

Kapitel 7

Quanten-Hall-Effekt

Der Quanten-Hall-Effekt (QHE) und insbesondere die Breite der dort auftretenden Plateaus des Widerstandes können ohne die Annahme einer ungeordneten Potenzi-
allandschaft und die damit verbundenen Lokalisierungseffekte kaum verstanden werden [100]. In realen Kristallen wird diese Unordnung durch Kristallfehler, Verunrei-
nigungen, Dotierungen, und andere die Symmetrie des Kristallpotenzials störende
Effekte verursacht. Diese Potenziallandschaft ist gleichzeitig die Ursache für die in
Kapitel 4 untersuchte Verbreiterung der ideal δ -förmigen Landau-Niveaus. Die Ver-
unreinigungen werden in der Regel schon beim Wachstum der entsprechenden He-
terostrukturen erzeugt und sind nachträglich kaum mehr zu beeinflussen. Es wäre
daher wünschenswert, einen Weg zu finden, beispielsweise die Amplitude der durch
die Unordnung verursachten Potenzialmodulation im 2DEG nachträglich zu variieren.
Selbstorganisierte InAs-Quantenpunkte scheinen in dieser Hinsicht ideale Kandidaten
zu sein, da die in ihnen gespeicherte Ladung und damit das von ihnen ausgehende
Coulomb-Potenzial *in situ* beeinflusst werden kann. In der Literatur wurden hingegen
bisher vorwiegend Arbeiten vorgestellt, in denen zwar bemerkenswerte Veränderungen
durch das Einbringen von Quantenpunkten in die Nähe eines 2DEG erzielt wurden,
deren präzise Ursache jedoch meist unklar blieb [101, 102].

In den folgenden Abschnitten werden einige an Proben mit eingebetteten Quanten-
punkten gewonnenen Messungen des QHE diskutiert. Der Messaufbau gleicht dem in
Kapitel 6 vorgestellten Aufbau. Es wurden jeweils gleichzeitig die Oszillationen des
Längs-Widerstandes (Shubnikov-de Haas (SdH) Oszillationen) und die Hall-Spannung
zusammen mit dem aktuellen Probenstrom bestimmt. Die Temperatur des Kryostaten
lag bei den hier vorgestellten Messungen wiederum in der Regel bei 4,2 K, Ausnahmen
sind entsprechend gekennzeichnet.

7.1 Verschiebung der Hall-Plateaus

Im klassischen Hall-Effekt ist die Hall-Spannung U_{xy} linear mit dem Magnetfeld B und dem durch die Probe fließenden Strom I verknüpft. Misst man die Hall-Spannung eines 2DEG in kleinen, d.h. nicht quantisierenden Feldern, so ist diese unabhängig von der Probengeometrie:

$$U_{xy} = \frac{BI}{en_{2d}} \quad (7.1)$$

Die Steigung der Hall-Spannung mit zunehmendem Magnetfeld ermöglicht demnach die Messung der Ladungsträgerzahl n_{2d} . In hohen Magnetfeldern gilt diese Linearität zwischen Magnetfeld und Hall-Spannung nicht mehr. Es treten Plateaus in R_{xy} und damit verbundene Minima im Längswiderstand R_{xx} auf, deren Position normalerweise durch das Vorliegen eines ganzzahligen Füllfaktors ν gegeben ist. Diese Punkte sind durch

$$n_{2d} = \nu \frac{eB}{h}, \quad \nu = 1, 2, 3, \dots \quad (7.2)$$

gegeben, wobei in den hier untersuchten Proben aufgrund der geringen Beweglichkeit die Spinaufspaltung zu vernachlässigen ist, und nur gerade Werte von ν auftreten.

In Abbildung 7.1 ist der Quanten-Hall-Effekt am Beispiel der Probe 12183 dargestellt. Diese Probe enthält wie die bisher besprochenen Quantenpunktproben ein invertiertes 2DEG. An der Position der Quantenpunkte wurde jedoch nur etwa eine Monolage InAs deponiert, so dass bei dieser Probe keine Quantenpunkte sondern nur eine verspannte Benetzungsschicht aufwuchs, und die Probe daher mit $\mu > 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ eine recht hohe Beweglichkeit aufweist. Die klassische Hallgerade schneidet in einer solchen Probe die Hall-Plateaus mittig bei ganzzahligen Füllfaktoren (Pfeil in Abb. 7.1). Proben mit einem hohen Grad an Unordnung weisen demgegenüber ein abweichendes Verhalten auf. Aufbauend auf Arbeiten von Furneaux und Reinecke an Si-MOSFETS [103] konnten Haug *et al.* durch das Einbringen von positiv und negativ geladenen Störstellen in der Nähe eines 2DEG nachweisen, dass solche Verunreinigungen zu einer Verschiebung der Hall-Plateaus führen können [11]. Negative Streuer verursachen dabei eine Verschiebung der Plateaus zu niedrigeren Magnetfeldern, positive Streuer zu größeren Magnetfeldern. Buth und Merkt [12] bestätigten diese Ergebnisse an Proben mit gezielt eingebetteten Beryllium-Akzeptoren und zeigen, dass die Verschiebung auf die durch die Verunreinigungen induzierte asymmetrische Potenziallandschaft zurückzuführen ist. Ribeiro *et al.* beobachteten eine ähnliche Verschiebung in Proben, bei denen selbstorganisierte Quantenpunkte im Bereich des 2DEG eingebettet wurden [22]. Die beobachtete Verschiebung wächst mit der Dichte der Quantenpunkte.

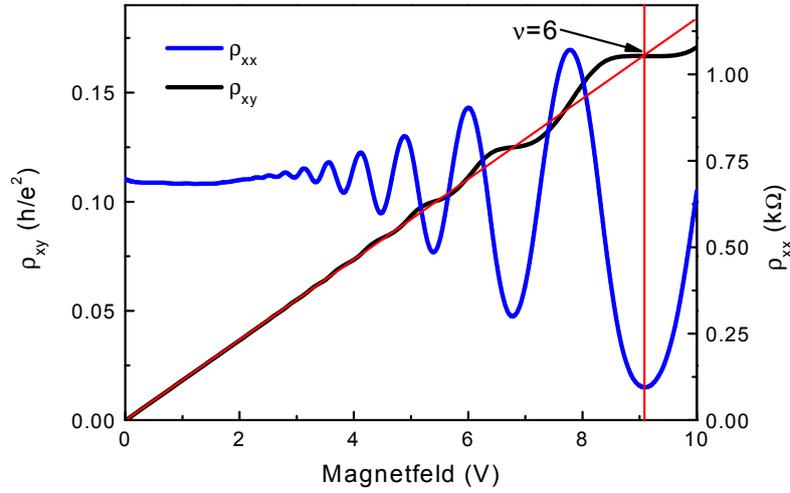


Abbildung 7.1: Quanten-Hall-Effekt der Probe 12183. Die Extrapolation des klassischen Bereichs schneidet die Hall-Plateaus bei ganzzahligen Füllfaktoren. In diesem Fall liegt die Position dieses Schnittpunktes gerade am Minimum der SdH-Oszillationen. Dieses Verhalten ist beispielhaft am Füllfaktor $\nu = 6$ aufgezeigt (Pfeil).

Auch die in dieser Arbeit untersuchten Quantenpunktproben zeigen eine Verschiebung der Hall-Plateaus (Abb. 7.2). Die Richtung dieser Verschiebung ist identisch mit den Ergebnissen von Buth und Merkt. Dies ist ein sehr deutliches Indiz für die repulsive Charakteristik des dominanten Streupotenzials. Die positiv geladenen Si-Rümpfe der Dotierschicht kommen damit nicht als Ursache dieses Streupotenzials in Frage, was die Ergebnisse der in Kapitel 6.3 durchgeführten Rechnungen zur Simulation der Beweglichkeit bestätigt. Die Amplitude der Verschiebung ist mit $\Delta\nu = 0,28$ vergleichbar mit den Ergebnissen von Buth und Merkt. Damit fällt die beobachtete Verschiebung erstaunlich groß aus. Während Buth und Merkt etwa $4 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}$ Störstellen in etwa 2-3 nm Abstand vom 2DEG zur Erzeugung der Verschiebung verwenden, wird hier der selbe Effekt an den Quantenpunktproben bei weitaus geringerer Dichte (ca. $1 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}$) und etwa 10 mal größerer Entfernung vom 2DEG erzielt. Desweiteren zeigen die Ergebnisse von Buth und Merkt, dass die beobachtete Verschiebung temperaturabhängig ist. Da mit zunehmender Temperatur die Verschiebung verringert wird, verwenden sie eine Proben temperatur von etwa 100 mK. Schon bei einer Temperatur von 1,5 K ist der Effekt deutlich verringert. Die Ausprägung der hier bei $T = 4,2 \text{ K}$ gemessenen Verschiebung ist daher recht bemerkenswert.

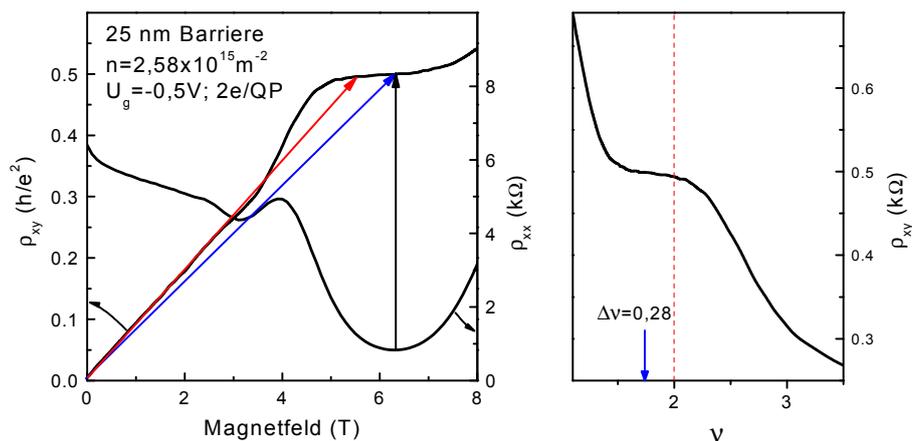


Abbildung 7.2: Quanten-Hall-Effekt in einer Probe mit eingebetteten Quantenpunkten. Mit Pfeilen sind das Minimum der SdH-Oszillationen (schwarz), die Verlängerung der klassischen Geraden und die Position des Schnittpunktes mit dem Hall-Plateau (rot) und zum Vergleich dazu eine Verbindung des Ursprungs mit der Mitte des Hall-Plateaus markiert (blau). Rechts ist die entsprechende Widerstandsmessung in Abhängigkeit vom Füllfaktor ν dargestellt. Die Plateau-Mitte ist etwa um $\Delta\nu = 0,28$ zu niedrigeren Füllfaktoren verschoben.

