

Clemens Rössler

**Elektronische und optische  
Eigenschaften freitragender  
Nanostrukturen**

München, Oktober 2008



# Elektronische und optische Eigenschaften freitragender Nanostrukturen

Dissertation  
an der Fakultät für Physik  
der Ludwig–Maximilians–Universität München



vorgelegt von  
Clemens Rössler  
aus Oberndorf bei Salzburg

München, Oktober 2008

Erstgutachter: Prof. Dr. J. P. Kotthaus

Zweitgutachter: Dr. F. Marquardt

Tag der mündlichen Prüfung: 17. Dezember 2008

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Niederdimensionale Elektronensysteme</b>	<b>3</b>
2.1	Zweidimensionale Elektronengase . . . . .	3
2.2	Eindimensionale Kanäle . . . . .	6
2.3	Quantenpunkte . . . . .	7
2.3.1	Doppelquantenpunkte . . . . .	11
2.4	Phononen-assistierter Transport . . . . .	14
2.4.1	Quantenpunkte in Phononenkavitäten . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Prozessierung</b>	<b>19</b>
3.1	Probenherstellung . . . . .	19
3.2	Ramancharakterisierung . . . . .	25
3.3	Reaktives Ionenätzen . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Transportuntersuchungen freitragender Nanostrukturen</b>	<b>35</b>
4.0.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	35
4.1	Nanostrukturen mit Schottkygattern . . . . .	39
4.1.1	Quantenpunktkontakt . . . . .	39
4.1.2	Quantenpunkte . . . . .	41
4.2	Lateral definierte Nanostrukturen . . . . .	45
4.2.1	Randverarmungslänge . . . . .	45
4.2.2	Quantenpunktkontakt . . . . .	49
4.2.3	Quantenpunkt . . . . .	56
4.2.4	Unordnungsblockade . . . . .	62
4.2.5	Quantenpunkt mit $N \sim 100$ Elektronen . . . . .	64
4.2.6	Quantenpunkt mit $N \sim 10$ Elektronen . . . . .	66
4.2.7	Phonon-Blockade . . . . .	69
4.2.8	Freitragender Doppelquantenpunkt . . . . .	73
4.2.9	Anregungsspektrum eines freitragenden Doppelquantenpunktes . . . . .	79
<b>5</b>	<b>Fotodotierung freitragender Nanostrukturen</b>	<b>87</b>
5.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	87

5.2	Fotoantwort freitragender Nanostrukturen . . . . .	90
5.3	Ortsabhängigkeit der Fotoantwort . . . . .	95
5.4	Modell der Fotodotierung . . . . .	100
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>103</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>107</b>
	<b>Publikationsliste</b>	<b>115</b>
	<b>Dank</b>	<b>117</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>119</b>

---

*Wissenschaft, Forschung und Entwicklung sind Voraussetzungen für wirtschaftliches Wachstum und damit für unseren Wohlstand. Die Bundesregierung fördert technologische Innovationen - damit sie den Menschen zugutekommen, und weil dadurch neue und zukunftssichere Arbeitsplätze entstehen.*

Reformprojekt der Bundesregierung [1]



# Kapitel 1

## Einleitung

Die Nanotechnologie gilt als die Zukunftstechnologie schlechthin. Statt “immer höher, immer weiter” lautet ihr Motto “immer kleiner, immer schneller”. Beispielsweise ging der rasante technische Fortschritt der letzten Jahrzehnte einher mit einem exponentiellen Anstieg verfügbarer Rechenleistung, was durch fortschreitende Verkleinerung der Strukturgrößen in der Mikroelektronik erreicht wurde. Rechenleistung und Speicherplatz skalieren mit der Packungsdichte der Bauelemente; zusätzlich können kleinere Strukturgrößen mit größeren Frequenzen betrieben werden. Diese fortschreitende Miniaturisierung folgt seit 1959 Moores Gesetz [2] und ist mittlerweile bei Strukturgrößen von 45 nm angelangt [3]. Ein Großteil der hierzu relevanten Forschung findet folglich auf dem Gebiet der Halbleiter Nanostrukturen statt. Darüber hinaus findet die Nanoforschung überwiegend auf dem Gebiet der mesoskopischen Physik statt. Auf diesem ist ein reichhaltiges Spektrum quantenmechanischer Effekte experimentell zugänglich, deren Nutzung zur Quanteninformationsverarbeitung ein viel beachteter Gegenstand aktueller Forschung ist.

Die vorliegende Arbeit untersucht elektronische, mechanische und optische Eigenschaften von Halbleiter Nanostrukturen. Dazu werden aus einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur Brücken prozessiert, deren Maße von typischerweise  $6 \mu\text{m} \times 600 \text{ nm} \times 90 \text{ nm}$  (Länge  $\times$  Breite  $\times$  Dicke) so gewählt sind, dass eine Quantisierung des Spektrums mechanischer Schwingungen erwartet werden kann. Zur anfänglichen Charakterisierung werden mechanische Schwingungsmoden mit Energie  $> 10 \text{ meV}$ , so genannte optische Phononen, mittels orts aufgelöster Mikro-Ramanstreuung untersucht. Die Untersuchung niederenergetischer Moden erfolgt mittels der so genannten Transportspektroskopie bei tiefen Temperaturen. Hierzu enthält die Brücke ein zweidimensionales Elektronengas, dessen Dimensionalität durch gezielte lokale Verarmung weiter eingeschränkt werden kann. So wird ein eindimensionaler Quantenpunktkontakt definiert, wenn die Elektronen in allen Raumrichtungen bis auf eine innerhalb ihrer Wellenlänge von etwa 35 nm eingeschränkt sind. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit gelingt die Herstellung solcher Quantenpunktkontakte. Diese weisen ein bemerkenswert steiles Einschlusspotenzial auf, was zu ungewöhnlich großen Quantisierungsenergien führt. Zusätzlich eignen sich freitragende Quantenpunktkon-

takte aufgrund der vollständigen Entkopplung vom Substrat gut für optoelektronische Experimente, bei denen optisch erzeugte Ladungsträger im *source-drain*-Strom nachgewiesen werden. Dabei zeigt sich, dass von optischer Interband-Anregung eine mehrere Millisekunden anhaltende Leitwerterhöhung hervorgerufen werden kann.

Durch eine weitere Reduzierung der freien Raumrichtungen wird ein nulldimensionales elektronisches System definiert, ein so genannter Quantenpunkt. Die diskreten Energiezustände von Quantenpunkten weisen Gemeinsamkeiten mit denen eines Atoms auf, weshalb oft von künstlichen Atomen gesprochen wird. Das angrenzende zweidimensionale Elektronengas wird als Zuleitung genutzt, um die elektronischen Eigenschaften der Nanostruktur systematisch zu untersuchen. Aufbauend auf den vorangegangenen Arbeiten von E. M. Weig können nun höher aufgelöste Transportuntersuchungen der elektronischen Zustände eines freitragenden Quantenpunktes durchgeführt werden. Eine zentrale Frage ist hierbei, ob die von der Theorie vorhergesagten Schwingungszustände der Brücke in Form von Anregungszuständen des Quantenpunktes auftreten. Tatsächlich werden experimentelle Signaturen dieser mechanischen Schwingungsmoden beobachtet.

Zusätzlich wird durch die Herstellung eines freitragenden seriellen Doppelquantenpunktes eine weitere Untersuchung des Schwingungsspektrums der Brücke ermöglicht. Die beiden Quantenpunkte werden als energetische Filter genutzt, indem der inelastische Tunnelstrom durch die Quantenpunkte als Funktion des Energieunterschieds ihrer Grundzustände gemessen wird. Im Gegensatz zu den Experimenten an einem einzelnen Quantenpunkt sind in dem untersuchten Doppelquantenpunkt Anregungszustände mit kleiner Energie allerdings nicht experimentell auflösbar. Bei größeren Energien sind allerdings auch hier Hinweise auf Schwingungsmoden zu beobachten. Es wird gezeigt, dass diese Anregungsenergie im Gegensatz zu elektronischen Anregungszuständen unabhängig von der Richtung des Stroms und magnetischen Feldern ist.

