 1. Course of theoretical physics*, 3. Aufl. Pergamon Press Oxford, UK, 1980, **5**, ISBN: 978-0-750-63372-7.
- [32] N. D. Mermin, “Crystalline Order in two Dimensions,” *Phys. Rev.*, **176**(1), S. 250–254, 1968. DOI: [10.1103/PhysRev.176.250](https://doi.org/10.1103/PhysRev.176.250).
- [33] C. Oshima und A. Nagashima, “Ultra-thin epitaxial films of graphite and hexagonal boron nitride on solid surfaces,” *Journal of Physics: Condensed Matter*, **9**(1), S. 1–20, 1997. DOI: [10.1088/0953-8984/9/1/004](https://doi.org/10.1088/0953-8984/9/1/004).
- [34] K. S. Novoselov, D. Jiang, F. Schedin, T. J. Booth, V. V. Khotkevich, S. V. Morozov und A. K. Geim, “Two-dimensional atomic crystals,” *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **102**(30), S. 10 451–10 453, 2005. DOI: [10.1073/pnas.0502848102](https://doi.org/10.1073/pnas.0502848102).
- [35] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva und A. A. Firsov, “Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films,” *Science*, **306**(5696), S. 666–669, 2004. DOI: [10.1126/science.1102896](https://doi.org/10.1126/science.1102896).
- [36] 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**(1), S. 109–162, 2009. DOI: [10.1103/RevModPhys.81.109](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.81.109).
- [37] M. S. Fuhrer, C. N. Lau und A. H. MacDonald, “Graphene: Materially Better Carbon,” *MRS Bulletin*, **35**(4), S. 289–295, 2010. DOI: [10.1557/mrs2010.551](https://doi.org/10.1557/mrs2010.551).
- [38] R. Saito, G. Dresselhaus und M. S. Dresselhaus, *Physical Properties of Carbon Nanotubes*. Imperial College Press, Singapur, 1998, S. 35–58, ISBN: 978-1-860-94223-5.
- [39] N. Peres, “Graphene, new physics in two dimensions,” *Europhysics News*, **40**(3), S. 17–20, 2009. DOI: [10.1051/e pn/2009501](https://doi.org/10.1051/e pn/2009501).
- [40] I. A. Popov, K. V. Bozhenko und A. I. Boldyrev, “Is Graphene Aromatic,” *Nano Research*, **5**(2), S. 117–123, 2012. DOI: [10.1007/s12274-011-0192-z](https://doi.org/10.1007/s12274-011-0192-z).
- [41] 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**(10), S. 197–200, 2005. DOI: [10.1038/nature04233](https://doi.org/10.1038/nature04233).
- [42] P. R. Wallace, “The Band Theory of Graphite,” *Phys. Rev.*, **71**(9), S. 622–634, 1947. DOI: [10.1103/PhysRev.71.622](https://doi.org/10.1103/PhysRev.71.622).

-
- [43] E. McCann und H. Raza, *Graphene Nanoelectronics: Metrology, Synthesis, Properties and Applications, Electronic Properties of Monolayer and Bilayer Graphene*. Springer Berlin Heidelberg, 2012, S. 237–275, ISBN: 978-3-642-22984-8. DOI: [10.1007/978-3-642-22984-8_8](https://doi.org/10.1007/978-3-642-22984-8_8).
- [44] S. Reich, C. Thomsen und J. Maultzsch, *Carbon Nanotubes, Basic Concepts and Physical Properties*, 1. Aufl. Wiley-VCH Verlag GmbH und Co. KGaA, 2007, S. 1–224, ISBN: 978-3-527-40386-8.
- [45] J. Nilsson, A. H. Castro Neto, F. Guinea und N. M. R. Peres, “Electronic properties of bilayer and multilayer graphene,” *Phys. Rev. B*, **78**(4), S. 045 405, 2008. DOI: [10.1103/PhysRevB.78.045405](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.045405).
- [46] A. K. Geim und K. S. Novoselov, “The rise of graphene,” *Nature Materials*, **6**(3), S. 183–191, 2007. DOI: [10.1038/nmat1849](https://doi.org/10.1038/nmat1849).
- [47] U. Hartmann, *Nanostrukturforschung und Nanotechnologie, Materialien und Systeme*, 1. Aufl. De Gruyter Oldenbourg, 2015, **2**, S. 1–563, ISBN: 978-3-486-71782-2.
- [48] E. McCann und M. Koshino, “The electronic properties of bilayer graphene,” *Reports on Progress in Physics*, **76**(5), S. 056 503, 2013. DOI: [10.1088/0034-4885/76/5/056503](https://doi.org/10.1088/0034-4885/76/5/056503).
- [49] Y. Zhang, 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**(7248), S. 820–823, 2009. DOI: [10.1038/nature08105](https://doi.org/10.1038/nature08105).
- [50] E. McCann, D. S. Abergel und V. I. Fal’ko, “Electrons in bilayer graphene,” *Solid State Communications*, **143**(1), S. 110–115, 2007. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ssc.2007.03.054>.
- [51] 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**(2), S. 151–157, 2008. DOI: [10.1038/nmat2082](https://doi.org/10.1038/nmat2082).
- [52] C. R. 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**(10), S. 722–726, 2010. DOI: [10.1038/nnano.2010.172](https://doi.org/10.1038/nnano.2010.172).
- [53] H. Wang, T. Taychatanapat, A. Hsu, K. Watanabe, T. Taniguchi, P. Jarillo-Herrero und T. Palacios, “BN/Graphene/BN Transistors for RF Applications,” *IEEE Electron Device Letters*, **32**(9), S. 1209–1211, 2011. DOI: [10.1109/LED.2011.2160611](https://doi.org/10.1109/LED.2011.2160611).
- [54] P. Miró, M. Audiffred und T. Heine, “An atlas of two-dimensional materials,” *Chem. Soc. Rev.*, **43**(18), S. 6537–6554, 2014. DOI: [10.1039/C4CS00102H](https://doi.org/10.1039/C4CS00102H).

- [55] H. Liu, C. Y. You, J. Li, P. R. Galligan, J. You, Z. Liu, Y. Cai und Z. Luo, “Synthesis of hexagonal boron nitrides by chemical vapor deposition and their use as single photon emitters,” *Nano Materials Science*, **3**(3), S. 291–312, 2021. DOI: [10.1016/j.nanoms.2021.03.002](https://doi.org/10.1016/j.nanoms.2021.03.002).
- [56] B. Gil, G. Cassabois, R. Cusco, G. Fugallo und L. Artus, “Boron nitride for excitonics, nano photonics, and quantum technologies,” *Nanophotonics*, **9**(11), S. 3483–3504, 2020. DOI: [10.1515/nanoph-2020-0225](https://doi.org/10.1515/nanoph-2020-0225).
- [57] S. Fang, S. Carr, M. A. Cazalilla und E. Kaxiras, “Electronic structure theory of strained two-dimensional materials with hexagonal symmetry,” *Phys. Rev. B*, **98**(7), S. 075 106, 2018. DOI: [10.1103/PhysRevB.98.075106](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.98.075106).
- [58] R. Steudel, *Chemie der Nichtmetalle, Synthesen - Strukturen - Bindung - Verwendung*, 4. Aufl. De Gruyter, Berlin, Boston, 2014, S. 1–616, ISBN: 978-3-110-30797-9. DOI: [10.1515/9783110307979](https://doi.org/10.1515/9783110307979).
- [59] N. Zhigadlo, “Crystal growth of hexagonal boron nitride (hBN) from Mg-B-N solvent system under high pressure,” *Journal of Crystal Growth*, **402**, S. 308–311, 2014. DOI: [10.1016/j.jcrysgro.2014.06.038](https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2014.06.038).
- [60] K. Watanabe, T. Taniguchi und H. Kanda, “Direct-bandgap properties and evidence for ultraviolet lasing of hexagonal boron nitride single crystal,” *Nature Materials*, **3**(6), S. 404–409, 2004. DOI: [10.1038/nmat1134](https://doi.org/10.1038/nmat1134).
- [61] A. F. Young, C. R. Dean, I. Meric, S. Sorgenfrei, H. Ren, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Hone, K. L. Shepard und P. Kim, “Electronic compressibility of layer-polarized bilayer graphene,” *Phys. Rev. B*, **85**(23), S. 235 458, 2012. DOI: [10.1103/PhysRevB.85.235458](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.235458).
- [62] L. Wang, I. Meric, P. Y. Huang, Q. Gao, Y. Gao, H. Tran, T. Taniguchi, K. Watanabe, L. M. Campos, D. A. Muller, J. Guo, P. Kim, J. Hone, K. L. Shepard und C. R. Dean, “One-Dimensional Electrical Contact to a Two-Dimensional Material,” *Science*, **342**(6158), S. 614–617, 2013. DOI: [10.1126/science.1244358](https://doi.org/10.1126/science.1244358).
- [63] M. Gmitra, D. Kochan, P. Högl und J. Fabian, “Trivial and inverted Dirac bands and the emergence of quantum spin Hall states in graphene on transition-metal dichalcogenides,” *Phys. Rev. B*, **93**(15), S. 155 104, 2016. DOI: [10.1103/PhysRevB.93.155104](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.93.155104).
- [64] E. McCann und V. I. Fal’ko, “ $z \rightarrow -z$ Symmetry of Spin-Orbit Coupling and Weak Localization in Graphene,” *Phys. Rev. Lett.*, **108**(16), S. 166 606, 2012. DOI: [10.1103/PhysRevLett.108.166606](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.166606).
- [65] R. Gross und A. Marx, *Festkörperphysik*, 1. Aufl. De Gruyter Oldenbourg, 2014, S. 1–1000, ISBN: 978-3-110-35870-4. DOI: [10.1524/9783110358704](https://doi.org/10.1524/9783110358704).

-
- [66] E. A. Marseglia, “Transition Metal Dichalcogenides and Their Intercalates,” *International Reviews in Physical Chemistry*, **3**(2), S. 177–216, 1983. DOI: [10.1080/01442358309353343](https://doi.org/10.1080/01442358309353343).
- [67] A. Kormányos, V. Zólyomi, V. I. Fal’ko und G. Burkard, “Tunable Berry curvature and valley and spin Hall effect in bilayer MoS₂,” *Phys. Rev. B*, **98**(3), S. 035408, 2018. DOI: [10.1103/PhysRevB.98.035408](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.98.035408).
- [68] A. L. Friedman, A. T. Hanbicki, F. K. Perkins, G. G. Jernigan, J. C. Culbertson und P. M. Campbell, “Evidence for Chemical Vapor Induced 2H to 1T Phase Transition in MoX₂ (X=Se,S) Transition Metal Dichalcogenide Films,” *Scientific Reports*, **7**(3836), S. 1–9, 2017. DOI: [10.1038/s41598-017-04224-4](https://doi.org/10.1038/s41598-017-04224-4).
- [69] D. Mouloua, A. Kotbi, G. Deokar, K. Kaja, M. El Marssi, M. EL Khakani und M. Jouiad, “Recent Progress in the Synthesis of MoS₂ Thin Films for Sensing, Photovoltaic and Plasmonic Applications: A Review,” *Materials*, **14**(3283), S. 1–23, 2021. DOI: [10.3390/ma14123283](https://doi.org/10.3390/ma14123283).
- [70] R. Roldán, J. A. Silva-Guillén, M. P. López-Sancho, F. Guinea, E. Cappelletti und P. Ordejón, “Electronic properties of single-layer and multilayer transition metal dichalcogenides MX₂ (M = Mo, W and X = S, Se),” *Annalen der Physik*, **526**(9-10), S. 347–357, 2014. DOI: [10.1002/andp.201400128](https://doi.org/10.1002/andp.201400128).
- [71] A. K. Geim und I. V. Grigorieva, “Van der Waals heterostructures,” *Nature*, **499**(7459), S. 419–425, 2013. DOI: [10.1038/nature12385](https://doi.org/10.1038/nature12385).
- [72] L. Banszerus, H. Janssen, M. Otto, A. Epping, T. Taniguchi, K. Watanabe, B. Beschoten, D. Neumaier und C. Stampfer, “Identifying suitable substrates for high-quality graphene-based heterostructures,” *2D Materials*, **4**(2), S. 025030, 2017. DOI: [10.1088/2053-1583/aa5b0f](https://doi.org/10.1088/2053-1583/aa5b0f).
- [73] H. Chen, Y. Tang, T. Jiang, G. Li, D. L. Andrews, R. H. Lipson und T. Nann, *Comprehensive Nanoscience and Nanotechnology, Nonlinear Nanophotonics With 2D Transition Metal Dichalcogenides*, 2. Aufl. Academic Press, Oxford, 2019, **1**, S. 305–318, ISBN: 978-0-12-812296-9.
- [74] G. G. Naumis, E.-H. Yang, D. Datta, J. Ding und G. Hader, *Synthesis, Modeling, and Characterization of 2D Materials, and Their Heterostructures, Micro and Nano Technologies: 5 - Electronic properties of two-dimensional materials*. Elsevier, 2020, S. 77–109, ISBN: 978-0-12-818475-2. DOI: [10.1016/B978-0-12-818475-2.00005-2](https://doi.org/10.1016/B978-0-12-818475-2.00005-2).
- [75] C. Weisbuch, S. Nakamura, Y.-R. Wu und J. S. Speck, “Disorder effects in nitride semiconductors: impact on fundamental and device properties,” *Nanophotonics*, **10**(1), S. 3–21, 2021. DOI: [10.1515/nanoph-2020-0590](https://doi.org/10.1515/nanoph-2020-0590).
- [76] N. W. Ashcroft und N. D. Mermin, *Festkörperphysik*, 1. Aufl. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2001, S. 1–1072, ISBN: 978-3-486-24834-0.