Die Verschiebung tritt bis hin zu einem Abstand von 40 nm bei allen untersuchten Proben und auch bei allen Füllfaktoren auf, nimmt jedoch mit zunehmender Barrierendicke zwischen 20 und 40 nm um etwa die Hälfte ab. Abbildung 7.3 zeigt die Abhängigkeit der Verschiebung von der Gatespannung für die Probe 12177 (40 nm Barriere). Offensichtlich hängt die beobachtete Verschiebung nicht mit dem Besetzungszustand der Quantenpunkte zusammen. Die beobachtete Verschiebung nimmt insgesamt mit abnehmender Gatespannung und somit auch mit abnehmender Elektronenzahl in den Quantenpunkten zu. Tatsächlich ist die beobachtete Verschiebung sogar gerade in einem Bereich maximal ($< 0,8 \text{ V}$), in dem die Quantenpunkte unbesetzt sind.

Es lassen sich in Abbildung 7.3 einige Gesetzmäßigkeiten ablesen. So ist bei konstanter Gatespannung die relative Verschiebung der Plateaus innerhalb der Grenzen der Messgenauigkeit unabhängig vom Füllfaktor. Mit zunehmender Gatespannung nimmt

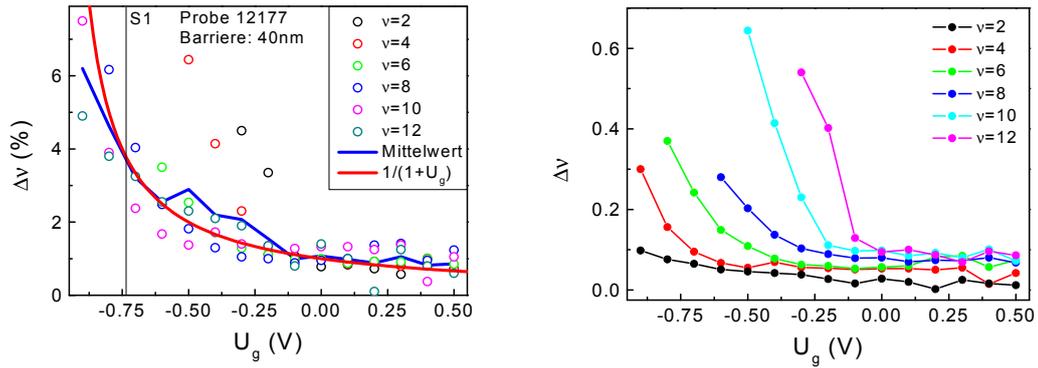


Abbildung 7.3: Relative (links) und absolute (rechts) Verschiebung des gemessenen Füllfaktors. Die senkrechten Markierungen kennzeichnen die Ladespannung des ersten s -Niveaus. Im linken Diagramm ist zusätzlich die Funktion $\Delta\nu = 1/(1 + U_g[V])$ eingezeichnet.

die relative Verschiebung ab, wobei die Beziehung zwischen Gatespannung und Verschiebung durch ein recht einfaches und im wesentlichen reziprokes Gesetz angenähert werden kann (rote Linie in Abb. 7.3 links). Auf der Basis dieser Zusammenhänge können prinzipiell Vermutungen über die Natur der Potenzial-Asymmetrie angestellt werden. Man könnte z.B. eine einfache bimodale Potenzialverteilung annehmen, in der eine feste Anzahl (d.h. unabhängig von Gatespannung und Magnetfeld) von auf der Energieachse gleichverteilten Zuständen um einen konstanten Energiebetrag angehoben ist. Eine solche Verteilung der Zustände würde gerade das in Abb. 7.3 dargestellte Verhalten verursachen. Insbesondere würde eine feste Anzahl von Zuständen im konstanten Untergrund bedingen, dass die relative Verschiebung der Plateaus mit zunehmender Gatespannung entsprechend eines $1/U_g$ -Gesetzes abfällt, da in gleicher Weise der Anteil dieser Zustände an der Gesamtzahl abnimmt. Eine numerische Überprüfung dieser Zusammenhänge könnte ein interessantes Arbeitsgebiet für die Zukunft darstellen. Insbesondere könnte ein noch zu entwickelndes Modell für das piezoelektrische Potenzial am Ort des 2DEG daraufhin überprüft werden, ob es die beobachteten Verschiebungen der Hall-Plateaus reproduziert.

7.2 Unabhängige Konfiguration der Besetzungszahlen n_{2d} und n_{qd}

Quantenpunktproben sind in Bezug auf den Quanten-Hall-Effekt vor allem auch interessant, weil die Besetzung der Quantenpunkte gezielt durch die Wahl der Gate-

spannung eingestellt werden kann. Dabei tritt allerdings das Problem auf, dass mit einer Variation der Gatespannung immer auch eine Änderung der Ladungsträgerkonzentration des 2DEG einhergeht. Diese Änderung von n_{2d} beeinflusst den Quanten-Hall-Effekt viel stärker, als eine geringe Variation der Besetzung der Quantenpunkte. Wünschenswert ist daher eine Methode, die beiden Ladungsträgerzahlen getrennt voneinander zu variieren. Diese Möglichkeit bietet die Ausnutzung des persistiven Fotoeffektes (Kap. 4.3.3).

Beleuchtet man die Proben bei tiefen Temperaturen mit einer IR-LED, so werden Δn_{2d} zusätzliche Elektronen von DX-Zentren freigesetzt und die Gatespannungsskala ist entsprechend der Gleichung

$$\Delta U_g = e\Delta n_{2d}/C \quad (7.3)$$

verschoben, ohne dass dabei die Position der Quantenpunktmaxima verändert wird.

Die Vorgehensweise zur Erzeugung von zwei Probenkonfigurationen mit identischer Ladungsträgerzahl im 2DEG und unterschiedlicher Besetzung der Quantenpunkte ist daher wie folgt:

1. Messung des Quanten-Hall-Effektes bei einer definierten Anzahl $n_{qd,1}$ von Elektronen in den Quantenpunkten, beispielsweise direkt nach der Besetzung der s -Niveaus. Diese Gatespannungsposition $U_{g,1}$ ist mit einer bestimmten Ladungsträgerkonzentration $n_{2d,1}$ verbunden.
2. Die Probe wird nun solange mit einer IR-Diode beleuchtet, bis die gewünschte Ladungsträgerdifferenz erreicht ist. Diese ist entsprechend Gl. (7.3) mit einer Gatespannungsdifferenz ΔU_g verbunden.
3. Der Quanten-Hall-Effekt kann nun an der Position $U_{g,2} = U_{g,1} - \Delta U_g$ gemessen werden. Durch die Reduktion der Gatespannung wird der Effekt der Beleuchtung gerade kompensiert. Gleichzeitig ist die Besetzung der Quantenpunkte an dieser Gatespannungsposition $n_{qd,2}$ verschieden vom ursprünglichen Wert.

Das Ergebnis einer entsprechenden Vorgehensweise ist in Abb. 7.4 dargestellt. Der Zustand Z1 wies bei $U_g = 0$ V eine Ladungsträgerdichte von $3,25 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ auf. Nach dem Beleuchten mit der IR-Diode wurde diese Ladungsträgerzahl bei einer Gatespannung von $U_g = -0,403$ V möglichst präzise reproduziert. Die Äquivalenz der Ladungsträgerdichten wird durch die Messung des Quanten-Hall-Effektes an beiden Gatespannungspositionen sehr gut bestätigt (Abb. 7.4 links). Bis zu Magnetfeldern von etwa 4 T sind beide Ladungsträgerkonzentrationen nahezu identisch. In hohen

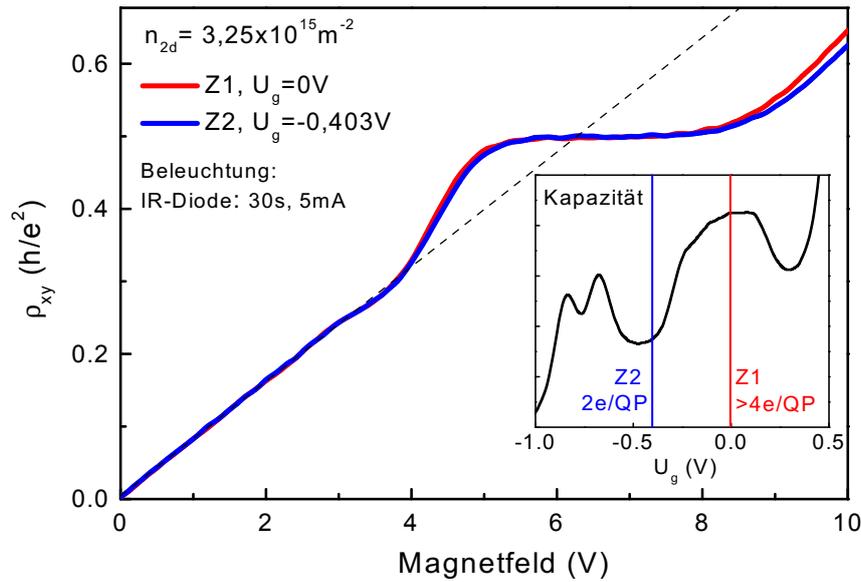


Abbildung 7.4: Quanten-Hall-Effekt bei zwei Probenkonfigurationen, die sich zwar in der Besetzung der Quantenpunkte unterscheiden, nicht aber in n_{2d} . Dargestellt ist der Hall-Widerstand für beide Probenkonfigurationen, das Inset zeigt die beiden verwendeten Gatespannungspositionen an einer Kapazitätsmessung auf.

