

Ballistischer Transport in Halbleiterheterostrukturen unter dem Einfluss von asymmetrischen Potenzialen

Diplomarbeit
von
Arkadius Ganczarczyk

Durchgeführt im
Fachbereich Physik
der
Universität Duisburg-Essen
am Lehrstuhl von
Prof. Dr. A. Lorke

Duisburg, im Oktober 2007

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird untersucht, inwieweit ballistische Elektronen, die sich entlang einer Grenzlinie zwischen zwei Gebieten unterschiedlicher Ladungsträgerdichten bewegen, einen Nettostrom in Richtung des Dichte-Gradienten (also senkrecht zur aufgeprägten Stromrichtung) zeigen.

Die experimentellen Ergebnisse belegen in der Tat in der gemessenen Querspannung einen gleichrichtenden Effekt. Die Polarität der gemessenen Querspannung ist von der Polarität der Gatespannungen abhängig. Aus der gemessenen Polarität der Querspannung und den angelegten Gatepotenzialen lässt sich auf die Existenz eines Querstrom schließen, welcher vom Bereich mit höherer Ladungsträgerdichte zum Bereich mit niedrigerer Ladungsträgerdichte fließt. Außerdem wird gezeigt, dass die Querspannung parabolisch von der angelegten Längsspannung sowie der relativen Änderung der Ladungsträgerdichten zwischen den Bereichen und der Beweglichkeit abhängig ist.

Des Weiteren wird ein theoretisches Modell entwickelt, welches den Einfluss der elektrostatischen Felder auf das zweidimensionale Elektronengas beschreibt. Das entwickelte Modell basiert auf einem klassischen „Billiard“ Modell. Zur Berechnung des Übergangs eines Elektrons zwischen den Bereichen mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte wird das Snellsche Brechungsgesetz aus der Optik verwendet. Basierend auf diesem Modell wird eine Computersimulation entwickelt, welche die wesentlichen Aspekte der experimentellen Messungen reproduziert.

Die Simulationsergebnisse reproduzieren die Messergebnisse weitestgehend qualitativ und zum Teil auch quantitativ. Es zeigen sich ähnliche Abhängigkeiten der Querspannung von der Polarität der Gatespannung, der relativen Änderung der Ladungsträgerdichten zwischen den Bereichen sowie der Beweglichkeit. Für kleine Ströme zeigt sich zwar eine quantitative Übereinstimmung der Querspannung zwischen den experimentellen und simulierten Ergebnissen. Allerdings hängt die Querspannung im Gegensatz zur parabolischen Abhängigkeit im Experiment in der Simulation linear vom Längstrom ab. Dies zeigt, dass das Auftreten der Querspannung nicht vollständig mit dem für diese Arbeit entwickelten Modell beschrieben werden kann und daher vielleicht weitere, bisher nicht vollständig verstandene Mechanismen den beobachteten Querstrom treiben.

Abstract

This thesis examines to what extent ballistic electrons, which move along a boundary between two areas with different carrier densities, show a net current in the direction of the density-gradient (thus perpendicular to the applied current direction).

The experimental results show in fact a rectifying effect measured in the transverse voltage. The polarity of the measured transverse voltage is dependent on the polarity of the gate voltage. The polarity of the transverse voltage and the polarity of the applied gate potentials suggest the existence of a transverse current, which flows from the higher carrier density area to the lower density area. It is also shown that the transverse voltage has a parabolic dependence on the applied longitudinal voltage. Furthermore the transverse voltage depends on the relative variation of the carrier densities and the carrier mobility. In addition, a theoretical model is developed, which describes the influence of electrostatic fields on the two-dimensional electron gas. The developed model is based on a classic “billiard” model. The transition of an electron between areas with different carrier density is calculated using equivalent Snell’s law. Based on this model a computer simulation is developed to reproduce the major aspects of the experimental measurements.

The simulation largely confirms the measurements qualitatively and to some extent quantitatively. It shows similar dependencies between the transverse voltage and the polarity of the gate voltage, as well as the relative variation in the carrier density and the carrier mobility. Furthermore, experimental und simulated results for small longitudinal currents correlate quantitatively. However, the transverse voltage depends linearly on the longitudinal current whereas the experiment shows a parabolic dependence. This indicates that the presence of the transverse voltage cannot be fully described with the model developed in this thesis. Therefore, other mechanisms, which are not yet fully understood, are likely to drive the observed transverse current.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	3
2. Theoretische Grundlagen	7
2.1. Das zweidimensionale Elektronengas	7
2.2. Ballistischer Transport	10
2.3. Bereiche mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte im 2DEG	11
3. Proben und experimentelle Messmethoden	17
3.1. Probenmaterial	17
3.2. Probenprozessierung	18
3.3. Tieftemperaturmessplatz	23
3.4. Experimenteller Messaufbau	24
4. Simulation	27
4.1. Simulationsmodell	27
4.2. Aufbau des Simulationsprogramms	32
4.3. Simulationsergebnisse und Diskussion	35
4.3.1. Simulation des 2DEG mit niedriger Beweglichkeit	35
4.3.2. Simulation des 2DEG mit hoher Beweglichkeit	41
5. Experimentelle Ergebnisse und Diskussion	45
5.1. Methodik	45
5.2. Messungen am 2DEG mit niedriger Beweglichkeit	53
5.2.1. Einzelgatemedessungen	53
5.2.2. Doppelgatemedessung	56
5.2.3. Reproduzierbarkeit der Ergebnisse	58
5.3. Messungen am 2DEG mit hoher Beweglichkeit	63
5.4. Temperaturabhängigkeit	67
5.5. Vergleich zwischen Experiment und Simulation	68
6. Zusammenfassung und Ausblick	73
A. Wachstumsprotokolle	77

Inhaltsverzeichnis

B. Probenpräparation	79
C. Quellcode des Simulationsprogramms	83
Literaturverzeichnis	91

1. Einleitung

Integrierte Schaltkreise aus Halbleitern sind heutzutage aus der Forschung und dem täglichen Leben nicht mehr wegzudenken. Moderne PCs (Personal Computer) haben eine Rechenleistung, welche vor 20-30 Jahren nur eine raumfüllende Großrechenanlage erreicht hätte. Diese enorme Leistungssteigerung in der Informationstechnologie ist vor allem durch eine exponentielle Zunahme von Transistoren in einer integrierten Schaltung zu erklären. Die Anzahl der Transistoren verdoppelte sich entsprechend des Mooreschen Gesetzes in den letzten 40 Jahren ungefähr alle 24 Monate [1]. Diese Entwicklung war lediglich mit entsprechender Miniaturisierung der Transistoren realisierbar.

Die erreichte Miniaturisierung ist nur durch eine enorme technische Entwicklung in der Halbleitertechnologie möglich gewesen. Durch diese technologischen Errungenschaften ist es heute ebenfalls möglich, maßgeschneiderte Halbleitersysteme herzustellen. Diese maßgeschneiderten Halbleitersysteme dienen als Modellsysteme, um theoretische Überlegungen und Vorhersagen zu überprüfen sowie ein besseres fundamentales Verständnis von Transport auf der Mikro- und Nanometerskala zu erlangen.

Zweidimensionale Elektronengase sind solche maßgeschneiderten Halbleitersysteme, welche sich durch Steuerbarkeit und zum Teil hohe Beweglichkeit auszeichnen. Die ersten zweidimensionalen Elektronengase wurden in *Si/SiO₂*-MOSFETs¹ im Inversionsmodus realisiert. Das elektronische Verhalten von niedrigdimensionalen Elektronensystemen wird durch deren Zustandsdichte charakterisiert. Die Zustandsdichte eines zweidimensionalen Elektronensystems ist im Gegensatz zu dreidimensionalen Elektronengasen energieunabhängig. Damit zeichnen sich zweidimensionale Elektronensysteme teilweise durch ein besonderes elektronisches Verhalten aus. Des Weiteren basiert eine der bekanntesten Entdeckungen bezüglich zweidimensionaler Elektronengase auf der Zweidimensionalität dieser Elektronensysteme: der *Quanten-Hall-Effekt* [2]. Er beschreibt eine Quantisierung des Hallwiderstandes in $\frac{h}{ie^2}$, wobei i eine ganze Zahl darstellt.

Durch eine Weiterentwicklung der Prozessierungsmethoden von Halbleitern, wie zum Beispiel der Entwicklung der Molekularstrahlepitaxie (MBE²), ist es möglich, verschiedene Materialien auf einem Substrat mit atomarer Genauigkeit aufzuwachsen, wie unter anderem *Al_xGa_{1-x}As/GaAs* - Halbleiterheterostrukturen. Dadurch ist man in der Lage Halbleitersysteme herzustellen, in welchen hochbewegliche zweidimensionale Elektronengase realisiert werden können [3]. Diese hohe Beweglichkeit sowie die damit verbundenen großen mittleren

¹engl.: Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor

²engl.: Molecular Beam Epitaxy

freie Weglänge macht zweidimensionale Elektronengase für die Untersuchung von ballistischem Transport interessant.

In dieser Arbeit wird der ballistische Transport von Elektronen untersucht, welche sich entlang einer Grenzlinie zwischen zwei Bereichen mit unterschiedlichen Ladungsträgerdichten bewegen. Insbesondere wird untersucht, ob der Symmetriebruch in der Ladungsträgerdichte einen Nettostrom in Richtung des Dichte-Gradienten zur Folge hat.

Durch eine andere Art von Symmetriebruch ist es zum Beispiel in [4–8] gelungen einen ballistischen Gleichrichter zu realisieren, allerdings durch eine symmetriegebrochene Geometrie.

Ein anderer Ansatz für die Manipulation der Bewegung von ballistischen Elektronen wurde von *T. Müller et al.* gewählt. Basierend auf einem klassischen Ratschenpotential ([9, 10]) ist eine Elektronenpumpe realisiert worden, welche aufgrund eines Symmetriebruchs in der Ladungsträgerdichte des Elektronenkanals einen Netto-Gleichstrom zur Folge hat [11, 12]. Die laterale Modulation der Ladungsträgerdichten in bestimmten Bereichen wird über elektrostatische Felder erzeugt. Mittels dieser Methode ist es zum Beispiel möglich Elektronenlinsen herzustellen oder Elektronen zu kollimieren [13–16]. Ferner können solche Systeme mittels des Snellschen Brechnungsgesetzes beschrieben werden, wie in diesen Arbeiten gezeigt wurde.

Basierend auf der Idee der Erzeugung eines Symmetriebruchs in der Ladungsträgerdichte mittels elektrostatischer Felder ist in dieser Arbeit eine spezielle Struktur entwickelt worden. Mit Hilfe paralleler metallischer Gateelektroden kann eine asymmetrische Ladungsträgerdichte längs zur Stromrichtung im hochbeweglichen zweidimensionalen Elektronenkanal hergestellt werden. Durch Modulation der Gatepotenziale kann eine nahezu beliebiger Ladungsträgerdichten-Gradient realisiert werden, um das Verhalten des Symmetriebruchs genau studieren zu können.

Angelehnt an die Arbeit von *J. Spector et al.* ([13, 14]) wurde ein theoretisches Modell entwickelt, welches das Verhalten von Elektronen auf klassischen Elektronenbahnen im symmetriegebrochenen zweidimensionalen Elektronenkanal beschreibt. Das Modell wurde zu einem Simulationsprogramm weiterentwickelt, welches die Messergebnisse reproduzieren und das entwickelte Modell bestätigen sollte.

Diese Arbeit gliedert sich wie folgt:

- **Kapitel 2** beschäftigt sich mit dem Aufbau, der Herstellung sowie den theoretischen Grundlagen von zweidimensionalen Elektronensystemen. Insbesondere wird der ballistische Transport in Bereichen mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte in zweidimensionalen Elektronengasen diskutiert.
- **Kapitel 3** beinhaltet den Aufbau des Probenmaterials, die Probenprozessierung sowie den experimentellen Messaufbau. Außerdem wird das verwendete Kryostatsystem

vorgestellt.

- In **Kapitel 4** wird ein theoretisches Simulationsmodell und das dazugehörige Simulationsprogramm vorgestellt. Des Weiteren werden die Simulationsergebnisse dargestellt und diskutiert.
- **Kapitel 5** stellt die experimentellen Messergebnisse vor und beschäftigt sich mit deren Auswertung und Diskussion. Außerdem werden die experimentellen Ergebnisse mit den Simulationsergebnissen verglichen und diskutiert.
- **Kapitel 6** fasst die Erkenntnisse dieser Arbeit zusammen und gibt zudem einen Ausblick hinsichtlich möglicher folgender Arbeiten.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Das zweidimensionale Elektronengas

Wenn ein Elektronengas in eine oder mehrere Raumrichtungen einschränkt wird, zeichnet sich dieses durch ein besonderes elektrisches Verhalten gegenüber dem quasi freien Elektronengas aus. Das elektrische Verhalten von niedrigdimensionalen Elektronensystemen wird hauptsächlich durch die Zustandsdichte charakterisiert, welche in Abbildung 2.1 abgebildet ist. Des Weiteren zeichnen sich einige zweidimensionale Elektronensysteme bei sehr niedrigen Temperaturen durch eine sehr hohe Beweglichkeit und damit durch sehr große mittlere freie Weglängen aus. Dies ist für diese Arbeit von besonderer Bedeutung, wie in Abschnitt 2.2 und 2.3 näher erläutert wird.

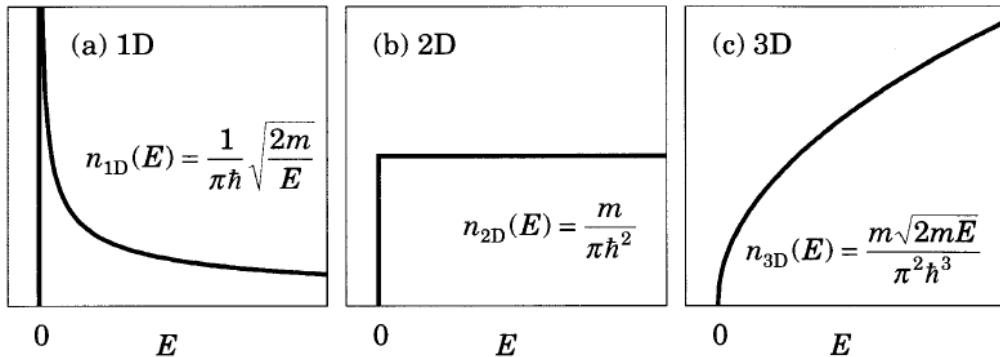


Abbildung 2.1.: Zustandsdichte von freien Elektronen in ein, zwei und drei Dimensionen (Abbildung aus [17]).

Der entscheidende Parameter für die räumliche Einschränkung eines Elektronengases ist die Fermi-Wellenlänge λ_f :

$$\lambda_f = \frac{\hbar}{\sqrt{2mE_f}} \quad (2.1)$$

Falls ein Elektronengas in einer Raumrichtung durch ein Potenzial, dessen Ausmaße in der Größenordnung der Fermiwellenlänge liegen, eingeschränkt ist, handelt es sich um ein

zweidimensionales Elektronengas (2DEG). Allerdings muss gewährleistet sein, dass in der eingeschränkten Raumrichtung nur der Grundzustand besetzt ist, was bei tiefen Temperaturen der Fall sein kann. Da in dieser Arbeit zweidimensionale Elektronensysteme eine sehr wichtige Rolle spielen, werden im Folgenden deren Herstellung und elektrischen Eigenschaften genauer diskutiert.

Die ersten 2DEGs wurden in einem Si/SiO_2 -MOSFET realisiert. Der Nachteil dieser Bauelemente ist eine sehr geringe Elektronenbeweglichkeit μ . Si ist kristallin und SiO_2 ist amorph. Deswegen ist die Grenzflächenrauhigkeit zwischen den beiden Materialien sehr hoch, so dass die Elektronen beim Transport entlang der Grenzfläche oft gestreut werden. Zudem gibt es eine große Anzahl von Streuungen an ionisierten Defekten im SiO_2 . Durch die moderne Halbleitertechnik können mittlerweile hochbewegliche zweidimensionale Elektronengase realisiert werden. Dazu werden unterschiedliche Halbleiter mittels der Methode der Molekularstrahlepitaxie aufeinander gewachsen. Durch einen sehr scharfen Übergang zwischen zwei Halbleitern mit unterschiedlicher Bandlücke und einer gezielten Dotierung bestimmter Bereiche kann näherungsweise ein dreieckiges Minimum in der Leitungsbandkante erreicht werden, welches unter der Fermienergie E_f liegt. Bei genügend tiefen Temperaturen ist nur der Grundzustand in Wachstumsrichtung besetzt, was zu einer ausschließlich lateralen Bewegungsrichtung der Elektronen führt.

Heutzutage werden 2DEGs in $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ - Heterostrukturen realisiert ($0 < x < 1$). Durch die Bildung der $Al_xGa_{1-x}As$ - Verbindung kann die Bandlücke in einem weiten Bereich variiert werden. $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ - Heterostrukturen haben im Vergleich zu Si/SiO_2 - MOSFETs eine bis zu 1000 mal höhere Beweglichkeit [18] [19]. Dies ist zum einen durch eine niedrige effektive Elektronenmasse in GaAs von $0,067\ m_e$ [20] ($\mu \propto \frac{1}{m^*}$) und zum anderen die fast identische Gitterkonstante von $GaAs$ und $AlAs$ ($a_{GaAs} = 0.5653\ nm$, $a_{AlAs} = 0.5661\ nm$) sowie die gleiche Kristallstruktur (Zinkblende) [21] bedingt, was eine sehr geringe Grenzflächenrauhigkeit zur Folge hat. Außerdem wird die Beweglichkeit durch Modulationsdotierung, also durch eine räumliche Trennung der Elektronen von den Dotieratomen durch eine Isolierschicht, erhöht [22] [23]. Das verhindert die Streuung der Ladungsträger an den ionisierten Dotieratomen. Insgesamt werden Beweglichkeiten von ca. $10^7\ \frac{cm^2}{Vs}$ bei unbeleuchteten Proben erreicht.

Eine Heterostruktur besteht zum Beispiel aus einer dicken $GaAs$ -Schicht, welcher sich eine undotierte $Al_xGa_{1-x}As$ -Schicht anschließt. Daran schließt sich die n-dotierte $Al_xGa_{1-x}As$ -Schicht an, gefolgt von einem $GaAs/AlAs$ -Übergitter. Alternativ wird die n-dotierte $Al_xGa_{1-x}As$ -Schicht durch eine 1-2 Monolagen dicke $\delta - Si$ -Schicht ersetzt. Durch die Konzentrierung der Donatoratome auf ein sehr geringes Volumen, wird die Streuung der Ladungsträger an den ionisierten Dotieratomen weiter reduziert. Das 2DEG bildet sich am Übergang zwischen der $GaAs$ - und der $Al_xGa_{1-x}As$ -Schicht aus. Aufgrund der großen Bandlücke dient die undotierte $Al_xGa_{1-x}As$ -Schicht als Isolator zwischen dem dotierten Bereich und dem 2DEG. Das 2DEG bezieht Ladungsträger aus der dotierten Schicht.

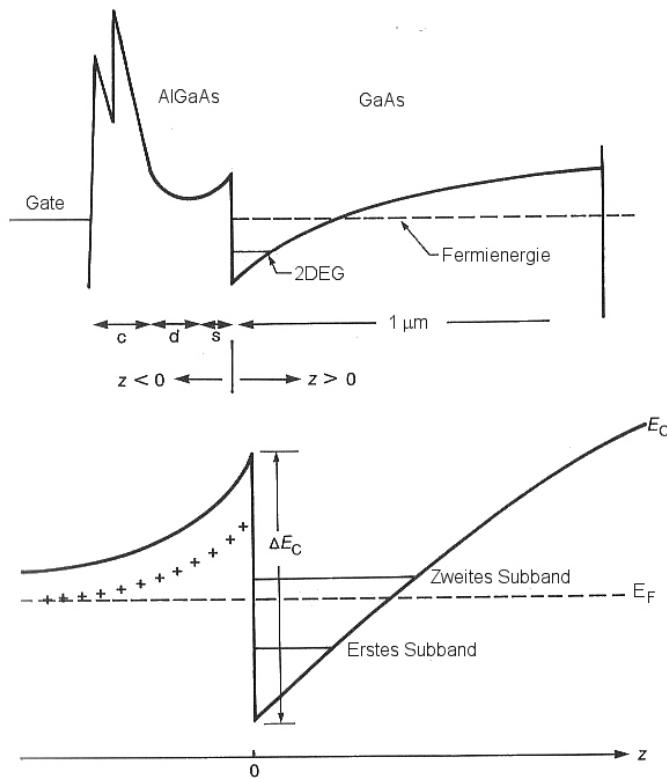


Abbildung 2.2.: Leitungsbandkantenverlauf einer modulationsdotierten Heterostruktur zur Realisierung eines zweidimensionalen Elektronengases (Abbildung aus [24]). E_C ist die Energie der Leitungsbandkante und ΔE_C stellt den Bandkantenunterschied zwischen $GaAs$ und $Al_xGa_{1-x}As$ dar. c markiert das $GaAs/AlAs$ -Übergitter, d die dotierte $Al_xGa_{1-x}As$ -Schicht und s die Isolierschicht. Bei $z = 0$ bildet sich das zweidimensionale Elektronengas.

Somit kann die Ladungsträgerdichte durch die Stärke der Dotierung der $Al_xGa_{1-x}As$ -Schicht bzw. der $\delta - Si$ -Schicht eingestellt werden. Die Bindungsenergie der Valenzelektronen der Donatoratome liegt bei wenigen meV . Daraus folgt, dass die Elektronen sich bei Zimmertemperatur ($k_b T(300K) = 25meV$) frei im Kristall bewegen und sich das Potenzialminimum suchen, welches an der Grenzfläche zwischen der $GaAs$ -Schicht und der $Al_xGa_{1-x}As$ -Schicht liegt. Die Elektronen sind im Potenzialminimum gefangen und aufgrund der niedrigen thermischen Energie nicht in der Lage, dieses Potenzialminimum zu verlassen. In Abbildung 2.2 ist der Leitungsbandkantenverlauf solch einer Heterostruktur abgebildet.

Für die elektronische Beschreibung des 2DEG muss die zeitunabhängige Schrödingerglei-

chung für dieses Problem gelöst werden:

$$\hat{H}\Psi(x,y,z) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m^*}\Delta + V(z)\right)\Psi(x,y,z) = E\Psi(x,y,z), \quad (2.2)$$

wobei m^* die effektive Elektronenmasse in GaAs an der Leitungsbandkante, x und y die beiden Raumrichtungen der 2DEG-Ebene, z die Raumrichtung senkrecht zum 2DEG darstellt.

Der Anteil der Wellenfunktion der Elektronen senkrecht zum 2DEG lässt sich vom Anteil der Wellenfunktion in der Ebene separieren:

$$\Psi(x,y,z) = e^{i(k_x x + k_y y)} \cdot \Phi(z), \quad (2.3)$$

wobei k_x und k_y die Wellenvektoren der Elektronen in der Ebene des 2DEGs sind. Daraus ergeben sich folgende Energieeigenwerte, welche sich aus der Summe des Anteils in z -Richtung und einem freien Anteil in der Ebene bilden:

$$E = E_{n,z} + \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2). \quad (2.4)$$

Die Energie in z -Richtung ist quantisiert, d.h. es bilden sich in Wachstumsrichtung Subbänder. Wenn $k_b T < \Delta E$ gilt, wobei ΔE die Energie zwischen zwei Subbändern ist, dann ist nur der Grundzustand ($n=0$) besetzt und es bildet sich ein zweidimensionales Elektronengas. Nun kann die Zustandsdichte D_{2D} berechnet werden [24]:

$$D_{2D}(E) = \frac{g_s g_\nu m^*}{\hbar^2 2\pi}. \quad (2.5)$$

Bei GaAs besitzt die Spinentartung g_s den Wert 2, die Valley-Entartung g_ν den Wert 1. Die zweidimensionale Zustandsdichte ist somit unabhängig von der Energie (siehe auch Abbildung 2.1).

Wenn vom allgemeinen Fall ausgegangen wird, welcher höhere Temperaturen und damit die Besetzung angeregter Subbänder berücksichtigt, dann folgen nach [25] für die beiden niedrigsten Energieniveaus in z -Richtung Werte von $E_{0,z} = 70 \text{ meV}$ und $E_{1,z} = 120 \text{ meV}$. Daraus folgt, dass bei Temperaturen des flüssigen Heliums ($T = 4,2 \text{ K}$) die ausschließliche Besetzung des Grundzustands in z -Richtung gewährleistet ist.

2.2. Ballistischer Transport

Ladungstransport wird in ballistischen und diffusiven Transport unterteilt. Ballistischer Transport ist dann vorhanden, wenn die mittlere freie Weglänge l_e zwischen zwei Stößen größer ist als die Größe der Strukturen, in denen sich die Elektronen bewegen. In einem Elektronenkanal der Länge L und der Breite B muss insbesondere $L < l_d$ bzw. $B < l_d$ sowie $L < l_\phi$ bzw. $B < l_\phi$ gelten, wobei l_d die Impulsrelaxationslänge, also der mittlere

Abstand zwischen zwei elastischen Stößen, ist und l_ϕ die Phasenkohärenzlänge, also der Abstand zwischen zwei Stößen, bei denen das Elektron seine Phaseninformation zwischen zwei inelastischen Stößen verliert [26]. Im ballistischen Regime ist der Transport nicht mehr durch die intrinsischen Materialeigenschaften bestimmt, sondern durch die Geometrie des Elektronenkanals. Der elektrische Widerstand aufgrund von Streuungen an Atomen, Verunreinigungen sowie Phononen ist zu vernachlässigen. Beim diffusiven Transport dagegen, werden die Elektronen an Störstellen gestreut; der Transport wird maßgeblich durch die Streuungen beschrieben (siehe Abbildung 2.3).

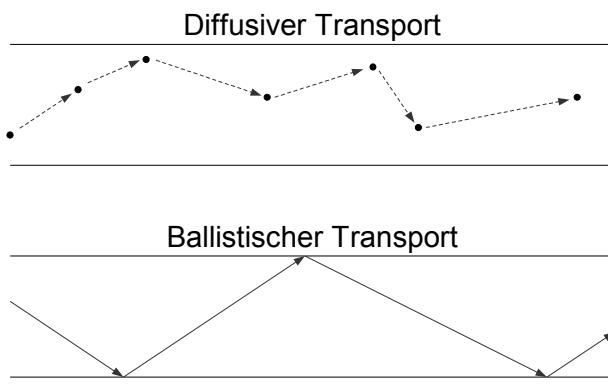


Abbildung 2.3.: Diffusiver und Ballistischer Elektronentransport.

Ballistische Elektronen können direkt durch externe elektrostatische und magnetische Felder beeinflusst werden, wohingegen der direkte Einfluss dieser Felder einen vernachlässigbaren Effekt auf den diffusiven Transport hat. Dies wurde zum Beispiel in [27, 28] benutzt, um in einem hochbeweglichen 2DEG Elektronen durch magnetische Felder zu fokussieren.

2.3. Bereiche mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte im 2DEG

Magnetische und Elektrostatische Felder können den ballistischen Transport von Elektronen in einem Elektronenkanal auch direkt beeinflussen. In diesem Unterkapitel wird der Einfluss von elektrostatischen Feldern auf den ballistischen Transport beschrieben. Wie in Abbildung 2.4 gezeigt, wird die Ladungsträgerdichte in bestimmten Bereichen des 2DEGs durch metallische Gateelektroden¹ moduliert. Bei den Gates handelt es sich um Metallflächen auf der Probenoberfläche über dem Elektronenkanal, an welche ein Potenzial angelegt

¹im Folgenden "Gates" genannt

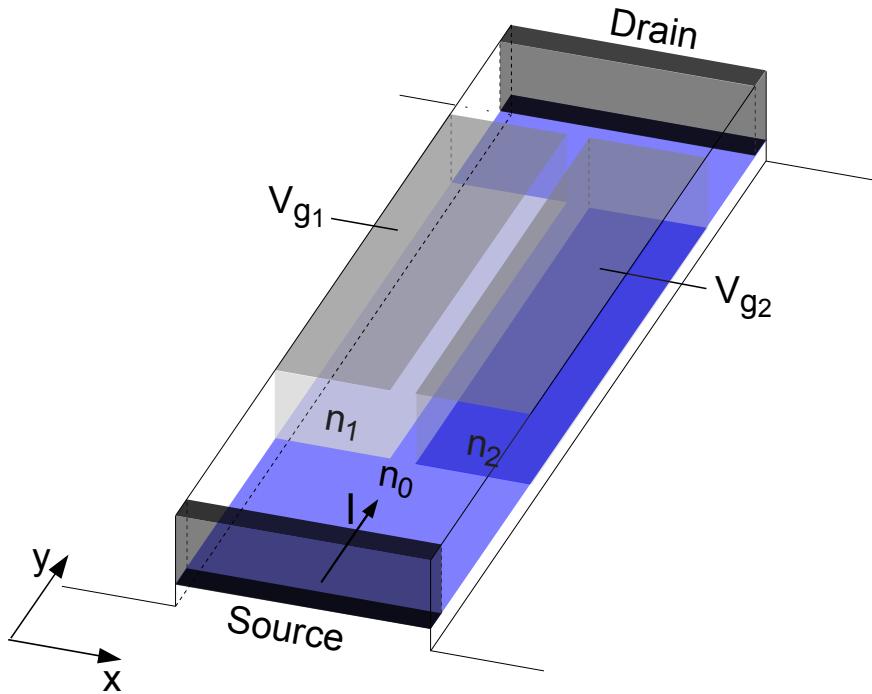


Abbildung 2.4.: 3D-Schema eines 2DEG-Kanals in einer Halbleiterheterostruktur. Das 2DEG ist blau, die metallischen Gateelektroden sind grau auf der Oberfläche eingezeichnet. Die hellblaue und dunkelblaue gekennzeichneten Bereiche haben eine von U_{g1} bzw. U_{g2} abhängige Ladungsträgerdichte n_1 bzw. n_2 .

werden kann. Zwischen den Gates und dem 2DEG bildet sich ein elektrostatisches Feld, analog zu einem Kondensator. Bei einer positiven Gatespannung U_g wird die Ladungsträgerdichte in dem Bereich unter dem Gate erhöht, bei einer negativen Gatespannung wird die Ladungsträgerdichte entsprechend verringert. Dabei gilt

$$\begin{aligned} \Delta Q &= C \Delta U \\ \Leftrightarrow eA \Delta n &= \frac{\epsilon \epsilon_0 A}{d} U_g \\ \Leftrightarrow \Delta n &= \frac{\epsilon \epsilon_0}{ed} U_g, \end{aligned} \quad (2.6)$$

wobei d der Abstand des 2DEG zur Probenoberfläche, A die Fläche der Gates und ϵ die relative Permittivität in GaAs darstellt. Die Ladungsträgerdichte n in dem Bereich unterhalb der Gates wird durch Anlegen einer Gatespannung U_g um Δn verändert.

Der Übergang zwischen zwei Bereichen mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte kann äquivalent zu der Brechung in der geometrischen Optik an der Grenzfläche zwischen zwei

Medien beschrieben werden. Dies wurde unter anderem in [13] und [14] ausgenutzt, um elektrostatische Linsen und auf Elektronenbrechung beruhende Schalter herzustellen. Es wird wie in der geometrischen Optik das Snellsche Gesetz verwendet [15], was im Folgenden genauer erläutert wird.

Ein Elektron kommt aus dem Bereich 1, welcher die Ladungsträgerdichte n_1 und die Fermienergie E_{f_1} hat. Der Wellenvektor des Elektrons ist k_1 . Damit beträgt die kinetische Energie:

$$E_{kin_1} = \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m^*} = E_{f_1}, \quad (2.7)$$

wobei m^* die effektive Elektronenmasse im 2DEG ist. Da in einem Gleichgewichtssystem sich die am Transport beteiligten Elektronen an der Fermikante befinden, entspricht die kinetische Energie der am Transport beteiligten Elektronen im thermischen Gleichgewicht der Fermienergie des 2DEGs. Der zweite Bereich, in welchen das Elektron eintritt, hat äquivalent die Ladungsträgerdichte n_2 und die Fermienergie E_{f_2} . Der Wellenvektor des Elektrons in dem Bereich ist k_2 und die kinetische Energie des Elektrons ist $E_{kin_2} = E_{f_2} = \frac{\hbar^2 k_2^2}{2m^*}$. Der Energieunterschied zwischen den beiden Bereichen beträgt ΔE . Wenn das Elektron vom Bereich 1 in den Bereich 2 übertritt, folgt aus der translatorischen Invarianz, dass die Energie- und Impulskomponente parallel zur Grenzlinie erhalten bleiben. Daraus folgt (siehe Abbildung 2.6):

$$E_{kin_2} = \frac{\hbar^2 k_2^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m^*} + \Delta E = \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m^*} + \Delta E \quad (2.8)$$

und

$$k_1 \sin \Theta_1 = k_2 \sin \Theta_2. \quad (2.9)$$

Dabei ist Θ_1 der einfallende Winkel und Θ_2 entsprechend der Brechungswinkel. Der Vorgang wird in Abbildung 2.5 anschaulich dargestellt. Aus der Äquivalenz zwischen der kinetischen Energie der Elektronen und deren Fermienergie folgt mit $k_f = \sqrt{2\pi n_{2D}} = \frac{v_f 2m^*}{\hbar}$ [17]:

$$E_{kin_{1,2}} = \frac{\hbar^2 k_{1,2}^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 (2\pi n_{1,2})}{2m^*}. \quad (2.10)$$

Damit folgt für das Brechungsgesetz:

$$\sqrt{n_1} \sin \Theta_1 = \sqrt{n_2} \sin \Theta_2 \quad (2.11)$$

bzw.

$$v_{f_1} \sin \Theta_1 = v_{f_2} \sin \Theta_2. \quad (2.12)$$

Äquivalent zum Snellschen Brechungsgesetz der geometrischen Optik kommt es zu Totalreflexionen, falls folgende Bedingung erfüllt wird:

$$\sin \Theta_1 \cdot \frac{v_{f_1}}{v_{f_2}} > 1 \quad \text{bzw.} \quad \sin \Theta_1 \cdot \frac{\sqrt{n_1}}{\sqrt{n_2}} > 1. \quad (2.13)$$

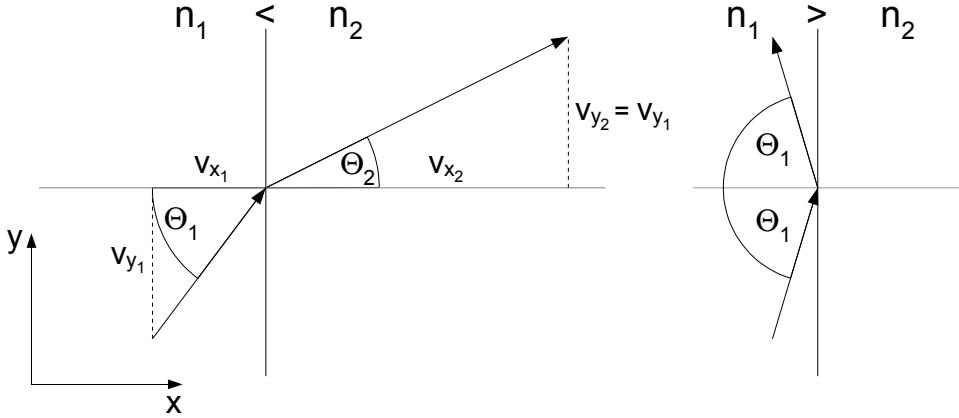


Abbildung 2.5.: Illustration der Bewegung eines Elektrons zwischen zwei Bereichen mit den Ladungsträgerdichten n_1 und n_2 äquivalent zum Snellschen Brechungsgesetz; Links: Brechung; Rechts: Totalreflexion.