# Kapitel 2

## Niederdimensionale Elektronensysteme

Dieses Übersichtskapitel fasst die elektronischen Eigenschaften niederdimensionaler Elektronensysteme zusammen, die zur Diskussion der später beschriebenen Experimente benötigt werden. In den folgenden Abschnitten wird von einer Temperatur  $T = 0\text{ K}$  ausgegangen, was bei experimentell erreichbaren Temperaturen von  $T < 0.1\text{ K}$  eine vertretbare Näherung darstellt. Die wichtigsten herangezogenen Quellen sind das Lehrbuch von S. Datta [4], ein Report von L. P. Kouwenhoven u.a. [5] und ein Übersichtsartikel von W. G. van der Wiel u.a. [6].

### 2.1 Zweidimensionale Elektronengase

Von einem zweidimensionalen Elektronengas (2DEG) ist die Rede, wenn die Energie freier Elektronen in einer Raumrichtung quantisiert ist, während die Bewegung (und damit die kinetische Energie) der Elektronen in den anderen beiden Raumrichtungen frei ist. Üblicherweise wird ein 2DEG in einer Halbleiter-Heterostruktur definiert, wobei die Subband-Quantisierung in Wachstumsrichtung  $z$  erfolgt. Die Zustandsdichte  $D$  ist innerhalb jedes Subbandes energieunabhängig [4] und ist gegeben durch

$$D(E) = \frac{m_e^*}{\hbar^2 \pi} \sum_n \Theta(E - \varepsilon_n^{2D}). \quad (2.1)$$

Hierbei bezeichnet  $m_e^* = 0.067 \cdot m_e$  die effektive Elektronenmasse in Galliumarsenid,  $\Theta$  die Heaviside-Stufenfunktion und  $\varepsilon_n^{2D}$  die Quantisierungsenergie des  $n$ -ten Subbandes. Unter der Annahme miteinander nicht wechselwirkender Elektronen sind die so definierten Zustände bis zur Fermienergie besetzt. Die Einteilchenenergie eines Elektrons mit Wellenvektor  $k$  beträgt  $E(n, k) = \varepsilon_n^{2D} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*}$ . Grundlegende 2DEG-Kenngrößen sind die Flächenladungsträgerdichte  $n_S$  und die Transportbeweglichkeit innerhalb der  $x$ - $y$ -Ebene  $\mu_T$ . Die in dieser Arbeit verwendeten Heterostrukturen

weisen bei Temperatur  $T_{2\text{DEG}} = 4.2\text{ K}$  laut Hersteller Werte im Bereich von

$$n_S \sim 5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2} \quad (2.2)$$

und  $\mu_T \sim 30 \text{ m}^2/\text{Vs}$  auf. Wie in Abschnitt 3.3 gezeigt wird, verringern im Verlauf der weiteren Prozessierung Ätزشäden die Transportbeweglichkeit, weshalb diese bei den untersuchten Proben letztendlich im Bereich von

$$\mu_T \sim 3 \text{ m}^2/\text{Vs} \quad (2.3)$$

liegt. Mit diesen Kenngrößen können Fermienergie  $E_F$ , Fermiwellenlänge  $\lambda_F$  und die mittlere freie Weglänge  $l_m$  berechnet werden als

$$E_F = \frac{\hbar^2 \pi n_S}{m_e^*} \sim 18 \text{ meV} , \quad (2.4)$$

$$\lambda_F = \sqrt{\frac{2\pi}{n_S}} \sim 35 \text{ nm} , \quad (2.5)$$

$$l_m = \frac{\mu_T \hbar}{|e|} \sqrt{2\pi n_S} \sim 350 \text{ nm} . \quad (2.6)$$

Diese Energie- und Längenskalen sind insbesondere für die Diskussion der Unordnungsblockade in Abschnitt 4.2.4 wichtig. Die elektrische Leitfähigkeit ist im Drudemodell gegeben durch

$$\sigma = \frac{e^2 \tau \cdot n_S}{m_e^*} = |e| n_S \cdot \mu_T \quad (2.7)$$

mit der mittleren Streuzzeit der Elektronen  $\tau$ . Die Beziehung zwischen Leitfähigkeit und Flächenladungsträgerdichte des 2DEG ist die Ursache für den in Kapitel 5 beobachteten Effekt der Fotodotierung.

Die experimentelle Bestimmung von Leitfähigkeit und Transportbeweglichkeit erfolgt üblicherweise mittels Hall-Messungen. Bei Anlegen eines Magnetfeldes  $B_\perp$  in  $z$ -Richtung des Kristalls werden freie Elektronen aufgrund der Lorentzkraft auf Kreisbahnen gezwungen, wobei die Umlaufrate durch die so genannte Zyklotronfrequenz  $\omega_C$  gegeben ist. Die damit definierte Zyklotronenergie beträgt in Galliumarsenid

$$\hbar\omega_C = \frac{\hbar e B_\perp}{m_e^*} = 1.73 \cdot B_\perp \text{ meV/T} . \quad (2.8)$$

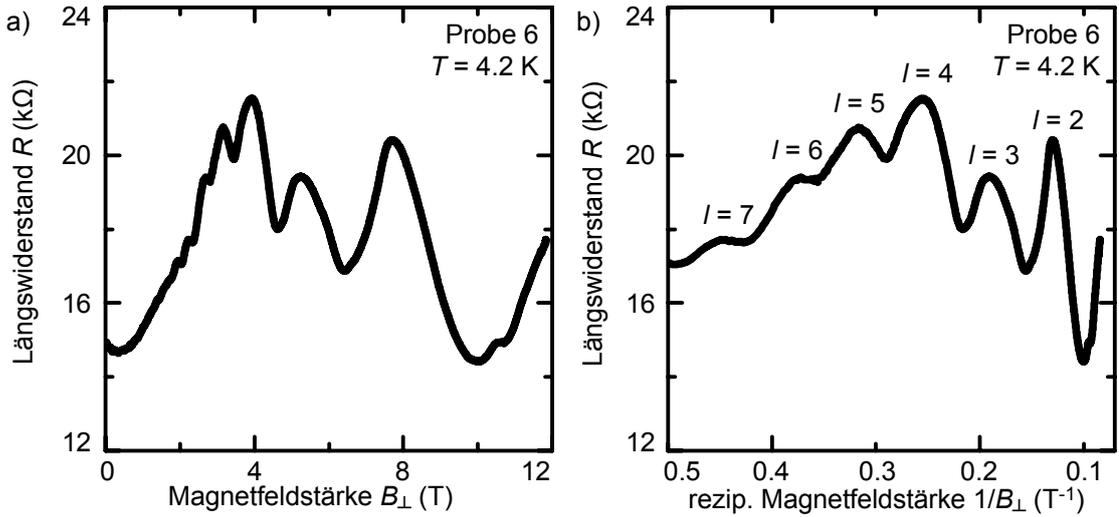
Bei hinreichend großer Magnetfeldstärke ist die Zyklotronfrequenz größer als die Dephasierungsrate der Elektronen, was in den untersuchten Proben typischerweise bei Magnetfeldstärken von  $B_\perp \gtrsim 1 \text{ T}$  beobachtet wird. In diesem Fall führt die Selbstinterferenz der Elektronen zur Quantisierung des Bahndrehimpulses mit Quantenzahl  $l = 0, 1, 2, \dots$  und somit zur Bildung der so genannten Landaniveaus mit Eigenenergie

$$E(l, B) = \hbar\omega_C(l + 1/2) = \frac{\hbar e B_\perp}{m_e^*} (l + 1/2) . \quad (2.9)$$

Da nur Landauniveaus mit  $E(l, B) \leq E_F$  besetzt sind, nimmt die Anzahl der besetzten Landauniveaus mit größerer Magnetfeldstärke ab. Somit ist die elektronische Zustandsdichte an der Fermienergie magnetfeldabhängig und immer dann maximal, wenn

$$\frac{\hbar^2 \pi n_S}{m_e^*} = E_F = E(l, B) = \frac{\hbar e B_\perp}{m_e^*} (l + 1/2) \quad (2.10)$$

gilt. Diese Gleichung ist für ganzzahlige Bahndrehimpulse bei Magnetfeldstärken mit Periode  $1/B_\perp$  erfüllt und lässt sich als Modulation des elektrischen Längswiderstandes, den so genannten Shubnikov-de-Haas-Oszillationen, beobachten. In der vorliegenden Arbeit führt dies zu einer starken Magnetfeldabhängigkeit des Gesamt-Probenwiderstandes, da ein 2DEG die *source*- und *drain*-Zuleitungen der untersuchten Nanostrukturen bildet. Abbildung 2.1 a) zeigt den gemessenen Längswider-