Magnetfeldern zeigt sich eine leichte Abweichung, welche einer Differenz der Ladungsträgerzahlen von etwa 1% entspricht.

Während also in beiden Konfigurationen die Ladungsträgerdichte des 2DEG identisch ist, unterscheidet sich die jeweilige Besetzung der Quantenpunkte. Während bei Z1 (rot) jeder Quantenpunkt mit mehr als 4 Elektronen besetzt ist, sind es in Konfiguration Z2 (blau) nur noch 2 Elektronen pro Quantenpunkt (Inset in Abb. 7.4 rechts). Offenkundig ist diese unterschiedliche Besetzung der Quantenpunkte nicht ausreichend, um eine Veränderung des Quanten-Hall-Effektes, wie z.B. eine Änderung der Plateau-Breite hervorzurufen. Ein ähnliches Verhalten findet man bei allen untersuchten Proben unabhängig von der Tunnelbarriere und der jeweils betrachteten Änderung der Besetzung der Quantenpunkte.

Während der Hall-Widerstand von der durch die Beleuchtung induzierten Veränderungen relativ unbeeinflusst ist, zeigt sich ein deutlicher Unterschied in der Leitfähigkeit der Proben. In Abbildung 7.5 ist die zu der zuvor gezeigten Hall-Messung komplementäre Messung des Längswiderstandes dargestellt. Es ist zunächst überraschend,

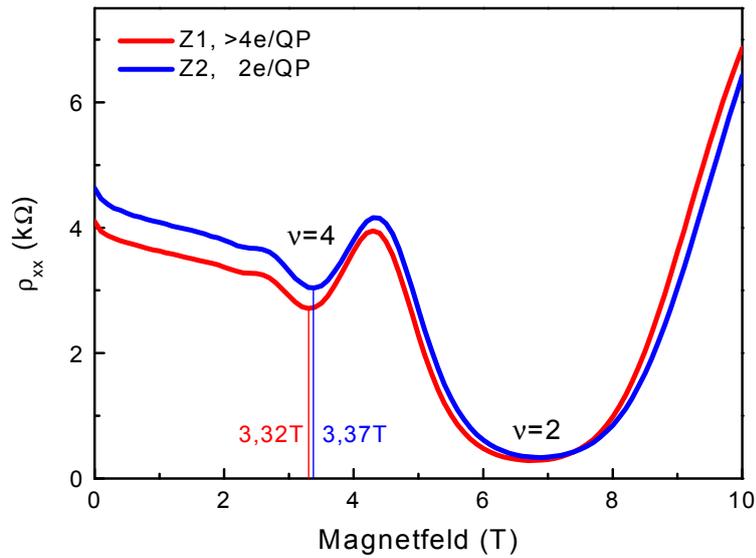


Abbildung 7.5: Zu Abbildung 7.4 komplementäre Darstellung der Shubnikov-de Haas Oszillationen.

dass Konfiguration Z2 trotz der geringeren Besetzungszahl der Quantenpunkte in kleinen Magnetfeldern durch einen im Vergleich zu Z1 um mehr als 10% erhöhten Widerstand gekennzeichnet ist. Dies ist umso erstaunlicher, als sich anhand der unterschiedlichen Positionen des zum Füllfaktor $\nu = 4$ gehörenden Minimums ablesen lässt, dass Konfiguration Z2 zusätzlich auch eine um fast 2% erhöhte Ladungsträgerzahl aufweist.

Diese zunächst der Intuition widersprechenden Ergebnisse lassen sich im Rahmen des in Kapitel 6.3 vorgestellten Modells der Coulomb-Streuung verstehen. Durch die Beleuchtung werden zusätzliche Elektronen aus den DX-Zentren im Bereich der Si-Dotierung entfernt, und es verbleiben attraktive Fehlstellen. Die Anzahl dieser zusätzlichen Fehlstellen entspricht gerade der durch das Beleuchten erzielten Differenz der Ladungsträgerzahl im 2DEG Δn_{2d} . Diese Differenz ist prinzipiell aufgrund der geringen Quantenpunktdichte für alle Gatespannungsbereiche größer als der zu erzielende Unterschied in der Flächenladungsdichte der Quantenpunktschicht. Das Beleuchten führt also durch die Erzeugung zusätzlicher Streuer zu einer Reduktion der Beweglichkeit bei gleicher Ladungsträgerdichte, die geringere Anzahl von Quantenpunktelektronen fällt dagegen kaum ins Gewicht. Dies ist im Übrigen ein weiteres Indiz dafür, dass die Si-Rümpfe nicht maßgeblich an der Asymmetrie der Zustands-

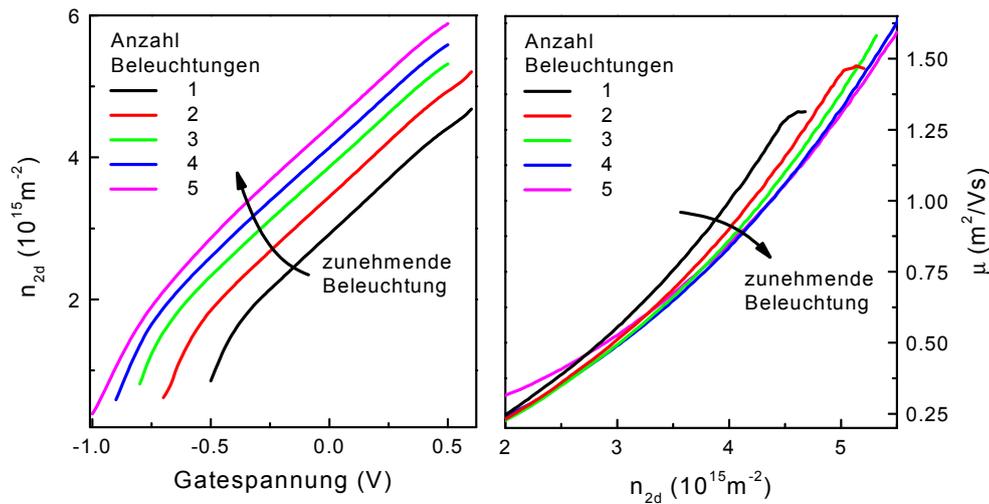


Abbildung 7.6: Links: Erhöhung der Ladungsträgerzahl mit zunehmender Beleuchtung. Rechts: Bei identischen Ladungsträgerzahlen ist mit jedem Beleuchtungsschritt jeweils eine Reduktion der Beweglichkeit verbunden.

dichte beteiligt sind: Während die zusätzlich erzeugten Streuer die Beweglichkeit verringern, bleibt die Verschiebung der Hall-Plateaus davon weitestgehend unbeeinflusst (Abb.7.4).

Abschließend ist in Abb. 7.6 die nach verschiedenen Beleuchtungsschritten gemessene Ladungsträgerzahl und Beweglichkeit gezeigt. Die Erhöhung der Ladungsträgerzahl erfolgte mit Hilfe der IR-Diode und jeweils etwa mit der selben Stromstärke (5 mA) und Impulsdauer (10 s). Die Anzahl der zusätzlich erzeugten Ladungsträger nimmt mit jedem Beleuchtungsschritt leicht ab. Der letzte Beleuchtungsschritt erzeugt im Vergleich zum ersten nur noch etwa die Hälfte der zusätzlichen Ladungen. Nimmt man an, dass die Anzahl der neuen Ladungen bei identischen Beleuchtungsbedingungen proportional zur Anzahl der vorhandenen besetzten DX-Zentren ist, so kann die Gesamtzahl dieser Zentren nach dem Abkühlen der Probe etwa zu $3,5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ abgeschätzt werden.

In Abbildung 7.6 ist rechts die Beweglichkeit in Abhängigkeit von der Ladungsträgerzahl für 5 Beleuchtungsschritte dargestellt. Die Beweglichkeit nimmt mit zunehmender Beleuchtung ab, insbesondere bei hohen Ladungsträgerzahlen. Dies untermauert die schon zu Abbildung 7.5 geäußerte Vermutung, dass die mit der Beleuchtung verbundene Erhöhung der Anzahl von ionisierten DX-Zentren die Reduktion der Be-

weglichkeit verursacht. Die tendenziell mit zunehmender Beleuchtung bei konstanter Elektronenkonzentration n_{2d} abnehmenden Anzahl von Elektronen pro Quantenpunkt fällt dagegen offensichtlich kaum ins Gewicht.

7.3 Fazit

Die hier vorgestellten Messungen zeigen, dass die Besetzung der DX-Zentren (und demnach nicht die der Quantenpunkte) maßgeblich für die Verschiebung der Hall-Plateaus ist. Dennoch sind einige wichtige Schlüsse aus diesen Experimenten zu ziehen. Die Tatsache, dass die Quantenpunktelektronen den Quanten-Hall-Effekt nicht beeinflussen, ist als eine Bestätigung der im vorherigen Kapitel zur Beweglichkeit gemachten Aussagen (Kap. 6.3) zu werten. Die Quantenpunktelektronen sind nur eine kleine Störung des Systems.