Mit $\tan \Theta_1 = \frac{v_{y_1}}{v_{x_1}}$, $v_{f_i} = \sqrt{v_{x_i}^2 + v_{y_i}^2}$ und $\sin(\arctan(x)) = \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}$ folgt:

$$\begin{aligned}
 \sin \Theta_1 \frac{v_{f_1}}{v_{f_2}} &> 1 \\
 \Rightarrow \sin \left(\arctan \left(\frac{v_{y_1}}{v_{x_1}} \right) \right) \frac{v_{f_1}}{v_{f_2}} &> 1 \\
 \Rightarrow \frac{\frac{v_{y_1}}{v_{x_1}}}{\sqrt{1 + \left(\frac{v_{y_1}}{v_{x_1}} \right)^2}} \frac{v_{f_1}}{v_{f_2}} &> 1 \\
 \Rightarrow \frac{v_{y_1}}{v_{f_2}} \frac{v_{f_1}}{\sqrt{v_{x_1}^2 + v_{y_1}^2}} &> 1 \\
 \Rightarrow v_{y_1} &> v_{f_2}. \tag{2.14}
 \end{aligned}$$

Eine spekulare Reflexion des Elektrons an der Grenzlinie tritt auf, wenn die Geschwindigkeitskomponente parallel zur Grenzfläche v_y , größer ist als die Fermigeschwindigkeit im zweiten Bereich. Dies ist physikalisch plausibel, da v_y beim Übergang von Bereich 1 in den Bereich 2 nicht verändert wird und v_y zu keiner Zeit größer als v_f sein darf. Daher kann es nicht zum Übergang kommen und es liegt stattdessen eine spekulare Totalreflexion vor. Die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Grenzfläche v_x im zweiten Bereich berechnet sich aus den Gleichungen (2.7) und (2.8), also aus der Energieerhaltung beim Übergang. Mit $E_{kin} = \frac{1}{2}m^*(v_x^2 + v_y^2)$ und $\Delta E = E_{f_2} - E_{f_1}$ folgt:

$$\frac{1}{2}m^*(v_{x_2}^2 + v_{y_2}^2) - (E_{f_2} - E_{f_1}) = \frac{1}{2}m^*(v_{x_1}^2 + v_{y_1}^2)$$

$$\Rightarrow v_{x2} = \sqrt{v_{x1}^2 + v_{f2}^2 - v_{f1}^2}. \quad (2.15)$$

Mit den Gleichungen (2.14) und (2.15) kann die Bewegung eines Elektrons in einem solchen System beschreiben werden.

Eine anschauliche Erklärung der Gleichungen liefert Abbildung 2.6 mit dem Energieverlauf am Übergang zwischen zwei Bereichen mit unterschiedlichen Ladungsträgerdichten. Wenn an die Gates keine Spannung angelegt ist, besitzt das Elektronengas die Fermienergie $E_f = \mu$. Dabei stellt μ das chemische Potenzial dar. Wenn in einem Bereich an das Gate eine Spannung angelegt wird, verändert sich die Fermienergie in diesem Bereich (Gleichung (2.6)) und damit die relative Lage der Leitungsbandkante in Relation zu der Fermienergie. Ein Elektron, welches aus dem Bereich mit der höheren Fermienergie kommt, muss das durch die Gatespannung erzeugte Potenzial überwinden. Dabei gilt weiterhin, dass die Komponente parallel zur Grenzfläche E_y konstant bleibt. Wenn $E_{y1} > E_{f2}$ gilt, kann das Elektron das Potenzial nicht überwinden und wird an der Grenzfläche spekular reflektiert. Bei $E_{y1} \leq E_{f2}$ wird E_x entsprechend Gleichung (2.14) angepasst.

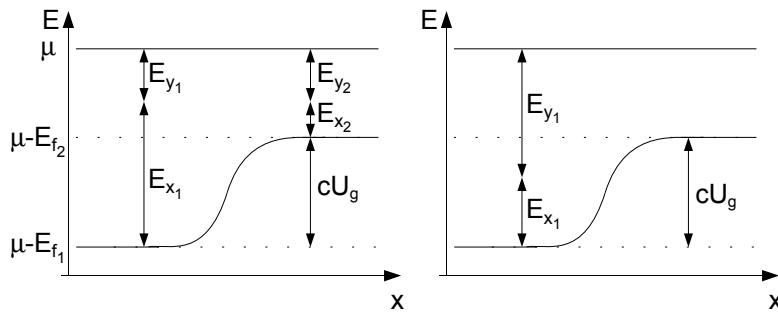


Abbildung 2.6.: Energieverlauf am Übergang zwischen zwei Bereichen mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte für zwei verschiedene Fälle, c ist eine vom Probenmaterial abhängige Proportionalitätskonstante (siehe Gleichung (2.6)); Links: Brechung; Rechts: Totalreflexion.

Sobald eine Spannung längs des Elektronenkanals angelegt wird, fließt durch mehrere Bereiche mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte ein Strom. Der Strom fließt dabei parallel zu den Grenzflächen in y-Richtung. Im Folgenden wird gezeigt, dass die Bereiche mit unterschiedlichen Ladungsträgerdichten sich wie parallel geschaltete Leiter verhalten, solange keine Spannung in x-Richtung (Querspannung), vorhanden ist [29].

Die Kontinuitätsgleichung der Elektrodynamik für die Stromdichte j lautet:

$$\nabla \cdot \vec{j}(x,y,t) = -\frac{\partial}{\partial t} \rho(x,y,t) \quad (2.16)$$

Da sich die Ladungsdichte ρ zeitlich nicht ändert, wird die Gleichung auf

$$\nabla \cdot \vec{j}(x,y) = 0 \quad (2.17)$$

vereinfacht. Gemäß dem Ohmschen Gesetz $\vec{j}(x,y) = \sigma(x)\vec{E}(x,y)$ (σ ist in y-Richtung konstant) sowie der Verknüpfung zwischen dem elektrischen Feld und dem elektrischen Potenzial $\vec{E}(x,y) = -\nabla\varphi(x,y)$ gilt:

$$\nabla \cdot [\sigma(x)\nabla\varphi(x,y)] = 0 \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned} \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial x}\sigma(x)\frac{\partial\varphi(x,y)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}\sigma(x)\frac{\partial\varphi(x,y)}{\partial y} &= 0 \\ \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial x}\sigma(x)\frac{\partial\varphi(x,y)}{\partial x} + \sigma(x)\frac{\partial^2\varphi(x,y)}{\partial^2 y} &= 0 \end{aligned} \quad (2.19)$$

Eine allgemeine Lösung dieser Differentialgleichung ist

$$\varphi(x,y) = A(x)y. \quad (2.20)$$

Allerdings gilt $A(x) = \text{const.}$, da die Bedingung $j_x = 0$ erfüllt werden muss. Im Gleichgewichtsfall ist in x-Richtung keine Querspannung bzw. kein Querstrom vorhanden. Damit gilt für das elektrische Potenzial mit $E_x = 0$ und $E_y = E_0$:

$$\varphi(y) = E_0y. \quad (2.21)$$

Der Gesamtstrom in y-Richtung beträgt dann

$$I_y = \int_0^L j_y dx = E_0 \int_0^L \sigma(x) dx, \quad (2.22)$$

wobei der Elektronenkanal die Breite L besitzt. Wenn der Elektronenkanal zum Beispiel aus drei parallelen Bereichen mit unterschiedlichen Ladungsträgerdichten besteht, folgt mit Gleichung (2.22):

$$I_y = E_0 \left(\int_0^{b_1} \sigma_1 dx + \int_{b_1}^{b_1+b_2} \sigma_2 dx + \int_{b_1+b_2}^L \sigma_3 dx \right) \quad (2.23)$$

$$= E_0 (b_1\sigma_1 + b_2\sigma_2 + b_3\sigma_3). \quad (2.24)$$

Dabei ist b_i die Breite des Bereiches i und σ_i die konstante Leitfähigkeit im Bereich i . Also entsprechen stromdurchflossene parallele Bereiche eines 2DEGs mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte einer Reihe von parallel geschalteten Leitern. Jeder dieser Bereiche bzw. Leiter besitzt seine eigenen Leitfähigkeit $\sigma(x)$. Die Summe der Ströme durch den jeweiligen Teilbereich ergibt den Gesamtstrom durch den Elektronenkanal.

3. Proben und experimentelle Messmethoden

3.1. Probenmaterial

In dieser Arbeit werden insgesamt vier Proben verwendet. Proben A, B und C bestehen aus dem Probenmaterial *11500* und Probe D besteht aus Probenmaterial *C31222B*. Das Probenmaterial *11500* wurde an der Ruhr-Universität Bochum von D. Reuter in der Gruppe von Prof. Dr. Wieck mittels Molekularstrahlepitaxie gewachsen. Das Probenmaterial *C31222B* wurde an der University of California in Santa Barbara von A. Lorke im Labor von A. Gossard ebenfalls mittels Molekularstrahlepitaxie gewachsen.

Für das benötigte Probenmaterial gab es zwei wichtige Forderungen. Zum einen wird ein zweidimensionales Elektronengas mit hoher Beweglichkeit benötigt, um zu gewährleisten, dass die mittlere freie Weglänge l_e eines Elektrons im 2DEG groß ist gegenüber dem Gateabstand (→ ballistischer Transport). Zum anderen muss eine elektrische Isolation zwischen einem Gate auf der Probenoberfläche und dem 2DEG möglichst gewährleistet sein. Ist dies nicht gewährleistet, so entstehen Leckströme zwischen 2DEG und Gate. Dies hätte zur Folge, dass sich zwischen 2DEG und Gate keine elektrostatische Barriere bilden kann.

Die Wachstumsprotokolle beider Probenmaterialien sind im Anhang auf Seite 77 zu finden. Im Folgenden werden nur kurz die Schichtfolgen und deren Funktion beschrieben. Die Schichtfolgen sind in Abbildung 3.1 dargestellt.

Das 2DEG wird jeweils zwischen der *GaAs* und der *Al_xGa_{1-x}As*-Schicht realisiert. Die Ladungsträger des 2DEGs werden aus der δ – *Si* Dotierung bezogen, welche durch einen 35 nm (11500) bzw. 15 nm (C31222B) dicken „Spacer“ von dem 2DEG getrennt ist. Die *GaAs/AlAs* Übergitter in beiden Probenmaterialien dienen als Isolationsschicht, um zum Beispiel Leckströme zwischen Gates und 2DEG zu unterbinden. Dies wird durch den großen Unterschied in den Bandlücken von *GaAs* und *AlAs* erreicht. Vereinfacht dargestellt bewirken die vielen Wechsel in der Bandlücke eine sehr gute elektrische Isolierung.

Beim *11500*-Probenmaterial liegt das 2DEG 110 nm unter der Oberfläche und besitzt eine Beweglichkeit von $\mu = 28,8 \frac{m^2}{Vs}$ und eine Ladungsträgerdichte von $n_s = 2,9 \cdot 10^{15} \frac{1}{m^2}$ bei 4,2 K [30]. Beim *C31222B*-Probenmaterial liegt das 2DEG 60 nm unter der Oberfläche und es hat eine Beweglichkeit von $\mu = 50 \frac{m^2}{Vs}$ bei 4,2 K. Die Ladungsträgerdichte beträgt

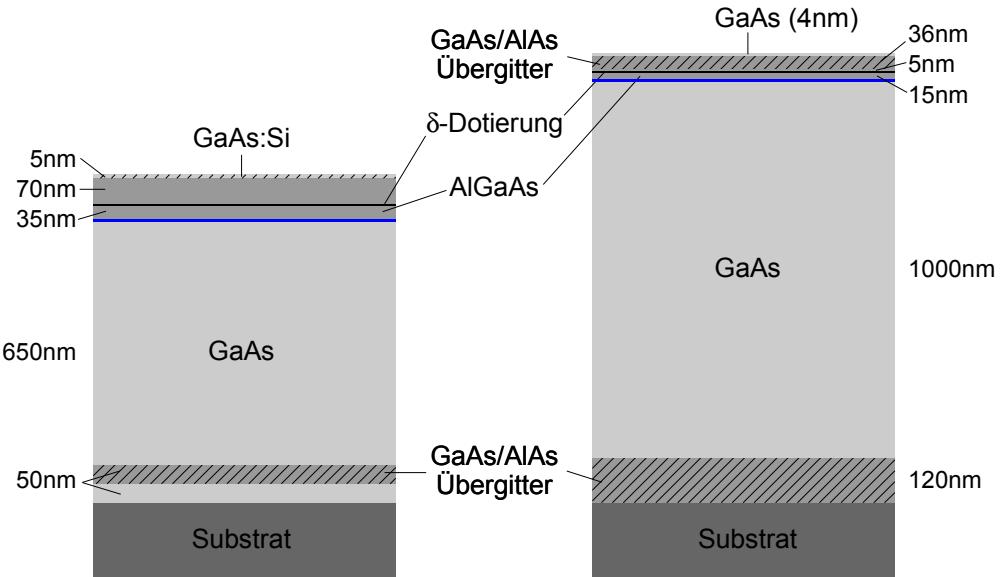


Abbildung 3.1.: In der linken Abbildung wird die Schichtfolge des Probenmaterials 11500 dargestellt, in der rechten Abbildung die Schichtfolge des Probenmaterials C31222B. Das 2DEG ist blau gekennzeichnet.

$$n_s = 4,5 \cdot 10^{15} \frac{1}{m^2} \text{ bei } 4,2 \text{ K} [31].$$

3.2. Probenprozessierung

Das Probenmaterial wird für die Messungen entsprechend präpariert. Es muss die Mesastruktur definiert, eine Kontaktierung des 2DEG erreicht und die metallischen Steuerelektroden hergestellt werden. Die Mesastruktur ist eine plateauartige Erhebung auf der Probenoberfläche, welche im vorliegenden Fall das 2DEG begrenzt. Im Folgenden werden die Präparationsschritte ausführlich erläutert, wobei die genauen Prozessparameter im Anhang ab Seite 79 zu finden sind. Alle Prozessschritte wurden im Reinraum der Stufe 5¹ durchgeführt, um eine mögliche Verschmutzung der Probenoberfläche durch Schmutzpartikel zu verhindern.

Zuerst wird ein Probenstück aus dem Wafer herausgebrochen. Dieses wird mit drei Lösungsmitteln gereinigt und zwar zuerst mit dem polarsten Lösungsmittel Aceton, dann Methanol und zuletzt mit Isopropanol, um eine Schlierenbildung beim Trocknen zu ver-

¹d.h. es sind maximal 10.000 Partikel größer als 0.1 μ in 28l Luft enthalten (siehe VDI Richtlinie 2083 oder US Federal Standard 209b)

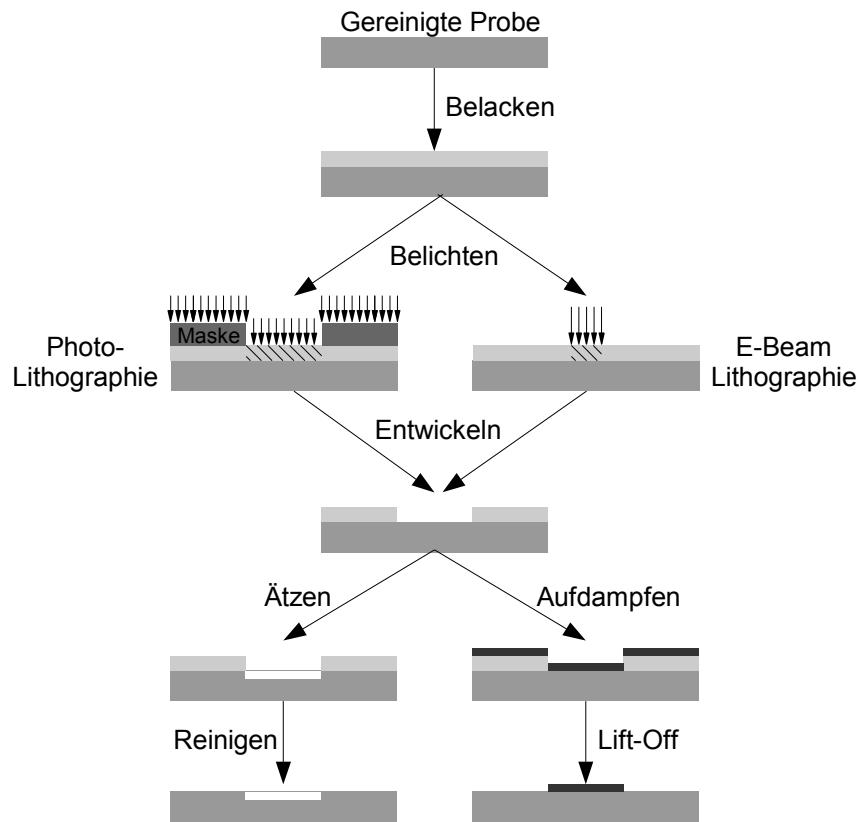


Abbildung 3.2.: Schematische Darstellung des Prozessablaufs. Links ist die Prozessabfolge der Mesadefinition gezeigt und rechts die Definition der Gates bzw. der Ohmsche Kontakte.

hindern. Die Probe wird zunächst mindestens 5 Minuten in Aceton gereinigt. Abhängig vom Verschmutzungsgrad der Probe wird auch kochendes Aceton oder ein kurzes Ultraschallbad verwendet. Danach wird sie mit Methanol abgespült und bis zur weiteren Prozessierung in einem Isopropanolbad aufbewahrt. Anschließend ist es notwendig, die Probe mit N_2 trocken zu blasen.

Lithographie

Zwei wichtige Verfahren zur Nanostrukturierung sind die optische Kontaktolithographie und die Elektronenstrahllithographie. Zuerst wird die Elektronenstrahllithographie näher erläutert.

Wenn Strukturen kleiner als 1 μm oder eine Kontaktmaske für die optische Kontaktolitho-

graphie (siehe unten) hergestellt werden sollen, muss auf die Elektronenstrahllithographie² zurückgegriffen werden. Zuerst wird die Probe mit Hilfe einer Lackschleuder mit einem elektronenbeschusssensitiven Lack gleichmäßig bedeckt und dieser danach auf einer Heizplatte ausgehärtet. Geschrieben wird mit einem **Rasterelektronenmikroskop** (REM) vom Typ *Leo 1530*, an welches eine Schreibeinheit der Firma *Raith* mit der Software *Elphy Plus* angeschlossen ist. Das Leseauflösungsvermögen des REMs liegt bei 2 nm , das Schrebauflösungsvermögen liegt bei 10 nm . Beim Belichten wird die chemische Struktur des Lacks verändert, so dass der belichtete Lack mit bestimmten Lösungsmitteln herausgelöst werden kann (Entwickeln).

Für die optische Kontaktlithographie wird eine Maske benötigt, welche auch mittels der Elektronenstrahllithographie hergestellt wird. Die Maske besteht aus einem mit Chrom bedeckten Quarzsubstrat. Sie wird zuerst mit einem elektronenbeschusssensitiven Lack bedeckt und daraufhin werden mittels eines Elektronenstrahls die gewünschten Strukturen in den Lack geschrieben. Nach dem Entwickeln wird die Chromschicht unter den freien Bereichen weggeätzt. Am Ende ist ein für UV-Licht durchlässiges Quarzsubstrat vorhanden, welches weitestgehend mit einer für UV-Licht undurchlässigen Chromschicht bedeckt ist, außer in den definierten Bereichen.

Mit der optischen Kontaktlithographie dagegen können schnell und einfach Bereiche definiert werden, welche später entweder geätzt oder metallisiert werden können. Die Photolithographie ist allerdings nur für Strukturgrößen größer als $1\text{ }\mu\text{m}$ verwendbar, da das Verfahren aufgrund des verwendeten Lichts eingeschränktes Auflösungsvermögen hat.

Zuerst wird die Probe mit Hilfe einer Lackschleuder mit einem UV-empfindlichen Lack gleichmäßig bedeckt. Danach wird die Probe an die im *Maskaligner*³ eingebaute Maske, welche die gewünschten Strukturen enthält, herangeführt, so dass ein Kontakt zwischen Probe und Maske hergestellt wird. Die Maske wird im *Maskaligner* mit UV-Licht ($\lambda_{UV} \approx 200\text{ nm}$) bestrahlt. Die in der Maske abgebildeten Strukturen werden in den UV-Licht sensitiven Photolack übertragen. Mit einem Entwickler werden die belichteten Stellen aus dem Photolack entfernt.

Ätzen

Um die Mesastruktur zu definieren, werden mittels der optischen Kontaktlithographie die zu ätzenden Strukturen definiert. Die belichteten Stellen werden mit einem Entwickler herausgelöst, so dass die komplette Fläche um die gewünschte Mesastruktur nicht mehr von ätzresistentem Lack bedeckt ist. Zum Ätzen der Mesa wird eine Ätzlösung aus $H_2O : H_2SO_4 : H_2O_2$ (Verhältnis 100:3:1) benutzt, welche bei GaAs eine Ätzrate von $\approx 1\text{ nm/s}$ hat [32]. Um eine elektrische Isolation der Mesa von der Umgebung zu erreichen, sollte der Bereich des Probenmaterials herausgeätzt werden, in welchem das 2DEG normalerweise

²kurz EBL, engl.: Electron Beam Lithography

³Gerät zur Positionierung der Maske über der Probe sowie der Belichtung des Lacks

realisiert wird. Somit sollte mindestens auf einer Tiefe d die Probenoberfläche weggeätzt werden.

Aufdampfen

Das Aufdampfen von Metallen und Legierungen wird mit einer Aufdampfanlage von *BOC Edwards* durchgeführt. Die Aufdampfanlage hat zwei Möglichkeiten für das Verdampfen von Metallen: den thermischen Verdampfer sowie den Elektronenstrahlverdampfer. Beim thermischen Verdampfer wird in einem Schiffchen das gewünschte Metall durch einen hohen Strom erhitzt und zum Verdampfen gebracht. Bei dem Elektronenstrahlverdampfer erhitzt ein durch Magnetfelder gelenkter Elektronenstrahl das Metall und bringt es zum Verdampfen. Die Dicke des aufgetragenen Materials wird in beiden Fällen von Schwingquarzen kontrolliert.

Um eine möglichst reine und homogene Metallschicht zu erhalten, muss sichergestellt werden, dass der Aufdampfdruck möglichst gering ist ($p < 10^{-6} \text{ mbar}$). Zudem sollte die Aufdampfrate optimiert werden. Bei einer zu hohen Aufdampfrate wächst die Metallschicht auf der Probe nicht regelmäßig, bei einer zu kleinen Aufdampfrate ist die Wahrscheinlichkeit groß, dass in der Metallschicht zu viele Fremdkörper eingeschlossen werden.

Einlegieren

Als nächstes werden die Ohmschen Kontakte zum 2DEG hergestellt. An den Stellen, wo die Ohmsche Kontaktierung zum 2DEG entstehen soll, werden Germaniumatome in das *GaAs* hinein diffundiert. Diese Stellen sind zuvor mit der optischen Kontaktolithographie definiert worden. Die Germaniumatome dotieren das *GaAs*, indem sie die Galliumatome an ihren Plätzen ersetzen, so dass Ohmsche Kontakte vom 2DEG bis zur Oberfläche hergestellt werden [33].

Dafür wird nach der optischen Kontaktolithographie eine Dreifachschicht aus Metallen aufgedampft (siehe unten). Zuerst wird eine dünne Schicht Nickel aufgedampft, welches als Haftvermittler für das nachfolgende Gold-Germanium dient. Außerdem begünstigt Nickel die Diffusion von Germanium Atomen. Die Dicke des aufgedampften Gold-Germaniums (Verhältnis Au:Ge; 88:12) hängt von der Tiefe des 2DEG in der Probe ab. Abschließend wird eine dünne Goldschicht aufgedampft, um die Kontaktierung der Ohmschen Kontakte mit dem Probenträger zu ermöglichen (siehe unten). Es gilt, dass die Dicke der *AuGe*-Schicht und der *Au*-Schicht zusammen etwa die Tiefe des 2DEG ergeben sollte. So wird ungefähr die optimale Germaniumatomdichte von etwa 10^{19} cm^{-3} erreicht [33].

Nach dem Entfernen des Restlacks und des überflüssigen Metalls wird die Probe stufenweise auf Temperaturen von bis zu 450°C erhitzt. Durch die hohen Temperaturen wird die Diffusion von Germaniumatomen aus der *AuGe* Schicht in das *GaAs* ermöglicht.

Gatepräparation

Zuletzt werden die metallischen Gateelektroden präpariert. Dafür werden mittels der Elektronenstrahlolithographie die entsprechenden Bereiche im Lack definiert. Daraufhin wird mit der Aufdampfanlage die Probe mit einer dünnen Metallschicht bedeckt. Nach dem Aufdampfen wird der Restlack mit dem darauf befindlichen Metall entfernt, so dass am Ende nur an den gewünschten Stellen Metall auf der Oberfläche vorkommt.

Zu Beginn dieser Arbeit wurde Nickel-Chrom (50:50) als Gatematerial benutzt. Nach Schwierigkeiten beim Entfernen des Restlacks und des Restmetalls, was einen sehr großen Probenausschuss verursacht hat, wurde auf reines Gold als Gatematerial gewechselt. So bestehen die Gates von Probe A und B aus *NiCr*, die Gates der Proben C und D aus *Au*.

Erste Charakterisierung

Nach der Beendigung aller Prozessschritte, wird am Spitzenmessplatz kontrolliert, ob alle Ohmschen Kontakte zum 2DEG vorhanden sind und ob keine Kurzschlüsse vorhanden sind. Eine REM-Aufnahme einer fertigen Probe ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Wenn die Probe in Ordnung ist, wird die Probe mit Hilfe von tieftemperaturresistentem Leitsilber auf einem Probenträger befestigt. Die Kontakte auf der Probenoberfläche werden mit Hilfe eines sogenannten *Wedge-Bonders* mit dem Probenträger verdrahtet. Alle Strukturen auf der Probe können nun über die Anschlüsse am Probenträger kontaktiert werden.

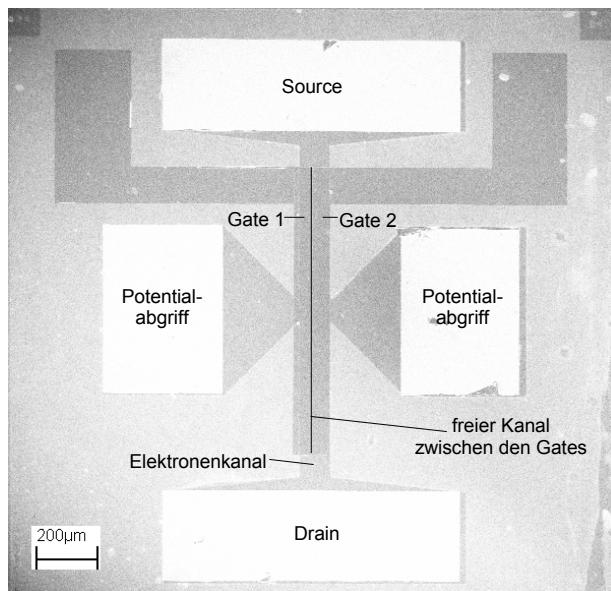


Abbildung 3.3.: Die Abbildung zeigt eine REM Aufnahme der Probe A, die Gates bestehen bei dieser Probe aus *NiCr*.

3.3. Tieftemperaturmessplatz

Die meisten in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurden bei $4,2\text{ K}$ bzw. $2,2\text{ K}$ durchgeführt. Bei diesen tiefen Temperaturen sind die Phononen nahezu ausgefroren. Der Widerstandsanteil, der durch die Elektron-Phonon-Wechselwirkung bedingt ist, wird verschwindend gering. Um Temperaturen von $4,2\text{ K}$ zu erreichen, wird ein Behältnis mit flüssigem Helium benötigt, in welches der Probenstab eingetaucht werden kann. Allerdings steht bei dieser Methode kein Magnetfeld zur Verfügung und Temperaturen unter $4,2\text{ K}$ sind nicht erreichbar. Ein Magnetfeld wurde zwar nicht direkt für die Messungen benötigt, allerdings wird es für die Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration des 2DEG benötigt (Hallmessung).

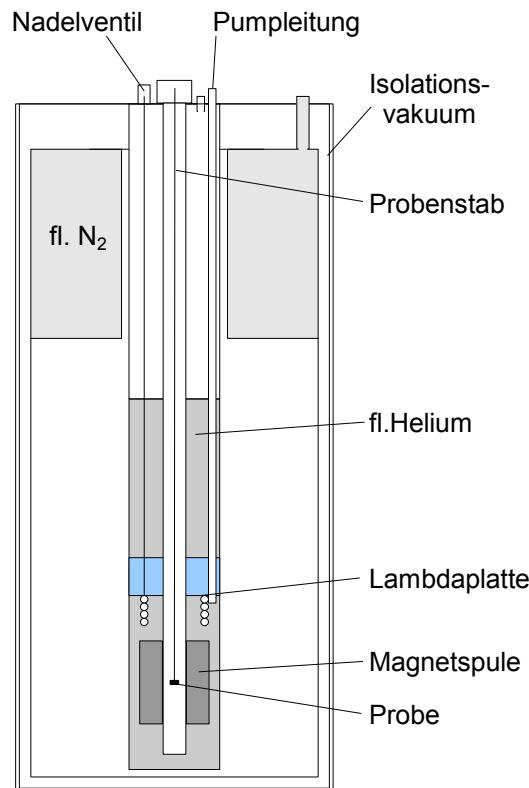


Abbildung 3.4.: Schematische Darstellung des in dieser Arbeit benutzten Kryostaten inklusive eingebauten Probenstabs.

Daher sind die Messungen alle in einem *ST-STEEL*-Kryostaten der Firma *Cryogenic LTD* durchgeführt worden. Neben einer Kammer für flüssiges Helium besitzt der Kryostat eine

supraleitende Spule, mit welcher bis zu 12 T erzeugt werden können. Außerdem können durch das Abpumpen von Helium durch die Lambdaplatte Temperaturen von bis zu $2,2\text{ K}$ erreicht werden. Abbildung 3.4 zeigt schematisch den Aufbau des Kryostaten und des Probenstabs. Der Kryostat besteht aus einem äußeren Mantel, der teilweise mit flüssigem Stickstoff sowie einem inneren Behälter, der mit flüssigen Helium gefüllt ist. Ansonsten steht der gesamte Behälter unter Vakuum und der innere Behälter wird von Strahlungsschilden geschützt. In der Mitte des Kryostaten ist eine Öffnung für den Probenstab vorhanden. Der Probenstab besteht aus einem Sockel für den Probenträger, der über einen langen Stab und durch Zuleitungen mit den BNC Anschlüssen im Probenstabkopf verbunden ist sowie einem Überrohr, welches über den inneren Stab gestülpt wird. Die Probe wird in den Probenstab eingebaut, woraufhin dieser evakuiert wird. Damit der Abkühlvorgang der Probe nicht unnötig lange dauert, wird etwas Heliumkontaktgas in den Probenstab gefüllt. Um Temperaturen von $2,2\text{ K}$ zu erreichen, wird die sogenannte Lambdaplatte benutzt. Temperaturen unterhalb von $2,2\text{ K}$ wären bei diesem Prinzip nur mit einem extrem hohen Heliumverbrauch erreichbar, da Helium bei $2,174\text{ K}$ in die suprafluide Phase übergeht. Der Vorteil der Lambdaplatte ist, dass es nicht nötig ist, das komplette Heliumreservoir auf $2,2\text{ K}$ abzukühlen. Die Lambdaplatte besteht aus einem Nadelventil und einer Pumpleitung, welche an der Unterseite einer Isolierplatte befestigt ist. Die Isolierplatte befindet sich knapp oberhalb des Magneten und trennt den unteren vom oberen Bereich ab. Sie minimiert die Konvektion zwischen den beiden Bereichen. Ein Ende der Pumpleitung ist an eine Drehschieberpumpe angeschlossen, das andere Ende führt direkt ins Heliumbad. Das Nadelventil stellt die optimale Pumpleistung der Vakuumpumpe ein, so dass das Helium um die Leitung herum auf $2,2\text{ K}$ abgekühlt werden kann. Die Expansion des Heliums ins Vakuum hinein bewirkt dabei den Kühlvorgang. Helium bei $2,2\text{ K}$ ist etwas schwerer als Helium bei $4,2\text{ K}$. Das kältere Helium sinkt herab, dadurch wird das gesamte Reservoir unterhalb der Lambdaplatte sukzessive auf $2,2\text{ K}$ abgekühlt wird. Die Temperatur des Heliumbads oberhalb der Isolierplatte liegt dabei weiterhin bei $4,2\text{ K}$. Des Weiteren wurde einige Messungen bei 77 K durchgeführt. Dafür wurde der Probenstab in einen Vorratsbehälter für flüssigen Stickstoff getaucht.