**Abbildung 2.1:** a) Längswiderstand  $R$  von Probe 6 bei  $T = 4$  K, aufgetragen als Funktion der Magnetfeldstärke  $B_\perp$  senkrecht zum 2DEG. b) Längswiderstand der selben Messung, als Funktion von  $1/B_\perp$  aufgetragen. Die Shubnikov-de-Haas-Oszillationen des Längswiderstandes mit Periode  $1/B_\perp$  sind deutlich zu sehen. Lokale Maxima des Längswiderstandes treten auf, wenn die Eigenenergie eines Landauniveaus mit Bahndrehimpuls  $l$  gleich der Fermienergie ist.

stand von Probe 6 als Funktion der Magnetfeldstärke  $B_\perp$ . Die Magnetfeldabhängigkeit wird von den Shubnikov-de-Haas-Oszillationen der 2DEG-Zuleitungen dominiert. Um deren  $1/B_\perp$ -Periode zu veranschaulichen, ist der Längswiderstand in Abbildung 2.1 b) als Funktion von  $1/B_\perp$  aufgetragen. Lokale Maxima treten bei  $E(l, B) = E_F$  mit ganzzahligem Bahndrehimpuls  $l$  auf, woraus mit Gleichung 2.10 die Ladungsträgerdichte  $n_S$  bestimmt werden kann.

## 2.2 Eindimensionale Kanäle

Zusätzlich zur  $z$ -Richtung kann das 2DEG in einer weiteren Raumrichtung auf der Längenskala der Fermiwellenlänge eingeschränkt werden. Die Energieabhängigkeit der Zustandsdichte lautet dann

$$D(E) = \frac{1}{2\pi\hbar} \sum_n \sqrt{\frac{2m_e^*}{E - \varepsilon_n^{1D}}} \quad (2.11)$$

mit der Energie des Subbandbodens  $\varepsilon_n^{1D}$  des  $n$ -ten Kanals. Wenn der eindimensionale Kanal entlang der verbliebenen freien Raumrichtung kürzer ist als die mittlere freie Weglänge, kann Streuung innerhalb des Kanals vernachlässigt werden. Da die mittlere freie Weglänge mit  $l_m \sim 350$  nm in den vollständig prozessierten Proben sehr kurz ist, werden die Untersuchungen in Abschnitt 4.1.1 und Abschnitt 4.2.2 an sehr kurzen eindimensionalen Kanälen mit Länge  $l_m > L > \lambda_F$  durchgeführt, die auch als Quantenpunktkontakte (QPC) bezeichnet werden. Die Geschwindigkeit eines Elektrons mit Energie  $E$  beträgt beim Passieren des  $n$ -ten QPC-Subbandes

$$v(E) = \frac{1}{2\pi\hbar} \sqrt{\frac{2(E - \varepsilon_n^{1D})}{m_e^*}}. \quad (2.12)$$

Aufgrund der Kompensierung der  $E^{-1/2}$  - Abhängigkeit der Zustandsdichte mit der  $E^{1/2}$  - Abhängigkeit der Elektronengeschwindigkeit ist der elektrische Leitwert  $G$  eines Quantenpunktkontaktes lediglich gegeben durch die Anzahl  $m$  der QPC-Subbänder unterhalb der Fermienergie [7, 8]

$$G = G_0 \cdot \sum_{n=0}^{m-1} T_n \quad (2.13)$$

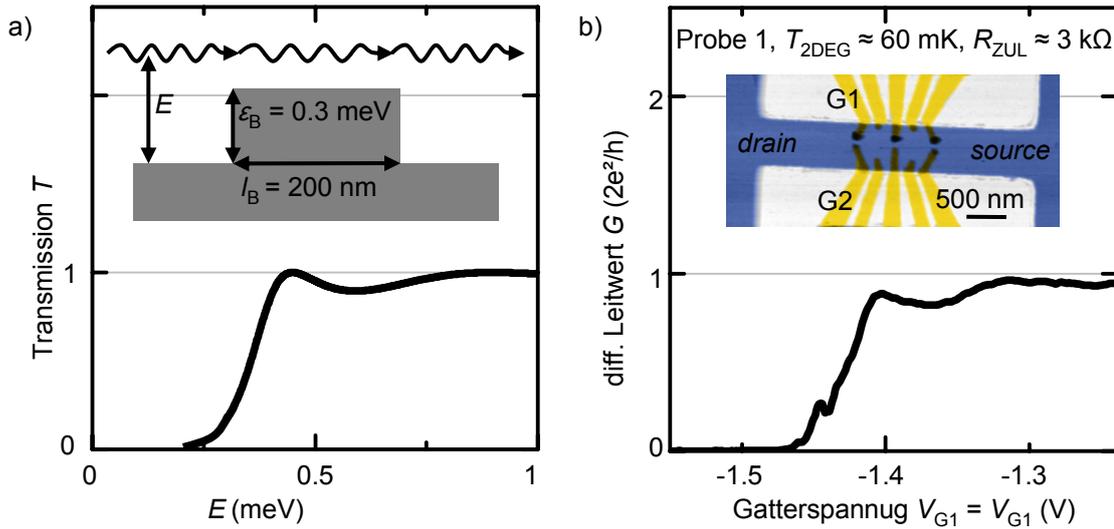
$T_n$  ist die Transmission des  $n$ -ten Subbandes,

$$G_0 = \frac{2e^2}{h} \quad (2.14)$$

ist das Leitwertquantum. Der elektrische Leitwert eines idealen QPC, also mit  $T_n = 1$ , ist somit in Vielfachen von  $G_0 = \frac{2e^2}{h}$  quantisiert. Ein realer Quantenpunktkontakt kann sich vom Idealfall durch eine Energieabhängigkeit der Transmission aufgrund von nicht-adiabatischer Einkopplung der Elektronen in den QPC und Streuung am Unordnungspotenzial der Probe unterscheiden. Beide Fälle führen zu Interferenz der Elektronen an einer zusätzlichen Potenzialbarriere mit Höhe  $\varepsilon_B$  und Länge  $l_B$ , weshalb die Energieabhängigkeit der Transmission für  $E > \varepsilon_B$  durch

$$T(E) = \left[ 1 + \frac{\varepsilon_B^2 \cdot \sin^2 \left( \sqrt{2m_e^*(E - \varepsilon_B)} \cdot l_B / \hbar \right)}{4 \cdot E \cdot (E - \varepsilon_B)} \right]^{-1} \quad (2.15)$$

beschrieben werden kann [9]. Für  $E < \varepsilon_B$  wird angenommen, dass die Transmission gemäß der WKB-Näherung exponentiell als Funktion der Energiedifferenz abfällt. In Abbildung 2.2 a) ist die gemäß Gleichung 2.15 berechnete Transmission bei Streuung an einer Potenzialbarriere mit Höhe  $\varepsilon_B = 0.3 \text{ meV}$  und Länge  $l_B = 200 \text{ nm}$  als Funktion der Energie aufgetragen.



**Abbildung 2.2:** a) Transmission als Funktion der Energie bei Interferenz an einer Barriere mit Höhe  $\varepsilon_B = 0.3 \text{ meV}$  und Länge  $l_B = 200 \text{ nm}$ . Für Energie  $E < \varepsilon_B$  wird ein exponentieller Abfall der Transmission angenommen. b) Differenzieller Leitwert von Probe 1 nach Abzug des Zuleitungswiderstandes  $R_{ZUL} \approx 3 \text{ k}\Omega$ , bei tiefen Temperaturen  $T_{2DEG} \sim 60 \text{ mK}$  aufgetragen als Funktion der an Gatter G1 und G2 angelegten Spannung. Durch Anlegen einer negativen Spannung an die Gatter (vertikale gelbe Streifen im Probenbild) wird das darunterliegende 2DEG (blaue Flächen) lokal verarmt. Zwischen den Gatterspitzen wird dadurch ein QPC definiert. Das Leitwertplateau bei  $G = 2e^2/h$  wird von zusätzlichen Oszillationen überlagert.