Auch die Richtung der Verschiebung ist sehr aufschlussreich, sie weist eindeutig auf einen repulsiven Charakter des Streupotenzials hin. Da die ionisierten Si-Donatoren ein attraktives Potenzial darstellen, kommen auch sie als Urheber der kleinen Beweglichkeit der untersuchten Proben nicht in Betracht. Es wäre allerdings denkbar, dass eine große Anzahl von mehrfach geladenen DX-Zentren vorliegen. Auch diese Möglichkeit lässt sich jedoch durch die Messung des Quanten-Hall-Effektes ausschließen. Würden die DX-Zentren die Transportparameter des 2DEG über eine kleine Änderung der Beweglichkeit hinaus beeinflussen, müsste nach dem Beleuchten eine Verschiebung der Plateaus zu kleineren Magnetfeldern zu beobachten sein. Tatsächlich ist eher das Gegenteil zu beobachten, in jedem Fall aber eine Verschiebung zu kleineren Feldern auszuschließen.

Während also die Quantenpunkte in den hier untersuchten Proben kaum neue Möglichkeiten zur Beeinflussung des Quanten-Hall-Effektes bieten, könnte die verwendete Methode des Beleuchtens zur Änderung des effektiven Potenzials in konventionellen 2DEG-Heterostrukturen eine interessante Alternative zu bisherigen Experimenten darstellen. Während bisher jeweils unterschiedliche Proben zur Demonstration der Verschiebung der Hall-Plateaus herangezogen wurden, ist es durch die Ausnutzung des persistiven Fotoeffektes möglich, an jeweils einer Probe das Störpotenzial *in situ* feinschrittig zu variieren.

Ein durch die hier vorgestellten Ergebnisse entstehender Anknüpfungspunkt für zukünftige Arbeiten ist auch durch die Möglichkeit gegeben, aus der beobachteten Verschiebung auf die präzise Form und Ursache der zugrunde liegenden Asymmetrie der Zustandsdichte zu schließen (vgl. [12]). Umgekehrt könnte auch ein Modell für das effektive Potenzial der Quantenpunkte dahingehend überprüft werden, ob es die

beobachtete Verschiebung der Hall-Plateaus erklärt.

Die hier beobachtete Verschiebung ist im Übrigen direkt mit der Spektroskopie der Fermienergie im Magnetfeld verknüpft (Kap. 5.2). In den dort verwendeten Modellen für die Zustandsdichte könnte eine Berücksichtigung der möglichen Asymmetrie der Zustandsdichte zu einer weiter verbesserten Übereinstimmung mit den Messdaten führen.

Kapitel 8

Nanostrukturierte Proben

Die bisher vorgestellten Ergebnisse beweisen, dass die Elektronen in den Quantenpunkten nur eine kleine Störung des benachbarten 2DEG darstellen. In Hinsicht auf mögliche Anwendungen ähnlicher Systeme als Speicherelemente oder Schalter ist dieses Verhalten natürlich nicht wünschenswert. Es stellt sich die Frage, inwieweit sich die Wirkung der Quantenpunktelektronen verstärken lässt. In Frage kommt dabei zum einen die Optimierung der verwendeten Heterostruktur, z.B. durch eine dickere Spacer-Schicht und eine höhere Dichte der Quantenpunkte. Eine weitere Möglichkeit bietet die Realisation von Nicht-Gleichgewichtszuständen, welche bei optischer Anregung der Quantenpunkte zu einer messbaren Reduktion der Leitfähigkeit eines 2D-Kanals führen kann [92, 104–107].

Hier soll jedoch eine andere Möglichkeit diskutiert und erste Ergebnisse vorgestellt werden, welche auf der Einschränkung des 2DEG auf einen möglichst schmalen (im Grenzfall eindimensionalen) Kanal basieren. Im Gegensatz zu den bisherigen Kapiteln sind die hier diskutierten Arbeiten nicht als weitestgehend abgeschlossen zu betrachten. Vielmehr stellen sie eine Grundlage dar, auf der weiterführende Forschungen aufbauen können.

Die Grundidee ist recht einfach und wird in Abbildung 8.1 skizziert. In großflächigen 2D-Strukturen reduzieren die einzelnen durch die Quantenpunkte definierten Streuzentren die Beweglichkeit. Der Strom wird in diesem Fall durch die Pfade mit der größten Leitfähigkeit getragen (Abb. 8.1a). Schnürt man nun das 2DEG entweder durch Ätzen einer geeigneten Mesastruktur oder durch Gatestrukturen auf der Probenoberfläche zu einem schmalen Kanal zusammen, können einzelne Quantenpunkte im Bereich des Kanals die Leitfähigkeit stärker beeinflussen und den Strom deutlich reduzieren (Abb. 8.1b). Der Idealfall ist erreicht, wenn man einen 1D-Kanal durch das Laden von einem zusätzlichen Elektron pro Quantenpunkt vollständig abschnüren kann (Abb. 8.1c).

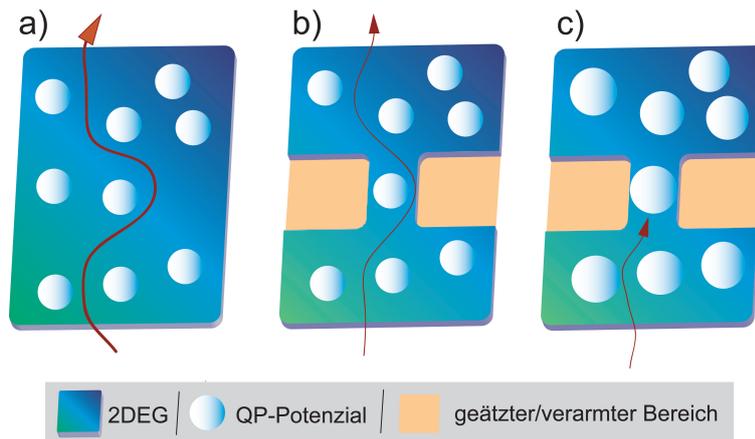


Abbildung 8.1: In einem großflächigen 2D-System wird der Ladungstransport nur wenig von vereinzelt Störpotentialen beeinflusst (a). Schränkt man das 2D-Gas auf einen schmalen Kanal ein, steigt damit die Wirkung eines Quantenpunktpotenzials im Kanal deutlich an (b). Verstärkt man nun dieses Störpotential durch das zusätzliche Laden von Elektronen in die Quantenpunktschicht, kann bei maximaler Empfindlichkeit des System der 1D-Kanal vollends abgeschnürt werden (c).

Für die Realisierung von schmalen Kanälen im 2DEG kommen eine Reihe von Geometrien in Frage, zwei davon werden hier zusammen mit den entsprechenden Leitfähigkeitsmessungen vorgestellt. Die konzeptionell einfachste Realisierung besteht schlicht in einer sehr schmalen Mesa-Struktur (siehe z.B. [108]) und wird im folgenden Abschnitt diskutiert. Eine weitere, technologisch einfacher zu realisierende Methode besteht in der Verwendung von *Split-Gates*, d.h. Gatestrukturen, die einen schmalen Spalt aussparen, in dem sich eine eindimensionale Mode ausbilden kann (Abschnitt 8.2).

8.1 Schmale Mesastrukturen

8.1.1 Probendesign und Lithografie

Eine Möglichkeit, einen schmalen Kanal im 2DEG zu erzeugen, besteht im Ätzen einer geeignet schmalen Mesastruktur mit einer Breite von wenigen 100 nm. Aufgrund dieser kleinen Dimensionen muss die Ätzmaske mittels Elektronenstrahlithografie definiert werden. Als ätzbeständige maskierende Materialien kommen vor allem nega-

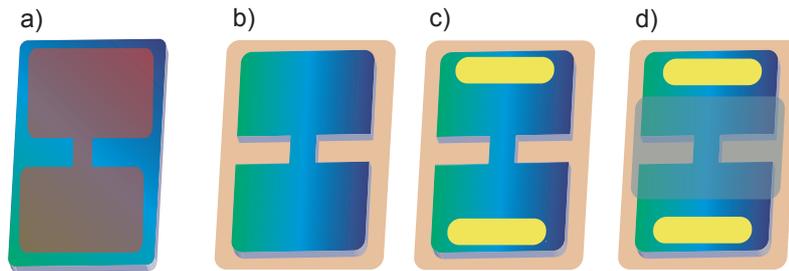


Abbildung 8.2: Prozessschritte zur Erzeugung schmaler Mesastrukturen. Der negative Resist wird zunächst mit der gewünschten Struktur belichtet. Der belichtete Resist (rot) maskiert während des Ätzschrittes die Struktur (a). Nach dem anschließenden Entfernen des Resists bleibt der gewünschte Steg stehen (b). Dieser wird in weiteren fotolithografischen Schritten mit Kontakten (gelb, Abb. c) und einer Gateelektrode versehen (grau, Abb. d).

tive¹ Resists und auch die Verwendung einer Metallschicht in Frage. Letztere hat den Vorteil, dass die Metallschicht anschließend ohne einen zusätzlichen Lithografieschritt als Gateelektrode verwendet werden kann. Allerdings gestaltete sich diese Methode in der Praxis als wenig tauglich, da die Ätzmaske insgesamt keine ausreichende Stabilität besaß. Daher wurde zur Definition der Mesastruktur auf den negativen Resist *ma-N 2405* der Firma *Microresist* zurückgegriffen. Abbildung 8.2 zeigt eine Zusammenfassung der verwendeten Lithografieschritte. Die belackte Probe wird zunächst mit der Form des gewünschten Stegs belichtet (Abb. 8.2a) und entwickelt. In einer $H_2O/H_2SO_4/H_2O_2$ Ätzlösung wird die Probe so tief geätzt, dass der 2D-Kanal sicher entfernt ist. Nach dem Entfernen des Resists bleibt ein schmaler Steg stehen (b). Die Probe wird nun mittels Fotolithografie (siehe Kap. 3) mit Kontakten (c) und einer Gateelektrode versehen (d). Die Gateelektrode ist dabei so groß bemessen, dass sie auch als Bondfläche dienen kann, so dass ein elektrischer Kontakt über die Mesakante hinweg nicht erforderlich ist.