- [77] T. Ihn, *Semiconductor Nanostructures, Quantum states and electronic transport*, 1. Aufl. Oxford University Press, 2009, S. 1–572, ISBN: 978-0-199-53443-2.
- [78] U. Zeitler, J. Giesbers und J. Maan, “Quanten-Hall-Effekt in Graphen. Ein- und doppelagiges Graphen im Magnetfeld,” *Physik in unserer Zeit*, **40**(3), S. 124–131, 2009. DOI: [10.1002/piuz.200801197](https://doi.org/10.1002/piuz.200801197).
- [79] K. Dransfeld und P. Kienle, *Physik II, Elektrodynamik und Spezielle Relativitätstheorie*, 7. Aufl. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2008, S. 1–332, ISBN 978-3-486-84628-7.
- [80] 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**(2), S. 144–148, 2008. DOI: [10.1038/nphys781](https://doi.org/10.1038/nphys781).
- [81] 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,” *Phys. Rev. Lett.*, **99**(24), S. 246 803, 2007. DOI: [10.1103/PhysRevLett.99.246803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.246803).
- [82] 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,” *ISRN Condensed Matter Physics*, **2012**(501686), 2012. DOI: [10.5402/2012/501686](https://doi.org/10.5402/2012/501686).
- [83] S. Pezzini, C. Cobaleda, E. Diez und V. Bellani, “Disorder and de-coherence in graphene probed by low-temperature magneto-transport: weak localization and weak antilocalization,” *Journal of Physics: Conference Series*, **456**(1), S. 012032, 2013. DOI: [10.1088/1742-6596/456/1/012032](https://doi.org/10.1088/1742-6596/456/1/012032).
- [84] J. Güttinger, F. Molitor, C. Stampfer, S. Schnez, A. Jacobsen, S. Dröscher, T. Ihn und K. Ensslin, “Transport through graphene quantum dots,” *Reports on Progress in Physics*, **75**(12), S. 126 502, 2012. DOI: [10.1088/0034-4885/75/12/126502](https://doi.org/10.1088/0034-4885/75/12/126502).
- [85] H. van Houten, B. J. van Wees, C. W. J. Beenakker, H. Heinrich, G. Bauer und F. Kuchar, *Physics and Technology of Submicron Structures, Quantum and Classical Ballistic Transport in Constricted Two-Dimensional Electron Gases*. Springer Berlin, Heidelberg, 1988, S. 198–207, ISBN 978-3-642-83431-8.
- [86] S. Das Sarma, S. Adam, E. H. Hwang und E. Rossi, “Electronic transport in two-dimensional graphene,” *Rev. Mod. Phys.*, **83**(2), S. 407–470, 2011. DOI: [10.1103/RevModPhys.83.407](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.83.407).
- [87] T. Maassen, “Electron spin transport in graphene-based devices,” Dissertation, Universität Groningen, 2013.

-
- [88] S. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems, Cambridge Studies in Semiconductor Physics and Microelectronic Engineering*, 3. Aufl. Cambridge University Press, 1995, S. 1–394, ISBN 978-0-521-59943-6. DOI: [10.1017/CB09780511805776](https://doi.org/10.1017/CB09780511805776).
- [89] K. v. Klitzing, G. Dorda und M. Pepper, “New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance,” *Phys. Rev. Lett.*, **45**(6), S. 494–497, 1980. DOI: [10.1103/PhysRevLett.45.494](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.45.494).
- [90] K. von Klitzing, “The quantized Hall effect,” *Rev. Mod. Phys.*, **58**(3), S. 519–531, 1986. DOI: [10.1103/RevModPhys.58.519](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.58.519).
- [91] 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**(7065), S. 201–204, 2005. DOI: [10.1038/nature04235](https://doi.org/10.1038/nature04235).
- [92] Y. Barlas, K. Yang und A. H. MacDonald, “Quantum Hall effects in graphene-based two-dimensional electron systems,” *Nanotechnology*, **23**(5), S. 052 001, 2012. DOI: [10.1088/0957-4484/23/5/052001](https://doi.org/10.1088/0957-4484/23/5/052001).
- [93] V. Fal’ko, “Electronic properties and the quantum Hall effect in bilayer graphene,” *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **366**(1863), S. 205–219, 2008. DOI: [10.1098/rsta.2007.2156](https://doi.org/10.1098/rsta.2007.2156).
- [94] 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,” *Phys. Rev. Lett.*, **107**(21), S. 216 602, 2011. DOI: [10.1103/PhysRevLett.107.216602](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.216602).
- [95] M. B. Lundberg, R. Yang, J. Renard und J. A. Folk, “Defect-Mediated Spin Relaxation and Dephasing in Graphene,” *Phys. Rev. Lett.*, **110**(15), S. 156 601, 2013. DOI: [10.1103/PhysRevLett.110.156601](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.156601).
- [96] R. V. Gorbachev, F. V. Tikhonenko, A. S. Mayorov, D. W. Horsell und A. K. Savchenko, “Weak Localization in Bilayer Graphene,” *Phys. Rev. Lett.*, **98**(17), S. 176 805, 2007. DOI: [10.1103/PhysRevLett.98.176805](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.176805).
- [97] A. W. Cummings, J. H. Garcia, J. Fabian und S. Roche, “Giant Spin Lifetime Anisotropy in Graphene Induced by Proximity Effects,” *Phys. Rev. Lett.*, **119**(20), S. 206 601, 2017. DOI: [10.1103/PhysRevLett.119.206601](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.206601).
- [98] B. L. Altshuler, A. G. Aronov und D. E. Khmelnitsky, “Effects of electron-electron collisions with small energy transfers on quantum localisation,” *Journal of Physics C: Solid State Physics*, **15**(36), S. 7367, 1982. DOI: [10.1088/0022-3719/15/36/018](https://doi.org/10.1088/0022-3719/15/36/018).

- [99] S. V. Morozov, K. S. Novoselov, M. I. Katsnelson, F. Schedin, L. A. Ponomarenko, D. Jiang und A. K. Geim, “Strong Suppression of Weak Localization in Graphene,” *Phys. Rev. Lett.*, **97**(1), S. 016 801, 2006. DOI: [10.1103/PhysRevLett.97.016801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.016801).
- [100] F. V. Tikhonenko, D. W. Horsell, R. V. Gorbachev und A. K. Savchenko, “Weak Localization in Graphene Flakes,” *Phys. Rev. Lett.*, **100**(5), S. 056 802, 2008. DOI: [10.1103/PhysRevLett.100.056802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.056802).
- [101] E. McCann, K. Kechedzhi, V. I. Fal’ko, H. Suzuura, T. Ando und B. L. Altshuler, “Weak-Localization Magnetoresistance and Valley Symmetry in Graphene,” *Phys. Rev. Lett.*, **97**(14), S. 146 805, 2006. DOI: [10.1103/PhysRevLett.97.146805](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.146805).
- [102] A. F. Morpurgo und F. Guinea, “Intervalley Scattering, Long-Range Disorder, and Effective Time-Reversal Symmetry Breaking in Graphene,” *Phys. Rev. Lett.*, **97**(19), S. 196 804, 2006. DOI: [10.1103/PhysRevLett.97.196804](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.196804).
- [103] T. Ando, T. Nakanishi und R. Saito, “Berry’s Phase and Absence of Back Scattering in Carbon Nanotubes,” *Journal of the Physical Society of Japan*, **67**(8), S. 2857–2862, 1998. DOI: [10.1143/JPSJ.67.2857](https://doi.org/10.1143/JPSJ.67.2857).
- [104] F. V. Tikhonenko, A. A. Kozikov, A. K. Savchenko und R. V. Gorbachev, “Transition between Electron Localization and Antilocalization in Graphene,” *Phys. Rev. Lett.*, **103**(22), S. 226 801, 2009. DOI: [10.1103/PhysRevLett.103.226801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.226801).
- [105] G. P. Mikitik und Y. V. Sharlai, “The Berry phase in graphene and graphite multilayers,” *Low Temperature Physics*, **34**(10), S. 794–800, 2008. DOI: [10.1063/1.2981389](https://doi.org/10.1063/1.2981389).
- [106] H. Suzuura und T. Ando, “Crossover from Symplectic to Orthogonal Class in a Two-Dimensional Honeycomb Lattice,” *Phys. Rev. Lett.*, **89**(26), S. 266 603, 2002. DOI: [10.1103/PhysRevLett.89.266603](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.266603).
- [107] D. V. Khveshchenko, “Electron Localization Properties in Graphene,” *Phys. Rev. Lett.*, **97**(3), S. 036 802, 2006. DOI: [10.1103/PhysRevLett.97.036802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.036802).
- [108] P. A. Lee, A. D. Stone und H. Fukuyama, “Universal conductance fluctuations in metals: Effects of finite temperature, interactions, and magnetic field,” *Phys. Rev. B*, **35**(3), S. 1039–1070, 1987. DOI: [10.1103/PhysRevB.35.1039](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.35.1039).
- [109] G. E. P. Box, G. M. Jenkins und G. C. Reinsel, *Time Series Analysis, Forecasting and Control*, 4. Aufl. John Wiley und Sons, Inc., Oxford, 2008, S. 1–784, ISBN 978-0-470-27284-8. DOI: [10.1002/9781118619193](https://doi.org/10.1002/9781118619193).

-
- [110] C. L. Kane und E. J. Mele, “Quantum Spin Hall Effect in Graphene,” *Phys. Rev. Lett.*, **95**(22), S. 226 801, 2005. DOI: [10.1103/PhysRevLett.95.226801](#).
 - [111] D. Kochan, S. Irmer und J. Fabian, “Model spin-orbit coupling Hamiltonians for graphene systems,” *Phys. Rev. B*, **95**(16), S. 165 415, 2017. DOI: [10.1103/PhysRevB.95.165415](#).
 - [112] B. Grbic, R. Leturcq, T. Ihn, K. Ensslin, D. Reuter und A. D. Wieck, “Strong spin-orbit interactions and weak antilocalization in carbon-doped p -type GaAs/Al_{*x*}Ga_{1-*x*}As heterostructures,” *Phys. Rev. B*, **77**(12), S. 125 312, 2008. DOI: [10.1103/PhysRevB.77.125312](#).
 - [113] B. Das, D. C. Miller, S. Datta, R. Reifenberger, W. P. Hong, P. K. Bhattacharya, J. Singh und M. Jaffe, “Evidence for spin splitting in In_{*x*}Ga_{1-*x*}As/In_{0.52}Al_{0.48}As heterostructures as $B \rightarrow 0$,” *Phys. Rev. B*, **39**(2), S. 1411–1414, 1989. DOI: [10.1103/PhysRevB.39.1411](#).
 - [114] J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi und T. Enoki, “Gate Control of Spin-Orbit Interaction in an Inverted In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As Heterostructure,” *Phys. Rev. Lett.*, **78**(7), S. 1335–1338, 1997. DOI: [10.1103/PhysRevLett.78.1335](#).
 - [115] D. Meschede, *Gerthsen Physik*, 25. Aufl. Springer Spektrum, 2015, S. 1–1052, ISBN: 978-3-662-45977-5. DOI: [10.1007/978-3-662-45977-5](#).
 - [116] I. Lo, J. K. Tsai, W. J. Yao, P. C. Ho, L.-W. Tu, T. C. Chang, S. Elhamri, W. C. Mitchel, K. Y. Hsieh, J. H. Huang, H. L. Huang und W.-C. Tsai, “Spin splitting in modulation-doped Al_{*x*}Ga_{1-*x*}N/GaN heterostructures,” *Phys. Rev. B*, **65**, S. 161 306, 16 2002. DOI: [10.1103/PhysRevB.65.161306](#).
 - [117] K. Zou, X. Hong und J. Zhu, “Effective mass of electrons and holes in bilayer graphene: Electron-hole asymmetry and electron-electron interaction,” *Phys. Rev. B*, **84**(8), S. 085 408, 2011. DOI: [10.1103/PhysRevB.84.085408](#).
 - [118] S. Hikami, A. I. Larkin und Y. Nagaoka, “Spin-Orbit Interaction and Magnetoresistance in the Two Dimensional Random System,” *Progress of Theoretical Physics*, **63**(2), S. 707–710, 1980. DOI: [10.1143/PTP.63.707](#).
 - [119] T. Wakamura, F. Reale, P. Palczynski, M. Q. Zhao, A. T. C. Johnson, S. Guéron, C. Mattevi, A. Ouerghi und H. Bouchiat, “Spin-orbit interaction induced in graphene by transition metal dichalcogenides,” *Phys. Rev. B*, **99**(24), S. 245 402, 2019. DOI: [10.1103/PhysRevB.99.245402](#).
 - [120] Y. Cao, V. Fatemi, S. Fang, K. Watanabe, T. Taniguchi, E. Kaxiras und P. Jarillo-Herrero, “Unconventional superconductivity in magic-angle graphene superlattices,” *Nature*, **556**(7699), S. 43–50, 2018. DOI: [10.1038/nature26160](#).