Als Beispiel für einen nicht idealen QPC ist der differenzielle Leitwert von Probe 1 als Funktion der gleichermaßen an Gatter G1 und G2 angelegten Spannung in Abbildung 2.2 b) aufgetragen. Der Zuleitungswiderstand  $R_{ZUL} = 2850 \Omega$  ist bereits vom Gesamtwiderstand abgezogen und ein QPC-Leitwertplateau bei  $G = 2e^2/h$  ist erkennbar. Die zusätzlichen Resonanzen deuten auf ein nicht zu vernachlässigendes Unordnungspotenzial durch Defekte im 1D-Kanal hin.

## 2.3 Quantenpunkte

Das Definieren einer räumlichen Einschränkung in allen drei Raumrichtungen führt zu einer vollständigen Diskretisierung der Energiezustände  $\varepsilon_n^{0D}$  mit der Zustandsdichte

$$D(E) \sim \sum_n \delta(E - \varepsilon_n^{0D}). \quad (2.16)$$

Die elektrostatische Eigenkapazität der so definierten Elektroneninsel kann als Grenzfalle eines Rotationsellipsoides mit Radius  $r_{\text{QD}}$ , vernachlässigbarer Dicke und Referenzpotenzial im Unendlichen angenähert werden und beträgt

$$C_{\Sigma} = 8\varepsilon_{\text{GaAs}}\varepsilon_0 \cdot r_{\text{QD}} \quad (2.17)$$

mit der elektrischen Feldkonstante  $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ C/Vm}$  und der Dielektrizitätskonstante von Galliumarsenid  $\varepsilon_{\text{GaAs}} = 13.1$ . Durch Beladung der Elektroneninsel mit einem weiteren Elektron wird deren elektrostatisches Potenzial um die so genannte Ladeenergie  $E_C = \frac{e^2}{C_{\Sigma}}$  erhöht. Im Allgemeinen wird von einem Quantenpunkt gesprochen, wenn die Ladeenergie der Elektroneninsel nicht durch thermische Energie aufgebracht werden kann [5]:

$$E_C = \frac{e^2}{C_{\Sigma}} \gg k_{\text{B}} T_{2\text{DEG}} \quad (2.18)$$

Da die Ladeenergie eines Quantenpunktes experimentell bestimmt werden kann, wird Gleichung 2.17 herangezogen um die Größe der definierten Elektroneninsel abzuschätzen. Eine solche Abschätzung des Quantenpunktdurchmessers ist nahe liegend, da selbiger viel kleiner als der lithografisch definierte Abstand der umgebenden Gatter und ÄtZRänder sein kann.

Experimentell kann die Grundzustandsenergie des Quantenpunktes durch ein über die Kapazität  $C_G$  gekoppeltes Gatter mit Gatterspannung  $V_G$  variiert werden. Zusätzlich sind bei kleinen Quantenpunkten, also mit  $r_{\text{QD}} \sim \lambda_{\text{F}}$ , die quantenmechanischen Einteilchenenergien  $E_{\text{QM}}$  relevant. Im Rahmen des so genannten *constant-interaction*-Modells sind elektrostatische und quantenmechanische Energiekomponente unabhängig voneinander, was sich experimentell als zutreffend erwiesen hat [10]. Die Grundzustandsenergie eines Quantenpunktes mit  $N$  Elektronen ist damit gegeben durch

$$E_{\text{QD}}(N, V_G) = \sum_{i=1}^N E_{\text{QM},i} + \frac{1}{2C_{\Sigma}} (e(N - N_0) + C_G V_G)^2, \quad (2.19)$$

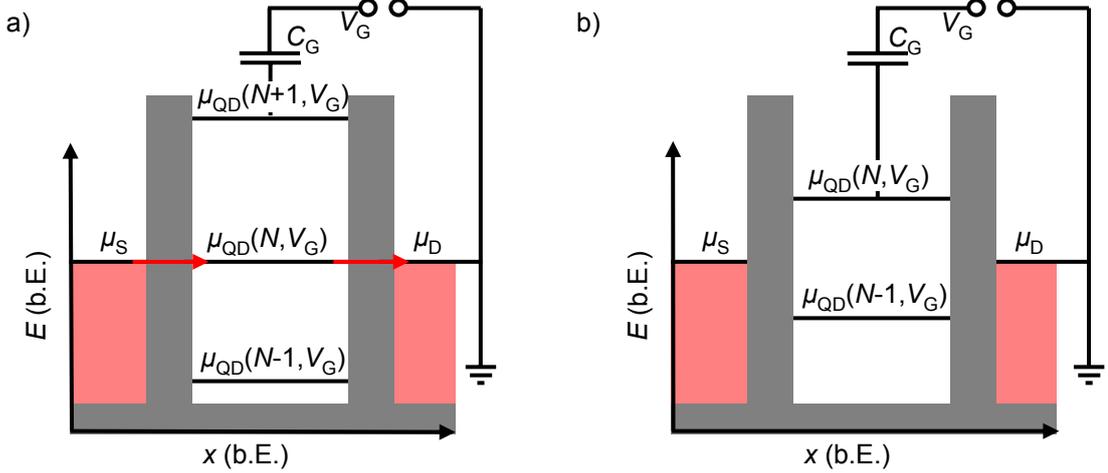
wobei  $N_0$  die Elektronenzahl des Quantenpunktes bei  $V_G = 0 \text{ V}$  bezeichnet. Die Untersuchung der elektronischen Eigenschaften erfolgt mittels benachbarter 2DEG-Zuleitungen *source* und *drain* mit elektrochemischen Potenzialen  $\mu_{\text{S}}$  und  $\mu_{\text{D}}$ . Zur Betrachtung möglicher Elektronentransportprozesse durch den Quantenpunkt ist es hilfreich, ebenfalls das elektrochemische Potenzial eines Quantenpunktes mit  $N$  Elektronen zu definieren als

$$\mu_{\text{QD}}(N) = E_{\text{QD}}(N, V_G) - E_{\text{QD}}(N - 1, V_G). \quad (2.20)$$

Für  $\mu_{\text{S}} \approx \mu_{\text{D}}$  kann nur dann Strom fließen, wenn die Beladungszahl des Quantenpunktes um ein Elektron fluktuieren kann, also wenn die Bedingung

$$\mu_{\text{S}} \approx \mu_{\text{QD}} \approx \mu_{\text{D}} \quad (2.21)$$

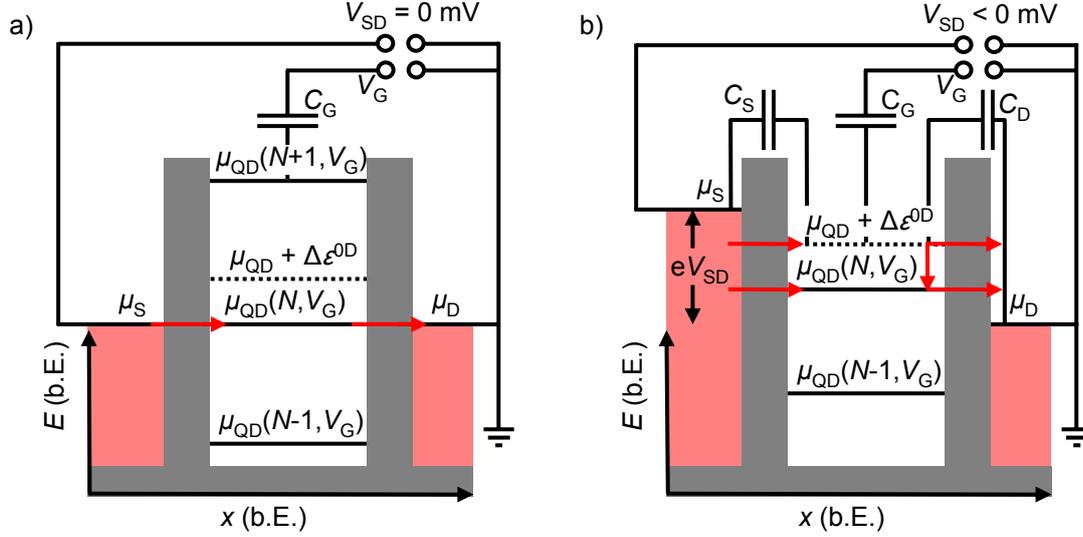
erfüllt ist. Aus Gleichungen 2.19 und 2.20 folgt, dass diese Bedingung für diskrete Werte der Gatterspannung  $V_G$  erfüllt ist. An diesen so genannten Coulomb-Resonanzen fließt Strom, während sich der Quantenpunkt in den dazwischen liegenden Gatterspannungsbereichen in Coulomb-Blockade befindet. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 2.3 a) schematisch dargestellt. Bei einer bestimmten Gatter-