Die präzise Form des Stegs hängt davon ab, wie isotrop/anisotrop die Ätzlösung ist. Liegt keine perfekte Anisotropie mit einer bevorzugten Richtung senkrecht zur Probenoberfläche vor, so muss die transversale Ätzrate parallel zur Probenoberfläche bei der Wahl der Breite des belichteten Streifens berücksichtigt werden. Nimmt man eine

¹Negativ heißt in diesem Zusammenhang, dass der belichtete Resist im Entwickler stabil ist, während der unbelichtete Bereich entfernt wird.

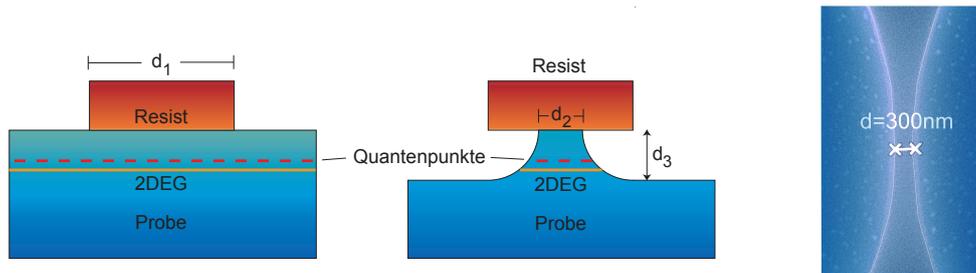


Abbildung 8.3: Bei der Wahl der Breite d_1 des belichteten Resists ist die gewünschte Ätztiefe d_3 und die daraus folgende Verringerung der Stegbreite in lateraler Richtung zu beachten. Bei einer vollständig isotropen Ätzrate gilt schließlich für die Breite des Stegs $d_2 = d_1 - 2d_3$. Rechts ist eine typische Elektronenmikroskopische Abbildung eines geätzten Steges zu sehen.

vollständige Isotropie in allen Raumrichtungen an, so ergibt sich das in Abbildung 8.3 dargestellte Profil der Ätzkante. Die Kontrolle der einzelnen Parameter und das Ätzen geeigneter Stegstrukturen gelang nur in wenigen Fällen. Als wesentliches Problem stellte sich insgesamt die geringe Reproduzierbarkeit der einzelnen Prozessschritte heraus. So ergab vor allem der Ätzschritt kaum mehrfach identische Probenstrukturen und wurde generell von einer mangelnden Stabilität der Ätzmasken behindert. Es konnte letztlich nur eine Probe mit diesem Verfahren erfolgreich prozessiert werden. Als Probenmaterial wurde das Material 11316 (25 nm Barriere) verwendet, die resultierende Stegbreite an der Oberkante des Stegs betrug etwa 300 nm. Insgesamt befinden sich innerhalb der Abmessungen des Stegs nur 10-20 Quantenpunkte.

8.1.2 Leitfähigkeit

Für die Messung wurde die Probe in einem He³-Kryostaten auf eine Temperatur von etwa 240 mK abgekühlt. Die Messung des Widerstandes der Gesamtstruktur (Abb. 8.2d) erfolgte durch Vorgabe einer konstanten Source-Drain-Spannung von 5 mV und Auslesen des resultierenden Stroms, welcher maximal ca. 600 nA betrug. Die gemessene Leitfähigkeit ist in Abbildung 8.4 dargestellt. Um die beobachtete Leitfähigkeit zu beschreiben und auf die Realisierung eines 1D-Kanals zu überprüfen, kann die Probe als eine Serienschaltung von drei Widerstandsanteilen dargestellt werden (Skizze in Abb. 8.4). Der erste Bereich (R_1) entspricht dem gesamten Teil des Messaufbaus, der nicht durch die Gatespannung beeinflusst wird und daher als konstant angenommen werden kann. Der zweite Bereich entspricht dem Teils des 2DEG unter der Gateelektrode. Für diesen Bereich kann in sehr grober Näherung ein Widerstandsverlauf

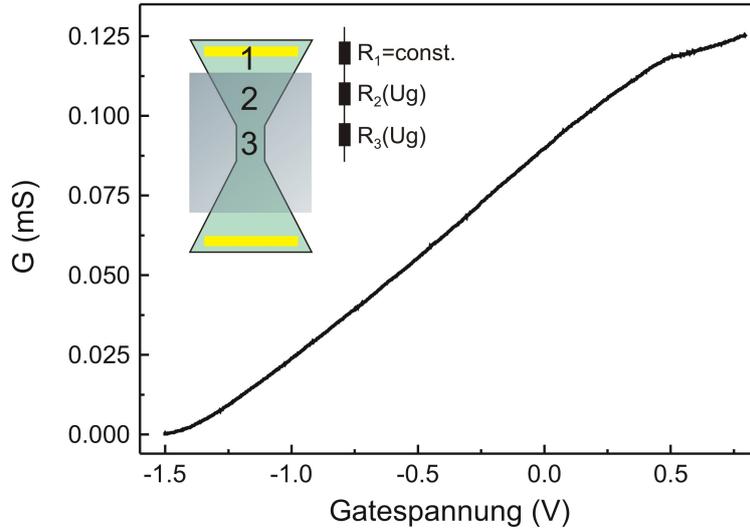


Abbildung 8.4: Leitfähigkeit einer Struktur, die als zentralen Bestandteil einen 300 nm breiten Steg enthält. Der Gesamtwiderstand setzt sich aus drei Anteilen zusammen: Aus dem ungegateten Bereich (1), dem 2D-Bereich unter dem Gate (2) und dem Steg (3).

gemäß

$$R_2 = A/(U_g - U_g^0)^2 \quad (8.1)$$

angenommen werden, wobei U_g^0 der Verarmungsspannung entspricht und A ein Anpassungsparameter ist. Diese quadratische Abhängigkeit ist plausibel, da die Ladungsträgerzahl und die Beweglichkeit in erster Näherung linear mit der Gatespannung verknüpft sind.

Dem schmalen Steg (Bereich 3 in Abb. 8.4) wird eine quantisierte Leitfähigkeit der Form

$$\frac{1}{R_3} = G_3 = N(U_g) \cdot G_0 = N(U_g) \frac{2e^2}{h} \quad (8.2)$$

zugeordnet (siehe Kapitel 2.3), wobei $N(U_g)$ die Anzahl der transmittierenden Moden im Kanal angibt. Für die Berechnung werden dabei im betrachteten Gatespannungsbereich 18 gleichverteilte Moden angenommen. Diese drei Annahmen ermöglichen einen Vergleich des Messergebnisses mit einer numerischen Berechnung der Leitfähigkeit. Als geeignete Darstellungsform wird wiederum die Ableitung nach der Gatespannung gewählt. (Abb.8.5). Mit den doch recht einfachen Grundannahmen über das System lässt sich in der Berechnung die gemessene Leitfähigkeit und qualitativ

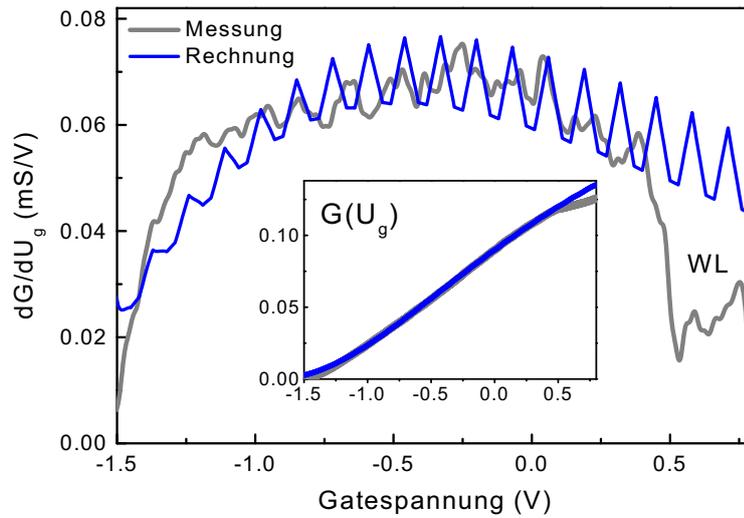


Abbildung 8.5: Die Ableitung der Leitfähigkeit zeigt charakteristische Oszillationen, die in einer vergleichenden Rechnung mit insgesamt 18 gleichmäßig über den Gatespannungsbereich verteilten 1D-Moden in ihrer Amplitude reproduziert werden können. Das Inset zeigt den Vergleich zwischen berechneter und gemessener Leitfähigkeit. Vor der Berechnung der Ableitung wurden die Leitfähigkeit zur Glättung jeweils über einen Bereich von etwa 6 mV gemittelt.

auch ihre Ableitung hervorragend anpassen. Die verwendeten Parameter sind dabei wie folgt:

$$R_1 = 3,7 \text{ k}\Omega \quad (8.3)$$

$$A = 2,1 \cdot 10^5 \text{ }\Omega\text{V}^{-2} \quad (8.4)$$

$$U_g^0 = -1,73 \text{ V} \quad (8.5)$$

Diese Werte geben die typischen Eigenschaften der Probe in guter Näherung wieder und sind damit als Ergebnis der Anpassung durchaus plausibel und zufriedenstellend.

Der Anstieg der Leitfähigkeit wird hauptsächlich durch die Erhöhung der Ladungsträgerzahl und die ihrer Beweglichkeit getragen. Das schrittweise Hinzufügen einzelner 1D-Kanäle führt in der Rechnung zu Maxima in dG , die den in der Messung beobachteten Oszillationen gleichen. Dies kann als Indiz für die Realisation eines 1D-Kanals gewertet werden. Das Hauptziel, d.h. das Erreichen einer größeren Bedeutung der Wechselwirkung mit den Quantenpunktelektronen wurde jedoch nicht erreicht. Diese

werden auch hier etwa bei $-0,75\text{ V}$ (s -Niveaus), bzw. 0 V (p -Niveaus) geladen. Ein Einfluss des Ladens der Quantenpunkte auf die Leitfähigkeit wird jedoch nicht beobachtet. Gleichzeitig ist jedoch das Laden der Benetzungsschicht bei $U_g = 0,5\text{ V}$ mit einer signifikanten Verringerung der Leitfähigkeit verbunden (Abb. 8.5, Markierung "WL"). Es scheint, als würde der Effekt des Öffnens zusätzlicher 1D-Kanäle mit zunehmender Gatespannung die kleine Änderung der Leitfähigkeit durch zusätzliche Quantenpunktelektronen überdecken.