3.4. Experimenteller Messaufbau

Zur Untersuchung des ballistischen Transports wurde eine Messstruktur verwendet, welche in Abbildung 3.5 inklusive eines Schaltplans dargestellt ist. Auf der Probe A befindet sich keine funktionsfähige Struktur, stattdessen befindet sich auf der Probe eine Hallgeometrie zur Hallmessung.

Die Messstruktur besteht aus einem Elektronenkanal mit einer Länge von $1200\text{ }\mu\text{m}$ und einer Breite von $100\text{ }\mu\text{m}$. Zusätzlich hat die Messstruktur vier Ohmsche Kontakte zum 2DEG, nämlich zwei Source/Drain Anschlüsse an den Enden des Kanals und zwei seitliche

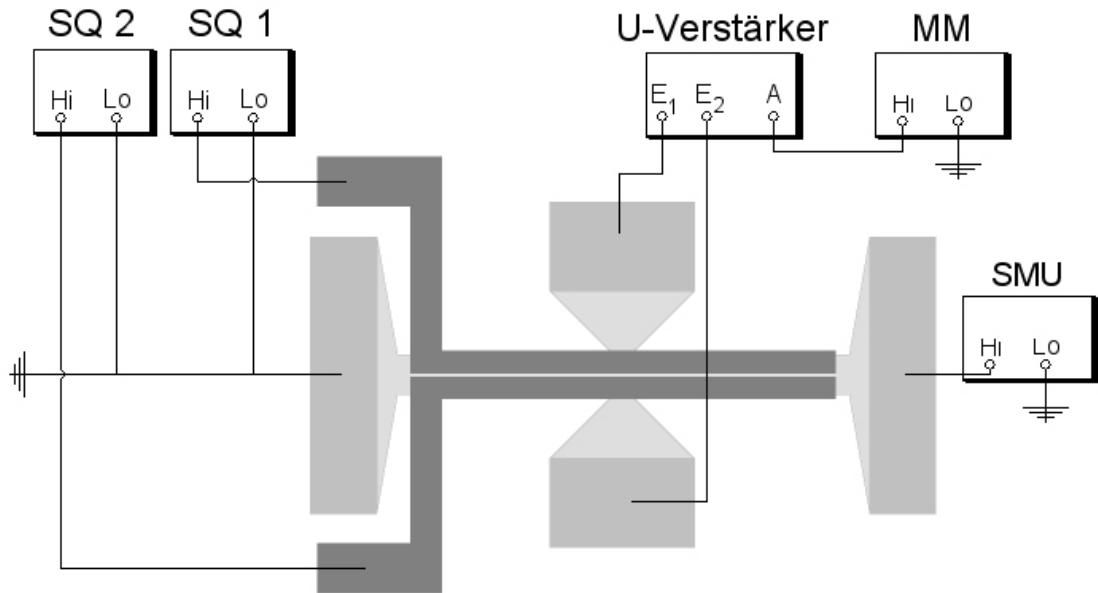


Abbildung 3.5.: Schematische Darstellung der Messstruktur inklusive der elektrischen Be- schaltung. Die dunkelgrauen Flächen repräsentieren die Gates, die grauen Flächen die Ohmschen Kontakte. Die Gates sind jeweils an einer Spannungsquelle angeschlossen, die beiden Abgriffe über einen Spannungsver- stärker an einen Multimeter. Der Sourcekontakt ist an eine SMU ange- schlossen, der Drainkontakt ist geerdet.

Potenzialabgriffe in der Mitte des Kanals. Die Abgriffe sind $30 \mu\text{m}$ breit. Die dunkelgrauen Flächen kennzeichnen die Ohmschen Kontaktflächen, welche mit dem Probenträger ver- bunden sind. Über der Mesastruktur sind die beiden Gates aufgedampft. Sie bedecken den größten Teil des Kanals auf einer Länge von $1000 \mu\text{m}$. Der Abstand zwischen den beiden Gates beträgt $0,8 - 1,2 \mu\text{m}$ und die mittlere freie Weglänge der in dieser Arbeit benutzten Probenmaterials beträgt bei $4,2 \text{ K}$ $2 - 5 \mu\text{m}$ (s.o.). So ist gewährleistet, dass man im Be- reich um die Grenzlinien der Gates von ballistischem Transport sprechen kann.

Abbildung 3.5 zeigt ebenfalls den Schaltplan. Als Stromquelle für die Probe wird eine programmierbare *Source Measurement Unit* (SMU) des Typs *Keithley 236* in 2-Punkt- Messung benutzt. Die konstanten Gatespannungen werden durch programmierbare Spannungsquellen des Typs *Yokogawa 7651* und *Keithley 230* erzeugt. Das Gatepotenzial wird gegen das Erdpotenzial (Drain) angelegt. Die beiden Mittelkontakte sind an einen Spannungsverstärker des Typs *DLPVA 100* angeschlossen, welcher an einem *Keithley 195 A* Multimeter angeschlossen ist. Die Low-Eingänge des Multimeters und der SMU sind geerdet. Alle Geräte sind mit dem Probenstab und untereinander über BNC-Kabel verbunden.

Außerdem sind alle Geräte über eine *GBIP*-Schnittstelle mit einem PC verbunden, welcher über ein *Labview*-Programm die Spannungsquellen und die SMU steuert sowie die Längsspannung U_y und die Querspannung U_x von der SMU bzw. vom Multimeter ausliest.

In dieser Arbeit wird als Messmethode die IV-Messung im DC-Modus verwendet. Dabei wird an beide Gates jeweils eine konstante Gatespannung angelegt. Dann wird der eingestellte Strombereich vom negativen Maximalwert bis zum positiven Maximalwert durchfahren. Danach werden neue Gatespannungen eingestellt und der Strombereich wird aufs Neue durchlaufen. Dies wird solange wiederholt bis der Strombereich für alle gewünschten Gatespannungen durchgefahrt ist.

Die üblichen Maximal-Gatespannungen und Maximal-Ströme unterscheiden sich von Probe zu Probe. Die Maximal-Gatespannungen liegen zwischen $0.3 - 0.4 \text{ V}$ und die Maximalströme zwischen $50 - 100 \mu\text{A}$ bei Schrittweiten von $0.01 - 0.05 \text{ V}$ bzw. $0.5 - 2.5 \mu\text{A}$.

Für Leitfähigkeits- und Hallmessungen wird eine typische Hallgeometrie verwendet. Die Hallstruktur besteht aus einem langen Elektronenkanal. Quer zum Elektronenkanal existieren auf beiden Seiten jeweils zwei Potenzialabgriffe. An die beiden Anschlüsse längs zum Elektronenkanal wird ein Längstrom I angelegt. Für verschiedene Längsspannungen und Magnetfelder wird an den Querabgriffen die Längs- und die Querspannung gemessen. Aus der Hallspannung U_h wird mit

$$\begin{aligned} U_h &= \frac{IB_z}{ne} \\ \Leftrightarrow n &= \frac{IB_z}{U_h e} \end{aligned} \quad (3.1)$$

die Ladungsträgerdichte n berechnet [35]. B_z ist dabei das angelegte Magnetfeld senkrecht zum 2DEG. Mit einer zusätzlichen Leitfähigkeitsmessung bei $B_z = 0$ wird die Beweglichkeit μ mit

$$\begin{aligned} R &= \frac{1}{\sigma} \frac{l}{b} = \frac{1}{ne\mu} \frac{l}{b} \\ \Leftrightarrow \mu &= \frac{l}{neRb} \end{aligned} \quad (3.2)$$

berechnet. l bzw. b ist dabei die Länge bzw. Breite des Elektronenkanals und σ die spezifische Leitfähigkeit.

4. Simulation

4.1. Simulationsmodell

In diesem Kapitel wird das Simulationsmodell vorgestellt, welches die experimentellen Ergebnisse reproduzieren soll. Der geätzte 2DEG - Elektronenkanal wird durch ein einfaches zweidimensionales Rechteck mit geraden und scharfen Kanten simuliert. Die geometrischen Maße des simulierten Elektronenkanals und die physikalischen Eigenschaften des simulierten 2DEGs entsprechen den Maßen und Eigenschaften des im Experiment gemessenen Bauelements (siehe Kapitel 3.4). Die beiden symmetrischen Gates bedecken anders als im Experiment die gesamte Länge des Elektronenkanals. Die Längsseite des Elektronenkanals verläuft parallel zur y-Achse des Koordinatensystems.

In der Simulation starten alle Elektronen mit der Fermigeschwindigkeit E_f bei $y = 0$ des Elektronenkanals und enden bei $y = Ekl$, wobei Ekl die Länge des Elektronenkanals ist. Das Elektron wird als dimensionsloses Teilchen betrachtet, welches sich, durch die klassischen Bewegungsgleichungen beschrieben, in dem Elektronenkanal bewegt. Jedes Elektron bewegt sich einzeln durch den Elektronenkanal und es ist keine Wechselwirkung zwischen den Elektronen vorhanden. Dies entspricht in sehr guter Näherung den experimentellen Gegebenheiten. Wenn ein Elektron an eine Kanalwand stößt, wird es an ihr reflektiert (spekular gestreut). Wenn ein Elektron auf eine Grenzlinie zwischen zwei Bereichen mit unterschiedlichen Ladungsträgerdichten trifft, wird es entsprechend des Einfalls winkels gebrochen bzw. reflektiert (siehe Kapitel 2.3).

Ansonsten wird für das simulierte 2DEG das Drude-Modell angenommen wie z.B. in [34, 35] beschrieben. Laut diesem Modell bewegt sich ein Elektron frei im Elektronenkanal und wird durch ein äußeres Feld E beschleunigt. Nach einer mittleren Streuzeit τ wird das Elektron inelastisch gestreut. Bei einer Streuung wird das Elektron in eine zufällige Vorwärtsrichtung gestreut und es fällt auf die Fermienergie zurück. Wie im Experiment, so ist auch hier die mittlere Streuzeit bzw. die mittlere freie Weglänge groß genug, so dass es erlaubt ist, im Bereich um die Grenzlinien der Gates vom ballistischen Transport zu sprechen. Für die mittlere Streuzeit τ gilt:

$$\tau = \frac{m^* \cdot \mu}{e}, \quad (4.1)$$

wobei m^* die effektive Masse und μ die Beweglichkeit eines Elektrons darstellt. In Abbildung 4.1 ist der simulierte Elektronenkanal und eine mögliche Bahn eines Elektrons inklusive aller möglicher Ereignisse schematisch dargestellt.

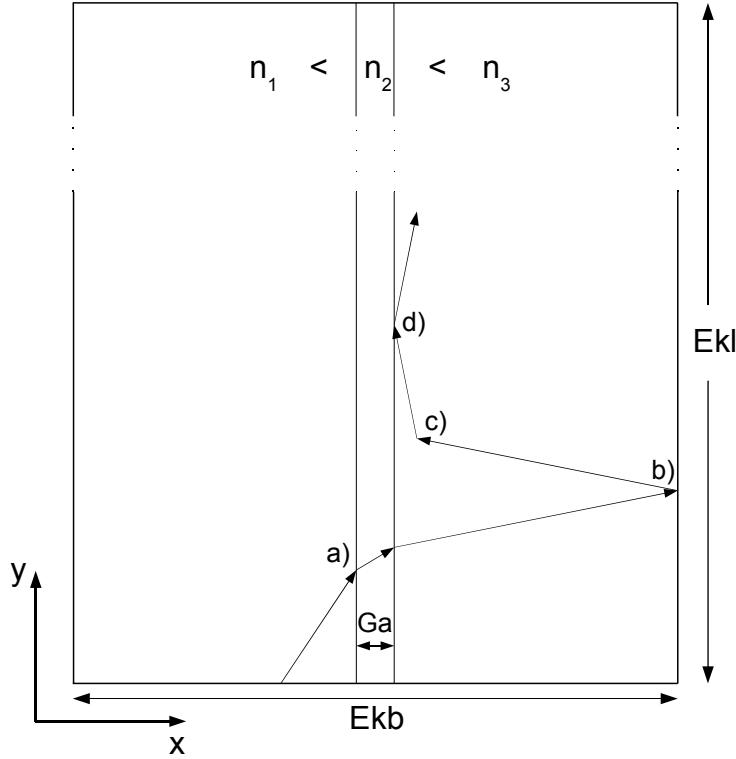


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung des Elektronenkanals und einer möglichen Flugbahn eines Elektrons inklusive aller möglichen Ereignisse: a) Übergang zwischen zwei Bereichen mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte; b) Reflexion an der Wand; c) Inelastische Streuung; d) Totalreflexion an einer Grenzlinie.

Die beschriebene Berechnung der Bewegung eines Elektrons im Elektronenkanal wird so lange nacheinander auf alle Elektronen angewendet, bis alle Elektronen den gesamten Elektronenkanal durchquert haben. Am Ende werden die Startpositionen aller Elektronen, also die Positionen der Elektronen am Anfang des Elektronenkanals, mit den Endpositionen, also den Positionen der Elektronen am Ende des Elektronenkanals, verglichen. Wie daraus die Querspannung U_x berechnet wird, wird am Ende des Unterkapitels näher erläutert. Als Parameter benötigt die Simulation folgende Größen:

- Länge Ekl und Breite Ekb des Elektronenkanals sowie Abstand Ga der beiden Gates zueinander. Diese Größen bestimmen die Dimensionen der drei Bereiche mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte.
- Abstand d des 2DEG zu der Oberfläche. Dieser berechnet den Einfluss der Gatespan-

nungen auf die Ladungsträgerdichte in den entsprechenden Bereichen im 2DEG.

- Gatespannungen Vg_1 und Vg_2 beeinflussen die Stärke des Effekts.
- Ladungsträgerdichte n_0 und die Ladungsträgerbeweglichkeit μ des 2DEG sind wichtige Kenngrößen des 2DEG, woraus weitere Größen berechnet werden, wie zum Beispiel die mittlere Streuzeit τ .
- Strom I_y durch das 2DEG. Aus diesem wird die Beschleunigung a auf die Elektronen im 2DEG berechnet.
- Anzahl AE der Elektronen, für welche die Berechnung durchgeführt werden soll, bestimmt die Genauigkeit der Rechnung. Die maximale Anzahl der Elektronen wird durch die Rechenzeit begrenzt, wohingegen bei einer zu kleinen Anzahl von Elektronen keine Aussage aus der Simulation getroffen werden kann, da die relevanten Ergebnisse im statistischen Rauschen untergehen.

Aus diesen Parametern werden alle anderen Größen berechnet. Die Ladungsträgerdichten n_1 und n_2 in den beiden Bereichen unterhalb der beiden Gates werden mit Hilfe eines Kondensatormodells bestimmt. Als Grundlage dient die Annahme eines Plattenkondensators zwischen Gate und 2DEG. Durch das Anlegen einer Gatespannung wird die Ladungsträgerdichte unterhalb des Gates moduliert. Laut Gleichung (2.6) gilt: $\Delta n = \frac{\epsilon\epsilon_0}{ed} V_g$, wobei $\epsilon \approx 13$ die Permittivität in GaAs bei $4,2\text{ K}$ ist [20]. Daraus folgt für n_1 bzw. n_2 :

$$n_i = n_0 \pm \Delta n = n_0 \pm \frac{\epsilon\epsilon_0}{ed} Vg_i \quad (4.2)$$

Die Fermigeschwindigkeiten v_{f_i} und die Fermienergien E_{f_i} in den drei Bereichen werden laut [17] folgendermaßen bestimmt:

$$v_{f_i} = \frac{\hbar k_{f_i}}{m^*} = \frac{\hbar\sqrt{2\pi}}{m} \sqrt{n_i}, \quad (4.3)$$

$$E_{f_i} = \frac{\hbar^2\pi}{m^*} n_i = \frac{1}{2} m^* v_{f_i}^2, \quad (4.4)$$

wobei m^* ($\approx 0,07m_e$) die effektive Masse eines Elektrons in einem GaAs-2DEG ist. Die Startpositionen der AE Ladungsträger am Anfang des Elektronenkanals werden proportional zu der Fermigeschwindigkeit ermittelt. Alle Elektronen werden auf die drei Bereiche verteilt und zwar entsprechend der Fermigeschwindigkeit in den drei Bereichen und entsprechend der Breite des jeweiligen Bereichs, so dass in jedem Bereich N_i Elektronen starten. Innerhalb eines Bereichs werden die N_i Elektronen gleichmäßig auf ihre Startpositionen verteilt. Die Proportionalität der Elektronenverteilung zur Fermigeschwindigkeit folgt aus der Tatsache, dass die Elektronen auf einer Linie starten und nicht verteilt auf einer Fläche. Wie in Gleichung (4.3) zu sehen ist, gilt in einem 2DEG: $v_f \propto \sqrt{n}$, somit werden die Elektronen entsprechend der Wurzel der Ladungsträgerdichte auf ihre Startpositionen verteilt.

Dies entspricht der Überlegung, wonach die Elektronen entlang einer Linie und nicht auf die gesamte Fläche verteilt werden. Die Überlegung, wonach die Verteilung proportional zu der Ladungsträgerdichte sein müsste, beruht auf Gleichung (2.22). Demnach werden die drei Bereiche als parallel geschaltete Leiter betrachtet, deren Ströme zum Gesamtstrom addiert werden. Die Ströme in den einzelnen Bereichen hängen von der Leitfähigkeit σ ab, wobei die Leitfähigkeit selbst nur von n abhängt, da die Beweglichkeit μ konstant ist. Gleichung (2.22) gilt allerdings nur näherungsweise wenn $U_x \ll U_y$ gilt. Für die im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Experimente und Simulationen ist dies der Fall. Für N_i gilt somit

$$N_i = \frac{AE \cdot b_i \cdot v_{f_i}}{b_1 v_{f_1} + b_2 v_{f_2} + b_3 v_{f_3}}, \quad (4.5)$$

wobei b_i die Breite des jeweiligen Bereichs i ist.

In einer Parallelschaltung (siehe Gleichung (2.22)) haben alle Elemente das gleiche Potenzial. Der Gesamtwiderstand einer Parallelschaltung beträgt:

$$R = \frac{1}{\sum \frac{1}{R_i}} \quad (4.6)$$

Die Längsspannung U_y und die daraus in y-Richtung wirkende Beschleunigung a werden somit folgendermaßen berechnet:

$$U_y = RI_y = \frac{1}{\sum \frac{1}{\rho_i \frac{Ekl}{Ekb}}} I_y = \frac{1}{\sum n_i \cdot q \cdot \mu \cdot \frac{Ekb}{Ekl}} I_y, \quad (4.7)$$

$$a = \frac{F_y}{m^*} = \frac{E_y q}{m^*} = \frac{U_y q}{Ekl \cdot m^*}. \quad (4.8)$$

Dabei ist ρ_i der spezifische Widerstand und n_i die Ladungsträgerdichte im jeweiligen Bereich i .

Für jedes Elektron wird am Anfang der Flugbahn und nach jeder Streuung eine neue Lebensdauer t_{end} errechnet, welche von der mittleren Streuzeit bzw. von der mittleren freien Weglänge abhängt. Dabei wird angenommen, dass die Verteilung der möglichen Lebensdauern, ähnlich wie beim radioaktiven Zerfall, exponentiell abfällt. Solche Verteilung wird durch

$$e^{-\frac{t_{end}}{\tau}} = RN \quad \Rightarrow \quad t_{end} = -\tau \cdot \ln(RN) \quad (4.9)$$

beschrieben, wobei RN eine Zufallszahl ist, für die $0 < RN < 1$ gilt. Damit gilt für die Lebensdauer eines Elektrons am Anfang bzw. nach einer Streuung

$$t_{end} = -\tau \ln \left(\frac{RNG + 1}{RNG_{max} + 2} \right), \quad (4.10)$$

wobei RNG_{max} die größte mögliche Zufallszahl ist und der Zufallszahlgenerator für RNG Zahlen zwischen 0 und RNG_{max} ausgibt. Die +1 im Zähler verhindert, dass ein $\log(0)$

gebildet wird, die $+2$ im Nenner verhindert, dass die Lebensdauer eines Elektrons 0 Sekunden beträgt. Da RNG_{max} eine sehr große Zahl ist, verfälschen die unterschiedlichen Summanden in Zähler und Nenner das Ergebnis nicht.

Der Flugwinkel des Elektrons ab der Startposition bzw. der Streuwinkel wird entsprechend mit

$$\alpha = \frac{RNG + 1}{RNG_{max} + 1} \pi; \quad (4.11)$$

bestimmt. Es werden nur Winkel in positive y -Richtung berücksichtigt, da die Berechnungen inklusive Rückstreuungen unverhältnismäßig mehr Rechenzeit benötigen würden. Deswegen werden im Folgenden Rückstreuungen bei der Simulation vernachlässigt.

Für die Berechnungen an der Grenzlinie zwischen zwei Bereichen mit unterschiedlichen Ladungsträgerdichten werden die Formeln aus Kapitel 2.3 verwendet. Es handelt sich dabei um die Bedingung (2.14) $v_y < v_{f2}$ für die Überprüfung, ob es zu einer Totalreflexion an der Grenzlinie kommt sowie Gleichung (2.15) $v_{x2} = \sqrt{v_{x1}^2 + v_{f2}^2 - v_{f1}^2}$ für die Berechnung der neuen Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Grenzlinie.

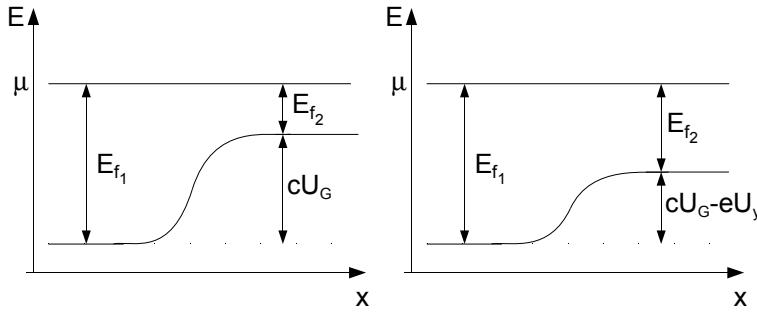


Abbildung 4.2.: Die linke Abbildung zeigt den Energieverlauf am Anfang des Elektronenkanals, die rechte Abbildung den Energieverlauf am Ende des Elektronenkanals. c ist eine vom Probenmaterial abhängige Proportionalitätskonstante (siehe Gleichung (2.6)).

Die Berechnung der Querspannung U_x macht sich eine Änderung der Fermienergie zunutze. Und zwar unterscheidet sich die Fermienergie in einem Bereich am Anfang des Elektronenkanals zu der Fermienergie am Ende des Elektronenkanals. Die Situation ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Wie in Gleichung (4.5) gezeigt wurde, ist die Fermigeschwindigkeit v_{fi} proportional zur Anzahl der Elektronen N_i in einem Bereich des Elektronenkanals, solange die Breite der Bereiche gleich ist. Somit ist die Fermienergie E_{fi} proportional zu N_i^2 . Bei unterschiedlich breiten Bereichen muss auch die Breite b_i der einzelnen Bereiche berücksichtigt werden. Dann ist E_{fi} proportional zu $\frac{N_i^2}{b_i}$. Wenn sich die Anzahl der Elektronen in einem Bereich ändert, ändert sich damit auch die Fermienergie. Sei c_i die Proportional-

litätskonstante, dann gilt:

$$c_i = \frac{E_{f_i}}{\left(\frac{N_i}{b_i}\right)^2}, \quad (4.12)$$

$$E_{f_i}' = \left(\frac{N_i'}{b_i}\right)^2 c_i. \quad (4.13)$$

Dabei ist E_{f_i}' die Fermienergie und N_i' die Anzahl der Elektronen in einem Bereich am Ende des Elektronenkanals. Die Differenz der Änderung der Fermienergie in einem Bereich zu der Änderung der Fermienergie im anderen Bereich entspricht dann eU_x , wobei U_x die gesuchte Querspannung ist:

$$U_x = \frac{\Delta E_{f_1} - \Delta E_{f_2}}{e} = \frac{(E_{f_1}' - E_{f_1}) - (E_{f_2}' - E_{f_2})}{e}. \quad (4.14)$$

Die Querspannung wird direkt aus der Änderung der Fermienergien im linken bzw. rechten Bereich berechnet. Positive Querspannung bedeutet, dass Elektronen von links nach rechts fließen.

4.2. Aufbau des Simulationsprogramms

Das Programm ist in *C* geschrieben. Als Compiler dient die *GNU Compiler Collection Suite 4.1.1*.

Abbildung 4.3 und Abbildung 4.4 zeigen zwei Flussdiagramme, welche den Programmaufbau beschreiben. Das Flussdiagramm in Abbildung 4.3 liefert eine eher sprachliche Beschreibung des Programms, das Flussdiagramm in Abbildung 4.4 eine eher mathematische Beschreibung. Das Programm selbst ist im Anhang ab Seite 83 ausführlich kommentiert zu finden.

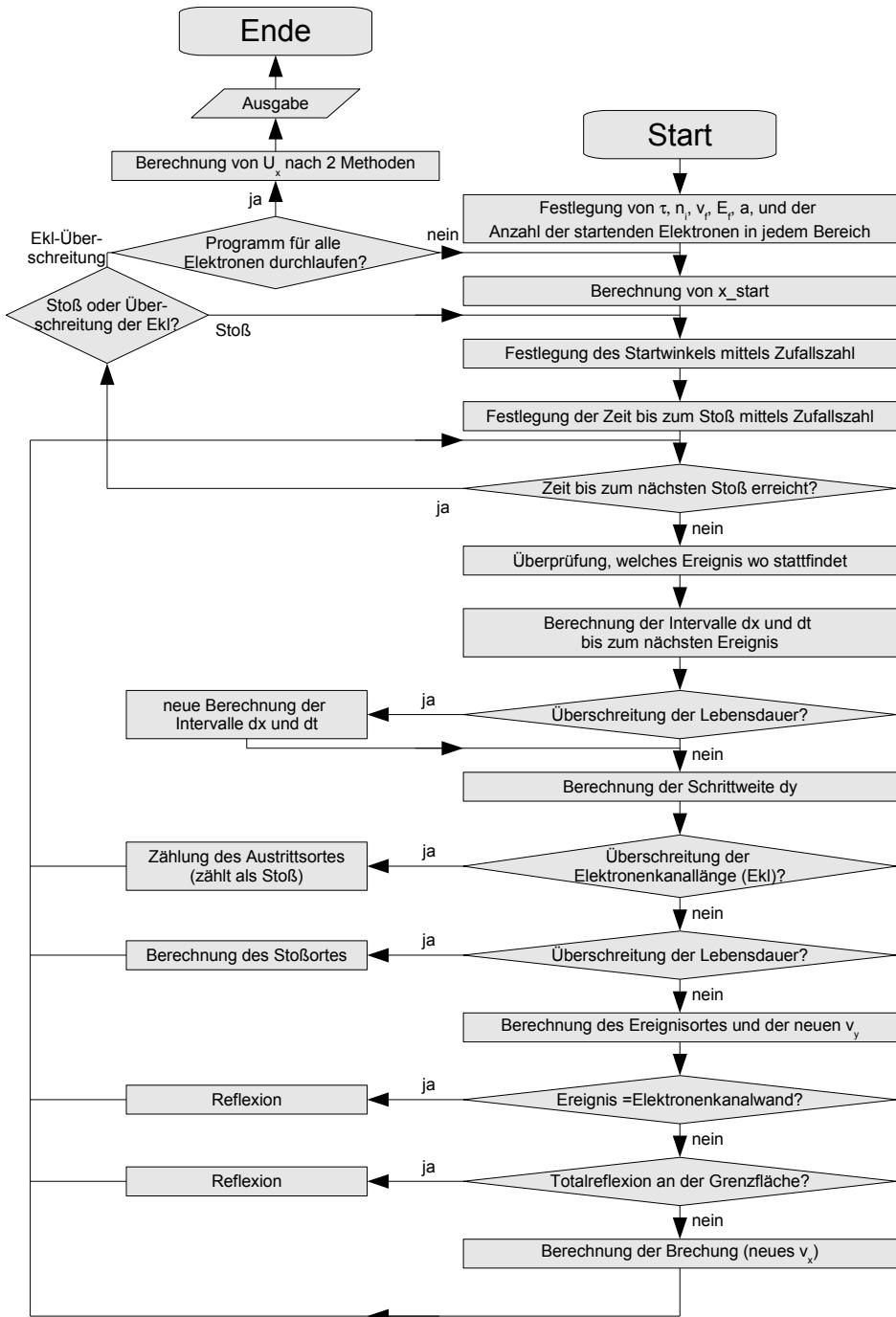


Abbildung 4.3.: Flussdiagramm mit einer eher sprachlichen Beschreibung des Simulationsprogramms.

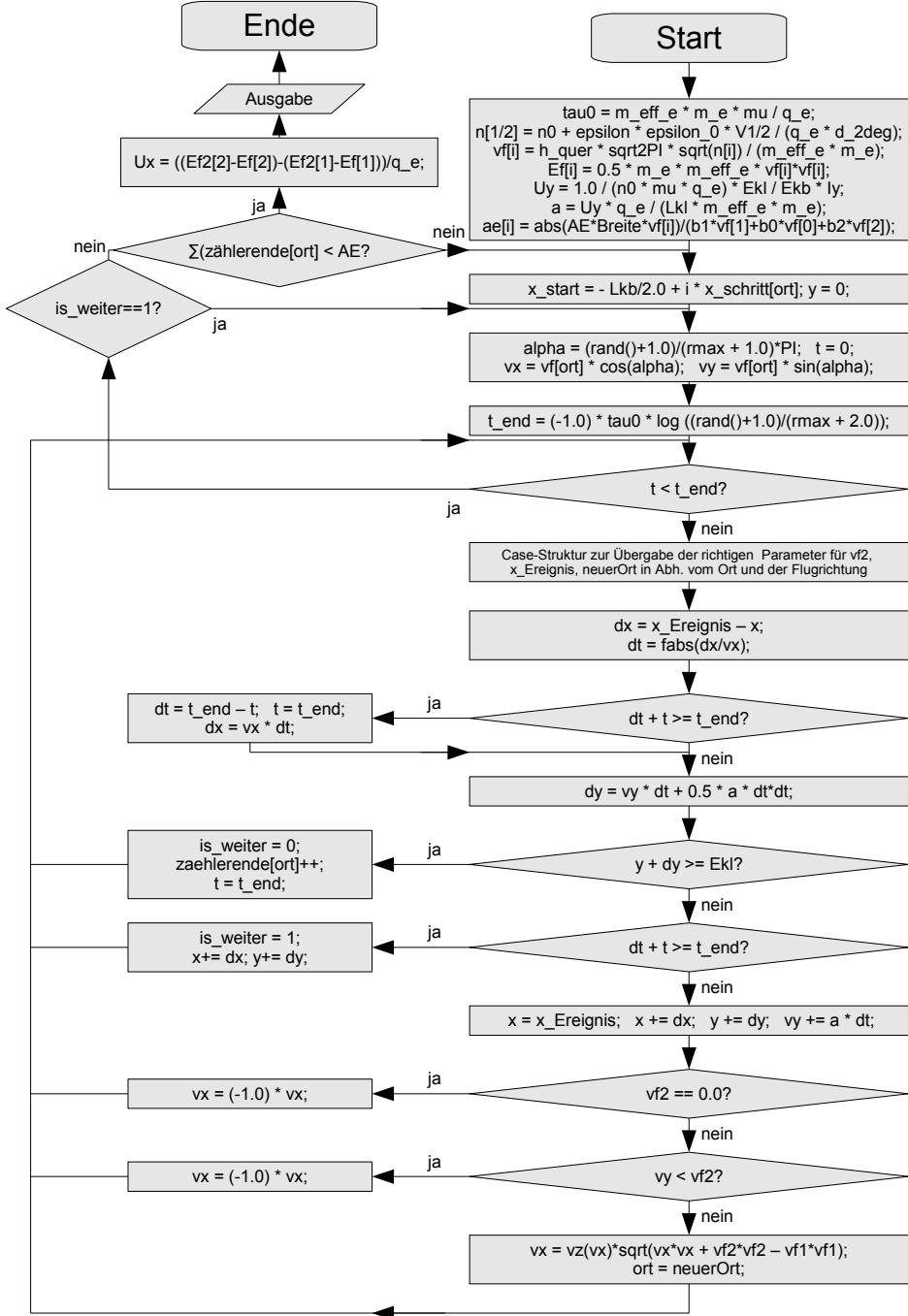


Abbildung 4.4.: Flussdiagramm mit einer eher mathematischen Beschreibung des Simulationsprogramms.