**Abbildung 2.3:** a) Schemazeichnung der elektrochemischen Potentiale von  $source$  ( $\mu_S$ ),  $drain$  ( $\mu_D$ ) und Quantenpunkt ( $\mu_{QD}(N, V_G)$ ), aufgetragen als Funktion des Ortes. Das 2DEG (rote Flächen) ist auf der  $drain$ -Seite geerdet, ein Gatter koppelt mit elektrostatischer Kapazität  $C_G$  an den Quantenpunkt. Bei einer bestimmten Gatterspannung  $V_G$  und kleiner  $source-drain$ -Spannung  $V_{SD} = (\mu_S - \mu_D)/e \approx 0$  mV sind die drei elektrochemischen Potentiale in Resonanz und Elektronen tunneln zwischen  $source$  und  $drain$  (rote horizontale Pfeile). b) Situation des gleichen Quantenpunktes bei negativerer Gatterspannung. Die elektrochemischen Potentiale sind nicht in Resonanz. Der Quantenpunkt ist mit  $N - 1$  Elektronen beladen und befindet sich in Coulomb-Blockade.

spannung  $V_G$  sind die elektrochemischen Potentiale von  $source$  und  $drain$  in Resonanz mit dem elektrochemischen Potenzial des Quantenpunktes  $\mu_{QD}(N, V_G)$ . Die Beladungszahl des Quantenpunktes kann zwischen  $N$  und  $N - 1$  Elektronen fluktuieren wodurch Elektronentransport zwischen  $source$  und  $drain$  ermöglicht wird (horizontale rote Pfeile). Abbildung 2.3 b) stellt die Situation bei einer anderen Gatterspannung dar. Das chemische Potenzial von  $source$  und  $drain$  liegt zwischen  $\mu_{QD}(N, V_G)$  und  $\mu_{QD}(N - 1, V_G)$ . Der Quantenpunkt enthält also  $N - 1$  Elektronen und befindet sich in Coulomb-Blockade.

Das Anlegen einer größeren  $source-drain$ -Spannung  $V_{SD} = (\mu_D - \mu_S)/e > 0$  bewirkt eine Erleichterung der Transportbedingung zu  $\mu_S \geq \mu_{QD} \geq \mu_D$ . Diese Zusammenhänge werden anhand der Schemazeichnung in Abbildung 2.4 veranschaulicht. Abbildung 2.4 a) zeigt als Ausgangspunkt den bereits besprochenen Fall resonanten Tunnelns durch den Grundzustand des Quantenpunktes. Wird bei ansonsten unveränderten Parametern der Betrag der  $source-drain$ -Spannung erhöht, ergibt sich die in Abbildung 2.4 b) dargestellte Potenzialverteilung. Elektronen tunneln weiterhin von  $source$  in den Grundzustand des Quantenpunktes und anschließend nach



**Abbildung 2.4:** a) Schemazeichnung der elektrochemischen Potentiale von *source* ( $\mu_S$ ), *drain* ( $\mu_D$ ) und Quantenpunkt ( $\mu_{QD}(N, V_G)$ ). Aufgrund sehr kleiner *source-drain*-Spannung  $V_{SD} = (\mu_S - \mu_D)/e \approx 0$  mV tunneln Elektronen bei geeignet gewählter Gatterspannung  $V_G$  durch den Grundzustand des Quantenpunktes (rote Pfeile). b) Energieschema des gleichen Quantenpunktes bei Anlegen einer negativen *source-drain*-Spannung und unveränderter Gatterspannung. Das 2DEG (rote Flächen) ist auf der *drain*-Seite geerdet, daher wird das elektrochemische Potenzial von *source* um  $eV_{SD}$  erhöht. Elektronen tunneln von *source* in den Grundzustand  $\mu_{QD}(N, V_G)$  des Quantenpunktes (schwarze horizontale Linie) oder einen um  $\Delta\epsilon$  erhöhten Anregungszustand (gepunktete Linie) und tunneln anschließend nach *drain* (horizontale rote Pfeile). Innerhalb des Quantenpunktes können Elektronen vom Anregungszustand in den Grundzustand relaxieren (vertikaler roter Pfeil). Aufgrund der kapazitiven Kopplung des Quantenpunktes an *source* ( $C_S$ ) und *drain* ( $C_D$ ) wird durch die Erhöhung von  $\mu_S$  auch das elektrochemische Potenzial des Quantenpunktes erhöht.

*drain*. Zusätzlich zum Grundzustand ist ein um  $\Delta\epsilon$  erhöhter Anregungszustand exemplarisch eingezeichnet (gepunktete Linie). Dieser bietet einen alternativen Transportkanal für Elektronen von *source* nach *drain*. Die Erhöhung von  $\mu_S$  erhöht ebenfalls die Grundzustandsenergie des Quantenpunktes aufgrund der elektrostatischen Kapazität zwischen Quantenpunkt und *source* ( $C_S$ ) beziehungsweise *drain* ( $C_D$ ). Die Verschiebung der Grundzustandsresonanz wird bei Quantenpunkt-Untersuchungen genutzt um zu berechnen, wie sich eine Änderung der Gatterspannung  $V_G$  in eine Änderung des lokalen elektrostatischen Potentials  $\phi$  übersetzt [11]. Es gilt mit den Kopplungskoeffizienten  $\alpha_S \equiv C_S/C_G$  und  $\alpha_D \equiv C_D/C_G$ :

$$\Delta\phi = \frac{\Delta V_G}{|\alpha_S| + |\alpha_D|} \quad (2.22)$$

Unter der Annahme, dass das elektrostatische Einschlusspotential des Quantenpunktes als zweidimensionaler harmonischer Oszillator mit Oszillatorenergie  $\hbar\omega_0$  angenähert werden kann, sind die quantenmechanischen Einteilchenzustände durch die Hauptquantenzahl  $n = 0, 1, 2, \dots$  und die Bahndrehimpulsquantenzahl  $l_z = \dots - 2, -1, 0, 1, 2, \dots$  charakterisiert, was experimentell durch Transportmessungen an ver-

tikal kontaktieren Quantenpunkten bestätigt wurde [10]. Die Magnetfeldabhängigkeit dieser Einteilchenzustände wird durch die Fock-Darwin-Zustände [12, 13] beschrieben, deren Eigenenergie durch

$$E_{\text{QM},i} \equiv E_{n,l_z} = (2n + |l_z| + 1) \cdot \hbar(\omega_0^2 + \frac{1}{4}\omega_C^2)^{1/2} - \frac{1}{2}\hbar\omega_C l_z \quad (2.23)$$

gegeben ist. Die Zyklotronenergie  $\hbar\omega_C = \hbar e B_\perp / m_e^*$  kann experimentell durch Anlegen eines Magnetfeldes  $B_\perp$  senkrecht zur Ebene des 2DEG kontrolliert werden. Dadurch konnte bestätigt werden, dass die Fock-Darwin-Zustände mit dem Energiespektrum lateral definierter Quantenpunkte gut übereinstimmen [14].