Ein wenig spielt hier natürlich auch der Zufall eine Rolle: Zur Beobachtung einer starken Wechselwirkung mit den 1D-Elektronen des Kanals werden in direkter Nähe vorhandene Quantenpunkte benötigt. Allerdings erscheint diese Art der Definition eines schmalen Kanals im 2D-Gas auch generell als nicht vorteilhaft, da die Gatespannung neben dem 1D-Kanal gleichzeitig auch die Leitfähigkeit eines großen Bereiches des 2D-Gases ändert. Die erhoffte Quantisierung des Leitwertes lässt sich daher nur auf dem großen, durch den 2D-Bereich gegebenen Hintergrund beobachten. Es erscheint daher zur Verbesserung der Methode als notwendig, eine Geometrie zu entwickeln, bei der durch die Steuerspannung möglichst nur die Leitfähigkeit des Kanals verändert wird. Dies könnte in den bisher vorgestellten Strukturen in Zukunft durch sehr schmale Gatefinger geschehen, die nur den Kanal überdecken. Diese müssen jedoch über die Mesakante kontaktiert werden, so dass hier noch eine gewisse technologische Hürde zu überwinden ist.

8.2 Split-Gate-Strukturen

8.2.1 Probendesign

Der Hauptnachteil der im vorangegangenen Abschnitts vorgestellten Methode zur Definition eines schmalen Kanals im 2DEG liegt darin, dass die Steuerspannung nicht nur die Eigenschaften des Kanals ändert, sondern die Leitfähigkeit des gesamten Systems. Zur Umgehung dieses Problems wurden Proben mit so genannten *Split-Gates* versehen. Mit dieser Struktur kann die gewünschte Geometrie elektrostatisch ins 2DEG übertragen werden (Abb. 8.6). Auch hier sind wiederum die Abstände der Elektroden an die Dimensionen der Probe und die gewünschte Kanalbreite anzupassen. Für die im Folgenden vorgestellten Messungen wurde eine Spaltbreite von 300 nm gewählt. Besonders vorteilhaft ist hier, dass keinerlei Ätzprozesse im aktiven Teil der Probe zur Definition der Geometrie nötig sind. Zur Herstellung der Probe sind neben den *Split-Gates* lediglich mit üblichen fotolithografischen Verfahren erzeugte Kontakte und ein Ätzgraben rings um die Struktur notwendig.

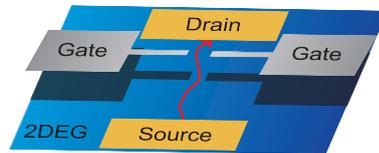


Abbildung 8.6: Schematische Skizze der Split-Gate Geometrie. Durch negative Spannungen an zwei Gateelektroden werden die dunkel schattierten Bereiche verarmt und das 2DEG so in zwei Bereiche getrennt, die nur durch einen schmalen Kanal verbunden sind.

Die hier diskutierte Probe wurde aus dem Material 11316 gewonnen und weist eine Tunnelbarriere von 25 nm und ein sehr homogenes Quantenpunktensemble auf. Auch hier befinden sich im Bereich der aktiven Struktur nur wenige 10 Quantenpunkte.

8.2.2 Leitfähigkeit

Die Leitfähigkeit des so definierten Kanals wurde in einem Gleichspannungsexperiment gemessen. Es wurde dazu ein konstanter Strom von 200 nA vorgegeben und die Source-Drain-Spannung bestimmt. Die Messung erfolgte bei einer Temperatur von 240 mK im He³-Kryostaten.

Der Widerstand einer solchen Struktur wird auch hier nicht alleine durch den zu untersuchenden Kanal definiert. Es tritt zusätzlich ein konstanter Widerstand des nicht mit einem Gate versehenen Bereichs und ein Anteil parallel zum Kanal unter dem Gate hindurch auf (Abb. 8.7). Während für den konstanten Widerstand R_1 ein Wert von etwa 1 k Ω angenommen werden kann, ist der Widerstand R_3 kaum geschlossen anzugeben und es wird zunächst angenommen, dass dieser parallele Zweig bis zur Ladespannung des 2DEG keinen nennenswerten Beitrag zur Leitfähigkeit liefert. Der Widerstand $R_2 = (NG_0)^{-1}$ des zu untersuchenden Kanals ist im Idealfall durch die Anzahl N der durchgelassenen Moden mit der jeweiligen quantisierten Leitfähigkeit $G_0 = 2e^2/h$ gegeben.

Die in Abbildung 8.8 unter Berücksichtigung von R_1 gezeigte Messung der Leitfähig-

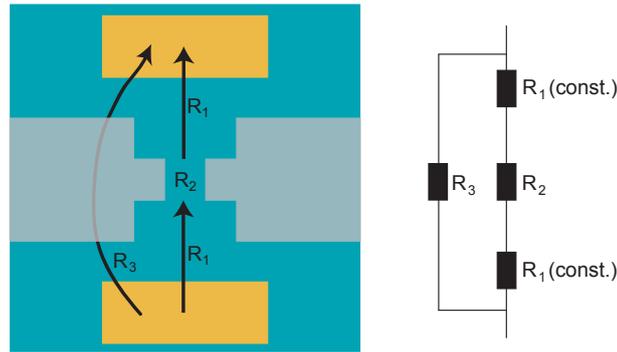


Abbildung 8.7: Komponenten des Widerstandes einer Split-Gate Struktur.

keit des Kanals und ihre Änderungsrate ist bisher in den Einzelheiten noch nicht verstanden. Im folgenden soll der Versuch einer Erklärung der beobachteten Charakteristik gegeben werden.

Bei sehr niedrigen Gatespannungen ($< -6,5\text{ V}$) ist sowohl das 2DEG als auch der Kanal vollständig verarmt. Die Restleitfähigkeit liegt im Bereich weniger μS , es wird praktisch kein Rauschen gemessen und auch die Änderungsrate ist daher äußerst konstant. Daran anschließend, ab etwa $-6,5\text{ V}$, steigt die Leitfähigkeit langsam an. Die Änderungsrate der Leitfähigkeit ist plötzlich großen Schwankungen unterworfen und hängt sehr empfindlich von der Gatespannung ab. Diese Schwankungen indizieren möglicherweise das schrittweise Öffnen der ersten Mode im 1D-Kanal und die Abhängigkeit dieses Vorgangs von der jeweils aktuellen Potenziallandschaft. Bei etwa $-3,5\text{ V}$ flacht der Anstieg der Leitfähigkeit deutlich ab und erreicht schließlich bei $-1,7\text{ V}$ einen Wert von etwa $0,9G_0$. In Anbetracht der Unsicherheit bezüglich des Zuleitungswiderstandes R_1 wird hier eine befriedigende Reproduktion der erwarteten quantisierten Leitfähigkeit des Kanals erreicht. Bei einer Gatespannung von $-1,5\text{ V}$ nimmt die Leitfähigkeit drastisch zu, und zwar deutlich über den quantisierten Wert von $2G_0$. Offensichtlich beginnt an diesem Punkt die Parallelleitung unter dem großflächigen Gate einzusetzen. Dieser steile Anstieg der Leitfähigkeit wird jedoch bei $U_g = -0,8\text{ V}$ unterbrochen und es schließt sich ein Bereich mit negativer differentieller Leitfähigkeit an. Die Position dieses Bereiches stimmt ausgezeichnet mit der der Lademaxima der s -Niveaus in der Kapazität (hier nicht gezeigt) überein. Eine solche Verringerung der Leitfähigkeit mit zunehmender Gatespannung ist kaum ohne den Einfluss der Quantenpunkte zu erklären. Allerdings ist die Stärke des Effektes auch unter Berücksichtigung der Quantenpunkte ungewöhnlich hoch. Das Probenmaterial

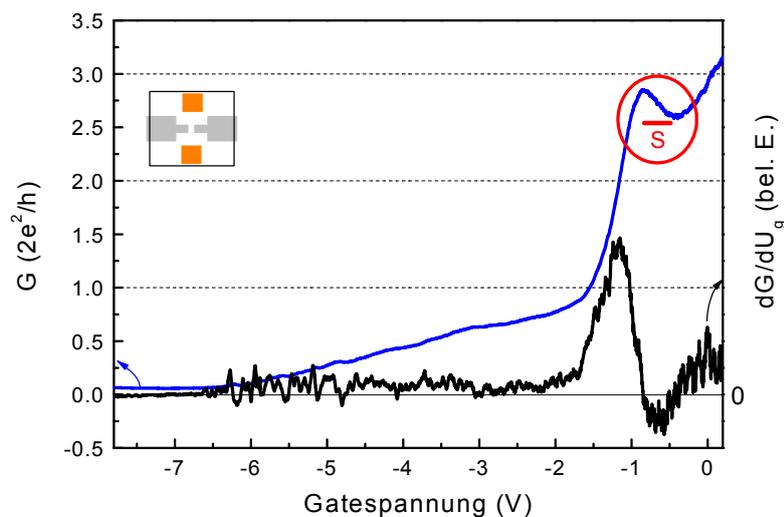


Abbildung 8.8: Leitfähigkeit der Split-Gate-Struktur (blau) und ihre Änderungsrate (schwarz). Die Position der Lademaxima der s -Schale der Quantenpunkte ist mit einem roten Balken markiert.

wurde schon in Kapitel 6.3 auf Seite 111 dargestellt. Es weist in Messungen an Hall-Bar Strukturen eine kleine Reduktion der Ableitung der Beweglichkeit auf, zeigt jedoch in solchen großflächigen Proben zu keiner Zeit eine Reduktion der Leitfähigkeit mit zunehmender Gatespannung. Entsprechende Experimente wurde bei einer Temperatur von 240 mK an großflächigen Proben wiederholt und zeigen ebenfalls kein solches Verhalten. Als Erklärung für dieses Phänomen kommt daher tatsächlich die Wechselwirkung der Quantenpunktelektronen mit dem 1D-Kanal in Frage. Die Leitfähigkeit wird demnach im fraglichen Gatespannungsbereich trotz des Einsetzens der 2D-Leitung unter der Gateelektrode noch zu einem signifikanten Teil vom eindimensionalen Kanal getragen und dieser Kanal zeigt, wie erhofft, eine deutlich erhöhte Abhängigkeit vom Ladungszustand benachbarter Quantenpunkte. Diese Annahme wird durch die Tatsache gestützt, dass die Leitfähigkeit im relevanten Bereich jeweils nur etwa drei Leitwertquanten entspricht. Wird also der vom Kanal getragene Anteil durch die Quantenpunktelektronen um einige 10% reduziert, so würde gerade das beobachtete Verhalten eintreten.