- [121] D. Herlach, T. Palberg, I. Klassen, S. Klein und R. Kobold, “Overview: Experimental studies of crystal nucleation: Metals and colloids,” *The Journal of Chemical Physics*, **145**(21), S. 211 703, 2016. DOI: [10.1063/1.4963684](https://doi.org/10.1063/1.4963684).
- [122] Z. Koziol, G. Gawlik und J. Jagielski, “Van der Waals interlayer potential of graphitic structures: From Lennard–Jones to Kolmogorov–Crespy and Lebedeva models,” *Chinese Physics B*, **28**(9), S. 096 101, 2019. DOI: [10.1088/1674-1056/ab38a5](https://doi.org/10.1088/1674-1056/ab38a5).
- [123] M. H. Naik, I. Maity, P. K. Maiti und M. Jain, “Kolmogorov–Crespi Potential For Multilayer Transition-Metal Dichalcogenides: Capturing Structural Transformations in Moiré Superlattices,” *The Journal of Physical Chemistry C*, **123**(15), S. 9770–9778, 2019. DOI: [10.1021/acs.jpcc.8b10392](https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.8b10392).
- [124] A. Castellanos-Gomez, M. Buscema, R. Molenaar, V. Singh, L. Janssen, H. S. J. van der Zant und G. A. Steele, “Deterministic transfer of two-dimensional materials by all-dry viscoelastic stamping,” *2D Materials*, **1**(1), S. 011 002, 2014. DOI: [10.1088/2053-1583/1/1/011002](https://doi.org/10.1088/2053-1583/1/1/011002).
- [125] M. K. Baumgartner, “Exfoliation großer Monolagen von TMDC-Kristallen auf Gold,” Bachelorarbeit, Universität Regensburg, 2022.
- [126] S. B. Desai, S. R. Madhupathy, M. Amani, D. Kiriya, M. Hettick, M. Tosun, Y. Zhou, M. Dubey, J. W. Ager III, D. Chrzan und A. Javey, “Gold-Mediated Exfoliation of Ultralarge Optoelectronically-Perfect Monolayers,” *Advanced Materials*, **28**(21), S. 4053–4058, 2016. DOI: <https://doi.org/10.1002/adma.201506171>.
- [127] P. J. Zomer, M. H. D. Guimarães, J. C. Brant, N. Tombros und B. J. van Wees, “Fast pick up technique for high quality heterostructures of bilayer graphene and hexagonal boron nitride,” *Applied Physics Letters*, **105**(1), S. 013 101, 2014. DOI: [10.1063/1.4886096](https://doi.org/10.1063/1.4886096).
- [128] X. Feng, M. A. Meitl, A. M. Bowen, Y. Huang, R. G. Nuzzo und J. A. Rogers, “Competing Fracture in Kinetically Controlled Transfer Printing,” *Langmuir, American Chemical Society*, **23**(25), S. 12 555–12 560, 2007. DOI: [10.1021/la701555n](https://doi.org/10.1021/la701555n).
- [129] C. Anderson, “The Fabrication of Bubble-Free hBN-Encapsulated WTe₂ Devices,” Student Presentations, University of Washington, Seattle, 2016. Adresse: https://archive.int.washington.edu/REU/2016/student_talks.html (besucht am 07. 10. 2024).
- [130] M. Marocko, “Beseitigung von Verunreinigungen in Van-der-Waals-Heterostrukturen,” Bachelorarbeit, Universität Regensburg, 2018.
- [131] F. Pizzocchero, L. Gammelgaard, B. S. Jessen, J. M. Caridad, L. Wang, J. Hone, P. Bøggild und T. J. Booth, “The hot pick-up technique for batch assembly of van der Waals heterostructures,” *Nature Communications*, **7**(1), S. 11 894, 2016. DOI: [10.1038/ncomms11894](https://doi.org/10.1038/ncomms11894).

-
- [132] Y. Guo, C. Liu, Q. Yin, C. Wei, S. Lin, T. B. Hoffman, Y. Zhao, J. H. Edgar, Q. Chen, S. P. Lau, J. Dai, H. Yao, H.-S. P. Wong und Y. Chai, “Distinctive in-Plane Cleavage Behaviors of Two-Dimensional Layered Materials,” *ACS Nano*, **10**(9), S. 8980–8988, 2016. DOI: [10.1021/acsnano.6b05063](https://doi.org/10.1021/acsnano.6b05063).
- [133] W. Fu, M. John, T. D. Maddumapatabandi, F. Bussolotti, Y. S. Yau, M. Lin und K. E. Johnson Goh, “Toward Edge Engineering of Two-Dimensional Layered Transition-Metal Dichalcogenides by Chemical Vapor Deposition,” *ACS Nano*, **17**(17), S. 16 348–16 368, 2023. DOI: [10.1021/acsnano.3c04581](https://doi.org/10.1021/acsnano.3c04581).
- [134] S. Wang, A. Robertson und J. H. Warner, “Atomic structure of defects and dopants in 2D layered transition metal dichalcogenides,” *Chem. Soc. Rev.*, **47**(17), S. 6764–6794, 2018. DOI: [10.1039/C8CS00236C](https://doi.org/10.1039/C8CS00236C).
- [135] F. Oberhuber, S. Blien, S. Heydrich, F. Yaghobian, T. Korn, C. Schüller, C. Strunk, D. Weiss und J. Eroms, “Weak localization and Raman study of anisotropically etched graphene antidots,” *Applied Physics Letters*, **103**(14), S. 143 111, 2013. DOI: [10.1063/1.4824025](https://doi.org/10.1063/1.4824025).
- [136] P. Nemes-Incze, G. Magda, K. Kamarás und L. P. Biró, “Crystallographically selective nanopatterning of graphene on SiO₂,” *Nano Research*, **3**(2), S. 110–116, 2010. DOI: [10.1007/s12274-010-1015-3](https://doi.org/10.1007/s12274-010-1015-3).
- [137] Y. Kim, P. Herlinger, T. Taniguchi, K. Watanabe und J. H. Smet, “Reliable Postprocessing Improvement of van der Waals Heterostructures,” *ACS Nano*, **13**(12), S. 14 182–14 190, 2019. DOI: [10.1021/acsnano.9b06992](https://doi.org/10.1021/acsnano.9b06992).
- [138] M. R. Rosenberger, H.-J. Chuang, K. M. McCreary, A. T. Hanbicki, S. V. Sivaram und B. T. Jonker, “Nano-“Squeegee” for the Creation of Clean 2D Material Interfaces,” *ACS Applied Materials Interfaces*, **10**(12), S. 10 379–10 387, 2018. DOI: [10.1021/acsami.8b01224](https://doi.org/10.1021/acsami.8b01224).
- [139] J. Steidl, “Anwendung von ”Contact Mode“-Rasterkraftmikroskopie zur qualitativen Verbesserung von Van-der-Waals Heterostrukturen,” Bachelorarbeit, Universität Regensburg, 2020.
- [140] L. Wang, I. Meric, P. Y. Huang, Q. Gao, Y. Gao, H. Tran, T. Taniguchi, K. Watanabe, L. M. Campos, D. A. Muller, J. Guo, P. Kim, J. Hone, K. L. Shepard und C. R. Dean, “One-Dimensional Electrical Contact to a Two-Dimensional Material,” *Science*, **342**(6158), S. 614–617, 2013. DOI: [10.1126/science.1244358](https://doi.org/10.1126/science.1244358).
- [141] H. Huff und D. Gilmer, *High Dielectric Constant Materials, VLSI MOS-FET Applications* (Advanced microelectronics), 1. Aufl. Springer Berlin, Heidelberg, 2005, S. 1–710, ISBN: 978-3-540-21081-8. DOI: [10.1007/b137574](https://doi.org/10.1007/b137574).

- [142] K. K. Kim, A. Hsu, X. Jia, S. M. Kim, Y. Shi, M. Dresselhaus, T. Palacios und J. Kong, "Synthesis and Characterization of Hexagonal Boron Nitride Film as a Dielectric Layer for Graphene Devices," *ACS Nano*, **6**(10), S. 8583–8590, 2012. DOI: [10.1021/nm301675f](https://doi.org/10.1021/nm301675f).
- [143] S. Guo, S. Germanis, T. Taniguchi, K. Watanabe, F. Withers und I. J. Luxmoore, "Electrically Driven Site-Controlled Single Photon Source," *ACS Photonics*, **10**(8), S. 2549–2555, 2023. DOI: [10.1021/acsp Photonics.3c00097](https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.3c00097).
- [144] J. Li, L. Z. Tan, K. Zou, A. Stabile, D. Seiwel, K. Watanabe, T. Taniguchi, S. G. Louie und J. Zhu, "Effective mass in bilayer graphene at low carrier densities: The role of potential disorder and electron-electron interaction," *Physical Review B*, **94**, S. 161 406, 2016. DOI: [10.1103/PhysRevB.94.161406](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.161406).
- [145] S. Peterhans, "Mikro-Hall-Magnetometrie in Graphen-Hall-Sonden an 2D-Magnetmaterialien," Masterarbeit, Universität Regensburg, 2020.
- [146] B. Fülöp, A. Márffy, E. Tóvári, M. Kedves, S. Zihlmann, D. Indolese, Z. Kovács-Krausz, K. Watanabe, T. Taniguchi, C. Schönenberger, I. Kézsmárki, P. Makk und S. Csonka, "New method of transport measurements on van der Waals heterostructures under pressure," *Journal of Applied Physics*, **130**(6), S. 064 303, 2021. DOI: [10.1063/5.0058583](https://doi.org/10.1063/5.0058583).
- [147] F. Schupp, "Nanomanipulation an Graphen," Bachelorarbeit, Universität Regensburg, 2011.

A. Prozessdokumentation

A.1. Herstellung von Si/SiO₂-Substraten

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Si/SiO₂-Wafer bestehend aus einer 90 nm dicken SiO₂-Schicht auf einer stark p-dotierten Siliziumschicht
- Lösung aus 5 % Polymethylmethacrylat (PMMA) und 95 % Anisol (PMMA-Lackgemisch)

Verwendete Geräte:

- Diamantritzer
- Rotationsbeschichter von der Firma *SÜSS MicroTec SE*
- Heizplatte

Prozessablauf:

- Prozessparameter (aus Tabelle A.1) für den Rotationsbeschichter eingeben:

Schritt	Zeit	Drehzahl	Beschleunigung
1	5 s	1500 min ⁻¹	1500 min ⁻¹ s ⁻¹
2	60 s	1500 min ⁻¹	1500 min ⁻¹ s ⁻¹

Tabelle A.1.: Rezept für Rotationsbeschichter.

- Si/SiO₂-Wafer im Rotationsbeschichter positionieren.
- Wafer mit PMMA-Lackgemisch vollständig benetzen.
- Prozess starten.
- Wafer anschließend für acht Minuten auf eine Heizplatte legen und PMMA-Lackgemisch bei 150° C aushärten lassen.
- Wafer von der Heizplatte nehmen und abkühlen lassen.

- Wafer in Diamantritzer einbauen und in beliebig große Rechtecke ritzen (hier ca. $1 \times 1 \text{ cm}^2$).
- Wafer an geritzten Stellen in einzelne Chips auseinanderbrechen.

A.2. Reinigung von Si/SiO₂-Substraten

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Aceton
- Isopropanol
- Sauerstoff
- Stickstoff
- Transferchip: $1 \times 1 \text{ cm}^2$ große Si/SiO₂-Substrate aus 90 nm SiO₂ auf stark positiv dotiertem Silizium aus [A.1](#)
- Markerchip: $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$ große Si/SiO₂-Substrate aus 285 nm SiO₂ auf stark positiv dotiertem Silizium mit Goldmarker (waren bereits vorgefertigt)

Verwendete Geräte:

- 4x Becherglas
- Ultraschallbad
- Druckluftpistole für Stickstoff
- Plasmaverascher

Prozessablauf:

- Drei Bechergläser mit Aceton und ein Becherglas mit Isopropanol füllen.
- Ein bis zwei Chips (Transferchips und/oder Markerchips) in das erste Becherglas geben und diese für ca. zwei Minuten in das Ultraschallbad stellen.
- Becherglas aus dem Ultraschallbad nehmen, Chips in das zweite Acetonbad geben und erneut für ca. zwei Minuten in das Ultraschallbad stellen.
- Becherglas aus dem Ultraschallbad nehmen, die Chips in das dritte Acetonbad geben und ca. 30 Sekunden warten.
- Chips nun für ca. zehn Sekunden in das Becherglas mit Isopropanol geben, um Acetonrückstände zu vermeiden.

- Chips herausnehmen und mit Druckluftpistole (Stickstoff) abblasen.
- Prozessschritte für gewünschte Anzahl an Chips wiederholen.
- Chips in Plasmaverascher deponieren, um restliche organische Rückstände durch Sauerstoffplasma zu entfernen.
- Prozessparameter einstellen:

Zeit	Leistung	Druck
5 min	52%	1 – 2 mbar

Tabelle A.2.: Prozessparameter für Plasmaverascher.

- Prozess starten.
- Chips nach Ablauf der Zeit ausbauen.

A.3. Exfoliation der verwendeten 2D-Materialien

Für diese Arbeit wurden verschiedene 2D-Materialien unterschiedlicher Dicke hergestellt. Im Folgenden werden die jeweiligen Herstellungsmethoden kurz beschrieben.

A.3.1. Exfoliation von Monolagen- und Bilagen-Graphen

Methode 1: Herstellung von Graphen-Flocken (Standard)

Mit dieser Methode lassen sich in der Regel Graphen-Flocken im Bereich von mehreren 10 μm Durchmesser herstellen. Flocken in der Größe von über 100 μm sind allerdings extrem selten.

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Gereinigte Transferchips aus Schritt [A.1](#) und [A.2](#)
- Blaues Tape: *BT-150 E-CM Tape* von der Firma *Nitto Denko Corp.*
- Graphitkristall: *Flaggy Flakes* von der Firma *NGS Trading & Consulting GmbH*

Prozessablauf:

- Teil eines Graphitkristalls auf ein Stück des blauen Tapes legen und festdrücken.

- Oberen Teil des Kristalls vom Tape herunehmen, wodurch der Kristall gespalten wird und nahe der Oberfläche des Tapes ein gewisser Teil der Kristalls auf dem Tape kleben bleibt.
- Zwei- bis dreimal ein weiteres Stück blaues Tape auf diese Stelle kleben und abziehen, wodurch das Graphit auf dem ersten Tape immer dünner werden sollte.
- Ist das Graphit nun dünn genug (Augenmaß), dann das erste Tape mit dem Graphit für ca. 30 Sekunden fest auf ein Si/SiO₂-Substrat drücken. Idealerweise ein Si/SiO₂-Substrat (Transferchip), das nach Prozess A.2 unmittelbar aus dem Plasmaverascher kam, verwenden.
- Nach 30 Sekunden, das Tape langsam (innerhalb von drei bis vier Sekunden) vom Si/SiO₂-Substrat abziehen.
- Abschließend den Chip mit einem optischen Mikroskop auf Graphen-Flocken hin untersuchen.