### 2.3.1 Doppelquantenpunkte

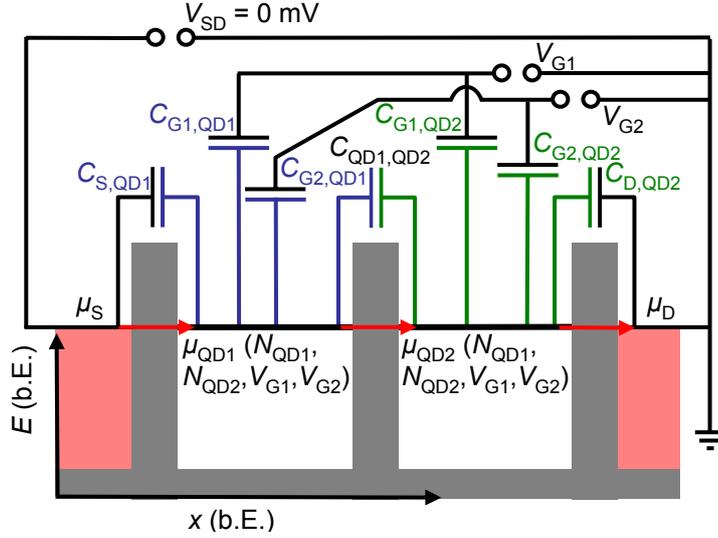
Die Erweiterung der bisher beschriebenen Transportbedingungen eines Quantenpunktes auf zwei Quantenpunkte geschieht bei Vernachlässigung quantenmechanischer Kopplung durch die vier elektrochemischen Potenziale  $\mu_S, \mu_D$  und zweier Quantenpunkte ( $\mu_{\text{QD1}}, \mu_{\text{QD2}}$ ). Bei den in Abschnitt 4.1.2 und Abschnitt 4.2.8 untersuchten Doppelquantenpunkten sind die beiden Quantenpunkte in Serie zwischen *source* und *drain* definiert. Zur Steuerung der elektrochemischen Quantenpunktpotenziale werden zwei Gatter  $G1$  und  $G2$  eingesetzt, die kapazitiv an beide Quantenpunkte koppeln. Der Einfachheit halber sei angenommen, dass sich Quantenpunkt QD1 und Gatter  $G1$  näher an *source* befinden, während QD2 und  $G2$  näher an *drain* liegen. Die Grundzustandsenergie der beiden Quantenpunkte ist dann eine Funktion zweier Gatterspannungen  $V_{G1}, V_{G2}$ , der Elektronenzahlen der Quantenpunkte  $N_{\text{QD1}}, N_{\text{QD2}}$  und der wichtigsten Kapazitäten zwischen Quantenpunkten, Gattern, *source* und *drain*  $C_{S,\text{QD1}}, C_{\text{QD1},\text{QD2}}, C_{D,\text{QD2}}, C_{G1,\text{QD1}}, C_{G1,\text{QD2}}, C_{G2,\text{QD1}}, C_{G2,\text{QD2}}$ . Ausgehend von diesem kapazitiven Netzwerk können die Elektronenzahlen beider Quantenpunkte als Funktion der experimentell kontrollierbaren Gatterspannungen  $V_{G1}, V_{G2}$  berechnet werden [15]. Analog zu den Transportuntersuchungen an Einzelquantenpunkten ist es hilfreich, ein elektrochemisches Potenzial der Quantenpunkte als

$$\mu_{\text{QD1}} = E(N_{\text{QD1}}, N_{\text{QD2}}, V_{G1}, V_{G2}) - E(N_{\text{QD1}} - 1, N_{\text{QD2}}, V_{G1}, V_{G2}) \quad (2.24)$$

$$\mu_{\text{QD2}} = E(N_{\text{QD1}}, N_{\text{QD2}}, V_{G1}, V_{G2}) - E(N_{\text{QD1}}, N_{\text{QD2}} - 1, V_{G1}, V_{G2}) \quad (2.25)$$

zu definieren. Das Ersatzschaltbild eines Doppelquantenpunktes ist in Abbildung 2.5 abgebildet. Die elektrochemischen Potenziale  $\mu_S, \mu_D, \mu_{\text{QD1}}(N_{\text{QD1}}, N_{\text{QD2}}, V_{G1}, V_{G2})$  und  $\mu_{\text{QD2}}(N_{\text{QD1}}, N_{\text{QD2}}, V_{G1}, V_{G2})$  sind als horizontale schwarze Linien eingezeichnet. Die größten Beiträge zur elektrostatischen Kapazität von Quantenpunkt QD1 sind blau, die von Quantenpunkt QD2 grün dargestellt.

Experimentell können die beiden Quantenpunkte leicht anhand ihrer unterschiedlichen kapazitiven Kopplung zu den Gattern unterschieden werden. Diese hängt vom geometrischen Abstand ab und ist daher durch Vergleich mit der Probengeometrie



**Abbildung 2.5:** Schemazeichnung der elektrochemischen Potentiale von *source* ( $\mu_S$ ), *drain* ( $\mu_D$ ), Quantenpunkt QD1 ( $\mu_{QD1}(N_{QD1}, N_{QD2}, V_{G1}, V_{G2})$ , blau) und Quantenpunkt QD2 ( $\mu_{QD2}(N_{QD1}, N_{QD2}, V_{G1}, V_{G2})$ , grün). Die größten Beiträge zur elektrostatischen Kapazität beider Quantenpunkte sind als Ersatzschaltbild eingezeichnet. Im dargestellten Fall tunneln Elektronen sequenziell zwischen *source* und *drain*.

erschließbar. Für  $\mu_S \approx \mu_D$  fließt Strom in erster Ordnung, wenn die Beladungszahl beider Quantenpunkte um ein Elektron fluktuieren kann, also wenn gilt

$$\mu_S = \mu_{QD1} = \mu_{QD2} = \mu_D . \quad (2.26)$$

Während der differenzielle elektrische Leitwert  $G = dI_{SD}/dV_{SD}$  eines einzelnen Quantenpunktes bei diskreten Werten einer Gatterspannung einen endlichen Wert  $G > 0$  annimmt, wird Gleichung 2.26 nur für diskrete Werte im von  $V_{G1}$  und  $V_{G2}$  aufgespannten Parameterraum, erfüllt. Diese so genannten Tripelpunkte im Stabilitätsdiagramm sind das wichtigste experimentelle Anzeichen für das Vorhandensein eines seriellen Doppelquantenpunktes, wie er in Abschnitt 4.2.8 untersucht wird. Da die chemischen Potentiale der beiden Quantenpunkte in Resonanz sind, muss beim Tunneln durch die Quantenpunkte keine Energie aufgenommen oder abgegeben werden. Man bezeichnet dies als sequenzielles elastisches Tunneln.

Die Transportbedingung in Gleichung 2.26 kann durch quantenmechanische Wechselwirkung erheblich modifiziert werden. Befinden sich die beiden Quantenpunkte hinreichend nahe aneinander, überlappen deren Elektronenzustände und bilden Molekülzustände, die über beide Quantenpunkte delokalisiert sind [16]. Man spricht dann von einem stark gekoppelten Doppelquantenpunkt. Aufgrund der erhöhten Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen in beiden Quantenpunkten ist deshalb der elektrische Leitwert des Doppelquantenpunktes erhöht sobald nur einer der beiden Quantenpunkte in Resonanz mit  $\mu_S$  und  $\mu_D$  ist.