Dies kann am Beispiel einer Rechnung mit realistischen Parametern näher erläutert werden. Nimmt man an, dass vor dem Bereich mit negativer Änderungsrate der

Leitfähigkeit zwei Moden den Kanal passieren, so trägt dieser einen Betrag von

$$G_2 = \frac{1}{R_2} = 1.55 \cdot 10^{-4} \text{ mS} \quad (8.6)$$

zur Leitfähigkeit bei. Unter Berücksichtigung der seriellen Zuleitungen (insgesamt $2 \text{ k}\Omega$) kann damit der Widerstand der Parallelleitung (R_3) unter dem Gate bei $U_g = -0,85 \text{ V}$ aus der Messung zu

$$R_3 = 15,5 \text{ k}\Omega \quad (8.7)$$

abgeschätzt werden. Anhand von Messungen an einem Hall-Bar auf der selben Probe kann abgeschätzt werden, dass dieser Widerstand im Bereich zwischen $U_g = -0,85 \text{ V}$ und $-0,4 \text{ V}$ um 60% auf $9,3 \text{ k}\Omega$ abnimmt. Damit kann berechnet werden, wie sensitiv der 1D-Kanal auf die Ladung in den Quantenpunkten reagiert. Um die gemessenen Daten zu reproduzieren, muss die Leitfähigkeit des Kanals auf

$$G_2(U_g = -0,4\text{V}) = 1,2 G_0 \quad (8.8)$$

gesunken sein. Die Quantenpunktelektronen scheinen also die zweite Mode zum größten Teil (etwa zu 80%) abzuschneiden.

Diese Betrachtungen sind aufgrund der ihnen zugrunde liegenden plausiblen Annahmen durchaus als starkes Indiz für die Beobachtung einer im Vergleich zu großflächigen Proben verstärkten 1D-0D-Wechselwirkung zu sehen. Die Größenordnung des Effektes ließe sich in zukünftigen Arbeiten noch steigern, wenn der parallele Stromtransport unter den Gateelektroden durch zusätzliche Ätzgräben verhindert würde.

8.3 Fazit

Es wurde in diesem Kapitel versucht, die These zu bestätigen, dass das Einschränken des 2DEG auf einen möglichst eindimensionalen Kanal die Effektivität der Wechselwirkung mit den Quantenpunktelektronen verstärken kann. Zur Realisierung von 1D-Quantendrähten wurden zwei Geometrien vorgeschlagen und untersucht. Die erste Methode besteht im einfachen Ätzen der gewünschten Mesa-Struktur. Diese Methode hat in der hier verwendeten Form den Nachteil, dass die großflächige Gateelektrode nicht nur die Eigenschaften des Kanals ändert, sondern auch die des daran anschließenden 2D-Bereichs. Damit wird die Beobachtung des 1D-Charakters des Kanals erschwert und es treten nur kleine Oszillationen der Leitfähigkeit auf einem breiten Untergrund auf. Diese Oszillationen weisen jedoch Amplituden auf, die im Einklang

mit den durch das Zuschalten einzelner Moden erwarteten Werten sind. Die Messungen erlauben jedoch insgesamt keinen Rückschluss auf eine erhöhte Wechselwirkung mit den Quantenpunktelektronen.

Die Stegstrukturen könnten in zukünftigen Arbeiten durch eine Optimierung der Geometrie verbessert werden. Im Idealfall würde ausschließlich ein sehr schmaler und kurzer Steg von einer Gateelektrode bedeckt, so dass der Zuleitungswiderstand möglichst minimal und unabhängig von der Gatespannung wird. Im Gegensatz zur Split-Gate-Geometrie hätte die geätzte Struktur dann den Vorteil, dass auch bei hohen Gatespannungen keine Parallelleitung möglich ist. Zur Realisierung dieser Strukturen sind allerdings einige technologische Hürden zu nehmen. Im wesentlichen ist dies die Überwindung der Ätzkante mit dem Gatematerial, d.h. die Kontaktierung der schmalen Gateelektrode auf dem Steg. Dieses Problem kann kaum durch eine flachere Ätzkante gelöst werden, da diese die Definition eines 1D-Quantendrahtes praktisch unmöglich machen würde.

Als alternative Methode wurden die Präparation von Split-Gate Strukturen vorgeschlagen. Diese sind technologisch sehr einfach durch das Aufbringen von Gateelektroden mit einem einige 100 nm breiten Spalt zu realisieren. Tatsächlich zeigen die Messungen Indizien eines 1D-Transportes im Kanal und eine signifikante Reduktion der Leitfähigkeit im Bereich der s -Niveaus der Quantenpunkte. Die Größenordnung dieses Effektes deutet auf das teilweise Abschnüren einer einzelnen Mode des Kanals hin. Das Ziel einer Verstärkung der Wechselwirkung durch eine Reduktion der Abmessungen des Kanals wurde damit erreicht. Auch diese Strukturen bieten Raum für weitere Optimierungen. Diese sollten darauf abzielen, die parallele Leitfähigkeit unter dem großflächigen Gate zu reduzieren. In Frage kommen hierfür beispielsweise zusätzliche Ätzgräben entlang der Kanten der Gateelektroden.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden GaAs-basierte Heterostrukturen untersucht, die neben einem zweidimensionalen Elektronengas eine Schicht selbstorganisierter InAs-Quantenpunkte enthalten. Für die Einbettung solcher Quantenpunkte in der Nachbarschaft eines 2DEG gibt es zwei Motivationen: Sie können einerseits als Hilfsmittel zur Spektroskopie der Eigenschaften des 2DEG dienen und andererseits können durch die Quantenpunkte diese Eigenschaften auch kontrolliert verändert werden.

Die Spektroskopie der Fermienergie des 2DEG im Magnetfeld erfordert eine präzise Kenntnis der Vielteilchengrundzustände der Quantenpunkte. Um hier eine solide Grundlage zu schaffen, wurden zunächst Quantenpunkt-Proben mit einem 3D-Rückkontakt untersucht. In solchen Proben ist die Fermienergie im wesentlichen konstant und insbesondere vom Magnetfeld und von der Gatespannung unabhängig. Die durch die Quantenpunkte induzierten Maxima in Gatespannungs- und Magnetfeld-abhängigen Kapazitätsmessungen spiegeln daher bei Proben mit einem solchen 3D-Rückkontakt nur die Eigenschaften der Quantenpunkte wieder. Eine Anpassung der Spektren mit Gaußfunktionen erlaubte eine sehr genaue Bestimmung der ersten 6 Vielteilchen-Grundzustandsenergien. Durch eine im Gegensatz zu früheren Arbeiten stark verbesserte Datenbasis (vgl. z.B. [32]) konnte gezeigt werden, dass die Quantenpunkte zwar in gewissen Grenzen recht gut durch ein harmonisches Einschlusspotential zu charakterisieren sind, dass jedoch auch einige Verfeinerungen dieses Modells eingeführt werden müssen, um eine größtmögliche Übereinstimmung mit den Messdaten zu erzielen. Insbesondere betrifft dies die folgenden Punkte:

- Die effektive Masse ist für die einzelnen Quantenpunktelektronen nicht identisch, sondern steigt mit zunehmender Elektronenzahl an.
- Eine leichte Elliptizität der Quantenpunkte kann dazu führen, dass die gemessenen Coulombblockadeenergien nicht mit den im Modell von Warburton *et al.* [26] vorausgesagten Verhältnissen übereinstimmen.

- Bei der Bestimmung des effektiven g -Faktors muss die Temperaturabhängigkeit der Besetzung der unterschiedlichen Spinzustände berücksichtigt werden.
- Bei der Modellierung der s -Zustände kann die Magnetfeldabhängigkeit der Coulombblockade nicht vernachlässigt werden.

In einem zweiten Schritt wurden nun vergleichbare Proben mit einem zweidimensionalen Rückkontakt spektroskopiert. In solchen Proben bilden Kapazitätsmessungen nicht nur die Eigenschaften der Quantenpunkte, sondern auch die des Rückkontaktes ab. Unter Ausnutzung der anhand des 3D-Kontaktes gewonnenen Erkenntnisse konnten diese beiden Einflüsse separiert und die Oszillation der Fermienergie des 2D-Gases ausgetastet werden. Diese Oszillationen der Fermienergie erlauben Rückschlüsse auf die Form der Zustandsdichte eines 2DEG im Magnetfeld. Während theoretische Modelle eine selbstkonsistente Beziehung zwischen der Verbreiterung eines Landau-Niveaus und der Zustandsdichte an der Fermikante fordern, ist es für einfache Modellrechnungen häufig ausreichend, eine einfache analytische Form der Zustandsdichte anzunehmen. Über die beste analytische Näherung für die Form der Zustandsdichte besteht jedoch in der Literatur Uneinigkeit (siehe z.B. [74] und [75]). Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse sind am besten zu reproduzieren, wenn eine Gaußförmige Zustandsdichte der Landau-Niveaus angenommen wird. Zusätzlich deuten die Messungen darauf hin, dass sich ein Teil der Zustände in einem vom Magnetfeld unbeeinflussten konstanten Untergrund befindet. Weiterhin indizieren die Ergebnisse eine mit \sqrt{B} zunehmende Verbreiterung der Landau-Niveaus, ganz ähnlich, wie es schon in früheren Arbeiten beobachtet wurde [74]. Weder Lorentzfunktionen noch semi-Ellipsen als Basis der Zustandsdichte ergeben hingegen eine akzeptable Übereinstimmung mit den experimentellen Daten.