Methode 2: Herstellung von größeren Graphen-Flocken

Mit dieser Methode lassen sich Graphen-Flocken im Bereich von über 100 μm Durchmesser herstellen.

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Gereinigte Transferchips aus Schritt A.1 und A.2
- Blaues Tape: *BT-150 E-CM Tape* von der Firma *Nitto Denko Corp.*
- Scotch Tape: *Scotch Magic Tape* von der Firma *3M Company Corp.*
- Graphitkristall: *Flaggy Flakes* von der Firma *NGS Trading & Consulting GmbH*

Prozessablauf:

- Den Graphitkristall auf ein Stück Scotch Tape drücken.
- Oberen Teil des Kristalls sehr vorsichtig vom Scotch Tape abgespalten, sodass idealerweise ein dünnes Abbild des Graphitkristalls auf dem Scotch Tape kleben bleibt.
- Das blaue Tape nehmen und auf das Scotch Tape kleben, sodass der Kristall zwischen den beiden Tapes eingeschlossen ist. Wichtig: Hier nicht zu stark andrücken, da das Graphit sonst auf dem Tape in kleinere Teile zerbricht, was wiederum die Flockengröße einschränken würde.

- Das blaue Tape sehr schnell (innerhalb einer Sekunde) vom Scotch Tape abziehen, da sonst nur wenig Graphit auf dem blauen Tape kleben bleibt.
- Ein- bis zweimal mit blauem Tape an dieser Stelle exfolieren, wodurch das Graphit auf dem Tape immer dünner werden sollte. Dabei ist wieder zu beachten, dass man nicht zu stark auf das Graphit drückt. Idealerweise streift man nur leicht darüber.
- Ist das Graphit nun dünn genug (Augenmaß), dann das Tape mit dem Kristall für ca. 30 Sekunden fest auf ein Si/SiO₂-Substrat (Transferchip) drücken. Idealerweise verwendet man ein Si/SiO₂-Substrat (Transferchip), das nach [A.2](#) unmittelbar aus dem Plasmaverascher kam.
- Nach 30 Sekunden das Tape langsam (innerhalb von zwei bis drei Sekunden) vom Si/SiO₂-Substrat (Transferchip) abziehen.
- Chip mit einem optischen Mikroskop auf Graphen-Flocken hin untersuchen. Idealerweise findet man Monolagen- oder Bilagen-Graphen mit Größen von 100 μm - 300 μm .

A.3.2. Exfoliation von vielschichtigem hBN

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Gereinigte Transferchips aus Schritt [A.1](#) und [A.2](#)
- Blaues Tape: *BT-150 E-CM Tape* von der Firma *Nitto Denko Corp.*
- hBN-Kristalle von T. Taniguchi und K. Watanabe (*National Institute for Materials Science, Tsukuba, Japan*)

Prozessablauf:

Die Herstellung von vielschichtigem hBN entspricht der Methode 1 zur Herstellung von Graphen-Flocken wie oben bereits beschrieben.

A.3.3. Exfoliation von TMDCs (WSe₂ und WS₂)

Exfoliation von mehrlagigem TMDC

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Gereinigte Transferchips aus Schritt [A.1](#) und [A.2](#)
- Blaues Tape: *BT-150 E-CM Tape* von der Firma *Nitto Denko Corp.*
- WS₂- und WSe₂-Kristalle von der Firma *HQ Graphene Systems B.V.*

Prozessablauf:

Die Herstellung von mehrlagigem TMDC entspricht im Wesentlichen Methode 1 ([A.3.1](#)) zur Herstellung von Graphen-Flocken wie oben bereits beschrieben.

Exfoliation von Monolagen-TMDCs

Zur Herstellung von ML-TMDCs genügen die bereits genannten Methoden nicht, da ML-TMDCs, aufgrund der geringen Bruchfestigkeit der Kristalle, bisher nur sehr schwer und damit sehr selten direkt auf Si/SiO₂-Substraten (Transferchips) exfoliert werden konnten. Daher wurde eine Methode verwendet, die sich stark an der Arbeit aus [124] orientiert.

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Gereinigte Transferchips aus Schritt [A.1](#) und [A.2](#)
- Blaues Tape: *BT-150 E-CM Tape* von der Firma *Nitto Denko Corp.*
- Scotch Tape: *Scotch Magic Tape* von der Firma *3M Company Corp.*
- WS₂- und WSe₂-Kristalle von der Firma *HQ Graphene Systems B.V.*
- PDMS: Blattförmiges PDMS auf Objektträger liegend von der Firma *Gel Pak LLC*

Verwendete Geräte:

- Mikroskop mit Transfervorrichtung

Prozessablauf:

- TMDC-Kristall auf Scotch Tape drücken.
- Oberen Teil des Kristalls sehr vorsichtig vom Scotch Tape abgespalten, sodass idealerweise ein dünnes Abbild des TMDC-Kristalls auf dem Scotch Tape kleben bleibt.
- Das blaue Tape nehmen und auf das Scotch Tape kleben, sodass der Kristall zwischen den beiden Tapes eingeschlossen ist. Wichtig: Hier nicht zu stark andrücken, da sonst das TMDC auf dem Tape in kleinere Teile zerbricht.
- Das blaue Tape sehr schnell (innerhalb einer Sekunde) vom Scotch Tape abziehen, da sonst nur wenig TMDC-Material auf dem blauen Tape kleben bleibt.
- Maximal ein- bis zweimal ein weiteres blaues Tape auf diese Stelle des ersten blauen Tapes kleben und abziehen, wodurch das TMDC auf dem ersten blauen Tape immer dünner werden sollte. Dabei ist wieder zu beachten, dass man nicht zu stark auf das TMDC drückt. Idealerweise streift man nur leicht darüber.
- Ist das TMDC nun dünn genug (Augenmaß), dann das blaue Tape mit dem TMDC-Kristall leicht auf ein Stück PDMS drücken.

- Zwei- bis dreimal leicht über das Tape streifen, sodass die Kristalle in Kontakt mit dem PDMS kommen, aber idealerweise nicht brechen.
- Jetzt zieht man das blaue Tape schnell vom PDMS herunter, sodass Bereiche mit TMDC-Kristallen auf dem PDMS liegen bleiben.
- Mit dem optischen Mikroskop kann man nun nach TMDC-Flocken (hier Monolagen) suchen.
- Gewünschte Flocke muss noch auf ein Si/SiO₂-Substrat (Transferchip) transferiert werden. Dazu muss man das PDMS und das Substrat in eine Transfervorrichtung einbauen.
- Unter dem optischen Mikroskop die Stelle mit der Flocke suchen und zentral im Bild positionieren.
- Das PDMS auf das Si/SiO₂-Substrat (Transferchip) drücken.
- Sobald Kontakt zwischen Flocke und Si/SiO₂-Substrat (Transferchip) hergestellt wurde, ca. zehn Sekunden warten.
- Nach der Wartezeit SiO₂-Substrat (Transferchip) und PDMS sehr langsam voneinander trennen, sodass die Kontaktlinie, sich nur sehr langsam bewegt. Prozess kann einige Minuten dauern. Bei zu schneller Durchführung kann die Flocke zerstört werden oder diese verbleibt auf dem PDMS.
- Nach dem Prozess das SiO₂-Substrat (Transferchip) mit der Flocke aus der Transfervorrichtung ausbauen und später für die Herstellung von Heterostrukturen verwenden.

A.4. Hot-Pickup-Transfermethode

A.4.1. Vorbereitung

Herstellung Objektträger mit PDMS-Stempel

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- (1): *Sylgard 184 Silicone Elastomer Base* von der Firma *Sigma-Aldrich Company Ltd.*
- (2): *Sylgard 184 Silicone Elastomer Curing Agent* von der Firma *Sigma-Aldrich Company Ltd.*
- Objektträger
- 3x Pipette

Verwendete Geräte:

- Ultraschallbad
- Heizplatte
- Becherglas

Prozessablauf:

- Zehn Teile (hier 5 ml) von (1) mit einer Pipette in ein Becherglas geben.
- Einen Teil (hier 0,5 ml) von (2) mit einer weiteren Pipette in das gleiche Becherglas geben und die beiden Flüssigkeiten miteinander gut vermischen.
- Entstandene Blasen in dieser zähen Flüssigkeit entfernen. Dazu das Becherglas für ca. 15 Minuten in ein Ultraschallbad stellen.
- In der Zwischenzeit die Objektträger vorbereiten. Diese zuerst mit Propanol säubern.
- Objektträger auf eine Heizplatte bei 150° C legen.
- Nach 15 Minuten Wartezeit, das Becherglas mit der Flüssigkeit aus dem Ultraschallbad nehmen.
- Wenn in der Flüssigkeit keine Blasen mehr erkennbar sind, dann Pipette mit etwas Flüssigkeit füllen und damit zentral auf den Objektträger tropfen.
- Nach ca. fünf Minuten, sobald das PDMS gehärtet ist, den Objektträger von der Heizplatte nehmen und abkühlen lassen.
- Objektträger mit dem PDMS-Stempel kann nun zur Herstellung von Heterostrukturen verwendet werden.

Herstellung von PC-Lösung 5% und PC-FolieVerwendetes Verbrauchsmaterial:

- Poly(Bisphenol A-Carbonat) Granulat (PC) von der Firma *Sigma-Aldrich Company Ltd.*
- Chloroform
- Isopropanol
- Verschließbares Glasfläschchen (ideales Volumen ca. 250 ml)
- Glaspipette

- Objektträger
- Tesafilm

Verwendete Geräte:

- Heizplatte
- Grammwaage

Prozessablauf:

Herstellung von PC-Lösung 5%:

- Unter Verwendung einer Grammwaage, fünf Gramm PC-Granulat in das Glasfläschchen geben.
- Unter Verwendung einer Grammwaage, 95 Gramm Chloroform mit Glaspipette in dieses Glasfläschchen geben.
- Zum besseren Auflösen des PC-Granulats, das Glasfläschchen verschließen und in ein Ultraschallbad stellen.
- Nach ein paar Stunden sollte sich das PC-Granulat aufgelöst haben und das Fläschchen mit der Lösung kann aus dem Ultraschallbad genommen und verwendet werden.

Herstellung der PC-Folie:

- Zwei Objektträger mit Isopropanol säubern.
- PC-Lösung nehmen und einen dieser Objektträger damit vollständig benetzen.
- Zweiten Objektträger nehmen und auf die benetzte Seite des ersten Objektträgers legen.
- Unmittelbar danach den zweiten Objektträger vom ersten Objektträger herunterschieben.
- Den ersten Objektträger nun für ca. 20 Sekunden auf eine 80° C warme Heizplatte legen.
- Objektträger wieder von der Heizplatte nehmen und abkühlen lassen. Es findet sich nun eine dünne PC-Folie auf dem Objektträger.
- Diese PC-Folie kann man im Anschluss mit Hilfe von Tesafilm über einen Objektträger mit PDMS-Stempel spannen und für die Transfermethode verwenden.

A.4.2. Durchführung des Transfers von exfolierten Flocken

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Objektträger mit PDMS-Stempel und PC-Film.
- Si/SiO₂-Substrat (Transferchip) mit exfolierten Flocken aus [A.3](#)

Verwendete Geräte:

- Transfervorrichtung mit Mikroskop

Prozessablauf:

- Si/SiO₂-Substrat (Transferchip) mit der jeweiligen Flocke auf einem Heiztisch der Transfervorrichtung positionieren und zwar so, dass die Flocke im Zentrum des Bildes des optischen Mikroskops liegt.
- Heiztisch, der im Kondensorhalter befestigt ist, nach unten fahren.
- Oberhalb des Heiztisches den Objektträger mit PDMS-Stempel und PC-Film in den Mikroskoptisch einbauen und geeignet positionieren, sodass man mit dem Mikroskop durch den transparenten Stempel sehen kann.
- Heiztisch auf eine Temperatur von 120° C aufheizen.
- Sobald die Temperatur erreicht wurde, den Heiztisch langsam an den Objektträger annähern, bis man die Flocke im Bild des Mikroskops sehen kann, ohne aber Kontakt herzustellen.
- Wenn eine geeignete und saubere Stelle gefunden wurde, dann zwischen PC-Folie und Si/SiO₂-Substrat (Transferchip) Kontakt herstellen.
- Nach ca 30 Sekunden den Stempel wieder vom Si/SiO₂-Substrat (Transferchip) trennen, wodurch die Flocke nun auf der PC-Folie liegen müsste.
- Man kann anschließend beliebig viele weitere Flocken aufheben oder den Stapel auf einem Si/SiO₂-Substrat (Transferchip) ablegen.

A.4.3. Durchführung des Transfers von gewachsenen Flocken

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Objektträger mit PDMS-Stempel und PC-Film
- SiO₂-Substrat (Transferchip) mit hBN-Flocke aus [A.3.2](#)
- SiO₂-Substrat mit gewachsenen TMDC-Flocken von A. Turchanin und A. George (Friedrich-Schiller-Universität Jena, Jena, Deutschland)

Verwendete Geräte:

- Transfervorrichtung mit Mikroskop.

Prozessablauf:

- Mit vorherigem Prozess [A.4.2](#) für exfolierte Flocken eine exfolierte hBN-Flocke aufheben.
- Vorherigen Prozess prinzipiell wiederholen, aber in diesem Fall die hBN-Flocke nutzen, um die gewachsene TMDC-Flocke aufzuheben. Zu beachten ist, dass in der Regel nur der Bereich, der von der hBN-Flocke vollständig bedeckt wurde, aufgehoben wird (*Van-der-Waals-Pickup*).
- Man kann anschließend beliebig viele weitere Flocken aufheben oder den Stapel auf einem Si/SiO₂-Substrat (Markerchip) ablegen.