4.3. Simulationsergebnisse und Diskussion

In diesem Unterkapitel werden die Simulationsergebnisse vorgestellt und diskutiert. Dabei wird in Einzelgate- und Doppelgatesimulationen unterschieden. Als Simulationsparameter werden die Eigenschaften des in dieser Arbeit verwendeten Probenmaterials *11500* benutzt. Außerdem wurde eine zweite Simulation mit den Simulationsparametern von Probenmaterial *11500* durchgeführt, allerdings wurde die Beweglichkeit um den Faktor 10 erhöht, um den Einfluss der Beweglichkeit auf den ballistischen Transport genauer zu untersuchen. Die verwendeten Werte für die Gatespannungen U_{g1} , U_{g2} sowie der Probenströme I_y entsprechen den im Experiment verwendeten Werten.

Der entscheidende Parameter, welche die Elektronenbahn beeinflusst, ist die Beschleunigungsspannung U_y . Allerdings wird in allen Abbildungen die Querspannung in Abhängigkeit vom Längstrom aufgetragen, da alle experimentellen Messungen in Abhängigkeit vom Längstrom durchgeführt worden sind (siehe Kapitel 5.1).

4.3.1. Simulation des 2DEG mit niedriger Beweglichkeit

Entsprechend den Eigenschaften des Probenmaterials *11500*, wurden für die Beweglichkeit μ , Ladungsträgerdichte n sowie den Abstand des 2DEGs zur Oberfläche d folgende Werte gewählt:

- $\mu = 26,5 \frac{m^2}{Vs}$,
- $n = 2,62 \cdot 10^{15} \frac{1}{m^2}$,
- $d = 110 nm$.

Einzelgatesimulation

Die Ergebnisse der Einzelgatesimulation vom Probenmaterial *11500* sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Querspannung U_x ist mit Gleichung (4.14) berechnet worden. Die Gatespannung U_g ist in Stromrichtung gesehen an das linke Gate angelegt. Die Simulation wurde für $AE = 20 \cdot 10^6$ Elektronen durchgeführt. Durch die errechneten Punkte wurde jeweils eine Regressionsgerade gelegt. Die Parameter der Regressionsgeraden stehen in Tabelle 4.1, wobei a der Offset bei $I_y = 0 A$ und b die Steigung der Regressionsgeraden ist. Die Querspannung U_x hängt in der Abbildung 4.5 offenbar linear vom Längstrom I_y ab. Die starke Streuung um die Regressionsgerade liegt am statistischen Rauschen durch die große Anzahl der vielen zufälligen Streurichtungen. Durch eine Erhöhung der Elektronenanzahl AE könnte dieses statistische Rauschen verringert werden, allerdings ist die Elektronenanzahl durch die hohe Rechenzeit der Simulation begrenzt.

Bei einem Wechsel der Gatepolarität ändert sich die Polarität der Querspannung. Dies ist auch zu erwarten, da bei einem Wechsel der Gatepolarität der Bereich mit einer höheren

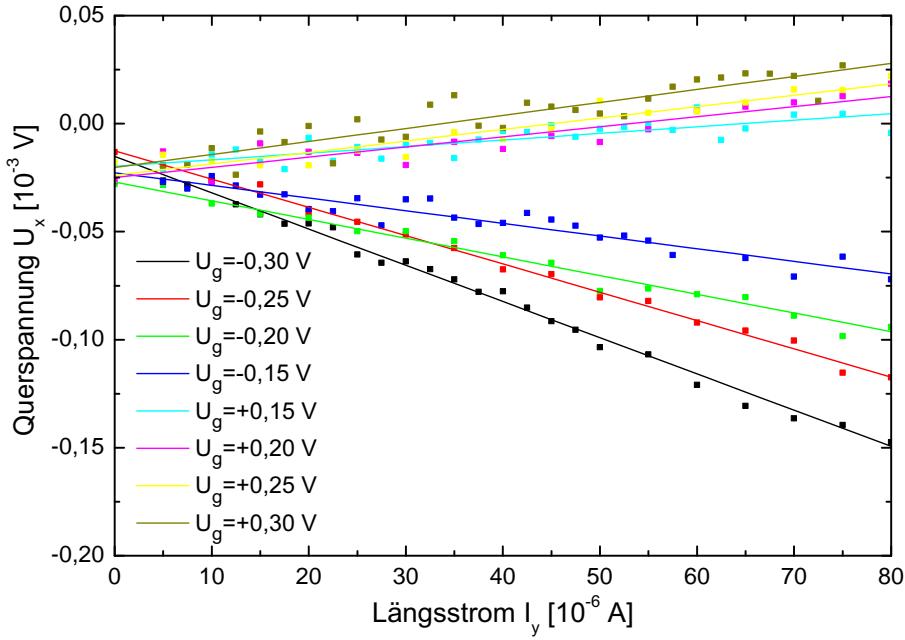


Abbildung 4.5.: $U_x(I_y)$ -Darstellung der Ergebnisse der Einzelgatesimulation vom Probenmaterial 11500. U_g liegt an das linke Gate an. Die Anzahl der Elektronen beträgt $AE = 20 \cdot 10^6$.

U_{g1} [V]	U_{g2} [V]	a [V]	b [V/A]
-0,30	0,0	$-15,2 \cdot 10^{-6}$	-1,68
-0,25	0,0	$-12,6 \cdot 10^{-6}$	-1,31
-0,20	0,0	$-27,0 \cdot 10^{-6}$	-0,87
-0,15	0,0	$-22,7 \cdot 10^{-6}$	-0,59
+0,15	0,0	$-19,8 \cdot 10^{-6}$	0,31
+0,20	0,0	$-24,9 \cdot 10^{-6}$	0,47
+0,25	0,0	$-23,9 \cdot 10^{-6}$	0,53
+0,30	0,0	$-20,3 \cdot 10^{-6}$	0,60

Tabelle 4.1.: Tabelle mit den Parametern der Regressionsgeraden aus Abbildung 4.5.

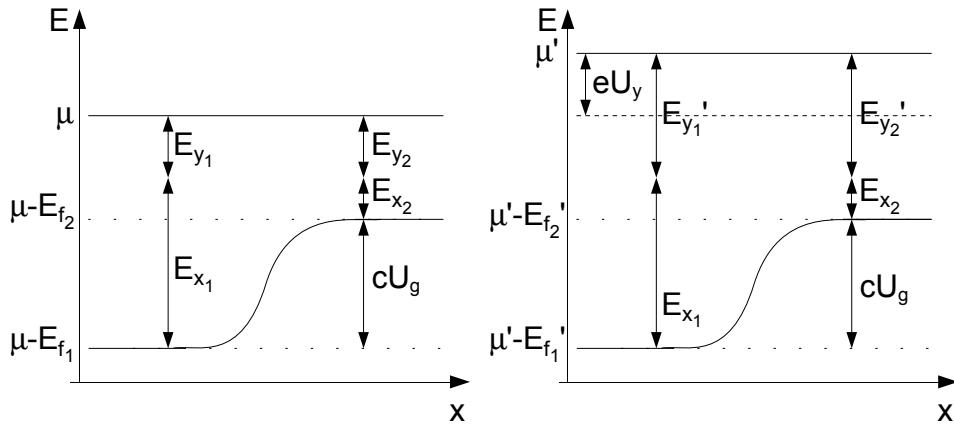


Abbildung 4.6.: Die linke Abbildung zeigt den Energieverlauf bei $U_y = 0 \text{ V}$, die rechte Abbildung den Energieverlauf bei $U_y > 0 \text{ V}$.

Ladungsträgerdichte zum Bereich mit der niedrigeren Ladungsträgerdichte wird. Das Potenzialgefälle wird an der Grenzlinie zwischen den zwei Bereichen „gedreht“.

Negative Gatespannungen haben eine negative Querspannung zur Folge und positive Gatespannungen eine positive Querspannung. Dies bedeutet, dass Elektronen vom Bereich mit hoher Ladungsträgerdichte in den Bereich mit niedriger Ladungsträgerdichte fließen (siehe Kapitel 4.1). Des Weiteren bewirken negative Gatespannungen vom Betrag her eine größere Querspannung als positive Gatespannungen. Diese beiden Beobachtungen werden im Folgenden diskutiert.

Die vom Längsstrom abhängige Querspannung kann nicht mit einer Änderung der Anzahl der Totalreflexionen erklärt werden, da die Anzahl der Totalreflexionen unabhängig vom Längsstrom ist. Nach Gleichung (2.14) muss für eine Totalreflexion die Geschwindigkeitskomponente v_y größer sein, als die Fermigeschwindigkeit v_{f2} im Bereich mit kleinerer Ladungsträgerdichte. v_y vergrößert sich zwar aufgrund der Längsspannung, allerdings gilt dies auch für v_{f2} . Die Längsspannung bewirkt lediglich eine Erhöhung des chemischen Potenzials. Diese Situation ist in Abbildung 4.6 dargestellt.

Das Verhältnis der Elektronenanzahl in den zwei Bereichen resultiert aus einem dynamischen Gleichgewicht, welcher von zwei Effekten verursacht wird. Zum einen ist die x-Komponente der Fermigeschwindigkeit (y-Komponente bleibt konstant) in dem Bereich mit größerer Fermienergie höher als im Bereich mit kleinerer Fermienergie. Dies hat zur Folge, dass ein Elektron in dem Bereich mit höherer Fermienergie weniger Entfernung entlang der Länge des Elektronenkanals zurücklegt als in dem Bereich mit niedrigerer Fermienergie (siehe Abbildung 4.7). So ist die Wahrscheinlichkeit höher, dass das Elektron in dem Bereich mit niedrigerer Fermienergie gezählt wird, da die Linie, an welcher die Elektronen

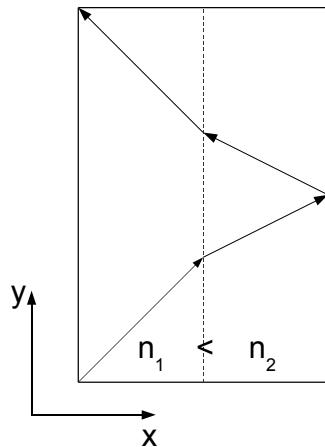


Abbildung 4.7.: Schematische Darstellung einer exemplarischen Elektronenbahn. Dabei gilt
 $\frac{8}{5} n_1 = n_2$ bzw. $2v_{x1} = v_{x2}$.

gezählt werden, willkürlich gewählt ist.

Zum anderen verursacht die unterschiedliche Fermienergie in den zwei Bereichen, dass es ab einem bestimmten Grenzwinkel zu Totalreflexionen kommt, wenn ein Elektron in den Bereich mit niedrigerer Fermienergie überreten will. Aufgrund dieser beiden Effekte bildet sich ein Verhältnis zwischen der Elektronenanzahl in beiden Bereichen, welches dem Verhältnis der Fermigeschwindigkeiten in diesen beiden Bereichen entspricht (siehe Gleichung (4.5)). Bei diesen Überlegungen ist weder eine endliche mittlere freie Weglänge noch eine angelegte Längsspannung berücksichtigt.

Eine angelegte Längsspannung bewirkt offenbar eine Störung des Gleichgewichts. Es kommt zu einer Verschiebung von Elektronen vom Bereich mit der höheren Fermienergie in den Bereich mit niedrigerer Fermienergie. Diese Verschiebung ist offenbar umso größer, je größer die angelegte Längsspannung ist. Momentan kann allerdings kein genaues Modell präsentiert werden, wie die angelegte Längsspannung das Gleichgewicht stört. Der Einfluss einer unterschiedlichen mittleren freien Weglänge bzw. Beweglichkeit wird im folgenden Unterkapitel diskutiert.

Die Tatsache, dass negative Gatespannungen eine größere Querspannung verursachen als positive Gatespannungen, hängt mit dem Verhältnis der Ladungsträgerdichten bzw. der Fermienergien zusammen. Nach Gleichung (2.6) bewirkt zum Beispiel eine Gatespannung $U_g = \pm 0,15 \text{ V}$ beim Probenmaterial 11500 eine Modulation der Ladungsträgerdichte von $\Delta n = 0,98 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{m}^2}$. In Tabelle 4.2 ist die veränderte Ladungsträgerdichte im 2DEG in Abhängigkeit von der Gatespannung U_g dargestellt sowie das Verhältnis $\frac{n_1}{n_2}$ von $n(U_g)$ zu $n(U_g = 0 \text{ V})$. Dabei ist n_1 immer die jeweils kleinere Ladungsträgerdichte.

U_g [V]	-0,30	-0,25	-0,20	-0,15	+0,15	+0,20	+0,25	+0,30
$n(U_g)$ [$10^{15} \frac{1}{m^2}$]	0,66	0,99	1,31	1,64	3,6	3,99	4,25	4,58
$\frac{n_1}{n_2}$	0,25	0,38	0,5	0,63	0,73	0,67	0,62	0,57

Tabelle 4.2.: Tabelle mit der Ladungsträgerdichte im 2DEG in Abhängigkeit von der Gatespannung U_g sowie das Verhältnis von $n(U_g)$ zu $n(U_g = 0 \text{ V})$. Dabei ist n_1 immer die kleinere Ladungsträgerdichte.

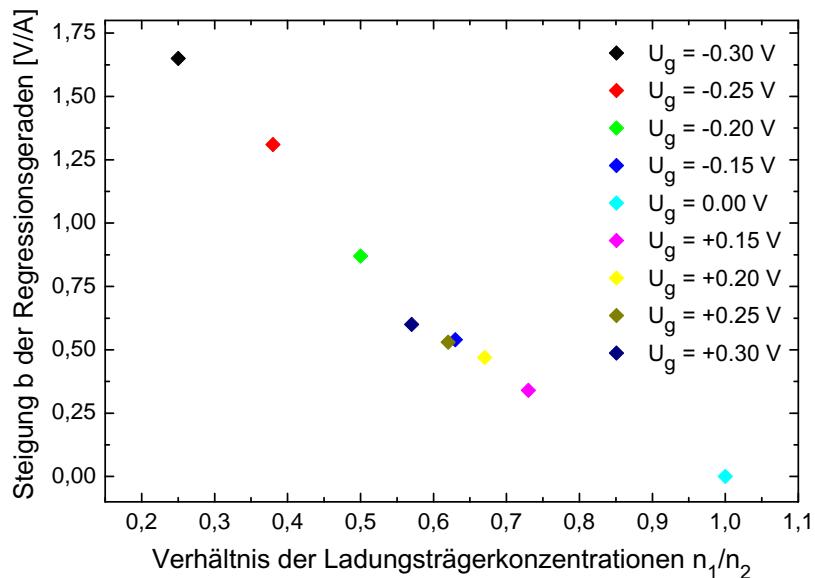


Abbildung 4.8.: Auftragung der Steigung b der Regressionsgeraden aus der Einzelgatesimulation in Abbildung 4.5 über dem Verhältnis der Ladungsträgerdichten.

Wie in dieser Tabelle zu sehen ist, ist bei negativen Gatespannungen das Verhältnis der Ladungsträgerdichten zwischen n_1 und n_2 größer als bei positiven Gatespannungen. So mit muss das Verhältnis zwischen der Elektronenanzahl in beiden Bereichen bei negativen Gatespannungen größer sein als bei positiven Gatespannungen. Offenbar ist die Störung des Gleichgewichts, welche durch eine Längsspannung verursacht wird, proportional zu dem Verhältnis zwischen der Elektronenanzahl in den beiden Bereichen. Diese Argumentation wird durch die Beobachtung bestätigt, wonach größere Gatespannungen größere Querspannungen zur Folge haben, da größere Gatespannungen ein kleineres Verhältnis der Ladungsträgerdichten bedeuten. Dies bestätigt ebenfalls Abbildung 4.8. In dieser Abbil-

dung ist die errechnete Steigung b der Regressionsgeraden aus der Einzelgatesimulation in Abbildung 4.5 über dem Verhältnis der Ladungsträgerdichten aufgetragen. Die genaue Beziehung zwischen den beiden Größen ist aus der Abbildung zwar nicht erkennbar, allerdings kann in grober Näherung von einem linearen Zusammenhang ausgegangen werden. Da die Offsetspannung bei positiv und negativ geladenen Gates immer negativ und annähernd konstant ist, wird davon ausgegangen, dass es sich um die Summierung von Rundungsfehlern in der Simulation handelt.

Doppelgatesimulation

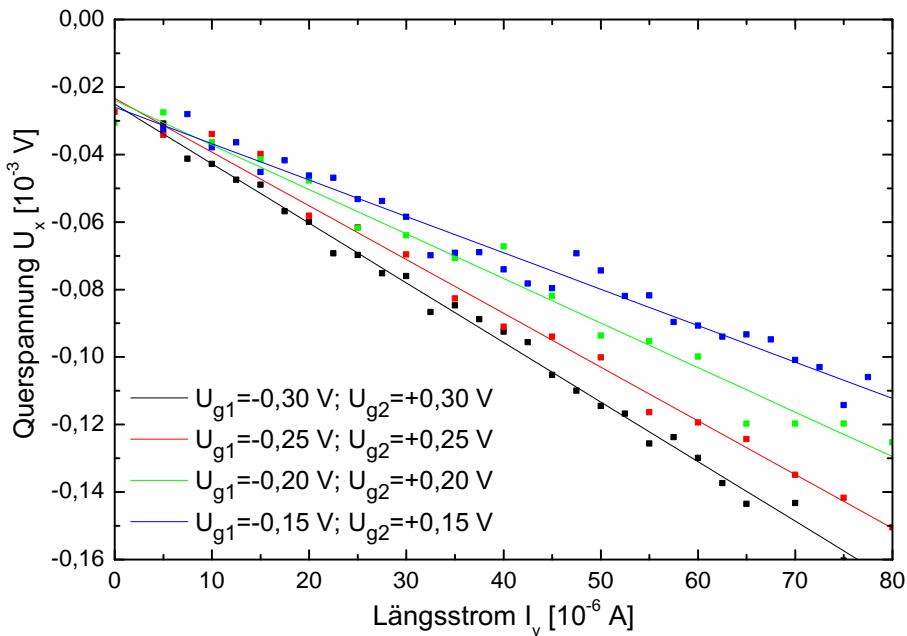


Abbildung 4.9.: $U_x(I_y)$ -Darstellung der Ergebnisse der Doppelgatesimulation vom Probenmaterial 11500. U_{g1} liegt am linken, U_{g2} liegt am rechten Gate an. Die Anzahl der Elektronen beträgt $AE = 20 \cdot 10^6$.

Die Ergebnisse der Doppelgatesimulation vom Probenmaterial 11500 sind in Abbildung 4.9 dargestellt. Die Simulation wurde für $AE = 20 \cdot 10^6$ Elektronen durchgeführt. Durch die errechneten Punkte wurden Regressionsgeraden gelegt. Die Parameter der Regressionsgeraden stehen in Tabelle 4.3, wobei a der Offset bei $I_y = 0 \text{ A}$ und b die Steigung der Geraden ist.

Die Steigung der Regressionsgeraden bzw. der Querspannung steigt mit größeren Gate-

U_{g1} [V]	U_{g2} [V]	a [V]	b [V/A]
-0,30	+0,30	$-25,0 \cdot 10^{-6}$	-1,77
-0,25	+0,25	$-23,4 \cdot 10^{-6}$	-1,59
-0,20	+0,20	$-24,0 \cdot 10^{-6}$	-1,32
-0,15	+0,15	$-26,0 \cdot 10^{-6}$	-1,08

Tabelle 4.3.: Tabelle mit den Parametern der Regressionsgeraden aus Abbildung 4.9.

spannungen U_{g1} und U_{g2} an. Dies ist nach der Diskussion der Einzelgatesimulation auch zu erwarten gewesen. Des Weiteren sind die Querspannungen bzw. die Steigungen der Regressionsgeraden bei der Doppelgatesimulation größer als bei der Einzelgatesimulation bei einer gegebenen Gatespannung U_{g1} und $U_{g2} = 0$ V bzw. $U_{g2} = -U_{g1}$. Dies ist ebenfalls zu erwarten gewesen. Allerdings ist kein quantitativer Zusammenhang zwischen den beiden Einzelgatesimulationen und der Doppelgatesimulation erkennbar. Die Offsetspannung bei $I_y = 0$ A ist ähnlich wie bei der Einzelgatesimulation weiterhin relativ groß und nahezu konstant.

4.3.2. Simulation des 2DEG mit hoher Beweglichkeit

Für die Beweglichkeit μ , die Ladungsträgerdichte n sowie den Abstand des 2DEGs zur Oberfläche d wurde folgende Werte gewählt (Probenmaterial 11500 mit einer 10fachen Beweglichkeit):

- $\mu = 265 \frac{m^2}{Vs}$,
- $n = 2,62 \cdot 10^{15} \frac{1}{m^2}$,
- $d = 110$ nm.

Einzelgatesimulation

Die Ergebnisse der Einzelgatesimulation vom hochbeweglichen Probenmaterial 11500 sind in Abbildung 4.10 dargestellt. Die Simulation wurde für $AE = 20 \cdot 10^6$ Elektronen durchgeführt. Durch die errechneten Punkte wurden Regressionsgeraden gelegt. Die Parameter der Regressionsgeraden stehen in Tabelle 4.4, wobei a der Offset bei $I_y = 0$ A und b die Steigung der Geraden ist.

Insgesamt ist ein ähnliches Verhalten zu beobachten wie bei der Simulation vom niedrig beweglichen Probenmaterial 11500. Die Steigungen b der Regressionsgeraden sind allerdings höher, dies bedeutet, dass die Querspannungen bei einer gegebenen Gatespannung sowie Längsspannung mit steigender Beweglichkeit steigen. Eine geringe Beweglichkeit hat eine kürzere mittlere freie Weglänge und eine Zunahme an Streuungen zur Folge. Streuungen

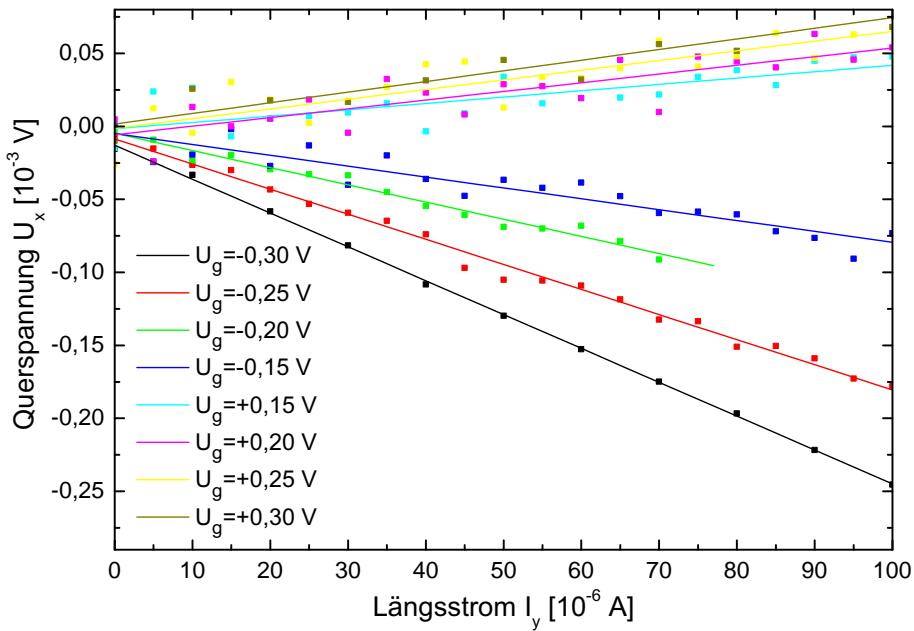


Abbildung 4.10.: $U_x(I_y)$ -Darstellung der Ergebnisse der Doppelgatesimulation vom Probenmaterial 11500. U_{g1} liegt am linken Gate an. Die Anzahl der Elektronen beträgt $AE = 20 \cdot 10^6$.

U_{g1} [V]	U_{g2} [V]	a [V]	b [V/A]
-0,30	0,0	$-13,0 \cdot 10^{-6}$	-2,32
-0,25	0,0	$-8,61 \cdot 10^{-6}$	-1,72
-0,20	0,0	$-4,73 \cdot 10^{-6}$	-1,18
-0,15	0,0	$-4,92 \cdot 10^{-6}$	-0,74
+0,15	0,0	$-1,65 \cdot 10^{-6}$	+0,44
+0,20	0,0	$-5,8 \cdot 10^{-6}$	+0,60
+0,25	0,0	$-1,23 \cdot 10^{-6}$	+0,66
+0,30	0,0	$+1,58 \cdot 10^{-6}$	+0,73

Tabelle 4.4.: Tabelle mit den Parametern der Regressionsgeraden aus Abbildung 4.10.

bzw. eine kleine Beweglichkeit verursachen somit eine Abschwächung der simulierten Querspannung. Der Anteil des ballistischen Transports nimmt ab und der Anteil des diffusiven Transports zu. Je höher die Beweglichkeit ist, desto stärker stört eine Längsspannung das Verhältnis zwischen der Elektronenanzahl in den beiden Bereichen.

Außerdem ist die Offsetspannung in dieser Simulation deutlich geringer. Es ist im Gegensatz zu der Simulation am niedrig beweglichen Probenmaterial 11500 ein Trend bemerkbar. Mit steigender Gatespannung nimmt die Offsetspannung zu, wobei die Offsetspannung bei einer Gatespannung von $U_g = 0 \text{ V}$ nicht 0 ist. Dies lässt sich nur mit Rundungsfehlern im Programm erklären. Die Gatespannungsabhängigkeit der Offsetspannung allerdings lässt sich wahrscheinlich mit den nicht berücksichtigten Rückstreuungen erklären. Bei $I_y = 0 \text{ A}$ bewegen sich Elektronen im Mittel nicht fort. Dies bedeutet, dass das Programm für $I_y = 0 \text{ A}$ unendlich laufen müsste. Allerdings werden in dem Programm keine Rückstreuungen berücksichtigt, so dass implizit bei $I_y = 0 \text{ A}$ trotzdem ein Drift der Elektronen in y-Richtung vorhanden ist. Dieser Drift bewirkt offenbar wie eine Längsspannung eine Störung des Gleichgewichts in der Elektronenanzahl der zwei Bereiche. Dieser Trend ist in der vorherigen Simulation im statistischen Rauschen untergegangen.

Das statistische Rauschen ist in dieser Simulation insgesamt viel geringer als in der Simulation des niedrig beweglichen Probenmaterials 11500. Der Grund dafür liegt wahrscheinlich in der viel geringeren Anzahl an Streuungen während einer Bewegungsbahn eines Elektrons. Während der Bewegung eines Elektrons durch den Kanal summieren sich die Streuungen auf. Da die Beweglichkeit in dieser Simulation um den Faktor 10 größer ist, ist die Anzahl der Streuungen einer Bewegungsbahn ungefähr um den Faktor 10 geringer. Die Anzahl der Elektronen, für welche die Simulation durchgerechnet wurde, ist in beiden Fällen gleich. Allerdings ist die Streubreite der Simulation des niedrig beweglichen Probenmaterials 11500 aufgrund der vielen Streuungen während einer Flugbahn viel höher. Zudem sind die Streuungen nicht komplett unabhängig voneinander. Es handelt sich hier nicht um das normale Szenario, wonach bei vielen statistischen Ereignissen die Streuung besonders klein ist.

Doppelgatesimulation

Die Ergebnisse der Doppelgatesimulation vom hochbeweglichen Probenmaterial 11500 sind in Abbildung 4.11 dargestellt. Die Simulation wurde für $AE = 20 \cdot 10^6$ Elektronen durchgeführt. Durch die errechneten Punkte wurden Regressionsgeraden gelegt. Die Parameter der Regressionsgeraden stehen in Tabelle 4.5, wobei a der Offset bei $I_y = 0 \text{ A}$ und b die Steigung der Geraden ist.

In der Doppelgatesimulation ist ein ähnliches Verhalten wie bei der Einzelgatesimulation zu beobachten. Die Steigungen b der Regressionsgeraden und somit die Querspannungen sind größer als bei der Simulation des niedrig beweglichen Probenmaterials. Des Weiteren ist eine ähnliche Abhängigkeit der Querspannung bei $I_y = 0 \text{ A}$ von der Gatespannung sichtbar wie in der Einzelgatesimulation.

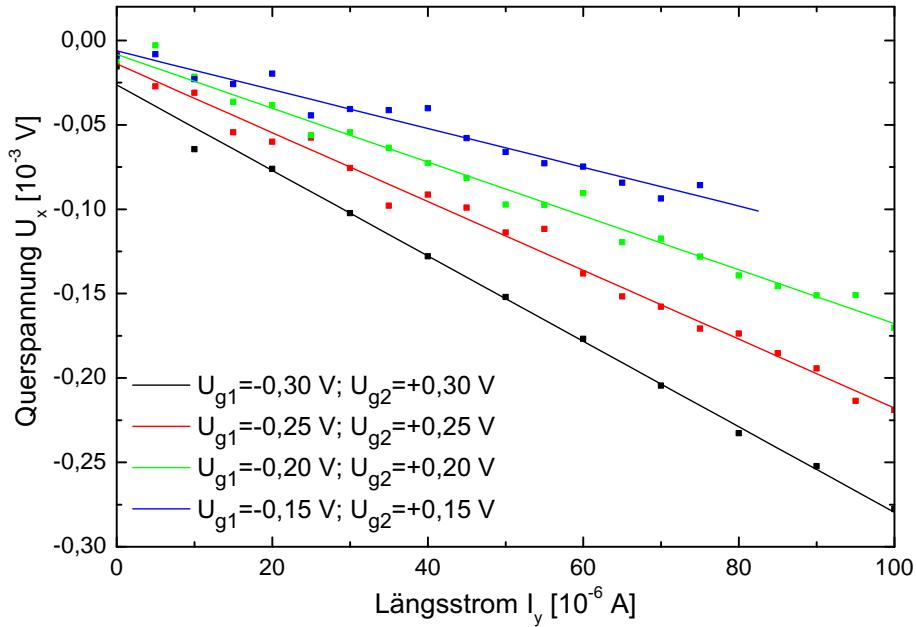


Abbildung 4.11.: $U_x(I_y)$ -Darstellung der Ergebnisse der Doppelgatesimulation vom hochbeweglichen Probenmaterial 11500. U_{g1} liegt am linken, U_{g2} liegt am rechten Gate an. Die Anzahl der Elektronen beträgt $AE = 20 \cdot 10^6$.

U_{g1} [V]	U_{g2} [V]	a [V]	b [V/A]
-0,30	+0,30	$-26,3 \cdot 10^{-6}$	-2,53
-0,25	+0,25	$-13,9 \cdot 10^{-6}$	-2,04
-0,20	+0,20	$-8,26 \cdot 10^{-6}$	-1,60
-0,15	+0,15	$-6,19 \cdot 10^{-6}$	-1,15

Tabelle 4.5.: Tabelle mit den Parametern der Regressionsgeraden aus Abbildung 4.11.

5. Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

In diesem Abschnitt werden repräsentative Messungen an den vorgestellten Proben vorgestellt und diskutiert. Es wird insbesondere der Einfluss der metallischen Gateelektroden auf die Querspannung zwischen den beiden Abgriffen untersucht. Anschließend werden die Messergebnisse mit den Simulationsergebnissen verglichen und diskutiert.

An einer Hallstruktur auf Probe A wurde eine Hall- und Leitfähigkeitsmessung bei $4,2\text{ K}$ durchgeführt. Die Ergebnisse der Messung weichen um $\approx 10\%$ von den in [30] angegebenen Werten ab. Für die Ladungsträgerdichte ergibt sich ein Wert von $n_s = 2,62 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{m}^2}$, für die Beweglichkeit einen Wert von $\mu = 26,5 \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$. In der Simulation und in der folgenden Auswertung werden diese ermittelten Werte für die Simulation und Auswertung der Messergebnisse an Probe B und C benutzt. Eine Leitfähigkeitsmessung an Probe D (Probenmaterial *C31222B*) war nicht möglich, da von diesem Probenmaterial nur geringe Mengen zur Verfügung standen und an den in dieser Arbeit verwendeten Strukturen keine Vierpunktmeßung möglich ist. Somit ist nur über eine Hallmessung die Ladungsträgerdichte bestimmbar, aber nicht die Beweglichkeit.

5.1. Methodik

In diesem Unterkapitel wird anhand einer exemplarischen Messung der Probe B dargelegt, wie die Messdaten ausgewertet werden und wieso die Auswertungsschritte erfolgen. Bei der Messung handelt es sich um $U_x(I_y)$ -Kennlinien bei $4,2\text{ K}$. In Abbildung 5.1 ist die Querspannung U_x bei mehreren Gatespannungen U_g über dem angelegten Strom I_y aufgetragen. Die Gatespannung U_g wurde nur an Gate 1 angelegt, das andere Gate war geerdet. So waren zwei annähernd gleich große Bereiche 1 und 2 mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte im 2DEG vorhanden. Bei dem Messaufbau wird eine positive Querspannung U_x gemessen, wenn Elektronen aus dem Bereich 2 in den Bereich 1 fließen.