Den zweiten Schwerpunkt dieser Arbeit bildet der Versuch, die Quantenpunktelektronen als kontrollierbare Streuzentren zu verwenden. Das Potenzial dieser Streuzentren kann durch das Laden einer definierten Anzahl von Elektronen in die Quantenpunkte gezielt manipuliert werden. Das Laden von zusätzlichen Elektronen in die Quantenpunkte geschieht über eine Erhöhung der Gatespannung, welche jedoch gleichzeitig auch die Besetzung des 2DEG ändert. Zur Beschreibung dieser wechselseitigen Beziehung wurde ein allgemeines Modell für die Kapazität tunnelgekoppelter niedrigdimensionaler Elektronensysteme entwickelt. Dieses iterative Modell basiert auf dem Begriff der Quantenkapazität und erlaubt die Berechnung der einzelnen Ladungsträgerdichten der beteiligten Quantensysteme aus Kapazitäts- oder Hall-Messungen. Auf der Grundlage dieses Formalismus konnte von den Leitfähigkeitsmessungen auf die Beweglichkeit des 2DEG in Abhängigkeit von der Besetzung der

Quantenpunkte geschlossen werden. Es zeigt sich, dass die Quantenpunktelektronen die Beweglichkeit des 2DEG für Tunnelbarrieren von 15-40 nm nicht entscheidend beeinflussen. Dennoch konnte eine signifikante Reduktion der Ableitung der Beweglichkeit im Bereich der Ladepositionen der ersten 6 Quantenpunktelektronen sichtbar gemacht werden.

Die Streuwirkung von Coulomb-Potenzialen wird häufig im Stern-Howard (SH)-Formalismus berechnet (siehe z.B. [22]). Ein Vergleich der Beweglichkeitsdaten mit im Rahmen des Stern-Howard-Formalismus berechneten Werten weist auf zwei Besonderheiten der untersuchten Quantenpunktproben hin. Zum einen scheinen die Elektronen eines Quantenpunktes als unkorrelierte Streuer zu wirken. Dieses Ergebnis ist insbesondere bei Proben mit einer Tunnelbarriere von 40 nm zunächst überraschend, da der elektronische Durchmesser der Quantenpunkte kleiner als 20 nm ist. Es ist davon auszugehen, dass diese Eigenschaft durch die zweite Besonderheit der Streuwirkung bedingt wird: Die Streuwirkung ist insgesamt deutlich größer als anhand der SH-Formeln berechnete Werte und steigt mit abnehmendem Abstand der Quantenpunkte zum 2DEG überproportional stark an. Bei einer Tunnelbarriere von 15 nm deutet die Messung auf einen im Vergleich zum SH-Formalismus etwa 100-fach vergrößerten Streuquerschnitt hin. Diese beiden unerwarteten und bisher in der Literatur noch nicht beschriebenen Effekte sind als deutliches Indiz für einen stark resonanten Charakter der Wechselwirkung zu werten.

Trotz dieser überhöhten Wechselwirkung der Quantenpunktelektronen mit dem 2DEG wird die Beweglichkeit für alle Abstände offensichtlich von einem anderen mit den Quantenpunkten zusammenhängenden Effekt dominiert. In Frage kommt hier vor allem das die Quantenpunkte umgebende (piezoelektrische) Spannungsfeld. Eine eingehende Untersuchung der bisher kaum diskutierten Wechselwirkung dieses Spannungsfeldes mit dem 2DEG ist daher ein wichtiges Projekt für zukünftige Arbeiten auf diesem Gebiet.

Neben den Untersuchungen der klassischen Transporteigenschaften wurden in einem weiteren Schritt auch Experimente in quantisierenden Magnetfeldern durchgeführt. Anhand der beobachteten Verschiebung der Positionen der Plateaus im Quanten-Hall-Effekt konnte auf ein dominantes repulsives Streupotenzial geschlossen werden. Dies ist insofern eine außerordentlich wichtige Information, als damit die ionisierten positiv geladenen Donatoren der Heterostruktur als Ursache dieser Verschiebung auscheiden. Da die Quantenpunktelektronen aufgrund ihres geringen Einflusses auf die Eigenschaften des 2DEG ebenfalls nicht als Ursache in Frage kommen, deuten diese Ergebnisse wiederum auf das Spannungsfeld der Quantenpunkte als dominierende Wechselwirkung hin.

Es sei an dieser Stelle jedoch angemerkt, dass für viele einfache Formen von Quantenpunkten das resultierende piezoelektrische Potenzial symmetrisch ist [81], d.h. es weist eine gleiche Anzahl von Minima und Maxima und damit keinen eindeutig repulsiven oder attraktiven Charakter auf. Es ist daher durch weitere theoretische Untersuchungen für reale Quantenpunktformen und Materialkompositionen in ihrer Umgebung ein realistisches Modell dieses Potenzials und seiner Wechselwirkung mit einem benachbarten 2DEG zu entwickeln.

Interessanterweise gibt es noch eine weitere, bisher kaum beachtete Möglichkeit, wie die Quantenpunkte die Beweglichkeit des 2DEG in der beobachteten drastischen Weise reduzieren können. So wurde bei ganz ähnlichen Quantenpunkten gefunden, dass diese im Bereich des sie umgebenden GaAs elektronische Zustände in der Bandlücke induzieren können [109,110]. Tatsächlich wurden auch im Rahmen dieser Arbeit bei einigen Kapazitätsmessungen (z.B. Seite 151 im Anhang) vor dem Laden der s -Niveaus zusätzliche Strukturen in der Kapazität beobachtet. Auch die Möglichkeit der Existenz solcher Zustände in der GaAs Bandlücke sollte also zur Erklärung beobachteter Effekte in Betracht gezogen werden, wenn Quantenpunkte in der Nähe eines 2DEG eingebettet werden.

All diese Untersuchungen der möglichen Wechselwirkungen von Quantenpunkten mit einem 2DEG sind nicht zuletzt aufgrund des Potenzials solcher Strukturen als Einzel-Elektronen-Speicherelement von besonderer Bedeutung. In einem ersten Schritt zur Realisierung solcher sehr kleinen Schaltelemente wurde in dieser Arbeit versucht, dass 2DEG zu einem schmalen Kanal zu verengen und die Wechselwirkung dieses Kanals mit den Quantenpunktelektronen zu beobachten. Bei einer elektrostatischen Definition des Kanals wurde tatsächlich ein negativ-differentieller Bereich der Leitfähigkeit beobachtet, welcher gerade im dem Gatespannungsbereich auftritt, in dem die Quantenpunkte geladen werden. Die beobachtete Verminderung der Leitfähigkeit ist im Einklang mit der Annahme einer weitgehenden Abschnürung einer 1D-Mode im Kanal.

Für die Zukunft ergeben sich eine ganze Reihe von Möglichkeiten zur Fortführung dieser Arbeit. So wäre beispielsweise die Zusammenführung der Bestimmung der Form der Zustandsdichte und der Verschiebung der Plateaus im Quanten-Hall-Effekt ein viel versprechendes Projekt. Ein zu entwickelndes Modell für das gesamte effektive Potenzial in der Umgebung der Quantenpunkte könnte so auf seine Übereinstimmung mit der beobachteten Verbreiterung der Landau-Niveaus und der dadurch bedingten Verschiebung der Hall-Plateaus überprüft werden.

Ein weiteres Betätigungsfeld wird sicher auch die Optimierung der untersuchten Strukturen hinsichtlich der Stärke der Wechselwirkung zwischen den Quantenpunkt-

elektronen und dem 2DEG sein. Zur Verstärkung des Einflusses der Quantenpunktelektronen kommen hauptsächlich drei Möglichkeiten in Betracht:

1. Eine Erhöhung der Quantenpunktdichte. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Proben lag die Quantenpunktdichte jeweils deutlich unter $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Ideal wäre eine Verdopplung der Dichte bei gleichzeitiger Aufrechterhaltung der Homogenität des resultierenden Ensembles.
2. Eine Verringerung des Abstandes der Quantenpunkte zum 2DEG. Hier ist insbesondere die beobachtete überproportionale Wachstum der Streurrate mit abnehmendem Abstand vielversprechend. Bisher sind Proben mit Tunnelbarrieren von 10-15 nm in der Literatur noch nicht untersucht worden.
3. Eine Erhöhung des Abstandes der Dotierschicht zum 2DEG. Diese Optimierung ist vor allem zu einer verbesserten Ausnutzung des persistiven Photoeffektes von Bedeutung, da in den bisherigen Messungen die Änderung der Besetzung der DX-Zentren einen im Verhältnis zu den Quantenpunktelektronen zu großen Einfluss auf die Transportparameter des 2DEG hatte.

Neben diesen Optimierungen der Heterostrukturen ist natürlich weiterhin die in dieser Arbeit nicht erschöpfend ausgelotete Wechselwirkung der Quantenpunktelektronen mit verengten und möglichst eindimensionalen Kanälen bzw. mit Punktkontakten zu untersuchen. Die ersten Messungen deuten hier auf ein mögliches Potenzial dieser Strukturen als Speicher bzw. Schaltelement hin. Ziel ist es, in entsprechend optimierten Proben durch das Laden eines Elektrons in einen Quantenpunkt einen benachbarten Kanal zu verarmen. Der in den ersten Proben realisierte negativ-differentielle Widerstand ist für diese zukünftigen Arbeiten eine hervorragende Ausgangsbasis.