A.4.4. Ablegen von Heterostrukturen auf Si/SiO₂-Substrat (Markerchip)

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Objektträger mit PDMS-Stempel, PC-Film und Heterostruktur
- Chloroform
- Isopropanol
- Si/SiO₂-Substrat (Markerchip)
- Stickstoff

Verwendete Geräte:

- 2x Becherglas
- Transfervorrichtung mit Mikroskop
- Druckluftpistole für Stickstoff

Prozessablauf:

- Markerchip auf den Heiztisch positionieren und zwar so, dass der gewünschte Ablageort der Heterostruktur in der Bildmitte ist.
- Objektträger mit Stempel und Heterostruktur in Transfervorrichtung einbauen und so positionieren, dass der gewünschte Ablageort der Heterostruktur in der Bildmitte ist.

- Heiztisch mit dem Chip auf 180° C aufheizen.
- Den Chip langsam an die Heterostruktur annähern, bis man sowohl Oberfläche des Markerchips als auch Heterostruktur im Mikroskop erkennen kann.
- Passen die Positionen, dann den Chip weiter annähern und den Chip mit Stempel und damit mit der Heterostruktur in Kontakt bringen.
- Ungefähr zwei Minuten warten.
- Nach der Wartezeit, den Chip wieder vom Stempel entfernen, wodurch der geschmolzene PC-Film an den Rändern abreißt und der Teil mit der Heterostruktur auf dem Chip bleibt.
- Chip mit der Heterostruktur abkühlen lassen.
- Nach dem Abkühlen, Chip in ein Bad mit Chloroform geben, um den PC-Film zu lösen.
- Nach ca. fünf Minuten Wartezeit, Chip aus dem Chloroform nehmen und in ein Bad mit Isopropanol geben, um mögliche Rückstände des Chloroforms zu vermeiden.
- Chip aus Propanolbad entnehmen und mit Stickstoff trocken blasen.

A.5. Behandlung von Heterostrukturen mit AFM im Kontaktmodus

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Cantilever vom Typ *PPP-NCHR 10 Mesh* (Federkonstante $k = 42 \text{ Nm}^{-1}$) von der Firma *Park Systems Corp.*
- Markerchip mit Heterostruktur

Verwendete Geräte:

- AFM *XE7* von der Firma *Park Systems Corp.*

Prozessablauf:

- AFM-Software starten.
- Probe in das AFM einbauen.
- Gegebenenfalls Cantilever einbauen und Laser einstellen.

- Resonanzfrequenz finden (*Tune*).
- Zur gewünschten Stelle navigieren.
- Spitze annähern (*Engage*).
- Großflächiges Bild von der jeweiligen Stelle im *non contact mode* (NCM) aufnehmen.
- Spitze wieder von der Probe entfernen (*Disengage*).
- Auf *contact mode* umstellen.
- Kraftparameter abhängig von Probe einstellen (hier ca. 750 nN). Alle anderen Parameter wie im *non contact mode* (NCM) oder in Standardeinstellung beibehalten.
- Spitze wieder annähern (*Engage*).
- Bild der gewünschten Stelle im *contact mode* aufnehmen. Eventuell mehrmals abfahren.
- Spitze wieder von Probe entfernen (*Disengage*).
- AFM in *non contact mode* umstellen.
- Spitze wieder annähern (*Engage*).
- Zum Vergleich nochmal großflächiges Bild von der jeweiligen Stelle im *non contact mode* (NCM) aufnehmen.
- Behandelte Probe ausbauen.

Eine detaillierte Beschreibung zur Bedienung des AFMs kann man der Bedienungsanleitung des Herstellers entnehmen. Weitere Details zur Anwendung dieses Prozesses auf 2D-Materialien und ihre Heterostrukturen findet man in der Bachelorarbeit von J. Steidl [139] und in den Arbeiten von [137, 138]

A.6. Elektronenstrahlolithographie: Erster Durchgang

A.6.1. Probe mit PMMA beschichten

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Probe aus [A.5](#)

- Lackgemisch aus 5% PMMA (Polymethylmethacrylat) 950 k gelöst in 95% Anisol
- Pipette

Verwendete Geräte:

- Rotationsbeschichter von der Firma *SÜSS MicroTec SE*
- Heizplatte

Prozessablauf:

- Probe in Rotationsbeschichter positionieren.
- Rezept (PMMA-Standard) einstellen:

Schritt	Zeit	Drehzahl	Beschleunigung
1	5 s	3000 min ⁻¹	2000 min ⁻¹ s ⁻¹
2	30 s	6000 min ⁻¹	4000 min ⁻¹ s ⁻¹

Tabelle A.3.: Rezept für Rotationsbeschichter.

- Prozess starten und dabei Probe mit PMMA-Lackgemisch beschichten.
- Nach Ablauf der Zeit, Probe herausnehmen, auf Heizplatte legen und bei 150° C für acht Minuten den Lack aushärten lassen.
- Probe von Heizplatte nehmen und abkühlen lassen.

A.6.2. Belichtung mit Rasterelektronenmikroskop (REM)Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Beschichtete Probe aus [A.6.1](#)

Verwendete Geräte:

- *LEO REM* von der Firma *Carl Zeiss AG*

Prozessablauf:

- Probe in REM einbauen und übliche Startprozedur durchführen.
- Belichtung mit REM bei folgenden Prozessparametern durchführen:

Bereich	Beschleunigungsspannung	Apertur	Flächendosis
Feine Strukturen	30 kV	20 μm	260 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
Grobe Strukturen	30 kV	120 μm	(350 – 400) $\mu\text{C}/\text{cm}^2$

Tabelle A.4.: Prozessparameter für Elektronenstrahlolithographie.

- Probe aus REM ausbauen.

A.6.3. Entwicklung der Probe

Verwendetes Material:

- Belichtete Probe aus [A.6.2](#)
- Methylisobutylketon (MIBK)
- Isopropanol
- Stickstoff

Verwendete Geräte:

- 2x Becherglas
- Druckluftpistole für Stickstoff

Prozessablauf:

- Ein Becherglas mit Gemisch, bestehend aus MIBK und Isopropanol (Mischungsverhältnis 3:1), füllen.
- Ein Becherglas mit Isopropanol füllen.
- Probe für 60 Sekunden in MIBK/Isopropanol-Lösung entwickeln.
- Probe zum neutralisieren für 30 Sekunden in Becherglas mit Isopropanol geben.
- Abschließend Probe mit Stickstoff aus Druckluftpistole abblasen.

A.7. Reaktives Ionenätzen (RIE): Erster Durchgang

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Entwickelte Probe aus [A.6.3](#)
- Sauerstoff

- Trifluormethan (CHF_3)

Verwendete Geräte:

- *Plasmalab80* von der Firma *Oxford Instruments PLC*

Prozessablauf:

- Geräte gemäß Betriebsanleitung starten.
- Parameter für Schritt 1 aus Tabelle A.5 einstellen.
- Prozess starten (Kammer reinigen).
- Parameter für Schritt 2 aus Tabelle A.5 einstellen.
- Prozess starten (Kammer konditionieren).
- Kammer belüften, Probe einbauen, Kammer abpumpen.
- Parameter für Schritt 3 aus Tabelle A.5 einstellen (Ätzzeit abhängig von Material und Materialdicke wählen).
- Prozess starten (Probe ätzen).
- Kammer belüften und Probe ausbauen.

Schritt	Gasgemisch	Gasfluß	Kammerdruck	Leistung	Ätzzeit
1	O_2	100 sccm	100 mTorr	200 W	300 s
2	$CHF_3 : O_2$	(40 : 6) sccm	55 mTorr	35 W	60 s
3	$CHF_3 : O_2$	(40 : 6) sccm	55 mTorr	35 W	individuell

Tabelle A.5.: Prozessparameter für reaktives Ionenätzen.

A.8. Elektronenstrahlolithographie: Zweiter Durchgang

A.8.1. Probe mit PMMA beschichten

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Probe aus A.7
- (1) Lackgemisch aus 9% PMMA (Polymethylmethacrylat) 200 k gelöst in 95% Anisol

- (2) Lackgemisch aus 5% PMMA (Polymethylmethacrylat) 950 k gelöst in 95% Anisol
- Pipette

Verwendete Geräte:

- Rotationsbeschichter von der Firma *SÜSS MicroTec SE*
- Heizplatte

Prozessablauf:

- Prozess [A.6.1](#) mit Lackgemisch (1) durchführen.
- Prozess [A.6.1](#) mit Lackgemisch (2) durchführen.

A.8.2. Belichtung mit Rasterelektronenmikroskop (REM)

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Beschichtete Probe aus [A.8.1](#)

Verwendete Geräte:

- *LEO REM* von der Firma *Carl Zeiss AG*

Prozessablauf:

- Probe in REM einbauen und übliche Startprozedur durchführen.
- Belichtung mit REM bei folgenden Prozessparametern durchführen:

Bereich	Beschleunigungsspannung	Apertur	Flächendosis
Feine Strukturen	30 kV	20 μm	260 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
Grobe Strukturen	30 kV	120 μm	(350 – 400) $\mu\text{C}/\text{cm}^2$

Tabelle A.6.: Prozessparameter für Elektronenstrahlolithographie.

- Probe aus REM ausbauen.

A.8.3. Entwicklung der Probe

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Belichtete Probe aus [A.8.2](#)
- Methylisobutylketon (MIBK)
- Isopropanol
- Stickstoff

Verwendete Geräte:

- 2x Becherglas
- Druckluftpistole für Stickstoff

Prozessablauf:

- Wie in [A.6.3](#).

A.9. Reaktives Ionenätzen (RIE): Zweiter Durchgang

Verwendetes Material:

- Entwickelte Probe aus [A.8.3](#)
- Sauerstoff

Verwendete Geräte:

- *Plasmalab80* von der Firma *Oxford Instruments PLC*

Prozessablauf:

- Geräte gemäß Betriebsanleitung starten.
- Parameter für Schritt 1 aus Tabelle [A.7](#) einstellen.
- Prozess starten (Kammer reinigen).
- Parameter für Schritt 2 aus Tabelle [A.7](#) einstellen.
- Prozess starten (Kammer konditionieren).
- Kammer belüften, Probe einbauen, Kammer abpumpen.

Schritt	Gasgemisch	Gasfluß	Kammerdruck	Leistung	Ätzzeit
1	O ₂	100 sccm	100 mTorr	200 W	300 s
2	O ₂	20 sccm	30 mTorr	20 W	20 s
3	O ₂	20 sccm	30 mTorr	20 W	20 s

Tabelle A.7.: Prozessparameter für reaktives Ionenätzen.

- Parameter für Schritt 3 aus Tabelle A.7 einstellen (Ätzzeit abhängig von materialabhängiger Ätzrate und Materialdicke wählen).
- Prozess starten (Probe ätzen).
- Kammer belüften und Probe ausbauen.

Prozessparameter:

A.10. Physikalische Gasphasenabscheidung (PVD)

A.10.1. Thermisches Bedampfen

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Probe aus Prozess A.9
- Gold (Au)
- Chrom (Cr)

Verwendete Geräte:

- *UNIVEX 450* (Univex A) von der Firma *Leybold GmbH*

Prozessablauf:

Prozess wird gemäß Betriebsanleitung durchgeführt. Dazu sind folgende Parameter relevant:

Schritt	Material	Schichtdicke	Rate
1	Chrom	5 nm	0,2 – 0,5 Å/s
2	Gold	100 nm	1 – 2 Å/s

Tabelle A.8.: Prozessparameter für thermisches Bedampfen.

A.10.2. Elektronenstrahlbedampfen

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Probe aus Prozess [A.9](#)
- Gold (Au)
- Chrom (Cr)

Verwendete Geräte:

- *UNIVEX 450 B* (Univex B) von der Firma *Leybold GmbH*

Prozessablauf:

Prozess wird gemäß Betriebsanleitung durchgeführt. Dazu sind folgende Parameter relevant:

Schritt	Material	Schichtdicke	Rate
1	Chrom	5 nm	0,05 – 0,10 Å/s
2	Gold	100 nm	1,5 – 2,0 Å/s

Tabelle A.9.: Prozessparameter für Elektronenstrahlbedampfen.

A.11. Lift-Off

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Probe aus [A.10](#)
- Aceton
- Isopropanol
- Stickstoff

Verwendete Geräte:

- Medizinische Spritze
- Petrischale
- Becherglas
- Verschließbares Becherglas
- Heizplatte

- Druchluftpistole

Prozessablauf:

- Verschließbares Becherglas mit Aceton füllen.
- Probe in das Becherglas geben.
- Becherglas verschließen und auf eine Heizplatte mit einer Temperatur von 60° C stellen und mindestens eine Stunde warten.
- Petrischale mit Aceton füllen.
- Becherglas von Heizplatte nehmen, Probe aus dem Becherglas nehmen und zügig in Petrischale legen.
- Spritze mit Aceton füllen und überschüssiges Gold vom Chip abspritzen, sodass nur die Leiterbahnen und Bondpads auf dem Chip übrig bleiben.
- Chip in Becherglas mit Isopropanol geben und ca 30 Sekunden warten.
- Chip aus Becherglas nehmen und mit Stickstoff abblasen und trocken.

A.12. Probe in Chipträger einkleben

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Probe aus [A.11](#)
- Chipträger von der Firma *Kyocera Corp.*
- Zweikomponentiger, leitfähiger Kleber vom Typ *H20E* von der Firma *Epoxy Technology Europe GmbH*
- Zahnstocher

Verwendete Geräte:

- Heizplatte
- Metallnadel

Prozessablauf:

- SiO₂-Ränder des Markerchips mit Metallnadel einritzen und abbrechen, so dass das positiv dotierte Silizium an den Seiten des Markerchips freiliegt.