Die gemessene Querspannung U_x hängt offensichtlich stark von der angelegten Gatespannung ab, wobei sich negative Gatespannungen stärker auf die Querspannung auswirken als positive. Dies ist von der Simulation vorhergesagt (siehe Kapitel 4.3). Allerdings sind keine symmetrischen Messkurven zu sehen, wie aus den theoretischen Überlegungen zu erwarten

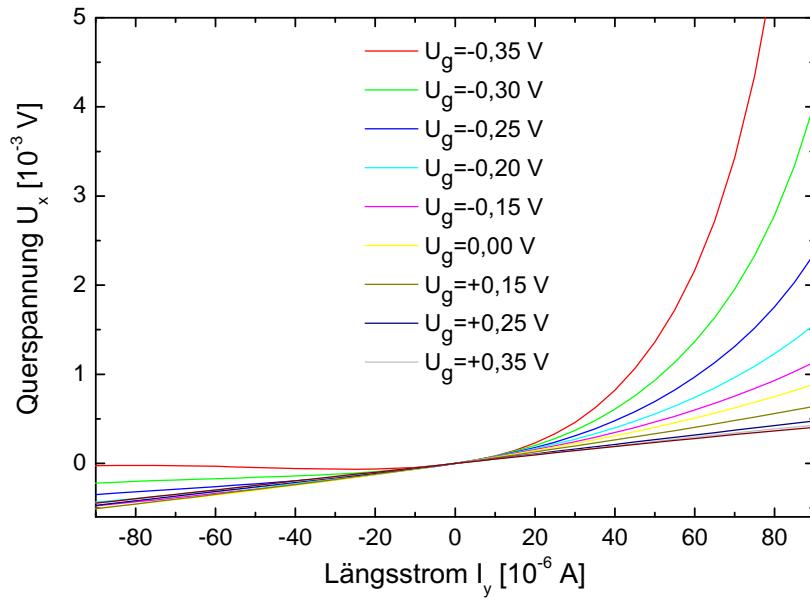


Abbildung 5.1.: $U_x(I_y)$ -Einzelgatemessung an Probe B bei 4,2 K. U_g wird an Gate 1 angelegt, Gate 2 ist geerdet.

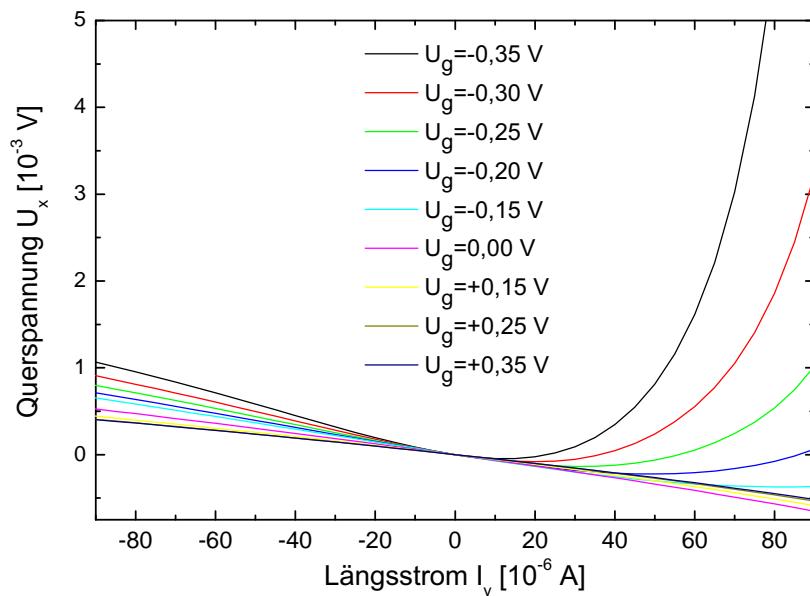


Abbildung 5.2.: $U_x(I_y)$ -Einzelgatemessung an Probe B bei 4,2 K. U_g wird an Gate 1 angelegt, Gate 2 ist geerdet. Source und Drain wurden gegenüber der Messung aus Abbildung 5.1 vertauscht.

ist. Laut den theoretischen Überlegungen müsste die gemessene Querspannung U_x unabhängig von der Stromrichtung sein. Dies ist aber anscheinend hier nicht der Fall.

Der Grund dafür wird in Abbildung 5.2 ersichtlich. In dieser Abbildung ist eine Messung mit den gleichen Messparametern zu sehen, allerdings wurden die Source- und Drain-Anschlüsse vertauscht. Das bedeutet, dass positive Stromstärken in Abbildung 5.1 die gleiche physikalischen Stromrichtung besitzen, wie negative Stromstärken in Abbildung 5.2. An diesen beiden Abbildungen wird erkennbar, dass die Messkurven aus einem antisymmetrischen Anteil und einem symmetrischen nichtlinearen Anteil bestehen.

Um die beiden Anteile getrennt betrachten zu können, werden die Messkurven in einen antisymmetrischen und einen symmetrischen Anteil aufgeteilt. Für den symmetrischen Anteil gilt:

$$U_x^{sym}(I_y) = U_x^{sym}(-I_y) \quad (5.1)$$

und für den antisymmetrischen Anteil:

$$U_x^{antisym}(I_y) = -U_x^{antisym}(-I_y). \quad (5.2)$$

Somit gilt für jeden Messpunkt i :

$$U_x^{sym}(I_{y_i}) = \frac{U_x(I_{y_i}) + U_x(-I_{y_i})}{2} \quad \text{und} \quad U_x^{antisym}(I_{y_i}) = \frac{U_x(I_{y_i}) - U_x(-I_{y_i})}{2}. \quad (5.3)$$

Das Resultat für den symmetrischen Anteil ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Der genaue Verlauf der Messkurven wird später diskutiert.

In Abbildung 5.4 ist der antisymmetrische Anteil der Messkurven dargestellt. Der antisymmetrische Anteil besteht aus einem stromrichtungsabhängigen linearen und einem potenzialabhängigen nichtlinearen Anteil. Der potenzialabhängige nichtlineare Anteil hängt vom angelegten Potenzial am Source-Anschluss ab. Dieser potenzialabhängige nichtlineare Anteil ist mit einem „self-gating Effekt“ erklärbar [36–38].

Der Effekt wird mit Hilfe von Abbildung 5.5 und 5.6 erklärt. In der oberen Hälfte von Abbildung 5.5 ist der Elektronenkanal schematisch dargestellt. Die obere Hälfte des Elektronenkanals ist komplett mit einer metallischen Gateelektrode bedeckt, die untere Hälfte ist frei. So wird der Elektronenkanal in zwei Bereiche unterteilt, der untere unbedeckte Bereich hat die Ladungsträgerdichte n_0 . Punkt B ist der geerdete Drain-Anschluss des Elektronenkanals, Punkt A der Source-Anschluss. In der Mitte des Elektronenkanals sind zwei Abgriffe, an denen jeweils das Potenzial gemessen wird. Das Gatepotenzial beträgt 0 V gegenüber dem Erdpotenzial. An den Source-Anschluss wird ein vom Strom abhängiges Potenzial U_y angelegt. Bei $U_y = 0$ V entspricht das Gatepotenzial dem Potenzial im Elektronenkanal. Die Ladungsträgerdichten im oberen Bereich betragen in Punkt A $n_A = n_0$ und in Punkt B $n_B = n_0$.

Bei einer positiven Längsspannung U_y verändert sich die Situation. Der Potenzialverlauf für $U_y > 0$ V ist im unteren Teil von Abbildung 5.5 skizziert. Das Potenzial im Elektronenkanal am Punkt B beträgt weiterhin 0, das Potenzial am Punkt A beträgt $U_y > 0$ V.

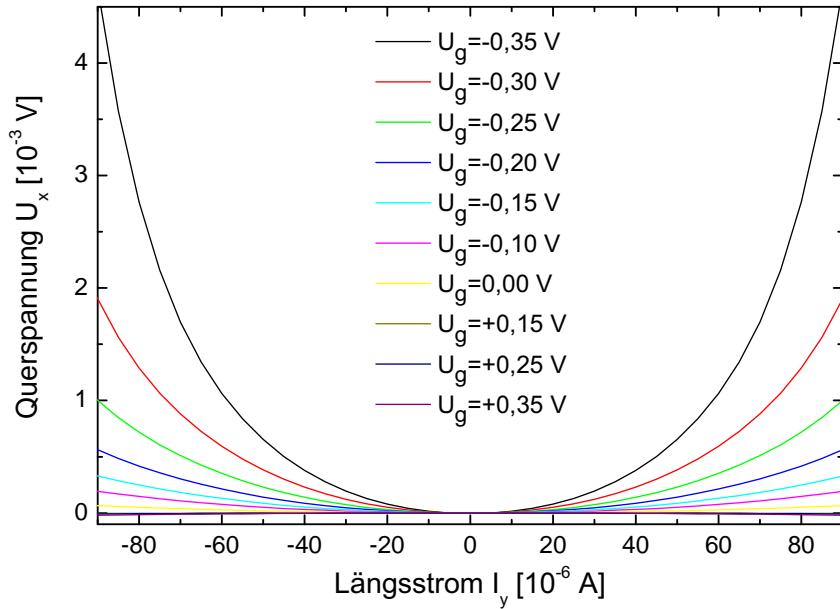


Abbildung 5.3.: Symmetrischer Anteil der Messkurven aus Abbildung 5.1. Der symmetrische Anteil der Messkurven aus Abbildung 5.2 weist geringe Unterschiede auf, welche auf Asymmetrien im Probenaufbau zurückzuführen sind.

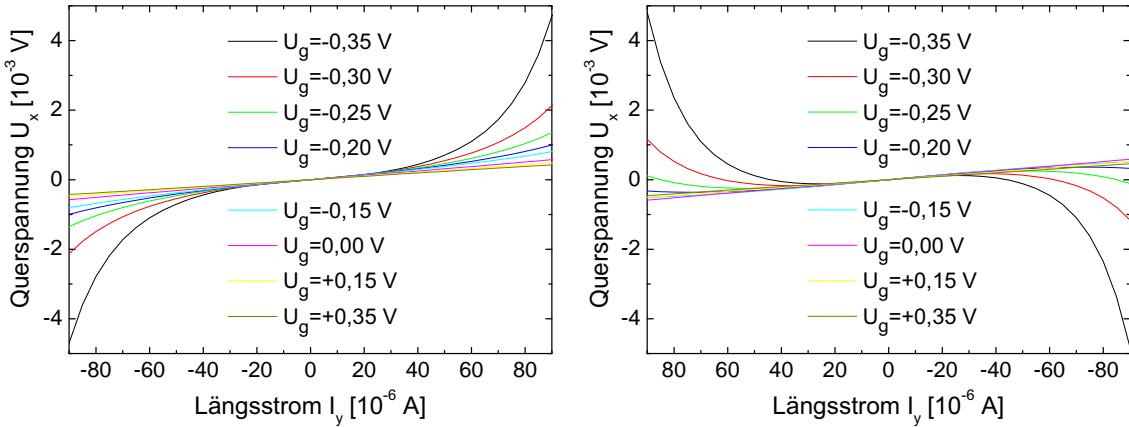


Abbildung 5.4.: Links: Antisymmetrischer Anteil der Messkurven aus Abbildung 5.1; Rechts: Antisymmetrischer Anteil der Messkurven aus Abbildung 5.2.

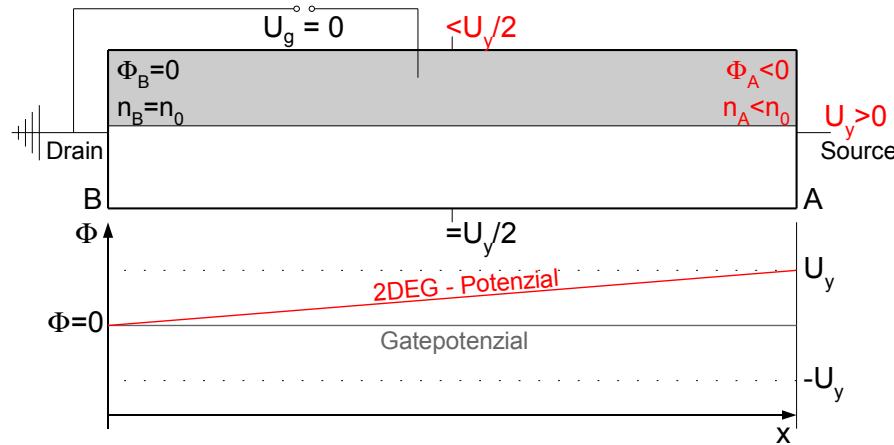


Abbildung 5.5.: „Self-gating Effekt“ bei einer positiven Längsspannung U_y .

Das Gatepotenzial ist weiterhin überall 0 V. Allerdings ist es möglich, das Potenzial im Elektronenkanal überall als 0 zu definieren. Dann hat das Gatepotenzial gegenüber dem Elektronenkanal ein negatives Potenzial (außer im Punkt B). Die „lokale Gatespannung“ am Punkt B beträgt 0 V, am Punkt A allerdings beträgt die „lokale Gatespannung“ $-U_y$. Entlang des Elektronenkanals fällt die „lokale Gatespannung“ linear ab. Dies führt zu einer Verringerung der Ladungsträgerdichte im Bereich unterhalb des Gates ($n_A < n_0$).

Falls ein Bereich des Elektronenkanals nicht mit einem Gate bedeckt wäre, dann wäre das gemessene Potenzial bei einer angelegten Längsspannung U_y an beiden Abgriffen $\frac{U_y}{2}$. Da der obere Bereich des Elektronenkanals durch ein Gate bedeckt ist, sinkt das Potenzial am oberen Abgriff bei einer angelegten positiven Spannung unter $\frac{U_y}{2}$. Dies lässt sich mit dem Bild eines Spannungsteilers verdeutlichen. In dem Fall, dass kein Gate über dem Elektronenkanal liegt, hat der Teilbereich des Elektronenkanals links vom Spannungsabgriff die gleiche Ladungsträgerdichte n_1 wie der Teilbereich rechts vom Spannungsabgriff mit der Ladungsträgerdichte n_2 . An beiden Teilbereichen fällt die gleiche Spannung ab und am Spannungsabgriff wird das Potenzial $\frac{U_y}{2}$ gemessen. In dem von Abbildung 5.5 beschriebenen Fall ist $\langle n_1 \rangle$ allerdings größer als $\langle n_2 \rangle$. Der Widerstand R_2 im rechten Teilbereich ist dann größer als der Widerstand R_1 im linken Teilbereich. Daraus folgt, dass am rechten Teilbereich eine größere Spannung abfällt, als am linken Teilbereich. Das Potenzial am Spannungsabgriff ist somit kleiner als $\frac{U_y}{2}$. Bei einer Messung der Potenzialdifferenz zwischen den beiden Abgriffen ist die Spannung also nicht mehr 0 V. Dies bedeutet, dass eine Potenzialdifferenz bereits durch das Vorhandensein eines Gates gemessen wird.

Die Situation bei $U_y < 0$ V wird von Abbildung 5.6 analog zu der Situation bei $U_y > 0$ V beschrieben. Das Gatepotenzial ist gegenüber dem Elektronenkanal positiv (außer im Punkt B), so dass die Ladungsträgerdichte im oberen Bereich des Elektronenkanals steigt.

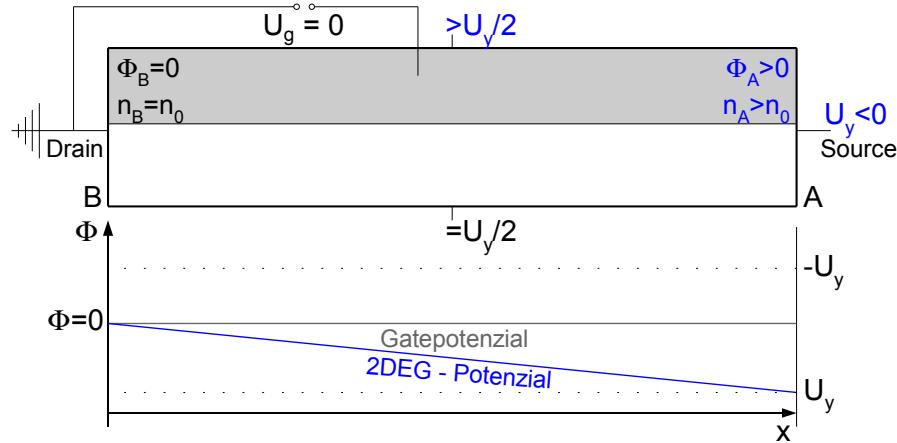


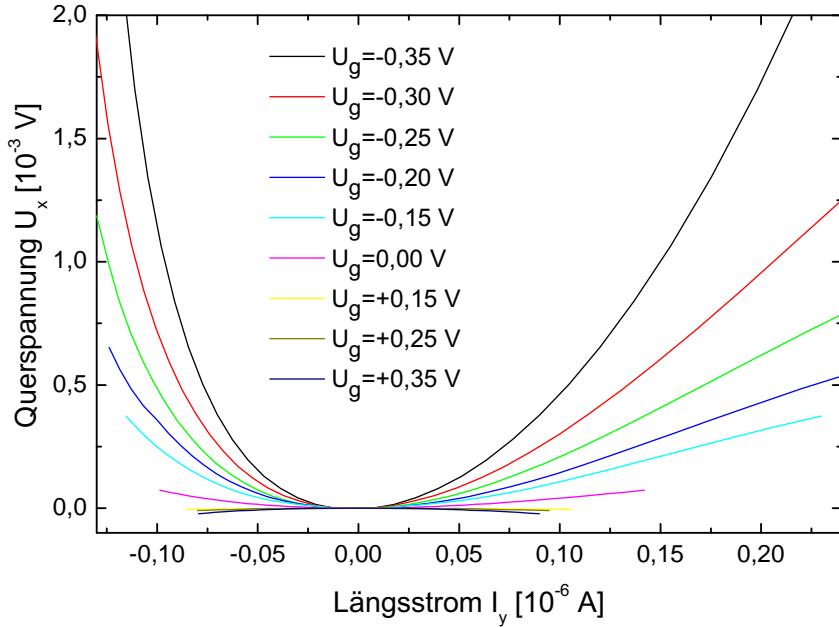
Abbildung 5.6.: „Self-gating Effekt“ bei einer negativen Längsspannung U_y .

Das am oberen Abgriff gemessene Potenzial ist größer als $\frac{U_y}{2}$, im Gegensatz zu dem Potenzial am unteren Abgriff. Zwischen den beiden Abgriffen wird also eine Potenzialdifferenz gemessen.

Wenn der untere Bereich auch von einem geerdeten Gate bedeckt ist, dann ist die Potenzialdifferenz zwischen den beiden Abgriffen immer 0 V. Der beschriebene Effekt tritt an beiden Gates auf und die Effekte gleichen sich an beiden Gates aus. Dies gilt dagegen nicht, wenn an die beiden Gates unterschiedliche Potenziale angelegt werden. Dann wird eine Potenzialdifferenz zwischen den beiden Abgriffen gemessen und zwar abhängig von der Polarität der angelegten Längsspannung, des Betrags der Längsspannung und den angelegten Gatepotenzialen. Die oben skizzierte Methode ermöglicht den Anteil an der Querspannung herauszurechnen, welcher durch die Polarität der Längsspannung hervorgerufen wird.

Der in Abbildung 5.4 sichtbare lineare stromrichtungsabhängige Anteil wird von Asymmetrien im Probenaufbau hervorgerufen, da der lineare Anteil für verschiedene Proben unterschiedlich stark ausgeprägt ist. Die seitlichen Potenzialabgriffe sind immer leicht versetzt zueinander und die beiden metallischen Gateelektroden verlaufen auch nicht ganz parallel zum Elektronenkanal.

Des Weiteren wird später teilweise nicht die Querspannung U_x über dem angelegten Strom I_y aufgetragen, sondern U_x über der Längsspannung U_y . Zwar wurde bei den Messungen der Strom als variable Größe angesehen, allerdings ist laut der Theorie (siehe Kapitel 4.1) die Längsspannung die entscheidende variable Größe für die Querspannung. Der Strom ist nur dann proportional zu der Längsspannung, wenn der Ohmsche Widerstand des Elektronenkanals gleich bleibt. Allerdings ist erst bei der genauen Auswertung der Daten aufgefallen, dass die Ladungsträgerdichte n und damit die Leitfähigkeit $\sigma = n e \mu$, insbesondere bei


 Abbildung 5.7.: $U_x(U_y)$ -Darstellung der Einzelgatemessung aus Abbildung 5.1

negativen Gatespannungen, in den einzelnen Bereichen teilweise stark variiert.

In Abbildung 5.7 ist die Querspannung U_x in Abhängigkeit von der Längsspannung U_y aufgetragen. Die deutliche Asymmetrie im Kurvenverlauf ist mit dem Potenzialverlauf des Gates und des Elektronenkanals erklärbar, wie in Abbildung 5.8 dargestellt.

Bei einem negativen Gatepotenzial U_g verstärkt eine positive Längsspannung U_y am Punkt A die Potenzialdifferenz zwischen Gate und Elektronenkanal, so dass in dem Bereich unter dem negativ geladenen Gate die Elektronen ganz verdrängt werden können, obwohl die Abschnür-Gatespannung nicht angelegt wurde. Bei einer kompletten Verdrängung der Ladungsträger aus einem Bereich des Elektronenkanals kann dieser Bereich nicht zur Gesamtleitfähigkeit beitragen. Bei einer negativen Längsspannung hingegen wird die Potenzialdifferenz verringert. Deswegen ergeben sich andere Widerstandswerte für positive und negative Längsspannungen bei gleichen Gatespannungen.

Das bedeutet, dass die Gleichungen (5.3) insbesondere für höhere Gatespannungen und hohe Ströme nicht genau sind. Die richtigen Gleichungen lauten:

$$U_x^{sym}(U_{y_i}) = \frac{U_x(U_{y_i}) + U_x(-U_{y_i})}{2} \quad \text{und} \quad U_x^{asym}(U_{y_i}) = \frac{U_x(U_{y_i}) - U_x(-U_{y_i})}{2}. \quad (5.4)$$



Abbildung 5.8.: Potenzialverlauf bei einer positiven Längsspannung und einer negativen Gatespannung

Die Berechnung der symmetrischen und antisymmetrischen Kurven in Abhängigkeit von der Längsspannung U_y ist allerdings nicht möglich, da die dafür nötigen Daten nicht vorhanden sind. Es gibt keine zwei Längsspannungswerte U_{y1} und U_{y2} , für die $U_{y1} = - U_{y2}$ gilt.

Allerdings sind die Unterschiede in den Widerstandswerten für niedrige Gatespannungen und niedrige Ströme relativ gering, so dass die Gleichungen (5.3) für niedrige Gatespannungen und niedrige Ströme und die daraus berechneten Messkurven näherungsweise stimmen. Insbesondere die Messungen bei negativen Längsspannungen und negativen Gatespannungen und bei positiven Längsspannungen und positiven Gatespannungen sind recht genau, da die Potenzialunterschiede in den beiden Fällen nicht groß sind. So ist eine qualitative Bewertung möglich. Bei hohen Gatespannungen und hohen Strömen entgegengesetzter Polarität dagegen, steigt der Widerstand des Elektronenkanals überproportional stark und damit die Längsspannung (siehe Abbildung 5.1). In diesen Fällen sind damit beide Darstellungen sehr ungenau.

5.2. Messungen am 2DEG mit niedriger Beweglichkeit

In diesem Unterkapitel werden die $U_x(I_y)$ -Messungen von Probe B und C dargestellt und eingehend diskutiert. Probe B und C bestehen aus dem Probenmaterial 11500. Alle in diesem Unterkapitel diskutierten Messungen wurden bei $4,2\text{ K}$ durchgeführt.

5.2.1. Einzelgatemessungen

Einzelgatemessung von Gate 1 an Probe B

Zuerst wird die Einzelgatemessung von Gate 1 an Probe B diskutiert. Die $U_x(I_y)$ -Darstellung ist in Abbildung 5.3 dargestellt, die dazugehörige $U_x(U_y)$ -Darstellung in Abbildung 5.7. Die Gatespannung U_g ist an Gate 1 angelegt, Gate 2 ist geerdet. In beiden Darstellungen ist ersichtlich, dass die Querspannung U_x stark von der Gatespannung U_g abhängt, insbesondere von der Polarität der Gatespannung. Einige $U_x(I_y)$ -Messkurven sind durch eine $a \cdot x^2$ -Kurve angenähert worden, allerdings sind nur Ströme $-40\text{ }\mu\text{A} < I_y < 40\text{ }\mu\text{A}$ berücksichtigt worden. Für Gatespannungen kleiner als $-0,25\text{ V}$ ist keine x^2 -Näherung möglich, da die Messkurven aus Polynomen höheren Grades bestehen.

$U_g\text{ [V]}$	-0,25	-0,20	-0,15	-0,10	0,00	+0,15	+0,25
$a\text{ [}\frac{\text{V}}{\text{A}^2}\text{]}$	86567	53710	33404	19564	7687	-1010	-1821

Tabelle 5.1.: Tabelle mit den Krümmungen der angenäherten Parabeln aus Abbildung 5.3.

Die Offsetspannung bei $U_g = 0\text{ V}$ ist signifikant, sie muss bei den anderen Messungen berücksichtigt werden.

Die Krümmungen der angenäherten Kurven sind in Tabelle 5.1 dargestellt. a drückt die Krümmung der angenäherten Parabeln aus und ist somit eine Größe, welche den Einfluss der Gatespannungen bzw. Symmetriebruchs auf den ballistischen Transport beschreibt. Aus der Tabelle und aus den beiden Darstellungen geht hervor, dass die Polarität der Querspannung wechselt, sobald die Polarität der Gatespannung gewechselt wird. Dies war nach den theoretischen Überlegungen sowie den Simulationsergebnissen auch zu erwarten. Ebenso zu erwarten war, dass negative Gatespannungen eine größere Querspannung bewirken als positive Gatespannungen (siehe Kapitel 4.3.1). Die um eine Größenordnung größere Querspannung bei negativen Gatespannungen ist damit allerdings nicht erklärbar. Eine mögliche Erklärung für diese Beobachtung sind Leckströme zwischen Gate und 2DEG bei positiven Gatespannungen. Diese Möglichkeit wird später näher erläutert. Außerdem ist die Offsetspannung bei $U_g = 0\text{ V}$ signifikant, sie muss bei den anderen Messungen berücksichtigt werden. Der Grund für diese Offsetspannung wird ebenfalls später diskutiert. Des Weiteren geht aus der Tabelle und den Darstellungen hervor, dass U_x überproportional stark mit U_g ansteigt. Dies ist vermutlich durch den erläuterten Abschnüreffekt bei hohen negativen Gatespannungen bedingt. Bei hohen negativen Gatespannungen verändert sich

der Widerstand des Elektronenkanals überproportional stark gegenüber positiven Längsspannungen. Somit ist bei hohen Strömen und hohen Gatespannungen die symmetrische $U_x(I_y)$ -Darstellung nicht genau und nur noch eingeschränkt für die Auswertung und Diskussion zu gebrauchen.

Messfehler bei der Messung der Querspannung U_x sind unter anderem durch Schwankungen der Offsetquerspannung verursacht worden. Die Schwankungen der Offsetquerspannung sind vermutlich durch Temperaturdifferenzen an den BNC-Anschlüssen des Probenstabkopfes verursacht worden. Es wurde zusätzlich eine Thermospannung zwischen den beiden BNC-Anschlüssen der Querabgriffe gemessen. Wie empfindlich der Messaufbau ist, zeigt folgendes Beispiel. Obwohl die Entfernung zwischen den BNC-Anschlüssen der Querabgriffe nur wenige Zentimeter beträgt, wurde beim Auffüllen des Heliumbad-Kryostaten mit flüssigem Stickstoff ein Anstieg der Querspannung um bis zu $U_x = 0,2 \text{ mV}$ gemessen. Dieser Anstieg der Querspannung ist durch den aufsteigenden kalten Stickstoffdampf bedingt. Dabei berührt der Stickstoffdampf die Anschlüsse unterschiedlich stark. Insbesondere, wenn die beiden Querspannungsbegriffe gegenüber liegen, ist es zu signifikanten Änderungen der Querspannung gekommen. Nach dem Auffüllen musste stets mehrere Stunden gewartet werden bis sich die Querspannung wieder stabilisiert hat. Ähnliche Effekte, zum Beispiel durch Luftströme, konnten während der Messung nicht ausgeschlossen werden. Es wurde zwar vor jeder Messung die Offsetspannung am Multimeter neu eingestellt, aber die Offsetspannung schwankte insbesondere bei langen Messungen um bis zu $U_x = \pm 0,05 \text{ mV}$. Die Offsetspannung wurde daher bei jeder Messkurve gemessen (bei $U_{g1} = U_{g2} = 0 \text{ V}$ und $I_y = 0 \mu\text{A}$) und von den Messdaten subtrahiert. Allerdings berücksichtigt dies nicht Schwankungen während der Messdauer ($\approx 1 \text{ h}$) einer Messkurve. Dies hat sicherlich geringe Auswirkungen auf die Messergebnisse und einige Abweichungen können auf diese Schwankungen der Querspannung zurückgeführt werden.

Einzelgatemessung von Gate 2 an Probe B

In Abbildung 5.9 ist der symmetrische Anteil einer $U_x(I_y)$ -Einzelgatemessung an Probe B dargestellt. Gate 1 ist geerdet und die Spannung U_g an Gate 2 angelegt. Bei gleicher Gatespannungspolarität wechselt die Polarität der Querspannung U_x . Wo bei negativen Gatespannungen an Gate 1 die Polarität der Querspannung positiv war, ist bei negativen Gatespannungen an Gate 2 die Polarität der Querspannung negativ, da sich der Verlauf der Ladungsträgerdichte gedreht hat. Dies deckt sich ebenfalls mit den theoretischen Überlegungen und den Simulationsergebnissen. Die Ergebnisse der $a \cdot x^2$ Näherung für kleine Ströme ($-40 \mu\text{A} < I_y < 40 \mu\text{A}$) sind in Tabelle 5.2 abgebildet, wobei für $U_g < -0,25 \text{ V}$ keine Näherung möglich war.

Hier fällt der Sprung des Wertes $a = 7501 \frac{\text{V}}{\text{A}^2}$ für $U_g = +0,15 \text{ V}$ auf den Wert $a = 510 \frac{\text{V}}{\text{A}^2}$ für $U_g = +0,25 \text{ V}$ auf. Diese Werte unterstützen die Theorie, wonach es bei positiven Gatespannungen zu Durchbrüchen, also zu hohen Leckströmen zwischen Gate und 2DEG,

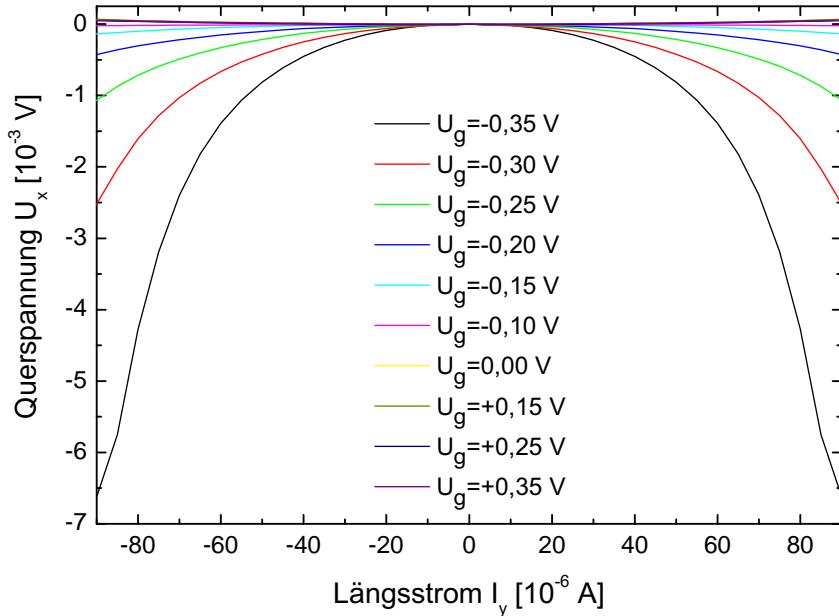


Abbildung 5.9.: Symmetrischer Anteil einer $U_x(I_y)$ -Einzelgatemessung an Probe B bei 4,2 K. Gate 1 ist geerdet, U_g wird an Gate 2 angelegt. Die Offsetspannung bei $U_g = 0 \text{ V}$ muss bei den anderen Messungen berücksichtigt werden.

U_g [V]	-0,25	-0,20	-0,15	-0,10	+0,00	+0,15	+0,25
a [$\frac{V}{A^2}$]	-82824	-41072	-11133	-7709	1265	7501	510

Tabelle 5.2.: Tabelle mit den Krümmungen der angenäherten Parabeln aus Abbildung 5.9.

kommt. Dies deckt sich mit den Beobachtungen von [39], wonach das Probenmaterial 11500 an der Oberfläche eine schwache Leitfähigkeit besitzt. Offenbar ist das Probenmaterial 11500 für die in dieser Arbeit verwendeten Messstrukturen nur eingeschränkt tauglich. Mit Berücksichtigung der größeren relativen Änderung der Ladungsträgerdichte bei negativen Gatespannungen, entspricht der Wert $a = 7501 \frac{V}{A^2}$ für $U_g = +0,15 \text{ V}$ dem Wert $a = -11133 \frac{V}{A^2}$ für $U_g = -0,15 \text{ V}$. Bei größeren positiven Gatespannungen kommt es zum Durchbruch, so dass das Gate keinen Einfluss auf das 2DEG mehr hat.