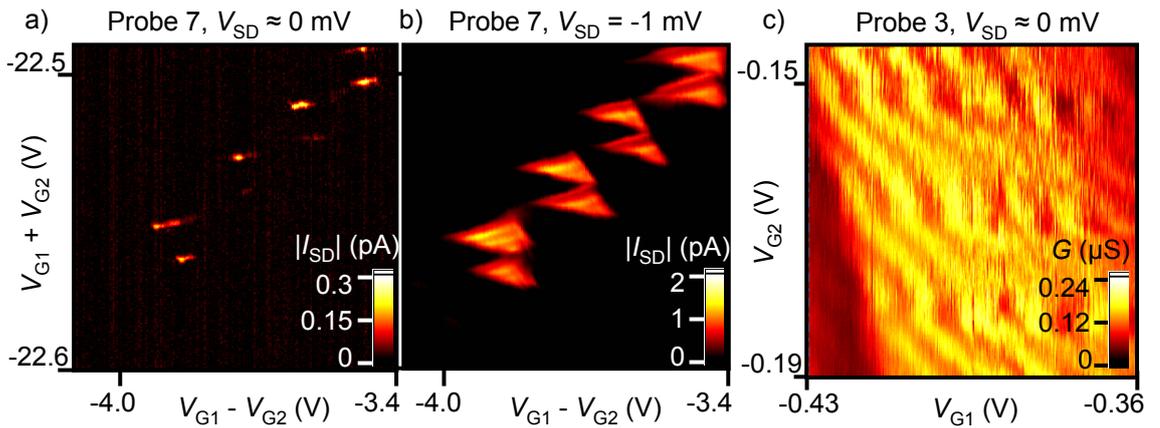
Bei schwach gekoppelten Doppelquantenpunkten ermöglicht ebenso wie bei einem einzelnen Quantenpunkt das Anlegen einer endlichen *source-drain*-Spannung  $V_{SD} =$

$(\mu_S - \mu_D)/e < 0$  eine Erweiterung der Transportbedingung entsprechend

$$\mu_S \geq \mu_{\text{QD1}} \geq \mu_{\text{QD2}} \geq \mu_D . \quad (2.27)$$

Diese Bedingung entspricht einer Erweiterung der Tripelpunkte auf dreieckige Bereiche im von  $V_{G1}$  und  $V_{G2}$ , in denen elektrischer Stromfluss möglich ist [6]. Innerhalb dieser Bereiche können zusätzlich quantenmechanische Anregungszustände zum Stromfluss beitragen. Die maximal mögliche Potenzialdifferenz bei Erfüllung der Transportbedingung  $\mu_{\text{QD1}} \geq \mu_{\text{QD2}}$  beträgt  $eV_{\text{SD}}$ . Dadurch kann das Spektrum angeregter Zustände von Gatterspannungen in Energie umgerechnet werden. Da die chemischen Potentiale der beiden Quantenpunkte nicht in Resonanz sind, wird beim sequenziellen Tunneln durch die Quantenpunkte Energie abgegeben. Man bezeichnet dies als inelastischen Transport.

Die drei beschriebenen Transportbedingungen eines Doppelquantenpunktes sind anhand der bei Temperatur  $T_{2\text{DEG}} \approx 60 \text{ mK}$  gemessenen Stabilitätsdiagramme zu sehen. Abbildung 2.6 a) zeigt den *source-drain*-Strom  $|I_{\text{SD}}|$  durch Probe 7 in linearer



**Abbildung 2.6:** a) *Source-drain*-Strom  $|I_{\text{SD}}|$  von Probe 7 bei Temperatur  $T_{2\text{DEG}} \approx 60 \text{ mK}$ , in linearer Farbskala als Funktion zweier Gatterspannungen aufgetragen. Bei  $V_{\text{SD}} \approx 0 \text{ mV}$  ist Stromfluss nur an bestimmten Punkten des Stabilitätsdiagramms möglich. Außerhalb dieser so genannten Tripelpunkte befindet sich einer der beiden Quantenpunkte in Coulomb-Blockade, das Transportspektrum zeigt also das Vorhandensein eines schwach gekoppelten seriellen Doppelquantenpunktes. b) gleicher Gatterspannungsbereich wie in a), bei  $V_{\text{SD}} = -1 \text{ mV}$  gemessen. Stromfluss ist innerhalb dreieckiger Gatterspannungsbereiche möglich, deren Kantenlänge einer Energiedifferenz von  $1 \text{ meV}$  entspricht. Linien mit erhöhtem Stromfluss innerhalb der Dreiecke stammen von angeregten Zuständen. c) Differenzieller elektrischer Leitwert von Probe 3, aufgetragen als Funktion zweier Gatterspannungen. Bei *source-drain*-Spannung  $V_{\text{SD}} \approx 0 \text{ mV}$  ist der Leitwert aufgrund starker Tunnelkopplung der beiden Quantenpunkte entlang der diagonal verlaufenden Ladelinien erhöht (gelb). Innerhalb der Bereiche mit unterdrücktem Leitwert (rot) liegt Coulomb-Blockade beider Quantenpunkte vor.

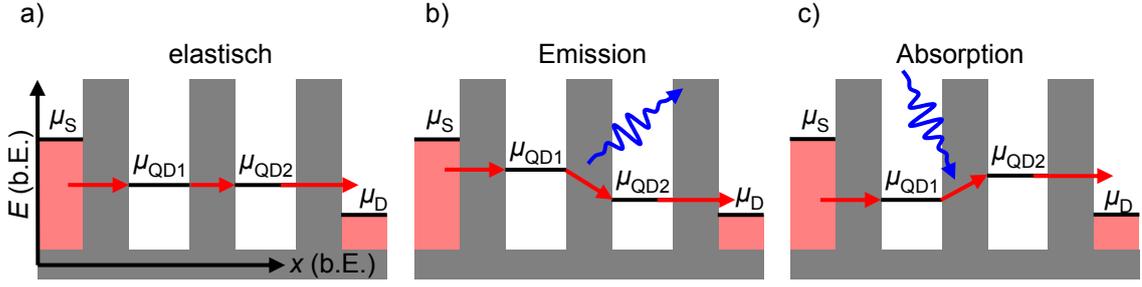
Farbskala als Funktion zweier Gatterspannungen. Bei  $V_{\text{SD}} \approx 0 \text{ mV}$  ist Stromfluss nur an den Tripelpunkten möglich. Hier liegt demnach ein schwach gekoppelter serieller Doppelquantenpunkt vor. Der selbe Gatterspannungsbereich ist in Abbildung 2.6 b)

bei  $V_{SD} = -1$  mV abgebildet.  $|I_{SD}|$  ist innerhalb dreieckiger Gatterspannungsbereiche erhöht, deren Ecken durch die Transportbedingungen  $\mu_S \geq \mu_{QD1}$ ,  $\mu_{QD1} \geq \mu_{QD2}$  und  $\mu_{QD2} \geq \mu_D$  definiert werden. Die Kantenlänge der Dreiecke entspricht daher einer Energiedifferenz von 1 meV. Lokale Maxima des Stroms (gelbe Linien) innerhalb der Dreiecke stammen von quantenmechanischen Anregungszuständen der Quantenpunkte. In Abbildung 2.6 c) ist der differentielle Leitwert von Probe 3 als Funktion zweier Steuergatterspannungen in linearer Farbskala aufgetragen. Gatterspannungsbereiche, bei denen sich beide Quantenpunkte in Coulomb-Blockade befinden, erscheinen dunkel. Der Leitwert ist bei geringer *source-drain*-Spannung  $V_{SD} \approx 0$  mV entlang diagonal durch den Graph verlaufender Linien erhöht. Die Steigung dieser Ladelinien wechselt zwischen zwei Werten, die durch die Kapazität zwischen jedem der beiden Quantenpunkte und beiden Gatter gegeben sind. Es liegt demnach ein stark gekoppelter Doppelquantenpunkt vor. Aufgrund des starken elektrischen Rauschens dieser Probe konnte kein schwächer gekoppelter Doppelquantenpunkt beobachtet werden.