- Komponenten des Klebers mit Zahnstocher aus Gefäß nehmen und im Verhältnis 1:1 mischen.
- Einen Kontakt des Chipträgers mit der leitfähigen Innenfläche des Chipträgers kontaktieren.
- Chip in den Chipträger einkleben, sodass Ränder des Chips mit Kleber umgeben sind.
- Ganze Probe auf die Heizplatte legen und bei 100° C für eine Stunde den Kleber aushärten lassen
- Probe von Heizplatte nehmen und abkühlen lassen.
- Probe kann nun gebondet werden

A.13. Ultraschall-Drahtbonden

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Probe aus Prozess [A.11](#)
- Aluminiumdraht mit Durchmesser von 25 μm

Verwendete Geräte:

- *Wire Bonder Model 4500B* von der Firma *Westbond Inc.*

Prozessablauf:

Bondprozess wird gemäß Betriebsanleitung durchgeführt. Dabei werden die unten aufgeführten Parameter eingestellt und verwendet. Hier steht Bond 1 für das Bonden auf dem Chipträger und Bond 2 für das Bonden auf dem Bondpad.

Bond	Ultraschallleistung	Kraft	Zeit
1	180 arb. u.	13 cN	100 ms
2	120 arb. u.	13 cN	100 ms

Tabelle A.10.: Parameter für das Ultraschalldrahtbonden.

A.14. Erzeugung von hexagonalen Löchern zur Bestimmung der Kristallorientierung in Graphen

A.14.1. Erzeugung von Löchern in Graphen mit einem AFM

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Si/SiO₂-Substrat mit Graphen-Flocke
- AFM-Spitze: *Tap300DLC*, $f = 300$ kHz, $k = 40$ N/m von der Firma *BudgetSensors Innovative Solutions Bulgaria Ltd.*

Verwendete Geräte:

- *Bruker-Veeco icon*-AFM von der Firma *Bruker Nano GmbH*

Prozessablauf:

- Im Betriebshandbuch des AFMs und in der Arbeit von F. Schupp [147] finden sich die wesentlichen Informationen und Prozessparameter zur Erzeugung von Löchern in Graphen mit Hilfe des Nanomanipulationsmodus.

A.14.2. Kristallographisches anisotropes Ätzen im CVD-Ofen

Dieses Rezept orientiert sich an den Arbeiten aus der von F. Oberhuber [135] und P. Nemes-Incze [136].

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- Isopropanol
- Argon (Ar 6.0)
- Sauerstoff

Verwendete Geräte:

- CVD-Ofen mit Quarzrohr
- Objektträger aus Quarzglas

Prozessablauf:

Vorkonditionierung:

- Edstahlgitter zuschneiden (Maße ca. 10×5 cm²), einrollen und so in das Quarzrohr des CVD-Ofens schieben, dass das Gas später das Gitter durchdringen muss, um durch die Röhre zu gelangen. Das Gitter sollte ca. 5 cm hinter dem Temperatursensor in der Röhre liegen.
- Proben auf Objektträger aus Quarzglas legen und in die Röhre an die Stelle des Temperatursensors schieben. (Wichtig: Keine Standard-Objektträger nehmen, da diese die hohen Temperaturen nicht aushalten!)
- Enden des Quarzrohrs jeweils mit Dichtungsringen und Rohrschellen an Gasschläuche anschließen. Man sollte die Dichtungsringe gelegentlich vor dem Prozess noch mit Isopropanol reinigen.

- Um die Raumluft aus dem Quarzrohr zu entfernen, kann man das Rohr entweder mehrmals abpumpen und mit Argon (Ar 6.0) spülen (vgl. [135]) oder, wenn man keine Pumpe hat, dann kann man den Spülvorgang mit Argon auch über längere Zeit durchführen. Dazu wird der Druckflussregler von Argon auf 14 (1,5l/min) gestellt und die Röhre ca. fünf Minuten lang gespült.
- Sobald die Raumluft aus der Röhre entfernt wurde, stellt man den CVD-Ofen auf eine Temperatur von 850° C und schließt diesen anschließend. Nun müsste die Temperatur am CVD-Ofen steigen. Der Argonfluss von 14 (1,5l/min) wird beibehalten.
- Sobald das Thermometer 850° C anzeigt, sollte man zwei Stunden warten bis man den Prozess beenden kann. Der Argonfluss von 14 (1,5l/min) wird beibehalten.
- Nachdem zwei Stunden vergangen sind, kann man den CVD-Ofen öffnen und das System auf 80° C bis 100° C abkühlen lassen. Der Argonfluss von 14 (1,5l/min) wird beibehalten.
- Ist das System abgekühlt, so kann der Argonfluss gestoppt werden, um Gas zu sparen. Anschließend kann man die Probe und das Edelstahlgitter ausbauen.

Ätzen in Argon/Sauerstoff-Atmosphäre:

- Probe in Quarzrohr möglichst nahe am Temperatursensor positionieren.
- Enden des Quarzrohrs jeweils mit Dichtungsringen und Rohrschellen an Gasschläuche anschließen. Man sollte die Dichtungsringe gelegentlich vor dem Prozess noch mit Isopropanol reinigen.
- Um die Raumluft aus dem Quarzrohr zu entfernen, kann man das Rohr entweder mehrmals abpumpen und mit Argon (Ar 6.0) spülen (vgl. [135]) oder, wenn man keine Pumpe hat, dann kann man den Spülvorgang mit Argon auch über längere Zeit durchführen. Dazu wird der Druckflussregler von Argon auf 14 (1,5l/min) gestellt und die Röhre ca. fünf Minuten lang gespült.
- Sobald die Raumluft aus der Röhre entfernt wurde, stellt man den CVD-Ofen auf eine Temperatur von 750° C und schließt diesen anschließend. Nun müsste die Temperatur am CVD-Ofen steigen. Der Argonfluss von 14 (1,5l/min) wird beibehalten.

- Während dem Hochheizen kann man bereits die Sauerstoffflasche und Ventile für das Argon/Sauerstoff-Gemisch öffnen, lediglich der *Mass Flow Controller* (MFC) bleibt noch geschlossen. Software für MFC am PC starten, Regler allerdings bei 0 % lassen.
- Bei Erreichen der Temperatur umgehend die Flussrate für das Argon auf 7 (0,5l/min) stellen. Die Flussrate für das Argon/Sauerstoff-Gemisch auf 100 % stellen. Anschließend die gewünschte Ätzdauer abwarten. Ätzdauer ist abhängig vom gewünschten Resultat (hier 3 h).
- Sobald die Ätzdauer erreicht wurde, die Flussrate für das Argon/Sauerstoff-Gemisch auf 0 % stellen, Argonfluss auf 14 (1,5l/min) stellen, Sauerstoffflasche und -Ventile schließen, CVD-Ofen öffnen und auf 80° C bis 100° C abkühlen lassen.
- Ist das System abgekühlt, so sollte man den Argonfluss stoppen, um Gas zu sparen. Anschließend kann man die Probe ausbauen.

Abschließend kann man die erzeugten Löcher mit dem AFM betrachten. Falls der Prozess nicht funktioniert hat, so kann man diesen in der Regel problemlos erneut durchführen.

A.15. Lösen eines Probensubstrats aus einem Chipträger

Verwendetes Verbrauchsmaterial:

- In Chipträger eingeklebte Probe
- Chloroform
- Isopropanol
- Stickstoff
- Antistatisches Armband

Verwendete Geräte:

- Verschließbares Becherglas
- Becherglas
- Heizplatte
- Druckluftpistole für Stickstoff

Prozessablauf:

- Antistatisches Armband anlegen und im geerdeten Zustand Bonds lösen.
- Verschließbares Becherglas mit Chloroform füllen.
- Probe in Becherglas geben.
- Verschlossenes Becherglas mit Probe auf Heizplatte stellen und bei 60° C für ca. 12 – 24 Stunden stehen lassen.
- Probe aus Becherglas nehmen.
- Si/SiO₂-Chip mit Pinzette aus Chipträger nehmen.
- Kleberreste von Chip entfernen.
- Probe für ein bis zwei Minuten in Becherglas mit Isopropanol geben.
- Probe entnehmen und mit Stickstoff aus Druckluftpistole trocken blasen.

B. Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau zur Messung der Proben dieser Arbeit bestand immer aus einem Messsystem, einem Probenstab und einem Kryostaten.

B.1. Messsystem

Das Messsystem setzt sich aus einer Ansammlung verschiedener elektronischer Geräte zusammen, die zur Messung der gesuchten Effekte notwendig waren. Ein Schema dieses Systems ist in Abb. B.1 dargestellt. Zu diesem Messsystem gehörte

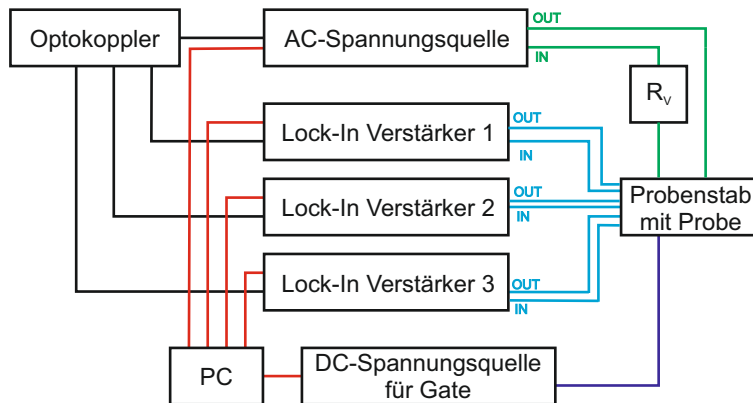


Abbildung B.1.: Schema des Messsystems.

eine AC-Spannungsquelle. Damit wurde eine Wechselspannung U_{bias} vorgegeben, deren Amplitude von der jeweiligen Anwendung abhängig war. Für die Messungen von Interferenzeffekten wie schwacher Lokalisierung und schwacher Antilokalisierung wurde eine Spannung von $U_{bias} = 0,3 \text{ V}$ eingestellt. Für die Messungen zu den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen wurde $U_{bias} = 1,0 \text{ V}$ eingestellt. Die Gründe für die unterschiedlich hohe Spannung und damit verbundenen Strömen hängen mit der Wärmedissipation der Probe und mit der Robustheit des Messsignals zusammen. Die Wechselspannung, deren Frequenz stets $f_{LockIn} = 13 \text{ Hz}$ betrug, wurde an der zu messenden Hallbar angelegt, wodurch ein gewisser Strom I durch die Hallbar fließen konnte (vgl. B.1 grüne Linie). Zwischen Probe und Spannungsquelle wurde außerdem ein Vorwiderstand $R_v = 10 \text{ M}\Omega$ dazwischen geschaltet. Dieser Vorwiderstand diente im Wesentlichen zur Stabilisierung des Stromflusses. Zur Spannungsmessung an der Probe wurden Lock-In Verstärker

benutzt (vgl. B.1 hellblaue Linien). Diese wurden über einen Optokoppler mit der AC-Spannungsquelle verbunden (vgl. B.1 schwarze Linien), wodurch diese gleichzeitig auch als Bandpassfilter fungierten. Dadurch sollten Signale mit einer anderen Frequenz als $f_{LockIn} = 13 \text{ Hz}$ aus der Messung eliminiert werden. Als nächstes Element wurde eine DC-Spannungsquelle verwendet, um gewisse Spannungen U_g an die Gateelektrode der Probe anlegen zu können (vgl. B.1 dunkelblaue Linie). Alle wesentlichen Parameter konnten über ein GPIB-Bussystem (vgl. B.1 rote Linien) vom PC ausgelesen und anschließend entsprechend ausgewertet werden.

B.2. Druckzelle

Für die druckabhängigen Messungen dieser Arbeit wurde eine Druckzelle, wie in [146] beschrieben, verwendet. Die Druckzelle hatte die Abmessungen $H = 62 \text{ mm}$, $D = 25 \text{ mm}$ und $d = 6,5 \text{ mm}$. In Abb. B.2 ist der Aufbau der Druckzelle und der zugehörigen Komponenten dargestellt. An dieser Stelle werden die num-

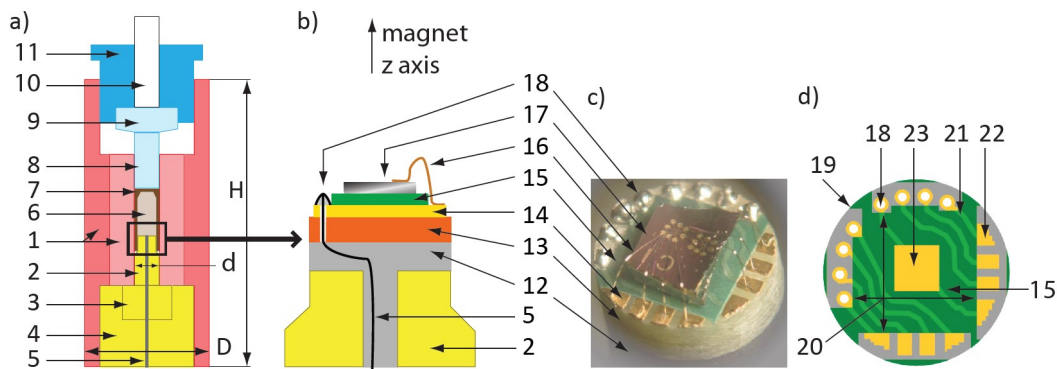


Abbildung B.2.: a) Schematische Seitenansicht der Druckzelle mit den einzelnen Komponenten. b) Vergrößerte Ansicht des Probenhalters innerhalb der Druckzelle. c) Foto eines Probenchips auf einem speziellen Chipträger. d) Modellansicht des Chipträgers. Auf die nummerierten Komponenten wird im Fließtext genauer eingegangen.[146]

merierten Bestandteile nun kurz beschrieben. **1** Doppelschichtige Zellwand aus NiCrAl/CuBe. **2** CuBe-Aufsatz. **3** WC-Sicherung. **4** CuBe-Schraube unten. **5** Elektrische Durchführung innerhalb des grauen Kanals. **6** Hochdruckkammer gefüllt mit Druckmedium. **7** Teflonbecher. **8** WC-Kolben. **9** WC-Kolbensicherung. **10** WC-Stößelstange. **11** Obere CuBE-Schraube. **12** Epoxidbettung. **13** PCB-Kernschicht. **14** Obere Cu-Lage der Leiterplatte mit Ni/Au. **15** PCB-Lötstoppschicht. **16** Bonddrähte, die das PCB-Bondpad der Chipträgers mit den Kontaktpads des Chips verbinden. **17** Probenchip. **18** Nichtleitende Löcher (non-plated through-holes (NPTHs)) und gelötete elektrische Durchgangsleitungen. **19** Nutzbarer Leiterplattendurchmesser von 5,1 mm. **20** Zentraler Bereich (ca. 3,5 mm ×

3,5 mm), in dem der Chip platziert wird. **21** Leiterbahnen auf der Leiterplatte, die die gelöteten Durchgangsleitungen mit den Bondpads verbinden. **22** Bondpads auf Chipträger. **23** Mit Gold beschichteter Bereich zum Kontaktieren von Backgates. Für diese Arbeit wurde die Hochdruckkammer (**6**) mit Kerosin befüllt, welches beim Betrieb der Druckzelle mit einem Druck p auf die Probe gedrückt wurde. Die Druckzelle war außerdem so positioniert, dass das äußere magnetische Feld senkrecht zum Probenchip gerichtet war. Weitere Informationen zur Druckzelle können der Literatur [146] entnommen werden.