Ansonsten sind die angenäherten parabolischen Anteile für negative Gatespannungen kleiner als in der Einzelgatemessung an Gate 1 (siehe Tabelle 5.1). Für große negative Spannungen (-0,30 V und -0,35 V) ist die Querspannung allerdings größer als in Abbildung 5.3. Dies ist insbesondere mit der unterschiedlichen Qualität der Gates erklärbar. Die Gates

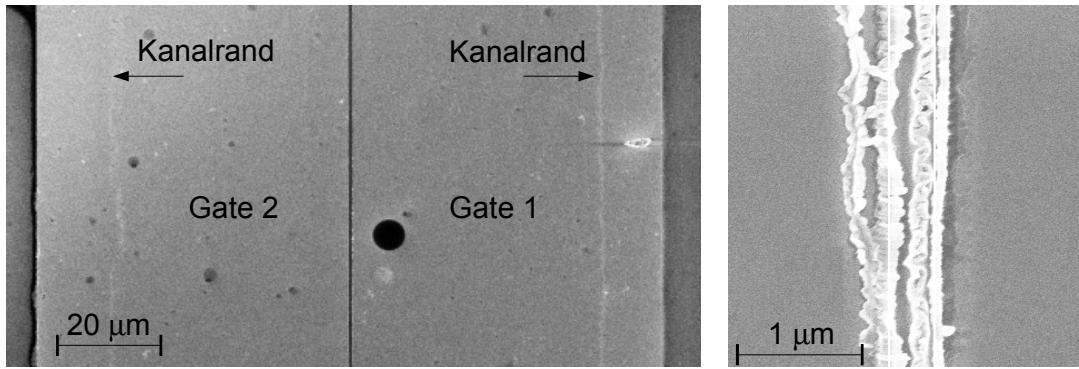


Abbildung 5.10.: REM Aufnahmen der metallischen Gateelektroden. Links: Ausschnitt der Au-Gates von Probe C; Rechts: Ausschnitt des Bereiches zwischen den NiCr-Gates von Probe B.

unterscheiden sich hinsichtlich der Rauigkeit an den Grenzlinien, der Dicke, der Reinheit der Metallschicht und vor allem hinsichtlich der Position auf der Probe (siehe Abbildung 5.10). Die beiden Gates sind meistens zu einer Seite des Elektronenkanals verschoben. Der Kanal zwischen den Gates liegt somit nicht mittig über dem Elektronenkanal. Außerdem sind manche Gates bezüglich des Elektronenkanals minimal gekippt. Aus präparations-technischen Gründen war dies nicht zu vermeiden. Die Topographie der Oberfläche unter den Gates ist zudem nicht immer homogen. Die unterschiedliche Qualität der Gates wird durch die Messkurven bestätigt, bei welchen an keinem der Gates eine Spannung angelegt war. In den Abbildungen 5.3 und 5.9 ist die Querspannung für $U_{g1} = U_{g2} = 0 \text{ V}$ bei höheren Strömen deutlich größer als 0 V . Dies ist durch den „self-gating Effekt“ und die unterschiedliche Qualität der Gates bedingt. Der „self-gating Effekt“ gleicht sich bei zwei Gates nur dann aus, wenn die Qualität der beiden Gates identisch ist. Dies ist offensichtlich nicht der Fall, so dass daraus eine Querspannung resultiert. Diese Offsetspannung muss bei den anderen Messungen für $U_{g1} \neq 0 \text{ V}$ und $U_{g2} \neq 0 \text{ V}$ berücksichtigt werden.

5.2.2. Doppelgatemessung

Als nächste Messung wird in Abbildung 5.11 die Doppelgatemessung an Probe B vorgestellt. An Gate 1 liegt die Gatespannung U_g an und an Gate 2 die Spannung $-U_g$. In dieser Darstellung ist eine deutliche Asymmetrie erkennbar. Zum einen ist bei $U_g = 0 \text{ V}$ die Querspannung U_x deutlich größer als 0 V . Zum anderen ist für $U_g > 0 \text{ V}$ die Querspannung deutlich größer als für $U_g < 0 \text{ V}$. An dieser Messkurve ist somit nochmals der deutliche Unterschied in der Gatequalität erkennbar.

Die maximale Querspannung ($\approx 1.0 \text{ V}$) bei der Doppelgatemessung ist deutlich kleiner als

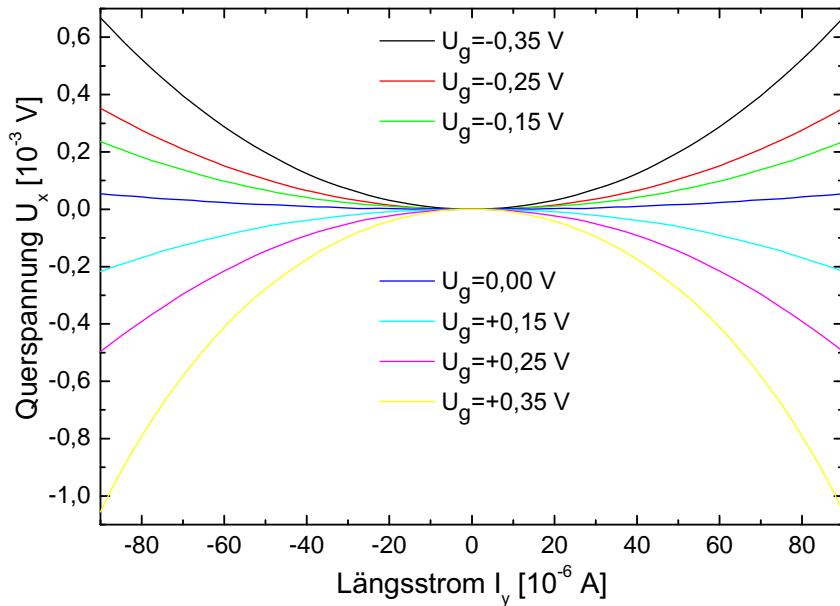


Abbildung 5.11.: Symmetrischer Anteil einer $U_x(I_y)$ -Doppelgatemessung an Probe B bei $4,2 \text{ K}$. U_g wird an Gate 1 angelegt, $-U_g$ an Gate 2.

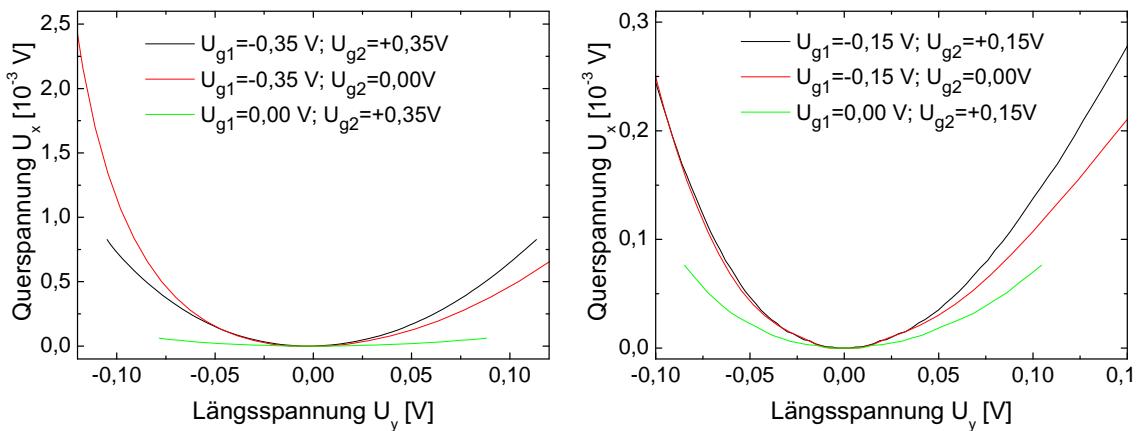


Abbildung 5.12.: Vergleichende $U_x(U_y)$ -Darstellung zwischen den Einzelgatemessungen aus Abbildung 5.3, 5.9 und der Doppelgatemessung aus Abbildung 5.11; Links: $U_g = \pm 0,35 \text{ V}$; Rechts: $U_g = \pm 0,15 \text{ V}$.

bei der Einzelgatemessung ($\approx 7.0 \text{ V}$). Allerdings wurde die Abhängigkeit des Längswiderstands von der Gatespannung und der Längsspannung nicht berücksichtigt (siehe Kapitel 5.1). In Abbildung 5.12 ist eine vergleichende $U_x(U_y)$ -Darstellung zwischen den beiden Einzelgatemessungen und der Doppelgatemessung zu sehen. Insbesondere in der rechten Abbildung bei $U_g = \pm 0,15 \text{ V}$ ist das Gegenteil der beschriebenen Beobachtung sichtbar. Die Querspannung ist in dieser Auftragung bei der Doppelgatemessung höher als bei den Einzelgatemessungen. Wie erwartet, ist die Querspannung bei einer positiven Gatespannung am geringsten. Der Unterschied zwischen der Doppelgatemessung und der Einzelgatemessung bei negativer Gatespannung ist allerdings geringer, als von der Einzelgatemessung bei positiver Gatespannung zu erwarten ist. Vermutlich ist bei der Doppelgatemessung der Einfluss des positiv geladenen Gates durch Leckströme verringert worden. In der Messung bei $U_g = \pm 0,35 \text{ V}$ ist der Unterschied zwischen der Doppelgatemessung und der Einzelgatemessung bei der negativen Gatespannung relativ gering. Da die Messkurven bei $U_g = \pm 0,35 \text{ V}$ aus den erwähnten Gründen nicht genau sind, werden diese Messkurven nicht näher erläutert.

5.2.3. Reproduzierbarkeit der Ergebnisse

Die Messergebnisse von Probe B können mit den Messungen an Probe C bestätigt werden. Die Probe C besteht wie Probe B aus dem Probenmaterial 11500. In den Abbildungen 5.13 und 5.14 sind die symmetrischen Anteile der zwei $U_x(I_y)$ -Einzelgatemessungen von Gate 1 bzw. Gate 2 an Probe C dargestellt. Die Abbildungen der beiden Messungen sind den Abbildungen der Einzelgatemessungen an Probe B sehr ähnlich. Die Ergebnisse der $a \cdot x^2$ - Näherung für Ströme $-40 \mu\text{A} < I_y < 40 \mu\text{A}$ sind für beide Einzelgatemessungen in Tabelle 5.3 zusammengefasst.

$U_g \text{ [V]}$	-0,25	-0,20	-0,15	-0,10	0,00	+0,15	+0,25
$a_1 \left[\frac{\text{V}}{\text{A}^2} \right]$	-136636	-48810	-23411	-11073	1406	13733	10440
$a_2 \left[\frac{\text{V}}{\text{A}^2} \right]$	90343	64493	44813	38749	10381	3231	-2178

Tabelle 5.3.: Tabelle mit den Krümmungen der angenäherten Parabeln aus Abbildung 5.13 und 5.14.

Dabei ist a_1 die Krümmung der angenäherten Parabeln aus Abbildung 5.13 und a_2 die Krümmung der parabolischen Kurven aus Abbildung 5.14. Die Diskussion für die Einzelgatemessungen von Probe C erfolgt analog zu der Diskussion für Probe B. Die Querspannung U_x ist überproportional stark abhängig von der Gatespannung U_g . Positive Gatespannungen bewirken einen signifikant kleinere Querspannung als negative Gatespannungen. Auffallend ist der große Unterschied in der Gatequalität, welche stärker ausgeprägt ist als bei Probe B.

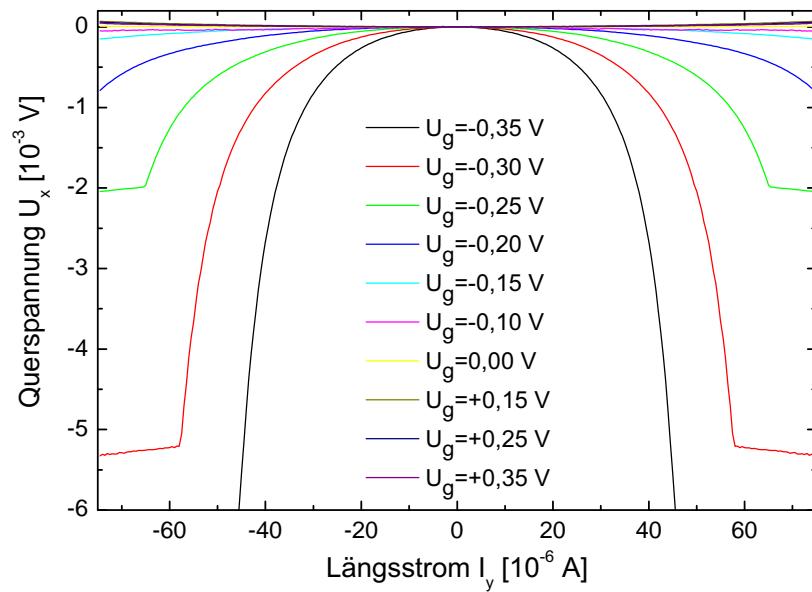


Abbildung 5.13.: Symmetrischer Anteil einer $U_x(I_y)$ -Einzelgatemessung an Probe C bei $4,2 \text{ K}$. U_g wird an Gate 1 angelegt, Gate 2 ist geerdet. Aufgrund einer Längsspannungsbegrenzung ist die Querspannung bei $U_g = -0,3 \text{ V}$ und $U_g = -0,35 \text{ V}$ ab ca. $I_y = 60 \mu\text{A}$ konstant.

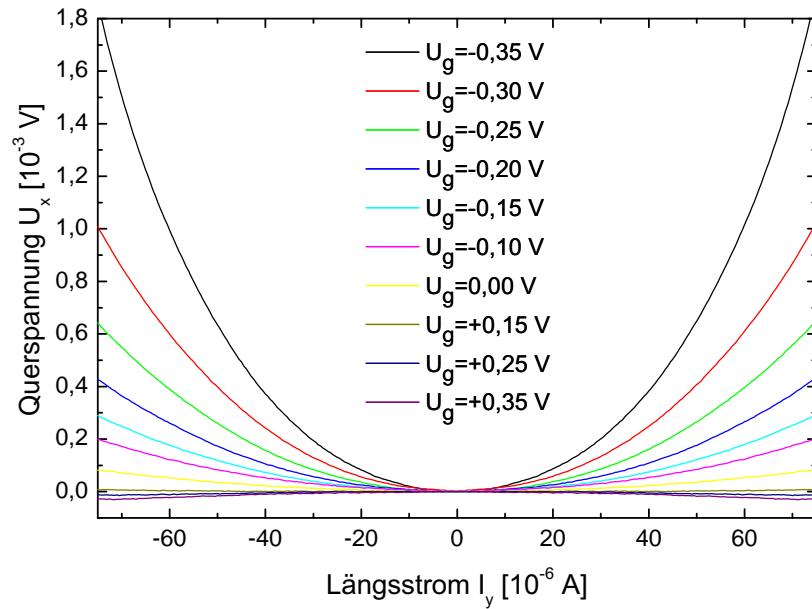


Abbildung 5.14.: Symmetrischer Anteil einer $U_x(I_y)$ -Einzelgatemessung an Probe C bei $4,2 \text{ K}$. Gate 1 ist geerdet, U_g wird an Gate 2 angelegt.

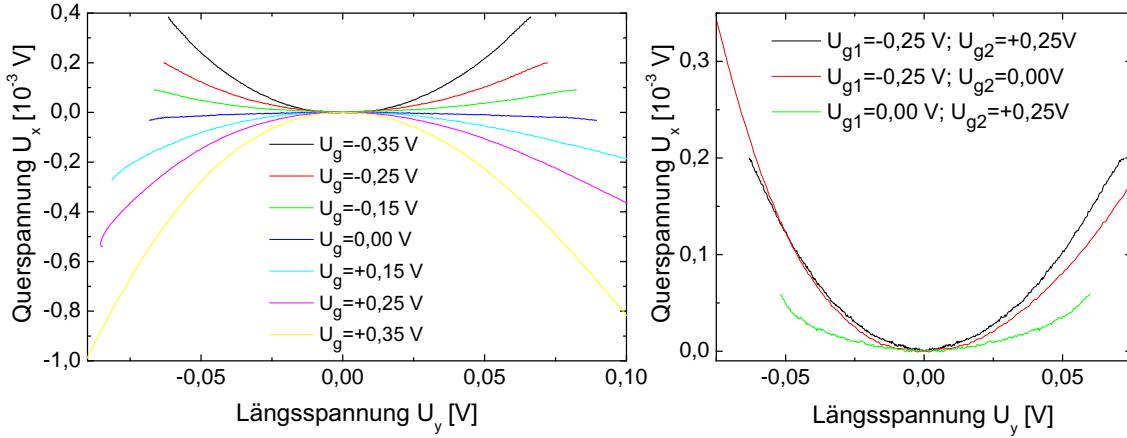


Abbildung 5.15.: Links: Symmetrischer Anteil einer $U_x(I_y)$ -Doppelgatemessung an Probe C bei $4,2\text{ K}$. U_g wird an Gate 1 angelegt, $-U_g$ an Gate 2.; Rechts: Vergleichende $U_x(U_y)$ -Darstellung bei $U_g = \pm 0,25\text{ V}$ zwischen den Einzelgatemessungen aus Abbildung 5.13, 5.14 und der Doppelgatemessung aus der linken Teilabbildung.

Der symmetrische Anteil der $U_x(I_y)$ -Doppelgatemessung an Probe C ist links in Abbildung 5.15 dargestellt. Ebenso wie bei den Einzelgatemessungen ist kein großer Unterschied zu den Messungen an Probe B erkennbar. Die Asymmetrie in der Wirkung der beiden Gates ist erneut deutlich sichtbar. Die Querspannung bei der Doppelgatemessung ist in der $U_x(I_y)$ -Auftragung geringer als die Querspannung bei den Einzelgatemessungen. Allerdings wird in dieser Auftragung der Widerstand des Elektronenkanals nicht berücksichtigt.

Dies wird im rechten Graphen von Abbildung 5.15 berücksichtigt. In diesem Graphen wird der Vergleich zwischen den beiden Einzelgatemessungen und der Doppelgatemessung in $U_x(U_y)$ -Darstellung bei $U_g = \pm 0,25\text{ V}$ gezeigt. Wie erwartet wird die höchste Querspannung in der Doppelgatemessung gemessen. Bemerkenswert ist allerdings der geringe Unterschied zwischen der Doppelgatemessung und der Einzelgatemessung mit negativer Gatespannung. Offenbar hat das positiv geladene Gate erneut zu starken Leckströmen zwischen Gate und 2DEG geführt.

In Abbildung 5.16 ist eine zusammenfassende dreidimensionale $U_x(U_{g1}, U_{g2})$ -Darstellung der Messungen an Probe C bei einer konstanten Längsspannung $U_y = -0,03\text{ V}$ dargestellt. Im Gegensatz zu den Doppelgatemessungen, bei welchen $U_{g1} = -U_{g2}$ gilt, wurde bei dieser $U_x(I_y)$ -Messung nacheinander der eingestellte Strombereich für alle möglichen Gatespannungskombinationen durchgefahren. Die Querspannung U_x ist bei einer konstan-

ten Längsspannung U_y in Abhängigkeit von den Gatespannungen U_{g1} und U_{g2} aufgetragen. Die Querspannungen U_x wurden durch lineare Interpolation aus der $U_x(U_y)$ -Darstellung der Messung berechnet. Deswegen ist Abbildung 5.16 nur eine Näherung, welche nur für kleine Längsspannungen annähernd genau ist. Die Schwankungen und Unebenheiten im Verlauf dieser Darstellung sind durch die ungenaue lineare Interpolation und durch Messfehler zu erklären (Offsetdrift).

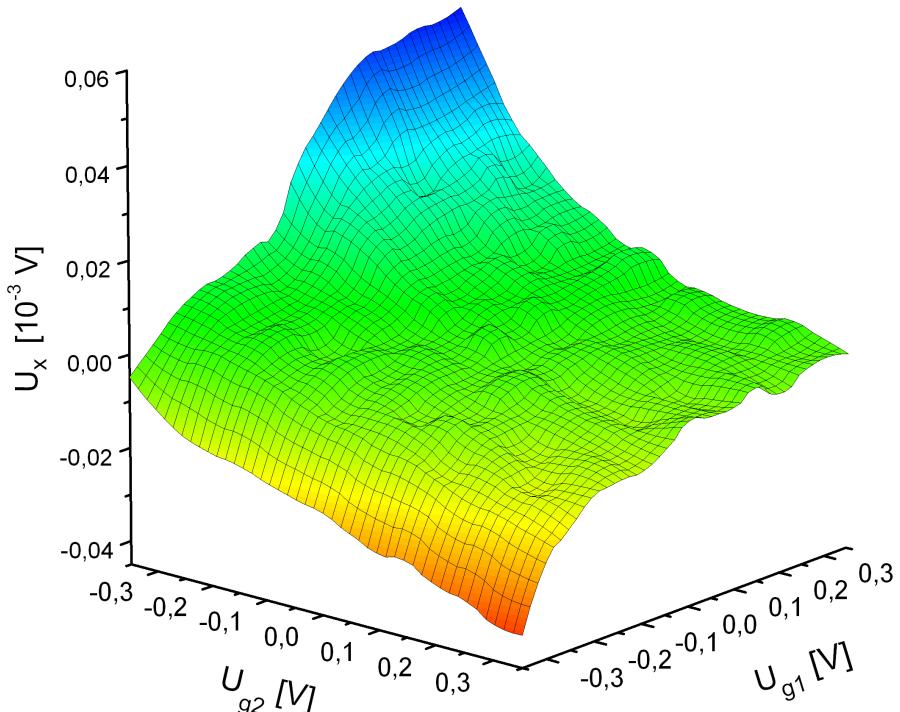


Abbildung 5.16.: 3D- $U_x(U_{g1}, U_{g2})$ -Darstellung einer $U_x(I_y)$ -Messung an Probe C bei 4,2 K. Die Querspannung U_x ist bei einer konstanten Längsspannung U_y in Abhängigkeit von den Gatespannungen U_{g1} und U_{g2} aufgetragen. Die konstante Längsspannung beträgt $U_y = -0,03$ V.

Insgesamt ist das Verhalten der Darstellung in Abbildung 5.16 identisch zum Verhalten der Messkurven von den Einzelgatemessungen und der Doppelgatemessung an Probe C (Abbildungen 5.13, 5.14 und 5.15). Zum einen ist die deutliche Asymmetrie in der Gatequalität erkennbar. Zum Beispiel ist die Querspannung bei $U_{g1} = 0,35$ V, $U_{g2} = -0,35$ V

deutlich größer als bei $U_{g1} = -0,35 \text{ V}, U_{g2} = 0,35 \text{ V}$ und bei $U_{g1} = U_{g2}$ ist die Querspannung überall negativ. Dies deckt sich mit den Beobachtungen aus Abbildung 5.15.

Des Weiteren ist der parabolische Verlauf aus den vorherigen Darstellungen bei negativen Gatespannungen gut zu erkennen ($U_{g1} = 0,35 \text{ V}, U_{g2} = -0,35 \dots 0,1 \text{ V}$ und $U_{g2} = 0,35 \text{ V}, U_{g1} = -0,35 \dots 0,1 \text{ V}$). Bei $U_{g1} = 0,1 \dots 0,35 \text{ V}$ ist dagegen kaum eine Änderung in der Querspannung zu erkennen. Dies lässt auf einen Durchbruch zwischen positiv geladenem Gate 1 und 2DEG schließen. Bei $U_{g2} = 0,1 \dots 0,35 \text{ V}$ und $U_{g1} = -0,35 \dots 0 \text{ V}$ ist dagegen eine Zunahme der Querspannung zu erkennen. Zwischen 2DEG und Gate 2 sind diesmal offenbar keine Leckströme geflossen.

Allerdings ist der Verlauf der Kurven bei $U_{g1} = -0,35 \text{ V}$ und $U_{g2} = -0,35 \text{ V}$ ungewöhnlich. Wahrscheinlich haben die großen negativen Gatespannungen zu einem signifikanten Abschnüreffekt unter dem Gate geführt (siehe Abbildung 5.8). Dies hat unter anderen einem großem Widerstand im Elektronenkanal zur Folge. Ein großer Widerstand im Elektronenkanal bedeutet, dass bei gleicher Stromschrittweite die Abstände zwischen den gemessenen Längsspannungen sehr groß werden. Dann ist die lineare Interpolation sehr ungenau. Allerdings würde dies nicht den starken sprunghaften Abfall der Querspannung bei $U_{g2} = -0,35 \text{ V}$ und $U_{g1} \approx 0,0 \text{ V}$ erklären. Möglicherweise ist dies durch die Unterschiedlichkeit in der Gatequalität bedingt.

Für $U_{g1} = -U_{g2}$ ist eine antisymmetrische nichtlineare Funktion erkennbar. Dies deckt sich ebenfalls mit den vorherigen Doppelgatemessungen. Dort ist solch ein Verhalten im Querschnitt aller Messkurven bei konstanter Längsspannung zu sehen. U_x steigt in den $U_x(I_y)$ - und $U_x(U_y)$ -Darstellungen überproportional stark mit U_g an.

5.3. Messungen am 2DEG mit hoher Beweglichkeit

In diesem Unterkapitel werden Messungen an Probe D vorgestellt, welche aus dem Probenmaterial *C31222B* besteht. Das Probenmaterial *C31222B* hat im Vergleich zum bisher vorgestellten Probenmaterial *11500* eine doppelt so hohe Beweglichkeit $\mu = 50 \frac{m^2}{Vs}$ und eine 1,7 mal höhere Ladungsträgerdichte $n = 4,5 \cdot 10^{15} \frac{1}{m^2}$. In den Abbildungen 5.17 und 5.18 ist der symmetrische Anteil der zwei Einzelgatemessungen bei $4,2 K$ an Probe D zu sehen. Obwohl die Probe eine höhere Beweglichkeit besitzt, sind die Krümmungen der $a \cdot x^2$ -Näherung in Tabelle 5.4 im Vergleich zu den Proben B und C um einen Faktor von ≈ 5 kleiner.

$U_g [V]$	-0,25	-0,20	-0,15	-0,10	0,00	+0,15	+0,25
$a_1 \left[\frac{V}{A^2} \right]$	-10364	-3172	-727	1003	2224	3828	4821
$a_2 \left[\frac{V}{A^2} \right]$	14592	12017	7568	5381	2720	551	-826

Tabelle 5.4.: Tabelle mit den Krümmungen der angenäherten Parabeln aus Abbildung 5.17 und 5.18.

Dabei ist a_1 die Krümmung der angenäherten Parabeln aus Abbildung 5.17 und a_2 die Krümmung aus Abbildung 5.18. Die erhebliche Differenz in der Qualität der beiden Gates ist erneut signifikant. Durch die an Gate 2 angelegte Spannung wird eine 1,5-2fach höhere Querspannung verursacht als durch die an Gate 1 angelegte Spannung. Außerdem wird eine große Querspannung bei $U_g = 0 V$ gemessen. Diese Krümmung bei der Offsetspannung muss bei den anderen Krümmungen berücksichtigt werden. Die positiven Gatespannungen an beiden Gates verursachen beide eine bemerkenswert große Querspannung im Vergleich zu den Messungen bei negativen Gatespannungen. Dies bestätigt die Vermutung, wonach es beim *11500*-Probenmaterial bei positiven Gatespannungen zum Durchbruch gekommen ist. Beim Probenmaterial *C31222B* besteht offenbar dieses Problem nicht.

Im Folgenden wird der Unterschied zu den Messungen am Probenmaterial *11500* diskutiert. Insbesondere wird die um eine Größenordnung niedrigere Querspannung bei den Messungen an Probe C untersucht. Dies lässt sich einerseits mit einem um eine Größenordnung niedrigeren Widerstand des Elektronenkanals erklären. Nach dem Drudemodell gilt für den spezifischen Widerstand ρ :

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{ne\mu}.$$

Die Ladungsträgerdichte n und die Beweglichkeit μ von Probenmaterial *11500* beträgt $n = 2,62 \cdot 10^{15} \frac{1}{m^2}$ bzw. $\mu = 26,0 \frac{m^2}{Vs}$. Für das Probenmaterial *C31222B* gilt: $n = 4,5 \cdot 10^{15} \frac{1}{m^2}$ und $\mu = 50 \frac{m^2}{Vs}$. Daraus folgt ein 3,3 fach kleinerer spezifischer Widerstand für das 2DEG des Probenmaterials *C31222B*. Damit ist auch die Längsspannung bei gleichen Stromstärken um den Faktor 3,3 verringert. Außerdem ist durch die höhere Ladungsträgerdichte im 2DEG die Abschnürspannung in Probe D höher. Dies bedeutet, dass hohe Gatespannungen

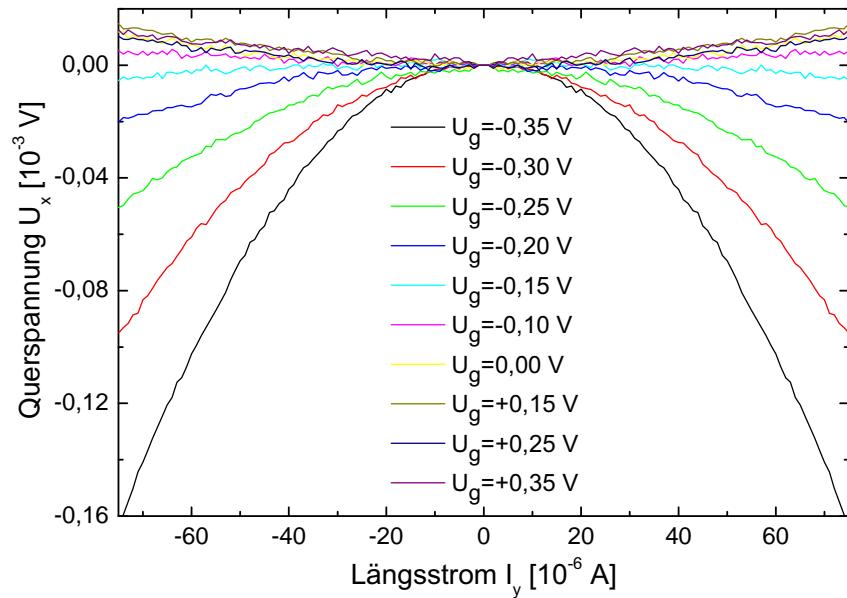


Abbildung 5.17.: Symmetrischer Anteil einer $U_x(I_y)$ -Einzelgatemessung an Probe D bei $4,2\text{ K}$. U_g wird an Gate 1 angelegt, Gate 2 ist geerdet.

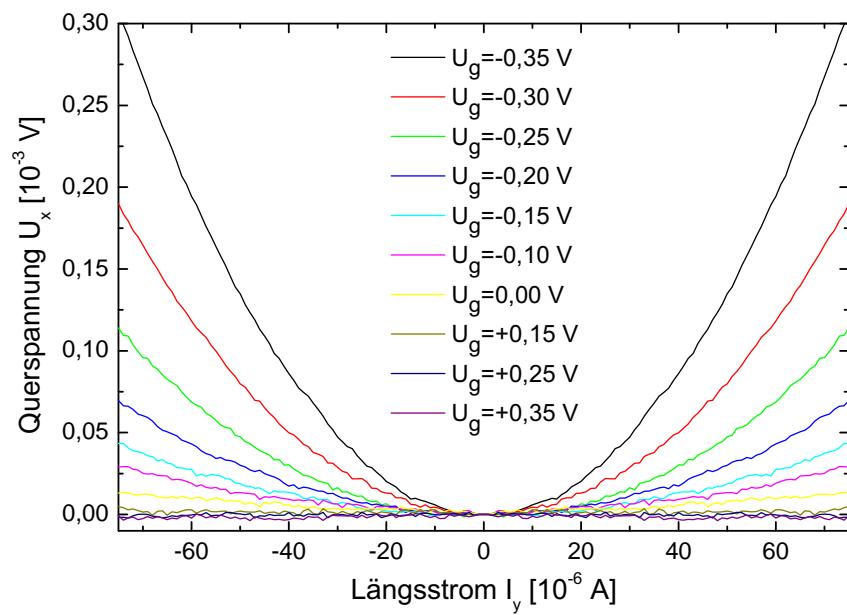


Abbildung 5.18.: Symmetrischer Anteil einer $U_x(I_y)$ -Einzelgatemessung an Probe D bei $4,2\text{ K}$. Gate 1 ist geerdet, U_g wird an Gate 2 angelegt.

bei Probe D einen schwächeren Anstieg des Widerstands des Elektronenkanals zur Folge haben, als bei Probe B und C. Dies und die kleineren Längsspannungen haben zur Folge, dass der „self-gating Effekt“ zwischen 2DEG und Gate geringer ist (siehe Abbildung 5.8). Die Längsspannungen sind somit bei gleichen Stromstärken und gleichen Gatespannungen geringer, selbst wenn beide Proben den gleichen spezifischen Widerstand bei $U_g = 0 \text{ V}$ hätten. Also fallen die Querspannungen in $U_x(I_y)$ -Darstellung bei Probe D nochmals kleiner aus.

Der Abstand d des 2DEG zu der Probenoberfläche beträgt beim Probenmaterial *C31222B* 60 nm , im Gegensatz zu 110 nm beim *11500*-Probenmaterial. Somit folgt für die Änderung der Ladungsträgerdichte z.B. bei $U_g = \pm 0,15 \text{ V}$ nach Gleichung (2.6): $\Delta n = 0,98 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{m}^2}$ beim Probenmaterial *11500* und $\Delta n = 1,8 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{m}^2}$ beim Probenmaterial *C31222B*. In Tabelle 5.5 ist die veränderte Ladungsträgerdichte im 2DEG in Abhängigkeit von der Gatespannung U_g dargestellt sowie das Verhältnis $\frac{n_1}{n_2}$ von $n(U_g)$ zu $n(U_g = 0 \text{ V})$. Dabei ist n_1 immer die jeweils kleinere Ladungsträgerdichte.

$U_g \text{ [V]}$	$n(U_g) [10^{15} \frac{1}{\text{m}^2}]$	$\frac{n_1}{n_2}$
$-0,25 \text{ (11500)}$	0,99	0,38
$-0,25 \text{ (C31222B)}$	1,5	0,33
$-0,15 \text{ (11500)}$	1,64	0,63
$-0,15 \text{ (C31222B)}$	2,7	0,6
$0,0 \text{ (11500)}$	2,62	1
$0,0 \text{ (C31222B)}$	4,5	1
$+0,15 \text{ (11500)}$	3,6	0,73
$+0,15 \text{ (C31222B)}$	6,3	0,71

Tabelle 5.5.: Tabelle mit der Ladungsträgerdichte im 2DEG in Abhängigkeit von der Gatespannung U_g sowie das Verhältnis von $n(U_g)$ zu $n(U_g = 0 \text{ V})$. Dabei ist n_1 immer die kleinere Ladungsträgerdichte.