C. Weitere experimentelle Ergebnisse

C.1. Weitere Messungen zur Schwebung

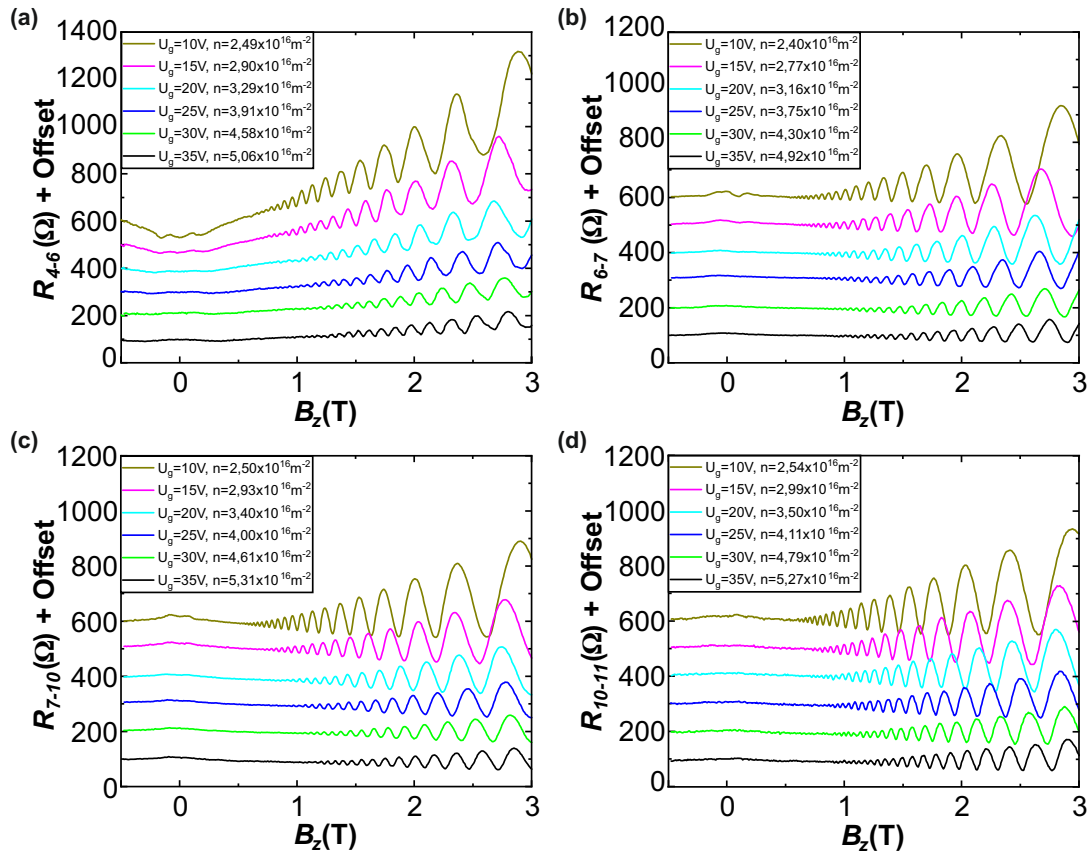


Abbildung C.1.: Die einzelnen Kurven in den Graphen a)-d) zeigen die Shubnikov-Haas-Oszillationen bei verschiedenen positiven Gatespannungen U_g und Ladungsträgerdichten n für die Bereiche zwischen den Kontakten 4-6, 6-7, 7-10 und 10-11. Die gesuchte Schwebung tritt hier außerdem nicht auf.

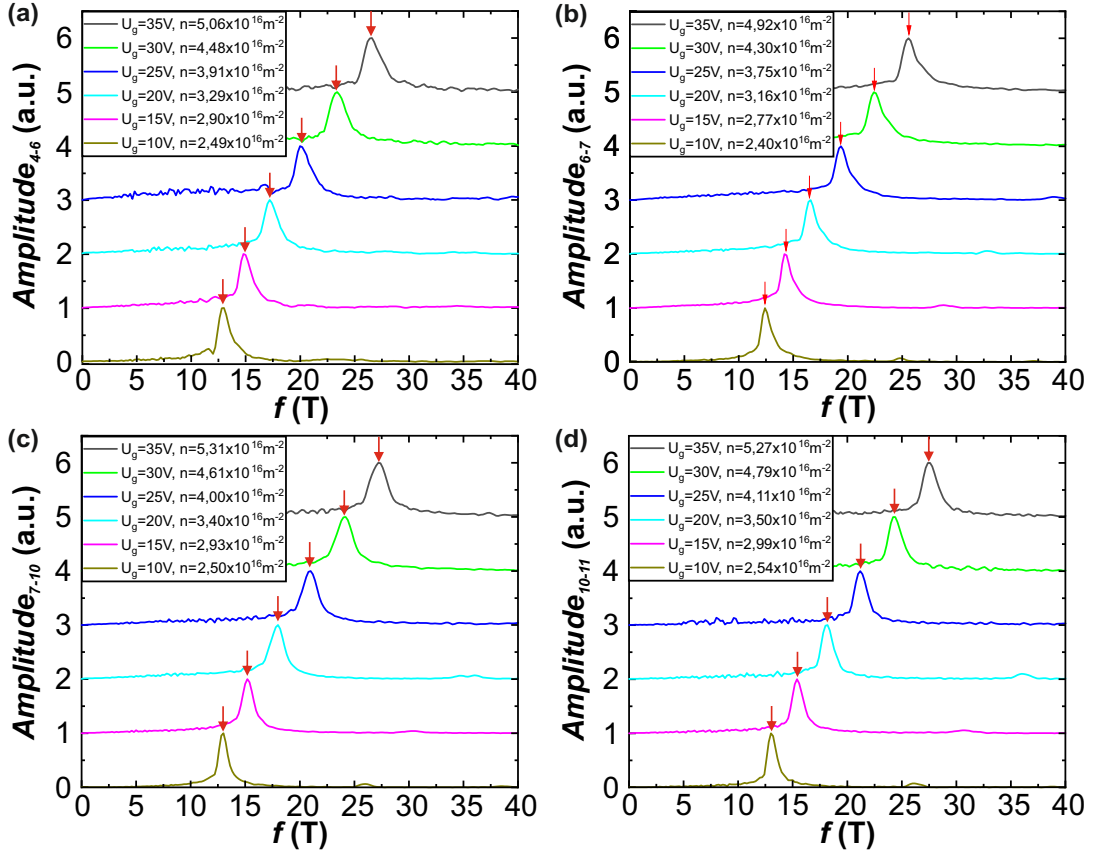


Abbildung C.2.: Die Kurven in den Graphen a)-d) zeigen die einzelnen Frequenzspektren mit den dominanten Peaks (markiert durch rote Pfeile) bei unterschiedlichen positiven Gatespannungen U_g bzw. Ladungsträgerdichten n für die Bereiche zwischen den Kontakten 4-6, 6-7, 7-10 und 10-11.

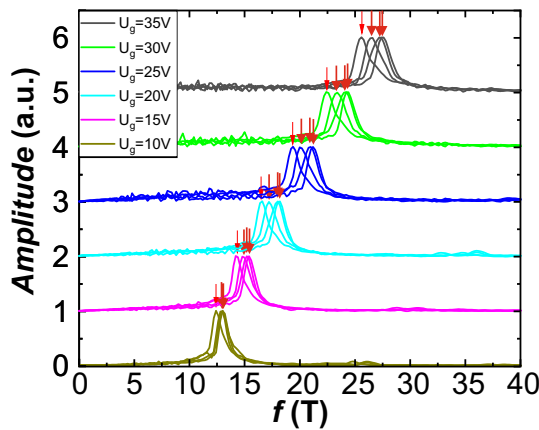


Abbildung C.3.: Frequenzspektrum mit übereinandergelagerten Kurven aus Abb. C.2 mit den dominanten Peaks (markiert durch rote Pfeile) bei unterschiedlichen positiven Gatespannungen U_g bzw. Ladungsträgerdichten n .

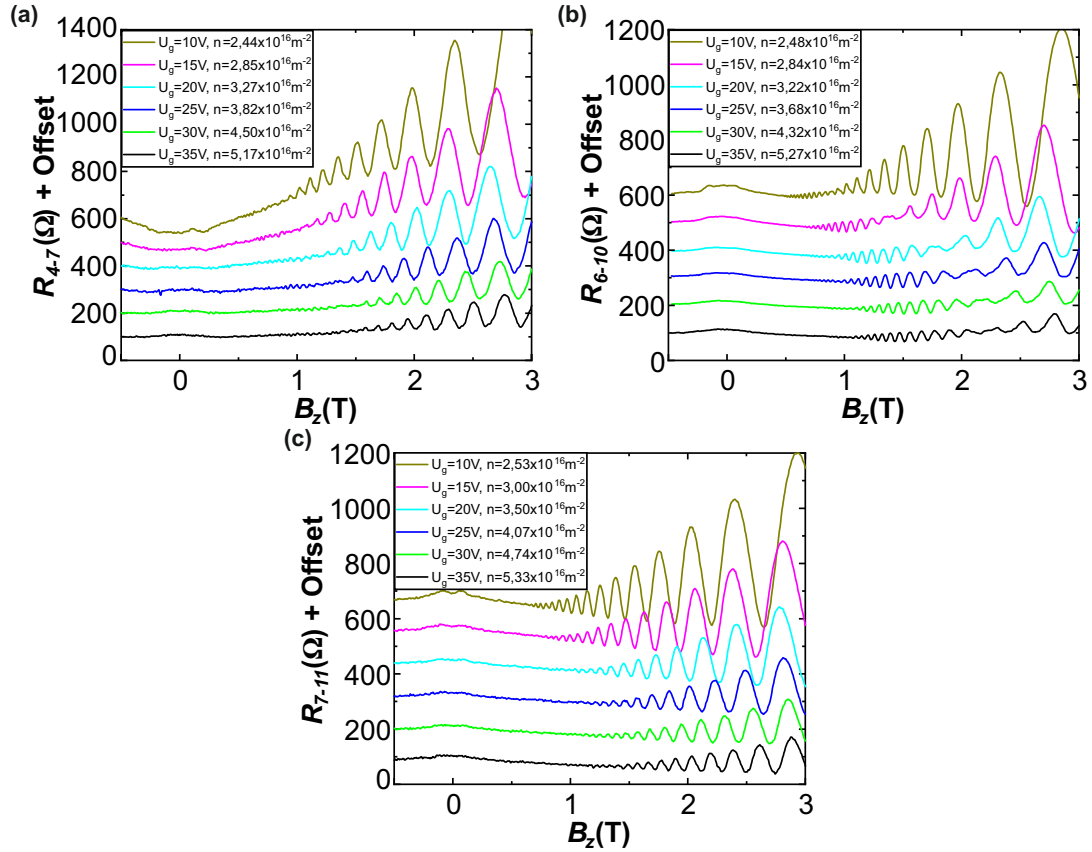


Abbildung C.4.: Die einzelnen Kurven in den Graphen a)-c) zeigen die Shubnikov-de-Haas-Oszillationen bei verschiedenen positiven Gatespannungen U_g und Ladungsträgerdichten n für die Bereiche zwischen den Kontakten 4-7, 6-10 und 7-11. Die gesuchte Schwebung tritt hier auf und ist mit dem Auge vor allem in den Graphen a) und b) erkennbar.

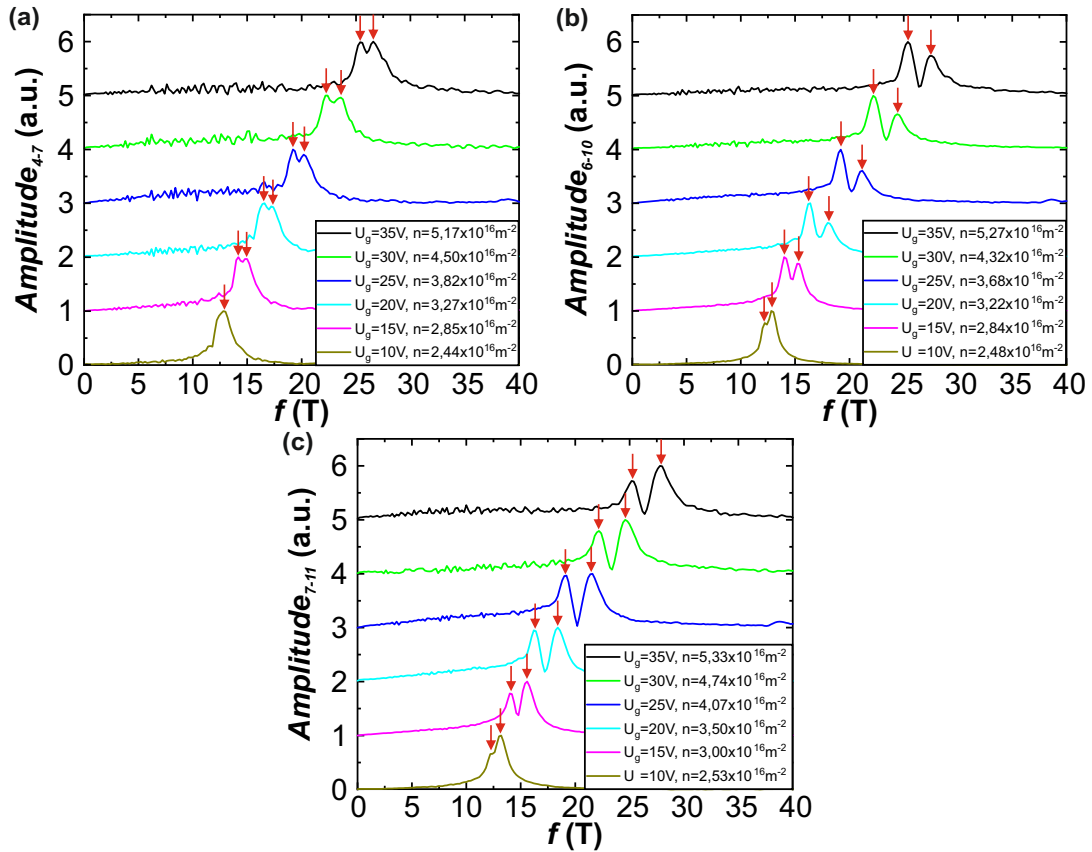


Abbildung C.5.: Die Kurven in den Graphen a)-c) zeigen die einzelnen Frequenzspektren mit den aufgespaltenen dominanten Peaks bei unterschiedlichen positiven Gatespannungen U_g bzw. Ladungsträgerdichten n für die Bereiche zwischen den Kontakten 4-7, 6-10 und 7-11. Die roten Pfeile markieren dabei die Peaks, die aus der Energieaufspaltung resultieren.

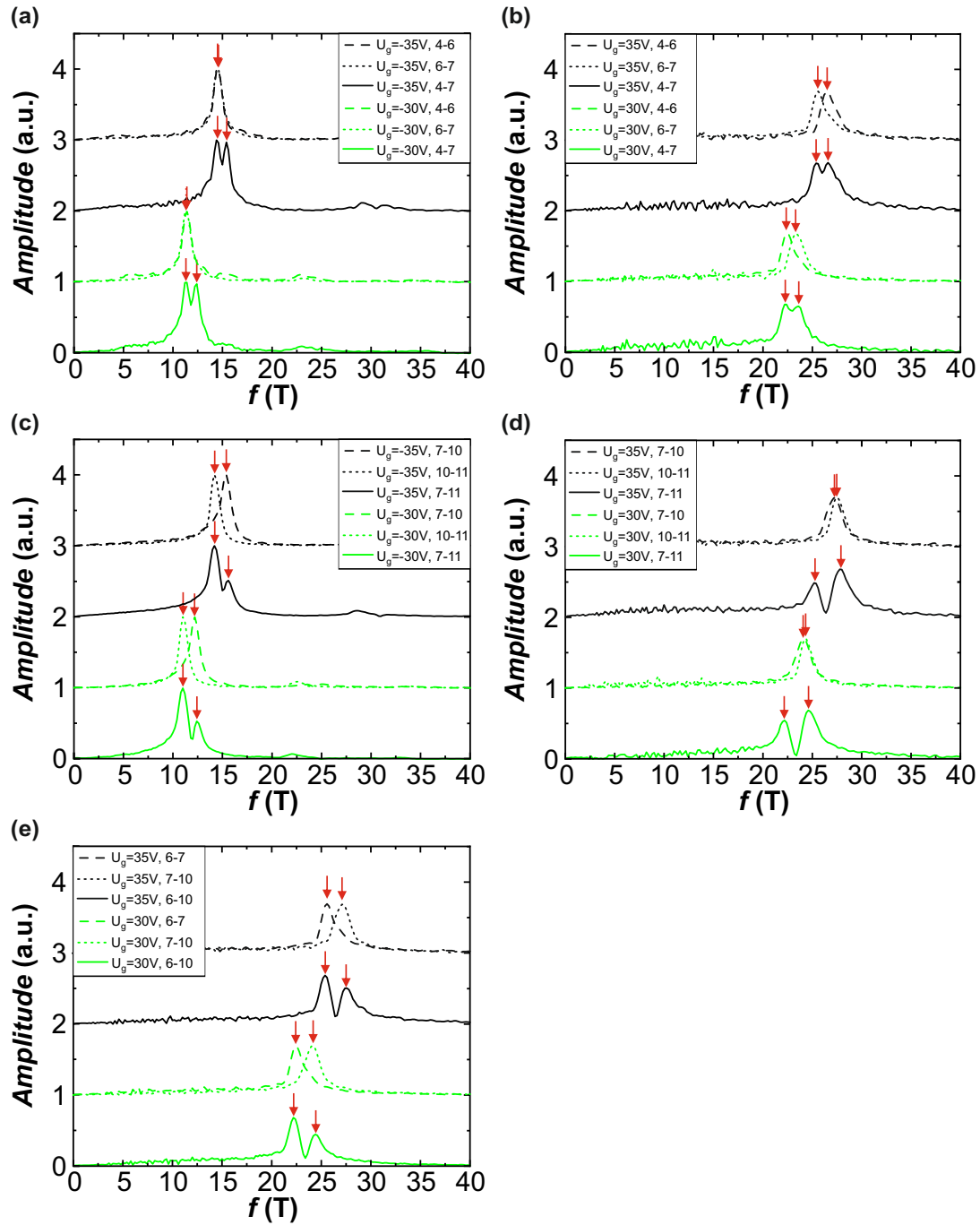


Abbildung C.6.: Frequenzspektren der verschiedenen Probenbereiche für zwei verschiedene Gatespannungen U_g (schwarze und grüne Linien). Die durchgezogenen Linien stellen dabei immer die großen Probenbereiche und die gestrichelten Linien stellen die kleinen Probenbereiche dar.

C.2. Druckabhängigkeit der SOC bei weiterer Probe

Es wurde noch eine weitere Probe (Probe 2 aus Abschnitt 6.3.1) auf Druckabhängigkeit der SOC untersucht. Dazu wurde ebenfalls eine Spannung $U_{bias} = 100\mu\text{V}$ bei einer Frequenz $f = 1107,29\text{ Hz}$ angelegt. Auch hier war kein Vorwiderstand notwendig. Dadurch ergab sich ein Strom $I \approx 10 - 50\text{ nA}$. Im Abb. C.7 a) und b) ist der Verlauf der SOC-Parameter in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n dargestellt. Dabei wird zwischen den Fällen, ohne Druck und ohne Kerosin, ohne Druck aber mit Kerosin und mit Druck ($p = 1,65\text{ GPa}$) und mit Kerosin unterschieden. Es zeigt sich auch hier eine klare Druckabhängigkeit.

Zudem fällt auf, dass die Rashba-SOC λ_R für den Fall ohne Druck aber mit Kerosin größer ist als für den Fall ohne Druck und ohne Kerosin. Auf den ersten Blick sieht es daher so aus, dass hier das Kerosin eine Erhöhung der SOC zur Folge hat. Man muss allerdings die Reihenfolge der Messungen berücksichtigen. So wurde zuerst ohne Druck und ohne Kerosin gemessen. Danach wurde mit Druck und mit Kerosin gemessen und zum Schluss ohne Druck und mit Kerosin. Es ist daher möglich, dass die Heterostruktur, nachdem einmal starker Druck angewandt wurde, nicht mehr in ihre ursprüngliche Ausgangslage zurückkehrte, sodass die Flocken dann auch ohne äußeren Druck und mit Kerosin einen geringeren Zwischenlagenabstand hatten als es ursprünglich ohne Kerosin der Fall war.

Die Valley-Zeeman-SOC λ_{VZ} zeigt hier keine klare Abhängigkeit vom mechanischen Druck.

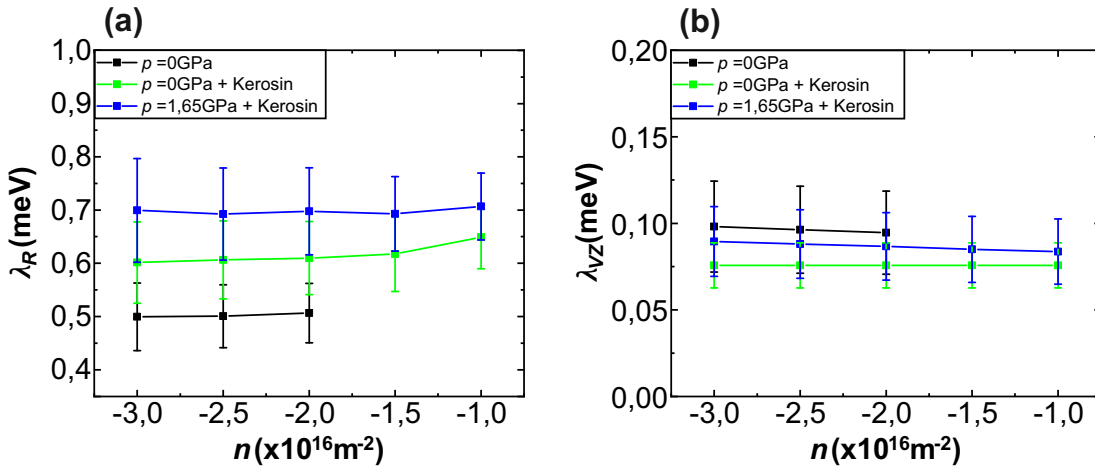


Abbildung C.7.: a) zeigt den Verlauf der Rashba-SOC und b) den Verlauf der Valley-Zeeman-SOC in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n . Dabei gibt es drei verschiedene Konstellationen. Die schwarze Kurve zeigt die SOC für den Fall ohne Druck und ohne Kerosin. Die grüne Kurve zeigt die SOC für den Fall ohne Druck aber mit Kerosin. Die blaue Kurve zeigt den Fall mit Druck und mit Kerosin.

Weitere Arbeiten

Im Verlauf dieser Arbeit sind weitere Arbeiten unter Mitwirkung des Authors dieser Arbeit entstanden:

Bachelorarbeiten:

- Schneider K., „Optimierung von Prozessparametern für das Wire-Bonden“, Universität Regensburg, 2020.
- Steidl J., „Anwendung von „Contact-Mode“-Rasterkraftmikroskopie zur qualitativen Verbesserung von Van-der-Waals Heterostrukturen“, Universität Regensburg, 2020.
- Baumgartner M. K., „Exfoliation großer Monolagen von TMDC-Kristallen auf Gold“, Universität Regensburg, 2022.

Masterarbeiten:

- Peterhans S., „Mikro-Hall-Magnetometrie mit Graphen-Hall-Sonden an 2D-Magnetmaterialien“, Universität Regensburg, 2020.
- Wagner S., „Transportuntersuchungen an Twisted Bilayer-Graphen nahe dem „Magic Angle““, Universität Regensburg, 2021.
- Franke S., „Magnetotransport-Messungen an gegeneinander verdrehten Graphen-Monolagen“, Universität Regensburg, 2022.

Publikationen:

- S. Candussio, L. E. Golub, S. Bernreuter, T. Jötten, **T. Rockinger**, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Eroms, D. Weiss, S. D. Ganichev, „Nonlinear intensity dependence of edge photocurrents in graphene induced by terahertz radiation“, Physical Review B, **104**(15), S. 155404, 2021. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.104.155404>
- J. Amann, T. Völkl, **T. Rockinger**, D. Kochan, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Fabian, D. Weiss, J. Eroms, „Counterintuitive gate dependence of weak antilocalization in bilayer graphene heterostructures“, Physical Review B, **105**(11), S. 115425, 2022. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.105.115425>

- S. Candussio, S. Bernreuter, **T. Rockinger**, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Eroms, I. A. Dmitriev, D. Weiss, S. D. Ganichev, „Terahertz radiation induced circular Hall effect in graphene“, Physical Review B, **105**(15), S. 155416, 2022. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.105.155416>
- **T. Rockinger**, B. Szentpéteri, M. Marocko, J. Amann, A. George, A. Turchanin, K. Watanabe, T. Taniguchi, D. Weiss, P. Makk and J. Eroms, „Tuning proximity-induced spin-orbit coupling in graphene/WSe₂ heterostructures“ - Veröffentlichung steht noch aus

Danksagung

Am Ende dieser Arbeit möchte ich mich noch bei den Personen bedanken, die mich bei der Verfassung dieser Arbeit maßgeblich unterstützt haben. Ich möchte mich besonders bedanken bei:

- PD Dr. Jonathan Eroms für die vielen Diskussionen, Hilfestellungen und insgesamt hervorragende Betreuung der Arbeit.
- Prof. Dr. Dieter Weiss für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Lehrstuhl durchzuführen, aber auch besonders für die vielen Tipps zur Verbesserung meiner Präsentationen.
- Marina Marocko, Dr. Robin Huber und Dr. Hubert Maier für das Korrekturlesen der Arbeit.
- Konstantin Schneider, Juliane Steidl, Korbinian Baumgartner, Sofia Franke, Simon Wagner, Stefan Peterhans und Dr. Elisabeth Richter, die mich als Kollegen sowohl fachlich inspiriert als auch sonst motiviert haben.
- Elke Haushalter und Claudia Moser für ihre Hilfe bei organisatorischen Angelegenheiten.
- Daniel Pahl, Uli Gürster, Michael Weigl, Cornelia Linz und Thomas Haller für ihre Unterstützung bei technischen Angelegenheiten.
- Thomas Solleder und Christian Haimerl für das Bereitstellen der flüssigen Gase.
- Allen anderen Mitgliedern der Fakultät für Physik der Uni Regensburg für die angenehme Zusammenarbeit.
- Meinen Eltern und meinen beiden Schwestern für die jahrelange Unterstützung.