Beim Probenmaterial *C31222B* ist das Verhältnis zwischen der kleineren Ladungsträgerdichte und der größeren Ladungsträgerdichte etwas kleiner. Das Probenmaterial *C31222B* müsste nach Abbildung 4.8 bei einer gegebenen Gatespannung U_g sowie einer Längsspannung U_y eine größere Querspannung U_x aufweisen, als das Material *11500*. Dies wird experimentell an den Proben B und D bestätigt, wie in Abbildung 5.19 dargestellt ist. Abbildung 5.19 besteht aus einer vergleichenden $U_x(U_y)$ -Darstellung zwischen Probe B und D. Links ist der Vergleich bei Einzelgatemessungen, rechts bei Doppelgatemessungen dargestellt.

Diese erhebliche Differenz lässt sich nicht allein mit einem kleineren Verhältnis zwischen den Ladungsträgerdichten erklären. Beim Probenmaterial *11500* bedeutet eine Variation der Gatespannung von $U_g = -0,15 \text{ V}$ auf $U_g = -0,25 \text{ V}$ eine Verringerung des Ver-

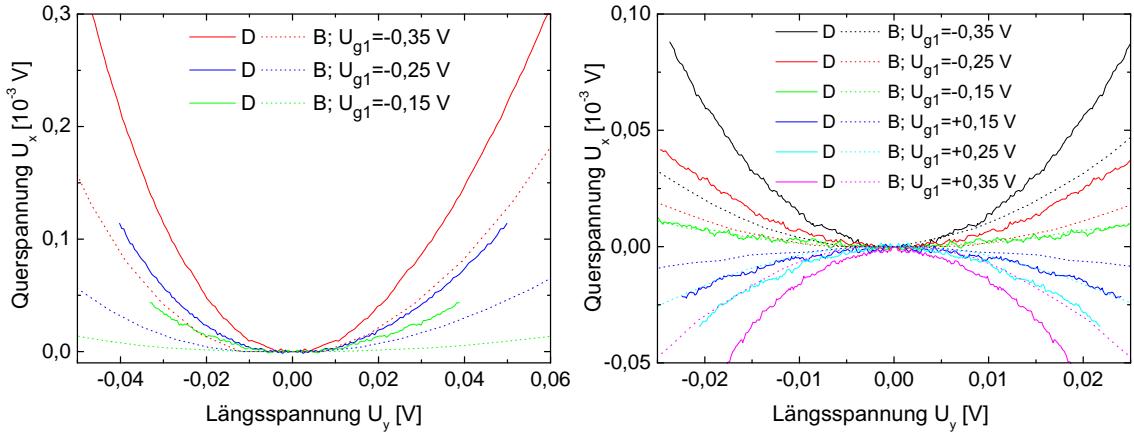


Abbildung 5.19.: Vergleichende $U_x(U_y)$ -Darstellung zwischen Probe B und D; Links: Einzelgatemessung, U_{g2} ist geerdet; Rechts: Doppelgatemessung, $U_{g2} = -U_{g1}$. Die durchgezogene Linie repräsentiert Probe D, die gestrichelte Linie Probe B.

hältnisses zwischen den Ladungsträgerdichten $\frac{n_1}{n_2}$ von 0,63 auf 0,38 (siehe Kapitel 4.3.1). Gleichzeitig erhöht sich die Querspannung bzw. die Krümmung der angenäherten Parabeln um den Faktor $\approx 2 - 3$. Im Vergleich zwischen den beiden Probenmaterialien ändert sich das Verhältnis zwischen den Ladungsträgerdichten bei $U_g = -0,15$ V um 0,03 bzw. bei $U_g = -0,25$ V um 0,05. Dieser Variation steht eine Änderung der Querspannung um den Faktor $\approx 2 - 4$ gegenüber, wie in Tabelle 5.6 abgebildet ist. Dabei ist a die Krümmung der parabolischen Näherung des linken Astes ($U_y < 0$ V) der Messkurven aus Abbildung 5.19.

U_g [V]	-0,25 (11500)	-0,25 (C31222B)	-0,15 (11500)	-0,15 (C31222B)
a [$\frac{1}{V}$]	0,028	0,066	0,010	0,038

Tabelle 5.6.: Tabelle mit den Krümmungen der parabolischen Näherung des linken Astes ($U_y < 0$ V) der Messkurven aus Abbildung 5.19.

Zwar ist die genaue Beziehung zwischen der Variation des Verhältnis der Ladungsträgerdichten und der Änderung der Querspannung nicht bekannt. Allerdings ist laut Abbildung 4.8 die Beziehung in sehr grober Näherung linear. Somit ist in diesem Fall die Änderung der Querspannung offenbar nur teilweise mit der Variation des Verhältnisses der Ladungsträgerdichten erklärbar.

Ein anderer Grund für die höheren Querspannungen in der $U_x(U_y)$ -Darstellung bei Probe

D ist die um den Faktor ≈ 2 höhere Beweglichkeit μ des Probenmaterials. Eine geringe Beweglichkeit hat eine kürzere mittlere freie Weglänge zur Folge. Streuungen bzw. eine kleine Beweglichkeit verursachen eine Abschwächung der gemessenen Querspannung. Der Anteil des ballistischen Transports nimmt ab und der Anteil des diffusiven Transports zu. Bei einem rein diffusiven Transport, also wenn die mittlere freie Weglänge l_e viel kleiner als die Größe der Messstrukturen ist, würde die Querspannung verschwinden. Dies entspricht den Simulationsergebnissen aus Kapitel 4.3.2. Der genaue Anteil der größeren Beweglichkeit bei Probe D an der höheren Gatespannung lässt sich allerdings analytisch nicht genau ausdrücken.

Des Weiteren verringert ein angelegtes elektrisches Feld die Beweglichkeit im 2DEG aufgrund von Streuungen an optischen Phononen [40]. Bei den Messungen an Probe D werden niedrigere elektrische Felder erzeugt, als bei den Messungen an Probe B und C. Dies hat zur Folge, dass bei den Messungen an Probe B und C die gemessene Querspannung durch eine Verringerung der Beweglichkeit stärker abgeschwächt wird, als bei den Messungen an Probe D. Der Einfluss dieses Effektes ist allerdings bei niedrigeren Gatespannungen relativ gering, da die angelegten elektrischen Felder bei kleineren Gatespannungen klein sind ($E_y < 10 \frac{V}{cm}$). Nur bei Gatespannungen $U_g < -0,3 V$ kann das angelegte elektrische Feld eine Feldstärke von $E_y > 100 \frac{V}{cm}$ erreichen, was zu einer Phononenemission führen würde.

5.4. Temperaturabhängigkeit

Zuletzt wird in diesem Kapitel die Temperaturabhängigkeit der Querspannung diskutiert. Dafür wurden an Probe C zusätzliche Messungen bei $2,2 K$ und $77 K$ durchgeführt. Diese Messungen sind zusammen mit der Messung bei $4,2 K$ in Abbildung 5.20 in $U_x(U_y)$ -Darstellung sichtbar. In der linken Teilabbildung sind die Einzelgatemessungen an Gate 1 bei $U_g = \pm 0,25 V$ aufgetragen und in der rechten Teilabbildung die dazugehörige Doppelgatemessung.

Die Querspannung ist in beiden Graphen bei $77 K$ deutlich kleiner, als bei den Messungen bei $2,2 K$ und $4,2 K$. Dies lässt mit der geringen Beweglichkeit von Probe D bei $77 K$ begründen. Die Ladungsträgerdichte ist bei $4,2 K$ und $77 K$ näherungsweise gleich. Mit Hilfe einer Leitfähigkeitsmessung und der Gleichung $\sigma = ne\mu$ wurde die Beweglichkeit auf $\mu_{77K} = 10,2 \frac{m^2}{Vs}$ bestimmt. Daher besitzt das 2DEG bei $77 K$ einen größeren spezifischen Widerstand, wodurch die Längsspannungen entsprechend hoch sind. Dies hat zur Folge, dass es zu einem größeren „self-gating Effekt“ kommt (siehe Abbildung 5.8). Die Argumentation, wieso die Querspannung bei $77 K$ geringer ist als bei $4,2 K$, erfolgt analog zu der Diskussion der Unterschiede zwischen den Messungen an Probenmaterial 11500 und Probenmaterial C31222B.

Zwischen $2,2 K$ und $4,2 K$ dagegen bleibt die Beweglichkeit μ nahezu gleich [19]. Dies spiegelt sich auch in den Messergebnissen der Doppelgatemessung wieder. In der Messung

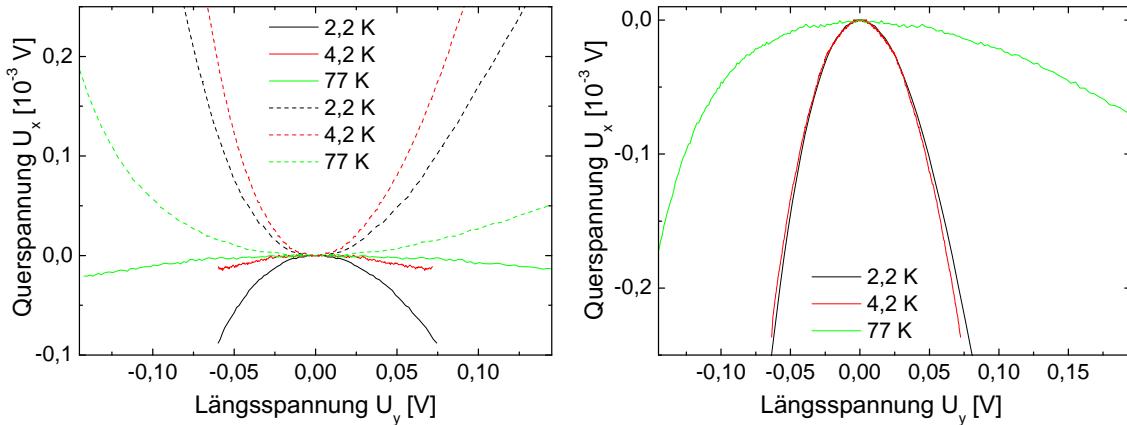


Abbildung 5.20.: Vergleichende $U_x(U_y)$ -Darstellung der Messungen an Probe C bei $2,2\text{ K}$, $4,2\text{ K}$ und 77 K ; Links: Einzelgatemessung. An Gate 1 ist die Gatespannung $U_{g1} = -0,25\text{ V}$ (gestrichelte Linie) bzw. $U_{g1} = +0,25\text{ V}$ (durchgezogene Linie) angelegt, U_{g2} ist geerdet; Rechts: Doppelgatemessung. $U_{g1} = -U_{g2} = -0,25\text{ V}$.

sind die Messkurven bei $2,2\text{ K}$ und $4,2\text{ K}$ nahezu identisch. Allerdings ist in der Einzelgatemessung ein großer Unterschied zu erkennen. Bei positiven Gatespannungen ist die Querspannung bei $2,2\text{ K}$ größer als bei $4,2\text{ K}$, bei negativen Gatespannungen ist das gegen- teilige Verhalten zu beobachten. Möglicherweise lässt sich dies mit einer Verringerung von Leckströmen bei $2,2\text{ K}$ begründen. Es besteht die Möglichkeit, dass Tunnelstromleitung, Störstellenleitung sowie Sekundärleitfähigkeit aufgrund von Dotierungen, etc. bei $2,2\text{ K}$ unterbunden wird.

5.5. Vergleich zwischen Experiment und Simulation

Dieses Unterkapitel beschäftigt sich mit dem Vergleich zwischen den Simulationsergebnissen und den experimentellen Messergebnissen. Der Vergleich beschränkt sich auf eine Einzelgatemessung/-simulation am Probenmaterial 11500, da weitere Vergleiche keine neuen Erkenntnisse hervorbringen würden.

Insgesamt können die meisten experimentellen Beobachtungen zumindest qualitativ von den Simulationsrechnungen reproduziert werden. Die wichtigste Beobachtung im Experiment und in der Simulation ist der Gleichrichtungseffekt. Das bedeutet, dass die Querspannung insbesondere in den experimentellen Messungen unabhängig von der Stromrichtung ist (siehe z.B. Abbildung 5.3). Des Weiteren stimmt die Polarität der Querspannung im

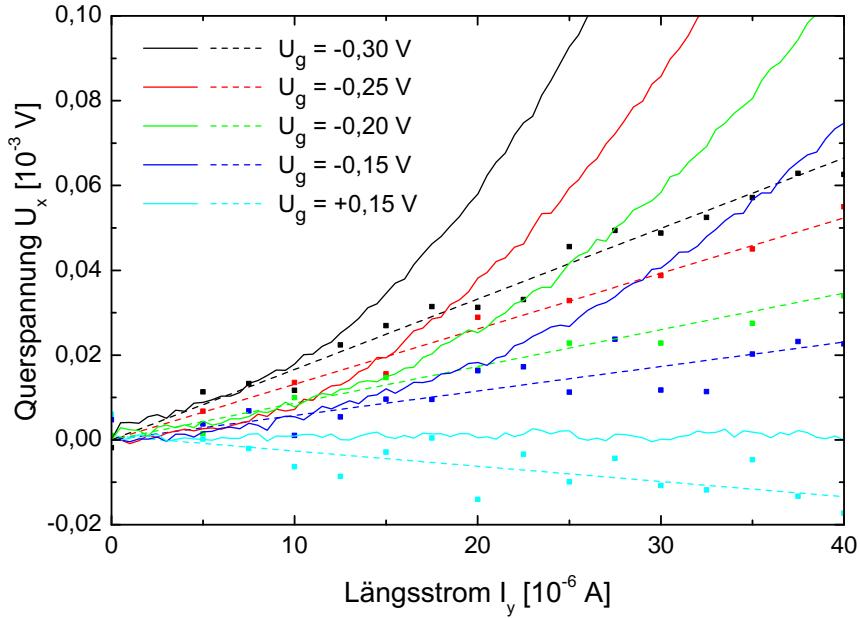


Abbildung 5.21.: Vergleich der Simulationsergebnisse der Einzelgatemessung beim Probenmaterial 11500 (siehe Abbildung 4.5) und den experimentellen Messergebnissen der Einzelgatemessung an Gate 2 von Probe C. (siehe Abbildung 5.14). Die experimentellen Messergebnisse sind mit durchgezogener Linie dargestellt, die simulierten Messergebnisse sind durch Punkte gekennzeichnet. Die Regressionsgeraden der simulierten Messergebnisse sind gestrichelt eingezeichnet, nachdem sie um den Offset bei $U_g = 0$ V korrigiert wurden (siehe Tabelle 4.1).

Experiment und in der Simulation überein. Es kommt bei einem angelegten Längstrom immer zu einem Querstrom vom Bereich mit höherer Ladungsträgerdichte zum Bereich mit niedrigerer Ladungsträgerdichte. Der wichtigste Unterschied zwischen der Simulation und den Messungen ist die Stromabhängigkeit der Querspannung. In der Simulation ist ein linearer Zusammenhang zwischen Querspannung und Strom vorhergesagt worden, im Experiment wurde zumindest für kleine Ströme und kleine Gatespannungen eine parabolische Abhängigkeit gemessen. Auf diesen Unterschied der Stromabhängigkeit wird später näher eingegangen.

Außerdem konnte die gleiche qualitative experimentelle Abhängigkeit der Querspannung von der Stärke der Gatespannung durch die Simulationsrechnungen reproduziert werden. Die Abhängigkeit der Querspannung von der Stärke der Gatespannung ist durch die Modu-

lation des Verhältnisses der Ladungsträgerdichten im 2DEG bedingt (siehe z.B. Abbildung 4.8). Die Polarität der Querspannung wechselt ebenso in beiden Fällen, sobald die Polarität der Gatespannung(en) gewechselt wird. Zuletzt wird auch eine ähnliche Abhängigkeit der Querspannung von der Beweglichkeit des 2DEG in der Simulation und im Experiment beobachtet. Die Querspannung nimmt mit zunehmender Beweglichkeit bzw. mittlerer freier Weglänge zu.

In Abbildung 5.21 sind die Ergebnisse der Einzelgatesimulation an Probenmaterial 11500 (siehe Abbildung 4.5) und die experimentellen Ergebnisse der Einzelgatemessung an Gate 2 von Probe C (siehe Abbildung 5.14) dargestellt. Die experimentellen Messergebnisse sind mit durchgezogener Linie dargestellt, die simulierten Messergebnisse sind durch Punkte gekennzeichnet. Die Regressionsgeraden der simulierten Messergebnisse sind gestrichelt eingezeichnet nachdem sie um den Offset bei $U_g = 0 \text{ V}$ korrigiert wurden (siehe Tabelle 4.1).

Zwar wurde die Stromabhängigkeit von der Simulation anders vorhergesagt als im Experiment gemessen. Allerdings stimmen für kleine Stromstärken ($I_y < 10 \dots 15 \mu\text{A}$) die Regressionsgeraden der Simulationsergebnisse und die parabolisch verlaufenden experimentellen Messkurven quantitativ erstaunlich gut überein. Die viel kleinere Querspannung der experimentellen Messkurve bei $U_g = +0,15 \text{ V}$ erklärt sich mit der großen Offsetspannung bei $U_{g1} = U_{g2} = 0 \text{ V}$, welche durch den „self-gating Effekt“ bedingt ist (siehe Tabelle 5.3). Der Unterschied in der Gatequalität von Probe C ist signifikant. Dies bedeutet, dass die Messkurven für negative Gatespannungen ebenfalls nach unten korrigiert werden müssen, so dass für $I_y < 10 \mu\text{A}$ die Simulation eine größere Querspannung vorhersagt. Erst für $I_y > 15 \dots 20 \mu\text{A}$ werden die experimentellen Messergebnisse größer als von der Simulation vorhergesagt.

Für $I_y < 10 \mu\text{A}$ ist die gemessene Querspannung kleiner als die simulierte Querspannung, da in der Simulation von einem idealen System ausgegangen wurde, d.h. in der Simulation wurden viele Näherungen durchgeführt. Zum Beispiel sind die Grenzlinien zwischen den Bereichen mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte und die Elektronenkanalgrenzen in der Simulation scharf und abrupt im Gegensatz zum Experiment, wo der Elektronenkanal und die Gates eine Rauhigkeit besitzen und ein Übergangsbereich von etwa $0,5 \mu\text{m}$ zwischen hoher und niedriger Ladungsträgerdichte existiert.

Ab $I_y > 15 \dots 20 \mu\text{A}$ wird die gemessene Querspannung aufgrund der parabolischen Abhängigkeit viel größer als von der Simulation vorhergesagt. Im Folgenden wird diskutiert, wieso die Simulation im Gegensatz zu den Messungen eine lineare Abhängigkeit zeigt. Dafür gibt es mehrere Möglichkeiten. Erstens wurden Rückstreuungen nicht berücksichtigt. Da keine anschauliche Begründung für das Auftreten der Querspannung bei einem angelegten Strom im Rahmen des in dieser Arbeit vorgestellten Modells vorliegt, kann nicht vorhergesagt werden, wie sich Rückstreuungen auf die Stromabhängigkeit der Querspannung auswirken würden.

Vor allem wird in der Simulation nicht berücksichtigt, dass sich die Ladungsträgerdichten aufgrund des entstehenden Querstroms in den Bereichen verändern. Bzw. es würde sich aufgrund der Querstroms eine Gegenspannung entgegengesetzt zur Richtung des Querstroms einstellen. Dies ist die sinnvollste Erklärung für den Unterschied in den Abhängigkeiten zwischen Querspannung und Strom. Genau diese Gegenspannung wird auch im Experiment gemessen. Wie schon erwähnt, besteht noch keine anschauliche Begründung für das Auftreten der Querspannung bei einem angelegten Strom im Rahmen des in dieser Arbeit vorgestellten Modells. So kann wie bei den Rückstreuungen nicht vorhergesagt werden, wie sich in der Simulation eine Gegenspannung auswirken würde. Allerdings lässt sich vermuten, dass eine angelegte Querspannung ähnlich wie eine Längsspannung das Gleichgewicht stören und möglicherweise einen zusätzlichen Querstrom bewirken würde.

Allerdings ist die Simulation weder für eine Berücksichtigung von sich ändernden Ladungsträgerdichten noch für eine Berücksichtigung einer Gegenspannung geeignet, da sich die Ladungsträgerdichten bzw. die Gegenspannung dynamisch ändern, das heißt in Abhängigkeit vom Querstrom. Die Simulation berechnet aber für jedes Elektron seriell die Bewegungsbahn analytisch zwischen den Streuungen, Übergängen sowie Reflexionen. Für die Berücksichtigung einer dynamischen Gegenspannung bzw. einer dynamischen Änderung der Ladungsträgerdichten müsste die Simulation molekular dynamisch aufgebaut sein. Das heißt, die Bewegungsbahnen müssten für alle Elektronen parallel berechnet werden und zwar für sehr kleine Schrittweiten. Das würde allerdings die Rechenzeit vervielfachen.

6. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde untersucht, ob Elektronen aufgrund eines Symmetriebruchs in der Ladungsträgerdichte eine Bewegung in Richtung des Dichte-Gradienten zeigen, also senkrecht zur ausgeprägten Stromrichtung, aber unabhängig von der Polarität des Stroms. Der Symmetriebruch in der Ladungsträgerdichte wurde mit Hilfe von elektrostatischen Feldern erzeugt, welche ihrerseits durch metallische Gateelektroden auf der Probenoberfläche erzeugt wurden. Des Weiteren sollte ein theoretisches Modell für den Einfluss der elektrostatischen Felder auf das zweidimensionale Elektronengas im 2DEG erstellt werden. Basierend auf diesem Modell ist eine Computersimulation geschrieben worden, welche die experimentellen Messergebnisse reproduzieren sollte.

Mit Hilfe einer Aufteilung der experimentellen $U_x(I_y)$ -Messkurven in einen symmetrischen und einen antisymmetrischen Anteil konnte in der Tat ein gleichrichtender Effekt in den untersuchten Strukturen in Abhängigkeit vom angelegten Strom festgestellt werden. Der antisymmetrische Anteil ist durch einen „self-gating Effekt“ bedingt. Allein durch die Anwesenheit eines Gates wird eine Querspannung erzeugt, dessen Polarität von der Polarität der an Source angelegten Längsspannung abhängt. Der symmetrische Anteil ist durch den gesuchten gleichrichtenden Effekt bedingt. Die Querspannung des symmetrischen Anteils ist von der Stromrichtung unabhängig und zeigt für kleine Ströme und Gatespannungen eine parabolische Abhängigkeit vom Strom. Die Polarität der Querspannung hängt einzig von der Polarität der Gatespannungen ab. Aus den Polaritäten der Querspannung und der Gatespannungen lässt sich schließen, dass durch die Längsspannung ein Querstrom vom Bereich mit höherer Ladungsträgerdichte zum Bereich mit niedrigerer Ladungsträgerdichte hervorgerufen wird. Außerdem wurde eine nichtlineare Abhängigkeit der Querspannung von der Stärke der Gatespannung gezeigt. Die Querspannung ist allerdings nicht direkt von der Stärke der Gatespannung abhängig, sondern von der relativen Änderung der Ladungsträgerdichten zwischen den Bereichen.

Des Weiteren wurde untersucht, inwiefern die Querspannung von der Längsspannung und nicht vom Längsstrom abhängt. Die Längsspannung ist laut des in dieser Arbeit erstellten theoretischen Modells der entscheidende Parameter, welcher den Transport in der untersuchten Struktur beeinflusst. Es hatte sich herausgestellt, dass die Auftragung der Querspannung in Abhängigkeit vom Längsstrom nur für kleine Ströme und Gatespannungen hinreichend genau ist. Für größere Ströme und Gatespannungen ist der Längsstrom nicht mehr annähernd proportional zu der Längsspannung, da sich bei hohen Gatespannungen und Strömen der spezifische Widerstand des 2DEGs stark ändert. Deswegen ist es nötig,

in zukünftigen Messungen die Querspannung in Abhängigkeit von der Längsspannung zu messen.

Außerdem wurde der Einfluss der Beweglichkeit und der Temperatur untersucht. In den experimentellen Messungen war eine deutliche Abhängigkeit der Querspannung von der Beweglichkeit beobachtbar. Für höhere Beweglichkeiten wurde wie erwartet eine höhere Querspannung beobachtet. Bei einem rein diffusiven Transport war kein gleichrichtender Effekt mehr beobachtbar. Abgesehen vom indirekten Einfluss der Temperatur (Änderung der Ladungsträgerbeweglichkeit) wurde bei $2,2\text{ K}$ eine deutliche Änderung der Querspannung beobachtet, welche zumindest beim Probenmaterial 11500 bei $4,2\text{ K}$ auf mögliche Leckströme schließen lässt, welche bei $2,2\text{ K}$ ausgefroren sind. Es müsste ebenfalls näher untersucht werden, ob dieses Verhalten nur bei dem einen Probenmaterial, oder auch bei anderen Probenmaterialien auftritt.

Dieses experimentelle Verhalten der Querspannung ließ sich weitestgehend qualitativ und zum Teil auch quantitativ mit der Simulation reproduzieren. Es sind die gleichen bzw. ähnlichen Abhängigkeiten der simulierten Querspannung von den Polaritäten bzw. Stärken der Gatespannungen, der Polarität des Stroms und der Beweglichkeit beobachtbar. Für kleine Ströme stimmt zwar die Querspannung in der Simulation und im Experiment quantitativ überein, allerdings hängt die Querspannung in der Simulation linear vom Längstrom bzw. von der Längsspannung ab, im Gegensatz zur parabolischen Abhängigkeit der Querspannung im Experiment. Dies zeigt, dass das Auftreten der Querspannung nicht vollständig mit dem für diese Arbeit entwickelten Modell beschrieben werden kann und daher noch weitere, bisher nicht verstandene Mechanismen den beobachteten Querstrom treiben. Für die Erforschung dieser Mechanismen müsste das Modell bzw. die Simulation weiterentwickelt werden. Insbesondere stellt sich die Frage, inwieweit die bisher nicht berücksichtigten Rückstreuungen der Elektronen einen Einfluss auf das Ergebnis der Simulation hätten. Hier besteht jedoch das Problem, dass die derzeit zur Verfügung stehende Rechenkapazität dafür nicht mehr ausreichen würde. Eventuell müsste die Simulation sogar molekular dynamisch aufgebaut werden, um den Einfluss einer dem Querstrom entgegengesetzten Gegenspannung zu berücksichtigen. Dann würde das Simulationsprogramm ein Vielfaches an Rechenleistung benötigen.

Des Weiteren sind noch in Rahmen des gleichrichtenden Einflusses des Symmetriebruchs im 2DEG weitere Fragen offen, welche nicht im Rahmen dieser Diplomarbeit beantwortet werden konnten.

Zum einen müsste genauer untersucht werden, ob ein Zusammenhang zwischen der Querspannung bei der Doppelgatemessung und den Querspannungen bei den Einzelgatemessungen vorhanden ist. In der Simulation war kein Zusammenhang erkennbar, im Experiment waren nicht genügend Vergleichsdaten vorhanden. Dafür müssen Messungen der Querspannung in Abhängigkeit von der Längsspannung durchgeführt werden, da der spezifische Widerstand im 2DEG zwischen den Einzelgatemessungen und der Doppelgatemessung stark

schwankt. In diesem Zusammenhang ist sicherlich der Einfluss des Abstandes zwischen den beiden Gates auf die Querspannung in der Doppelgatemessung interessant. Die Abhängigkeit der Querspannung vom Gateabstand müsste untersucht werden, insbesondere wenn der Gateabstand viel größer ist als die mittlere freie Weglänge. Des Weiteren könnten durch eine etwas aufwendigere Probenprozessierung Strukturen mit mehr als zwei parallelen Gates hergestellt werden, oder sogar ein einziges schräg aufgedampftes Gate, welches den kompletten Elektronenkanal bedeckt. Entlang des Elektronenkanals würde der Abstand zwischen Gate und 2DEG konstant bleiben, parallel zum Elektronenkanal würde der Abstand zwischen Gate und 2DEG stetig zunehmen, so dass eine stetig fallende bzw. steigende Ladungsträgerdichte im 2DEG erreicht würde. Einer der Vorteile solch einer Struktur wäre, dass der „self-gating Effekt“ nicht berücksichtigt werden müsste.

Zum anderen könnte ebenfalls versucht werden, den Querstrom im Rahmen des vorgestellten Modells analytisch zu berechnen. Zum Beispiel könnte dies mit Hilfe der Kubo-Formel geschehen.

Des Weiteren wäre die Untersuchung eines gleichrichtenden Effekts in einem dreidimensionalen Metallbauteil aufschlussreich. Das Metallbauteil würde aus verschiedenen aufeinander gewachsenen parallelen Metallschichten bestehen. Dabei müssten diese Metalle - für eine möglichst große mittlere freie Weglänge - sehr rein sein sowie möglichst unterschiedliche Ladungsträgerdichten haben. Parallel zur Ebene der Metallgrenzflächen würde eine hohe Längsspannung angelegt werden, senkrecht zur Ebene der Metallgrenzflächen würde die Querspannung gemessen werden. Die interessante Frage dabei ist, ob bei Raumtemperatur ebenfalls ein gleichrichtender Effekt in diesem relativ einfach herzustellenden dreidimensionalen Bauteil messbar ist, wie bei den bisherigen Messungen am zweidimensionalen Elektronengas bei sehr tiefen Temperaturen.

A. Wachstumsprotokolle

Probenmaterial 11500:

Ladungsträgerdichte $n_s = 2,87 \cdot 10^{15} \frac{1}{m^2}$; Beweglichkeit $\mu = 28,81 \frac{m^2}{Vs}$ [30].

Schicht	Temperatur [° C]	Dicke [nm]
GaAs	700	50.0
GaAs/AlAs	700	50.0
GaAs	700	650.0
$Al_{0.34}Ga_{0.66}As$	700	35.0
$Si - \delta$	570	0.0
$Al_{0.34}Ga_{0.66}As$	570	5.0
$Al_{0.34}Ga_{0.66}As$	700	65.0
GaAs:Si	700	5.0

Probenmaterial C31222B:

Ladungsträgerdichte $n_s = 4,5 \cdot 10^{15} \frac{1}{m^2}$; Beweglichkeit $\mu = 50 \frac{m^2}{Vs}$ [31].

Schicht	Temperatur [° C]	Dicke [nm]
GaAs/AlGaAs	665	120.0
GaAs	665	1000.0
AlGaAs	665	15.0
$Si - \delta$	665	0.0
AlGaAs	665	5.0
GaAs/AlAs	665	36.0
GaAs	665	4.0

B. Probenpräparation

Im Folgenden werden die genauen Präparationsparameter genannt, welche in der Probenpräparation wichtig sind.

Mesadefinition

Da die Mesostrukturen alle weit größer als $1 \mu\text{m}$ sind, wurde die optische Kontaktlithographie benutzt.

- **Reinigung:** Vor jedem Prozessschritt wurde die Probe gründlich in Aceton, Methanol und Isopropanol gereinigt. Und zwar wurde das polaren Lösungsmittel Aceton zuerst benutzt, gefolgt von Methanol und zuletzt mit dem am wenigsten polarsten Lösungsmittel Isopropanol um Schlierenbildung beim Trockenblasen mit N_2 zuvermeiden. Gegebenenfalls wurde zur Reinigung auch das Ultraschallbad benutzt.
- **Optische Kontaktlithographie:** Die Maske für die optische Kontaktlithographie wurde mittels der Elektronenstrahlolithographie hergestellt (s.u.).
 - Lack: AZ1518 von Microchemicals
 - Aufschleudern: $6000 \frac{\text{U}}{\text{min}}$, $t = 30 \text{ s}$
 - Aushärten: $T = 100^\circ \text{ C}$, $t = 1 \text{ min}$
 - Belichtungszeit: $t = 15 \text{ s}$
 - Entwicklung: $AZ400K : H_2O$ (1:4), $t = 30 - 60 \text{ s}$
 - Stopper: H_2O , $t = 30 - 60 \text{ s}$
- **Ätzen:**
 - Ätzlösung: $H_2O : H_2SO_4 : H_2O_2$ (100:3:1)
 - * $t = 150 \text{ s}$ bei 11500-Probenmaterial (Probe A, B, C)
 - * $t = 120 \text{ s}$ bei C31222B-Probenmaterial (Probe D)
 - Stopper: 2 mal H_2O , $t = 30 \text{ s}$
 - Reinigung: s.o.

Einlegierung

Da die Strukturen für die Ohm'schen Kontakte alle weit größer als $1 \mu m$ sind, wurde die optische Kontaktlithographie verwendet.

- **Reinigung:** s.o.
- **Optische Kontaktlithographie:** Die Maske für die optische Kontaktlithographie wurde mittels der Elektronenstrahlolithographie hergestellt (s.u.).
 - Lack: AZ1518 von Microchemicals
 - Aufschleudern: $6000 \frac{U}{min}$, $t = 30 s$
 - Aushärten: $T = 100^\circ C$, $t = 1 min$
 - Belichtungszeit: $t = 15 s$
 - Entwicklung: $AZ400K : H_2O$ (4:1), $t = 30 - 60 s$
 - Stopper: H_2O , $t = 30 - 60 s$
- **Aufdampfen:**
 - Aufdampfdruck: $\approx 10^{-6} mbar$
 - Schichtdicke:
 - * Probe A und B:
 - 10 nm - Ni-Schicht, Elektronenstrahlverdampfung
 - 65 nm - AuGe-Schicht, thermische Verdampfung
 - 50 nm - Au-Schicht, thermische Verdampfung
 - * Probe C und D:
 - 10 nm - Ni-Schicht, Elektronenstrahlverdampfung
 - 100 nm - AuGe-Schicht, thermische Verdampfung
 - 50 nm - Au-Schicht, thermische Verdampfung
 - Lift-Off: kaltes Acetonbad mit anschließender Reinigung
- **Einlegierung:**
 - Schutzgas: ArH_2
 - Heizschritte:
 1. $T = 200^\circ C$, $t = 5 min$
 2. $T = 400^\circ C$, $t = 2 min$
 3. $T = 450^\circ C$, $t = 30 s$

Herstellung der Gates

Der Abstand zwischen den Gates ist zwar genau $1 \mu m$, also das Grenzauflösungsvermögen der optischen Kontaktlithographie, allerdings muss dieser Abstand auf einer Länge von 1 mm eingehalten werden. Für diese Aufgabe ist die Elektronenstrahllithographie besser geeignet.

- **Reinigung:** s.o.
- **Elektronenstrahllithographie:**
 - Lack: Copolymer PMMA 6% von Allresist
 - Aufschleudern: $6000 \frac{U}{min}$, $t = 30 \text{ s}$
 - Aushärten: $T = 150^\circ C$, $t = 10 \text{ min}$
 - Belichtungsparameter des REM: Beschleunigungsspannung = 5 kV , Dosis = $20 \frac{\mu C}{cm^2}$, Blende = $30 \mu m$, $I = 0,115 - 0,135 \text{ pA}$
 - Entwicklung: AR 600-50 von Allresist, $t = 2 \text{ min}$
 - Stopper: AR 600-60 von Allresist, $t = 30 \text{ s}$
- **Aufdampfen:**
 - Aufdampfdruck: $\approx 10^{-6} \text{ mbar}$
 - Schichtdicke:
 - * 20 nm - *NiCr*-Schicht Probe A und B, Elektronenstrahlverdampfung
 - * 50 nm - *Au*-Schicht Probe C, thermische Verdampfung
 - * 50 nm - *Au*-Schicht Probe D, thermische Verdampfung
 - Lift-Off: heißes Acetonbad mit anschließender Reinigung

Maskenherstellung

- **Reinigung:** Reinigung eine Stunde lang in heißem Aceton inkl. Ultraschallbad Stufe 9. Anschließend Abspülen mit Methanol und Isopropanol.
- **Elektronenstrahllithographie:**
 - Lack: Copolymer PMMA 6% von Allresist
 - Aufschleudern: $6000 \frac{U}{min}$, $t = 30 \text{ s}$
 - Aushärten: $T = 150^\circ C$, $t = 10 \text{ min}$
 - Belichtungsparameter des REM: Beschleunigungsspannung = 5 kV , Dosis = $25 \frac{\mu C}{cm^2}$, Blende = $30 \mu m$, $I = 0,132 \text{ nA}$

- Entwicklung: AR 600-50 von Allresist, $t = 2 \text{ min}$
- Stopper: AR 600-60 von Allresist, $t = 30 \text{ s}$
- **Ätzen:**
 - Ätzlösung: 50 g Cer-IV-Ammoniumnitrat, 10 ml $C_2H_4O_2$, 200 ml H_2O ; $t = 3 - 4 \text{ min}$
 - Stopper: 2 mal in H_2O , $t = 30 - 60 \text{ s}$
 - Reinigung: s.o.

C. Quellcode des Simulationsprogramms

```

#include <math.h>
#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>

//allgemeine Variablen, berechnete Größen
double n[3]; /*1/m^2; Ladungsträgerkonzentration in den drei Bereichen.
double vf[3]; /*m/s; Fermigeschwindigkeiten in den drei Bereichen.
double Ef[3]; /*J; Fermienergie am Anfang des Elektronenkanals in den drei
Bereichen.
double Ef2[3]; /*J; Fermienergie am Ende des Elektronenkanals in den drei
Bereichen.
double dvf10, dvf01, dvf20, dvf02; /*m^2; Hilfsvariablen.
double a; /*m/s^2; Beschleunigung der Elektronen durch das Feld in y-Richtung im
Elektronenkanal.
double tau0; /*s; Mittlere Streuzeit der Elektronen.
double t_end; /*s; Zeit, nach welcher es zu einem Streuung des Elektrons kommt.
double t; /*s; Zeit seit der letzten Streuung.
double x, y; /*m; Koordinaten des Elektrons, die x-Richtung liegt dabei senkrecht
zum Elektronenkanal.
double vx, vy, vy_const; /*m/s; Geschwindigkeitskomponenten des Elektrons.
double alpha; /*Startwinkel des Elektrons.
int ort = 0; //Variable, welche beschreibt, in welchem Bereich das Elektron sich
gerade befindet.
int zaehlerstart[3]; //Array, welches zählt, wieviele Elektronen im jeweiligen
Bereich gestartet sind.
int zaehlerende[3]; //Array, welches zählt, wieviele Elektronen im jeweiligen
Bereich geendet haben.
int ae[3]; //Anzahl der startenden Elektronen in den drei Bereichen.

/*"Schalter" für die Rekursionsabfrage in der "bewegung"-Funktion. Ist notwendig,
um einen Stoss von einem Ausscheren des Elektrons aus dem Elektronenkanal zu
unterscheiden, da in beiden Fällen t = t_end gesetzt wird. Für die Unterscheidung
wird dann diese boolesche Variable benötigt.*/
int is_weiter;

//Konstanten
static const double h_quer = 1.05457168*1e-34; /*Js; Planck'sches Wirkungsquantum
static const double m_e = 9.10938188*1e-31; /*kg; Elektronenmasse
static const double m_eff_e = 0.07; //effektive Masse des Elektrons im 2DEG
static const double epsilon = 13.0; //Dielektrizitätszahl in GaAs
static const double epsilon_0 = 8.85418781762*1e-12; /*F/m
static const double q_e = 1.60217653*1e-19; /*C; Elementarladung

//Abmessungen
static const double Ekl = 1000.0*1e-6; /*m; Elektronenkanallänge
static const double Ekb = 100.0*1e-6; /*m; Elektronenkanalbreite

```

C. Quellcode des Simulationsprogramms

```

static const double xw1 = -50.0*1e-6; /*m; x-Koordinate der linken Wand
static const double xw01 = -0.5*1e-6; /*m; x-Koordinate des linken Übergangs
static const double xw02 = 0.5*1e-6; /*m; x-Koordinate des rechten Übergangs
static const double xw2 = 50.0*1e-6; /*m; x-Koordinate der rechten Wand
static const double Ga = 1.0*1e-6; /*m; Abstand zwischen den beiden Gates

//Probenparameter
static const double n0 = 26.18*1e14; /*1/m^2; Elektronendichte des 2DEG
static const double mu = 26.4660; /*m^2/(V*s) Beweglichkeit der Elektronen im 2DEG
static const double d_2deg = 110.0*1e-9; /*m; Abstand des 2DEG zur
Probenoberfläche

//Messparameter
static const double AE = 20000000.0; //Anzahl der Elektronen, welche für die
Berechnung berücksichtigt werden.
static const double Iy = 65.0*1e-6; /*A; Strom durch die Probe
static const double V1 = -0.15; /*V; Gatespannung des linken Gates
static const double V2 = +0.15; /*V; Gatespannung des rechten Gates

static const double rmax = RAND_MAX * 1.0;

//Bestimmung des Vorzeichens einer double-Zahl.
inline double vz(double zahl) {
    return (zahl / fabs(zahl));
}

//Berechnung der Flugrichtung eines Elektrons am Anfang/nach einer Streuung.
void winkel(){
    const double PI = asin(1.0)*2.0; //Berechnung von PI
    //Winkel am Anfang/nach einem Stoß wird zufällig vorgegeben.
    alpha = (rand() + 1.0) / (rmax + 1.0) * PI;

    //Geschwindigkeitskomponenten werden berechnet.
    vx = vf[ort] * cos(alpha);
    vy = vf[ort] * sin(alpha);

    vy_const = vy;

    //Abgelaufene Zeit seit der letzten Streuung wird auf 0 gesetzt.
    t = 0.0;
}

/*Diese Funktion handelt das Elektron zwischen zwei Ereignissen. Berechnet den
Flug zum nächsten Ereignis und bestimmt was mit dem Elektron passiert, wenn es auf
ein Ereignis (Übergang/Wand) trifft. x_Ereignis ist die x-Koordinate des nächsten
Ereignisses; vf2 die neue Fermigeschwindigkeit; dvf die schon vorher berechnete
Hilfsvariable, welche für die Berechnung von vx benötigt wird; neuerOrt in welchen
Bereich das Elektron übergetreten ist.*/
void ereignis(const double *x_Ereignis, double *vf2, double *dvf, int neuerOrt){
    /*dx, dy sind die Entferungen des Elektrons vom momentanen Ort zum Ort des
    nächsten Ereignisses; dt ist entsprechend die Zeit, welche das Elektron braucht
    um vom momentanen Ort zum Ort des nächsten Ereignisses zu kommen; dx, dy und dt
    werden mit Hilfe von klassischen Bewegungsgleichungen berechnet.*/
    double dx, dy, dt;

```

```

dx = *x_Ereignis-x;
dt = fabs(dx/vx);

/*Prüfung, ob die "Lebenszeit" eines Elektrons beim Flug bis zum nächsten
Ereignis überschritten wird. Wenn nein, ist das nächste Ereignis eine Streuung.
*/
if (t+dt >= t_end){
    dt = t_end - t;
    dx = vx * dt;

    //Bedeutet, dass die while-Schleife in der "bewegung"-Funktion abbricht.
    t = t_end;
}
dy = vy * dt + 0.5 * a * dt*dt;

/*Wenn das Elektron den Elektronenkanal verlässt, wird die Berechnung für das
Elektron abgebrochen.*/
if (y+dy >= Ekl) {
    is_weiter = 0;
    zahlerende[ort]++;
    //Zählung des Endortes des Elektrons.

    /*t wird auf t_end gesetzt, damit die while-Schleife abbricht; is_weiter ist
    dabei weiterhin auf 0 gesetzt, d.h. die "bewegung"-Funktion ruft sich selbst
    nicht wieder auf.*/
    t = t_end;

    //Das Elektron wird gebrochen bzw. gestreut.
} else {
    /*Wenn das Elektron seine Lebensdauer überschritten und nicht den
    Elektronenkanal verlassen hat, wird es gestreut. Der Bewegungsvorgang wird
    später mit einer neuen Richtung und einer neuen Lebensdauer wieder
    aufgenommen. Die Energie des Elektrons wird zurückgesetzt.*/
    if (t+dt >= t_end) {
        /*Schalter wird umgelegt, bedeutet, es passiert jetzt eine Streuung. Die "bewegung"-Funktion kann sich jetzt selbst rekursiv aufrufen.*/
        is_weiter = 1;
        x += dx;
        y += dy;
        t = t_end;
        //Ansonsten wird das Elektron gebrochen/totalreflektiert.
    } else {
        //Berechnung der Koordinaten und der Zeit des Ereignisses. Neue Berechnung
        //von vy.
        x = *x_Ereignis;
        y += dy;
        t += dt;
        vy += a * dt;
        /*Das Elektron ist auf eine Elektronenkanalwand getroffen. Das Elektron
        wird an der Wand reflektiert.*/
        if (*vf2 == 0.0)
            vx = (-1.0) * vx;
        //Das Elektron an dem Übergang gebrochen.
        else {
            //Überprüfung einer Totalreflektion.
            if (vy_const*vy_const < (*vf2)*(*vf2)) {
                //Neuer "Ort" der Elektrons wird abgespeichert.

```

```

        ort = neuerOrt;
        /* Brechung, neue Geschwindigkeit senkrecht zur Grenzfläche wird
        berechnet; vz(vx) berücksichtigt die momentane Richtung des
        Elektrons. d vf = vf2*vf2 - vf1*vf1.*/
        vx = vz(vx)*sqrt(vx*vx + *d vf);
    } else
        // Totalreflexion am Übergang.
        vx = (-1.0) * vx;
    }
}
}

/* Diese Funktion handhabt das Elektron insbesondere zwischen zwei Streuungen.
Dadurch, dass die Funktion sich so lange selbst aufruft, bis ein Elektron den
kompletten Elektronenkanal verlassen hat, handhabt sie die komplette Flugbahn eines
Elektrons.*/
void bewegung(){
    /* Hilfsvariable, um den Wert 0.0 per Pointer zu übergeben. Dies bedeutet, dass
    sich der neue Bereich hinter einer Wand sich befindet, es also zur Reflexion an
    der Wand kommt.*/
    double vf00 = 0.0;

    /* Berechnung der Lebensdauer des Elektrons, d.h. der Zeit bis zur Streuung, nach
     $e^{(-t_{\text{end}}/\tau_0)} = ZZ$ .*/
    t_end = (-1.0) * tau0 * log((rand() + 1.0) / (rmax + 2.0));

    /* Schleife, welche so lange läuft, bis die Lebensdauer des Elektrons erreicht
    ist (bzw., bis das Elektron den Elektronenkanal verlassen hat).*/
    while (t < t_end) {
        /* Abhängig davon, wo das Elektron ist und welche Flugrichtung es hat, wird
        festgestellt, welches Ereignis wo als nächstes stattfindet; die
        entsprechenden Parameter werden an die "ereignis"-Funktion übergeben.*/
        switch (ort) {
            /* Elektron befindet sich unter dem linken Gate.
            case 1:
                if (vx < 0.0) // Elektron bewegt sich nach links.
                    /* Der "ereignis"-Funktion wird mitgeteilt, dass das nächste Ereignis
                    an der linken Wand passiert und indirekt, dass das Elektron dort
                    total reflektiert wird (vf2 = 0.0).*/
                    ereignis(&xw1, &vf00, &vf00, 1);

                else // Elektron bewegt sich nach rechts.
                    /* Der "ereignis"-Funktion wird mitgeteilt, dass das nächste Ereignis
                    am linken Übergang passiert; Gleichzeitig werden der neue Ort des
                    Elektrons zwischen den Gates und die neue Fermigeschwindigkeit des
                    Elektrons zwischen den Gates übergeben.*/
                    ereignis(&xw01, &vf[0], &d vf01, 0);
            break;

            /* Elektron befindet sich zwischen den Gates.
            case 0:
                if (vx < 0.0)
                    ereignis(&xw01, &vf[1], &d vf10, 1);
        }
    }
}

```

```

        else
            ereignis(&xw02, &vf[2], &dvf20, 2);
        break;

        //Elektron befindet sich unter dem rechten Gate.
    case 2:
        if (vx < 0.0)
            ereignis(&xw02, &vf[0], &dvf02, 0);
        else
            ereignis(&xw2, &vf00, &vf00, 2);
        break;
    }
}

/*Es wird geprüft, ob die while-Schleife wegen einer Streuung oder einer
Elektronenkanalüberschreitung abgebrochen wurde. Bei is_weiter == 1 wurde die
Schleife wegen eines Stoßes abgebrochen, es wird ein neuer Flugwinkel bestimmt
und die Geschwindigkeit des Elektrons zurückgesetzt. Die Funktion ruft sich dann
selbst wieder auf (Rekursion). Andernfalls wird die Funktion beendet und das
Programm kehrt zu der aufrufenden Funktion zurück.*/
if (is_weiter == 1){
    is_weiter = 0;
    winkel();
    bewegung();
}
}

//Ablauf-Funktion; Startet nacheinander die Berechnung für alle AE Elektronen.
void start(){
    double x_start; /*m; x-Koordinate des Startpunkts.
/*Schleifen für die drei Bereiche; x_start ist die x-Startkoordinate. Die
Startpositionen verteilen sich regelmäßig innerhalb der drei Bereiche
entsprechend der Fermgeschwindigkeit. Der Summand Ga*1e-7 kompensiert einen
möglichen Rundungsfehler, durch den es zu einer möglichen Division durch 0
kommen könnte.*/
    for (x_start = -Ekb*0.5+Ga*1e-7; (x_start < -Ga*0.5)&&(zaehlerstart[1]<ae[1]);
        x_start += (Ekb*0.5-Ga*0.5)/ae[1]) {
        //Es wird gespeichert, dass das Elektron sich unter dem linken Gate befindet.
        ort = 1;
        //Zählung des Startpunkts des Elektrons.
        zaehlerstart[1]++;
        //Startkoordinaten werden gesetzt.
        x = x_start;
        y = 0.0*1e-6;
        //Berechnung des Startwinkels.
        winkel();
        //Bewegung des Elektrons wird gestartet.
        bewegung();
    }
    for (x_start = -Ga*0.5+Ga*1e-7; (x_start < Ga/2.0)&&(zaehlerstart[0]<ae[0]);
        x_start += Ga/ae[0]) {
        ort = 0;
        zaehlerstart[0]++;
        x = x_start;
        y = 0.0*1e-6;
        winkel();
    }
}

```

C. Quellcode des Simulationsprogramms

```

bewegung();
}
for (x_start = Ga*0.5+Ga*1e-7; (x_start < Ekb*0.5)&&(zaehlerstart[2]<ae[2]);  

x_start += (Ekb*0.5-Ga*0.5)/ae[2]) {
    ort = 2;
    zaehlerstart[2]++;
    x = x_start;
    y = 0.0*1e-6;
    winkel();
    bewegung();
}
}

int main(int argc, char *argv[]) {
FILE *ausgabe = fopen("simulation.dat", "a"); //Ausgabedatei
double ae_nenner; //Hilfsvariable
double Uy; /*V; Angelegte Spannung
double Ux, Ux_1, Ux_2; /*V; Querspannung
/*Proportionalitätskonstanten für die Berechnung der Fermienergien am Ende des
Elektronenkanals.*/
double c0, c1, c2;
int i; //Zählvariable

srand((unsigned)time(NULL)); //Initialisierungswert des Zufallgenerators
const double PI = asin(1.0)*2.0; //Berechnung von PI
const double sqrt2PI = sqrt(2.0 * PI); //Hilfsvariable

/*Mittlere Stoßzeit der Elektronen.
tau= m_eff * mu / e */
tau0 = m_eff_e * m_e * mu / q_e; /*s

//Headerausgabe
printf("\n\n\tmu\tAE\tEkl\tV1\tV2\tIy\tUy\tUx\tUx_1\tUx_2\tvf[1]\tvf[0]\tvf[2]\t
\tzs[1]\tzs[0]\tzs[2]\tze[1]\tze[0]\tze[2]\n");
fprintf(ausgabe, "\n\n\tmu\tAE\tEkl\tV1\tV2\tIy\tUy\tUx\tUx_1\tUx_2\tvf[1]\tvf[0]\tvf[2]\t
\tzs[1]\tzs[0]\tzs[2]\tze[1]\tze[0]\tze[2]\n");
fclose(ausgabe);

/*Berechnung der Ladungsträgerkonzentration unter den beiden Gates in Abh. von
den Gatespannungen.
delta_n = epsilon * epsilon_0 / (e * d) * delta(Vg) */
n[0] = n0;
n[1] = n0 + epsilon * epsilon_0 * V1 / (q_e * d_2deg);
n[2] = n0 + epsilon * epsilon_0 * V2 / (q_e * d_2deg);

/*Berechnung der Fermgeschwindigkeiten in den drei Bereichen des 2DEG.
vf = h_quer * sqrt(2*PI) * sqrt(n_0) / m_eff */
vf[0] = h_quer * sqrt2PI * sqrt(n[0]) / (m_eff_e * m_e);
vf[1] = h_quer * sqrt2PI * sqrt(n[1]) / (m_eff_e * m_e);
vf[2] = h_quer * sqrt2PI * sqrt(n[2]) / (m_eff_e * m_e);

/*Berechnung der Fermienergien am Anfang des Elektronenkanals in den drei
Bereichen.
Ef = 0.5 * m_eff * v^2 */
Ef[0] = 0.5 * m_e * m_eff_e * vf[0]*vf[0];
Ef[1] = 0.5 * m_e * m_eff_e * vf[1]*vf[1];

```

```

Ef[2] = 0.5 * m_e * m_eff_e * vf[2]*vf[2];

/* Hilfsvariablen, um die Rechenzeit zu verkürzen.
dvf21 = vf2*vf2 - vf1*vf1; vf2 ist die Fermigeschwindigkeit im neuen, vf1 die im
alten Bereich. */
dvf01 = vf[0]*vf[0] - vf[1]*vf[1];
dvf10 = vf[1]*vf[1] - vf[0]*vf[0];
dvf02 = vf[0]*vf[0] - vf[2]*vf[2];
dvf20 = vf[2]*vf[2] - vf[0]*vf[0];

//Berechnung einer Hilfsvariablen.
ae_nenner = (Ekb/2.0-Ga/2.0)*vf[1]+Ga*vf[0]+(Ekb/2.0-Ga/2.0)*vf[2];
/*Berechnung der Anzahl der Elektronen, welche in einem Bereich starten,
entsprechend der Breite der drei Bereiche und den Fermigeschwindigkeiten in den
drei Bereichen.*/
ae[0] = abs(AE*Ga*vf[0]/ae_nenner);
ae[1] = abs(AE*(Ekb/2.0-Ga/2.0)*vf[1]/ae_nenner);
ae[2] = abs(AE*(Ekb/2.0-Ga/2.0)*vf[2]/ae_nenner);

//Zählvariablen auf 0 gesetzt.
zaehlerstart[0] = 0;
zaehlerstart[1] = 0;
zaehlerstart[2] = 0;
zaehlerende[0] = 0;
zaehlerende[1] = 0;
zaehlerende[2] = 0;
is_weiter = 0;

/*Berechnung der Beschleunigung in y-Richtung für alle Elektronen im 2DEG.
rho = 1 / (n * mu * q_e);
U = rho * L / B * I;
a = U * q / (L * m_eff) (aus F = m * a, U = E * d, F = E * q); */
Uy = 1.0/((n[1] * mu * q_e) * (Ekb/2.0-Ga/2.0)/Ekl + (n[0] * mu * q_e) * Ga/Ekl
+ (n[2] * mu * q_e) * (Ekb/2.0-Ga/2.0)/Ekl) * Iy; ///*V
a = Uy * q_e / (Ekl * m_eff_e * m_e); ///*m/s^2

//Berechnung für alle Elektronen wird gestartet.
start();

/*c0, c1 und c2 sind die Proportionalitätskonstanten in Ef[i]=(N[i]/b[i])^2 * c[i],
wobei c1 und c2 gleich sind. */
c0 = Ef[0]/((zaehlerstart[0]*1.0)*(zaehlerstart[0]*1.0)/(Ga*Ga));
c1 = Ef[1]/((zaehlerstart[1]*1.0)*(zaehlerstart[1]*1.0)/((Ekb/2.0-Ga/2.0)*(Ekb
/2.0-Ga/2.0)));
c2 = Ef[2]/((zaehlerstart[2]*1.0)*(zaehlerstart[2]*1.0)/((Ekb/2.0-Ga/2.0)*(Ekb
/2.0-Ga/2.0)));

//Berechnung der Fermienergien am Ende des Elektronenkanals.
Ef2[0]=(zaehlerende[0]*1.0)*(zaehlerende[0]*1.0)/(Ga*Ga)*c0;
Ef2[1]=(zaehlerende[1]*1.0)*(zaehlerende[1]*1.0)/((Ekb/2.0-Ga/2.0)*(Ekb/2.0-Ga
/2.0))*c1;
Ef2[2]=(zaehlerende[2]*1.0)*(zaehlerende[2]*1.0)/((Ekb/2.0-Ga/2.0)*(Ekb/2.0-Ga
/2.0))*c2;

//Berechnung der Querspannung nach Methode 1 (nähere Erklärung siehe Kapitel
4.1).

```

C. Quellcode des Simulationsprogramms

```

Ux_1 = ((Ef2[0]-Ef[0])-(Ef2[1]-Ef[1]))/q_e;
Ux_2 = ((Ef2[2]-Ef[2])-(Ef2[0]-Ef[0]))/q_e;
Ux = Ux_1 + Ux_2;

//Ausgaben
ausgabe = fopen("simulation.dat", "a");
printf ("%e\n", n0, mu, AE, Ekl, V1, V2, Iy, Uy, Ux, Ux_1, Ux_2, vf[1], vf[0], vf[2], zaehlerstart[1], zaehlerstart[0], zaehlerstart[2], zaehlerende[1], zaehlerende[0], zaehlerende[2]);
printf (ausgabe, "%e\n", n0, mu, AE, Ekl, V1, V2, Iy, Uy, Ux, Ux_1, Ux_2, vf[1], vf[0], vf[2], zaehlerstart[1], zaehlerstart[0], zaehlerstart[2], zaehlerende[1], zaehlerende[0], zaehlerende[2]);
fclose(ausgabe);

system("PAUSE");
return 0;
}

```

Literaturverzeichnis

- [1] Moore, G.M.; *Cramming more components onto integrated circuits*. Electronics, Volume **38**, Number 8, 1965
- [2] von Klitzing, K.; Dorda, G.; Pepper, M.; *New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance*. Phys. Rev. Lett. **45** 496, 1980
- [3] Dingle, R.; Stormer, H.L.; Gossard, A.C.; Wiegmann, W.; *Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices*. Appl. Phys. Lett. **33** 665-667, 1978
- [4] Song, A.M.; Lorke, A.; Kriele, A.; Kotthaus, J.P.; Wegscheider, W.; Bichler, M.; *Nonlinear electron transport in an asymmetric microjunction: a ballistic rectifier*. Phys. Rev. Lett. **80** 3831, 1998
- [5] Song, A.M.; Lorke, A.; Kotthaus, J.P.; Wegscheider, W.; Bichler, M.; *Ballistic magnetotransport in a semiconductor microjunction with broken symmetry*. Superlattices Microstruct **25** 149-152, 1999
- [6] Löfgren, A.; Shorubalko, I.; Omling, P.; Song, A.M.; *Quantum behavior in nanoscale ballistic rectifiers and artificial materials*. Phys. Rev. B **67** 195309, 2003
- [7] de Haan, S.; Lorke, A.; Kotthaus, J.P.; Wegscheider, W.; Bichler, M.; *Rectification in mesoscopic systems with broken symmetry quasiclassical ballistic versus classical transport*. Phys. Rev. Lett. **92** 56806, 2004
- [8] de Haan, S.; Lorke, A.; Kotthaus, J.P.; Bichler, M.; Wegscheider, W.; *Quantized transport in ballistic rectifiers: sign reversal and step-like output*. Physica E **21** 916-920, 2004
- [9] Reimann, P.; *Brownian motors: noisy transport far from equilibrium*. Phys. Rep. **361** (2) 57-265, 2002
- [10] edited by Linke, H.; *Ratchets and Brownian motors: basics, experiments and applications*. Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process. **75** 167, 2002

- [11] Müller, T.; Würtz, A.; Lorke, A.; *Wave-form sampling using a given electron ratchet in a two-dimensional electron system*. Appl. Phys. Lett. **87** 042104, 2005
- [12] Müller, T.; Lorke, A.; Reuter, D.; *Charge pumping in driven electron ratchets*. Physica E **32** 528–531, 2006
- [13] Spector, J.; Stormer, H.L.; Baldwin, K.W.; Pfeiffer, L.N.; West, K.W.; *Electron focusing in two-dimensional systems by means of an electrostatic lens*. Appl. Phys. Lett. **56** 1290-1292, 1990
- [14] Spector, J.; Stormer, H.L.; Baldwin, K.W.; Pfeiffer, L.N.; West, K.W.; *Refractive Switch for two-dimensional electrons*. Appl. Phys. Lett. **56** 2433-2435, 1990
- [15] Noguchi, M.; Sakakibara, H.; Ikoma, T.; *Collimation of Two-Dimensional Ballistic Electrons Using Equivalent Snell's Law*. Jpn. J. Appl. Phys. **32** 5014-5018, 1993
- [16] Fukai, Y.K.; Tarucha, S.; Hirayama, Y.; Tokura, Y.; Saku, T.; *Reflection and refraction of ballistic electrons through different carrier concentration regions*. Appl. Phys. Lett. **60** 106-108, 1991
- [17] Davies, J.H.; *The physics of low-dimensional semiconductors* 1. Auflage. Cambridge University Press, 1998
- [18] Fang, F.F.; Fowler, A.B.; *Transport Properties of Electrons in Inverted Silicon Surfaces*. Phys. Rev. **169** 619, 1968
- [19] Pfeiffer, L.; West, K.W.; Stormer, H.L.; Baldwin, K.W.; *Electron mobilities exceeding $10^7 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ in modulation-doped GaAs*. Appl. Phys. Lett. **55** 1888, 1989
- [20] Brozel, M.R.; Stillman, G.E.; *Properties of Gallium Arsenide* 3. Auflage. London: INSPEC, 1996
- [21] Sze, S. M.; *Physics of Semiconductor Devices*. 2. Auflage. New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore: John Wiley and Sons, 1981
- [22] Strömer, H. L.; Gossard, A. C.; Wiegmann, W.; Baldwin K.; *Dependence of electron mobility in modulation-doped GaAs-(AlGa)As heterojunction interfaces on electron density and Al concentration*. Appl. Phys. Lett. **39** 912, 1981
- [23] Strömer, H. L.; *Nobel Lecture*, Rev. Mod. Phys. **71** 875, 1999
- [24] Kelly, M. J.; *Low-Dimensional Semiconductors*, Oxford, New York, Oxford University Press, 1995
- [25] Marquardt, M.; *Diplomarbeit*, Universität Duisburg-Essen, 2006

- [26] Heinzel, T.; *Mesoscopic Electronics in Solid States Nanostructures*. Wiley-Vch GmbH, 2003
- [27] van Houten, H; van Wees, B.J.; Mooij, J.E.; Beenakker, C.W.J.; Williamson, J.G.; Foxon, C.T.; *Coherent Electron Focussing in a Two-Dimensional Electron Gas*. Europhys. Lett. **5** 72, 1988
- [28] Tsukagoshi, K.; Takaoka, S.; Murase, K.; Gamo, K.; Namba, S.; *Investigation of ballistic elastic scattering length and specularity in multiterminal GaAs/AlGaAs by magnetic electron focusing effect*. Appl. Phys. Lett. **62** 1609-1611, 1993
- [29] Chaplik, A.; *persönliche Mitteilung*, 2006
- [30] Reuter, D.; *Wachstumsprotokoll des Probenmaterials 11500*, Bochum, 2003
- [31] Lorke, A.; *Wachstumsprotokoll des Probenmaterials C31222B*, Santa Barbara, 1993
- [32] Russ, M.; *Diplomarbeit*, Universität Duisburg-Essen, 2002
- [33] Williams, R.; *Modern GaAs Processing Methods*. Artech House, 1990
- [34] Ibach, H.; Lüth, H.; *Festkörperphysik*. 6. Auflage. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 2002
- [35] Kittel, C.; *Einführung in die Festkörperphysik*. 14. Auflage. München, Wien: Oldenbourg Verlag, 2006
- [36] Müller, T.; Lorke, A.; Do, Q.T.; Tegude, F.J.; Schuh, D.; Wegscheider, W.; *A three-terminal planar selfgating device for nanoelectronic applications*. Solid-State Electronics **49** 1990-1995, 2005
- [37] Hartmann, D.; Worschech, L.; Höfling, S.; Forchel, A.; Reithmaier, J.P.; *Self-gating in an electron Y-branch switch at room temperature*. Appl. Phys. Lett. **89** 122109, 2006
- [38] Wesström, J.O.; *Self-Gating Effect in the Electron Y-Branch Switch*. Phys. Rev. Lett. **82** 2564-2567, 1999
- [39] Notthoff, C.; *persönliche Mitteilung (nach Leitfähigkeitsmessungen auf der Probenoberfläche bei verschiedenen Ätztiefen)*, 2007
- [40] Keever, M.; Kopp, W; Drummond, T.J.; Morkoc, H.; Hess, K.; *Current Transport in Modulation-Doped Al_xGa_{1-x}As/GaAs Heterojunction Structures at Moderate Field Strengths*. Jpn. J. Appl. Phys. **21** 1489-95, 1982

Danksagung

Zuletzt möchte ich mich bei allen Menschen bedanken, die mir während der Diplomarbeitszeit, aber auch während des gesamten Physikstudiums, geholfen und mich unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. A. Lorke für die Möglichkeit die Diplomarbeit in seiner Arbeitsgruppe durchzuführen und vor allem für die vielen Tipps und sehr hilfreichen Diskussionen, für welche er stets offen war.

Herrn Dr. D. Reuter danke ich für das verwendete Probenmaterial, welches essenziell für die Diplomarbeit gewesen ist.

Bastian Marquardt möchte ich für die gute Einführung in die Probenpräparation sowie seine sonstige stete Hilfsbereitschaft danken.

Ein großer Dank gebührt Christian Notthoff, der mir immer mit Rat und Tat zur Seite stand. Insbesondere vielen Dank für die ganzen hilfreichen Diskussionen bzw. Brainstormings.

Ein Dankeschön geht ebenfalls an PD Dr. Cedrik Meier für seine Unterstützung und insbesondere für die Überlassung seiner Workstation für einige Simulationsrechnungen.

Oliver Posth von der AG Farle danke ich für die Einführung in die Benutzung des REM und vor allem für seine Hilfestellungen bei der Lösung von Problemen bei der Elektronenstrahllithographie.

Des Weiteren möchte ich der gesamten Arbeitsgruppe Lorke bedanken für die sehr angenehme Arbeitsatmosphäre und die dort herrschende gute Laune bedanken.

Ein großer besonderer Dank gilt meiner Familie, insbesondere meinen Eltern, welche mich das gesamte Studium über in jeder Hinsicht unterstützt hat. Ohne sie hätte ich das Studium sicherlich nicht so schnell und erfolgreich abgeschlossen. Des Weiteren ebenfalls vielen Dank an meinen Schwager Dr. Frank Zoerner für das Korrekturlesen der Arbeit.

Hiermit versichere ich, dass ich die Arbeit selbststaendig verfasst, Zitate kenntlich gemacht und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Duisburg, 29. Oktober 2007