## 2.4 Phononen-assistierter Transport

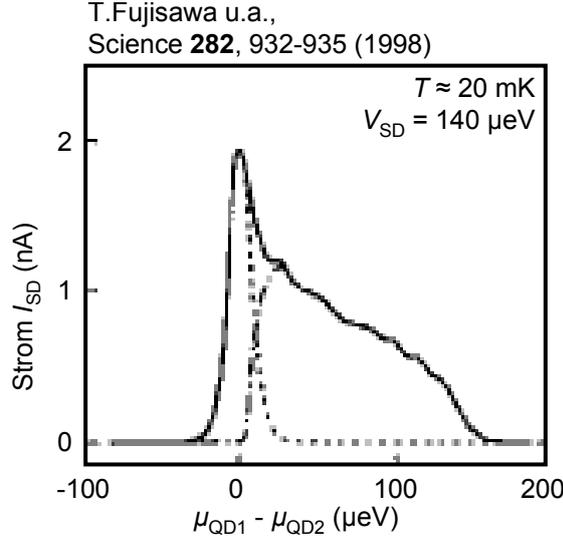
Damit bei inelastischem Transport die Energieerhaltung erfüllt ist, müssen Elektronen beim Tunneln von QD1 nach QD2 abhängig von der Konfiguration der chemischen Potentiale Energiequanten aufnehmen oder abgeben. Abbildung 2.7 zeigt mehrere Energieschemata für Transport durch einen schwach gekoppelten seriellen Doppelquantenpunkt bei  $V_{SD} = (\mu_S - \mu_D)/e < 0$ . In allen Fällen können Elektronen aufgrund von  $\mu_S > \mu_{QD1}$  resonant von *source* in den Quantenpunkt QD1 tunneln. Ebenso können Elektronen von QD2 in unbesetzte Zustände von *drain* tunneln, ohne die Überschussenergie lokal abgeben zu müssen. Der Unterschied zwischen den gezeigten Fällen besteht im Verhältnis der beiden elektrochemischen Potentiale von QD1 und QD2. Abbildung 2.7 a) zeigt den Fall elastischen Tunnelns von QD1 in QD2, also mit  $\mu_{QD1} = \mu_{QD2}$ . In Abbildung 2.7 b) ist inelastisches Tunneln mit  $\mu_{QD1} > \mu_{QD2}$  abgebildet. Die Energieerhaltung kann prinzipiell durch Emission von Phononen, Photonen oder Plasmonen erfüllt werden. Abbildung 2.7 c) ist  $\mu_{QD1} < \mu_{QD2}$ , es muss daher ein Energiequant absorbiert werden damit Strom fließen kann. Bei tiefen Temperaturen  $T_{2DEG} < 100$  mK steht vernachlässigbar wenig thermische Energie zur Verfügung ( $k_B T_{2DEG} < 10 \mu\text{eV}$ ), außerdem ist die Probe in einem gut konzipierten Tieftemperaturmessplatz weitgehend von über Kabel eingetragenen Photonen mit höherer Energie abgeschirmt. Stromfluss durch Absorption ist daher im Experiment meistens stark unterdrückt. Tatsächlich wird in Abbildung 2.6 b) kein Stromfluss außerhalb der dreieckigen Gatterspannungsbereiche mit  $\mu_S \geq \mu_{QD1} \geq \mu_{QD2} \geq \mu_D$  beobachtet.

Im Gegensatz zu einem Atom im Vakuum ist ein Quantenpunkt in einen Festkörper eingebettet. Daher liegt die Vermutung nahe, dass bei Quantenpunkten Emission und Absorption von Phononen einen wichtigeren Rolle bei der Energieerhaltung



**Abbildung 2.7:** a) Energieschema eines schwach gekoppelten seriellen Doppelquantenpunktes. Der Boden des Leitungsbandes ist als graue Fläche eingezeichnet, welche die Tunnelbarrieren der Quantenpunkte QD1 und QD2 mit chemischem Potenzial  $\mu_{\text{QD1}}$  und  $\mu_{\text{QD2}}$  definiert. Der Fermisee (rote Flächen) ist bis zum chemischen Potenzial von *source* ( $\mu_{\text{S}}$ ) und *drain* ( $\mu_{\text{D}}$ ) gefüllt. Bei *source-drain*-Spannung  $V_{\text{SD}} = (\mu_{\text{S}} - \mu_{\text{D}})/e < 0$  und  $\mu_{\text{QD1}} = \mu_{\text{QD2}}$  tunneln Elektronen sequenziell elastisch von *source* nach *drain*. b) Inelastisches Tunneln von QD1 in QD2 mit  $\mu_{\text{QD1}} > \mu_{\text{QD2}}$  erfolgt unter lokaler Abgabe von Energie. Ein ein Elektron muss aufgrund der Energieerhaltung für den inelastischen Tunnelprozess von QD1 in QD2 (schräger roter Pfeil) ein Energiequant emittieren (blauer Pfeil). Das Tunneln von *source* in QD1 kann aus einem energetische passenden Zustand des Fermisees elastisch geschehen, die Überschussenergie bei Tunneln nach *drain* muss nicht lokal abgegeben werden, sondern kann irgendwo in *drain* erfolgen. c) Energieschema beider Quantenpunkte im Fall  $\mu_{\text{QD1}} < \mu_{\text{QD2}}$ . Um den Tunnelprozess von QD1 nach QD2 zu ermöglichen, muss ein Energiequant absorbiert werden, typischerweise durch Photonen oder Phononen.

spielt. Abbildung 2.8 zeigt den *source-drain*-Strom  $I_{\text{SD}}$  eines seriellen, schwach gekoppelten Doppelquantenpunktes von T. Fujisawa u.a. [17], aufgetragen als Funktion von  $\mu_{\text{QD1}} - \mu_{\text{QD2}}$ . Aufgrund der tiefen Temperatur  $T \approx 20$  mK findet kein messbarer Stromfluss durch Absorption statt ( $\mu_{\text{QD1}} - \mu_{\text{QD2}} < 0$ ), während der Emissions-Tunnelstrom ( $\mu_{\text{QD1}} - \mu_{\text{QD2}} > 0$ ) eine Feinstruktur in Form kleiner Schultern aufweist. Diese Feinstruktur zeigte keine systematische Abhängigkeit von der Probengeometrie, was Plasmoneneffekte unwahrscheinlich erscheinen lässt. Auch die Einbettung in Mikrowellenresonatoren hatte keinen Einfluss, was auf Phononenemission als dominanter Mechanismus der Energieabgabe schließen lässt. Der inelastische Tunnelstrom eines schwach gekoppelten seriellen Doppelquantenpunktes ist somit ein Maß für die phononische Zustandsdichte bei der experimentell einstellbaren Energie  $\mu_{\text{QD1}} - \mu_{\text{QD2}}$ . Dies ist gültig, solange keine weiteren Ladungszustände oder Anregungszustände zwischen  $\mu_{\text{QD1}}$  und  $\mu_{\text{QD2}}$  liegen, sondern der Transport ausschließlich durch Tunneln von einem Grundzustand in den anderen erfolgt. Die experimentell zugängliche Energiedifferenz ist daher typischerweise auf  $|\mu_{\text{QD1}} - \mu_{\text{QD2}}| \lesssim 1$  meV beschränkt. Die Energie optischer Phononmoden liegt in Galliumarsenid bei Energien  $\sim 35$  meV [18], was durch orts aufgelöste Mikro-Ramanspektroskopie in Abschnitt 3.2 abgebildet wird. Daher ist für Transportuntersuchungen an Quantenpunkten ausschließlich das Spektrum akustischer Phononen relevant.



**Abbildung 2.8:** *Source-drain*-Strom  $I_{SD}$  durch einen Doppelquantenpunkt von T. Fujisawa u.a. [17], aufgetragen als Funktion der Energiedifferenz der elektrochemischen Potentiale  $\mu_{QD1}$  und  $\mu_{QD2}$  der Quantenpunkte. Der Gesamtstrom (durchgehende Kurve) setzt sich aus dem elastischen Tunnelstrom bei  $\mu_{QD1} - \mu_{QD2} = 0 \mu\text{eV}$  und dem inelastischen Emissions-Tunnelstrom für Werte  $0 \leq \mu_{QD1} - \mu_{QD2} \leq V_{SD} = 140 \mu\text{eV}$  zusammen. Die Feinstruktur (kleine Schultern) rechts des Maximums wurden auf die Emission akustischer Phononen zurückgeführt.

### 2.4.1 Quantenpunkte in Phononenkavitäten

Während in einem unendlich großen Volumenhalbleiter mit Gitterkonstante  $a$  sämtliche Phonon-Wellenzahlen im Bereich  $0 < k < \pi/a$  möglich sind, definiert eine Phononenkavität mit Dicke  $d$  in einer Raumrichtung eine untere Grenze von  $\pi/d < k$ . Die in Abschnitt 4.2.7 untersuchte Kavität ist  $d = 90 \text{ nm}$  dick. Unter Verwendung der Schallgeschwindigkeit longitudinal akustischer Phononen von  $c_1 \sim 5000 \text{ ms}^{-1}$  liegt die zu erwartende charakteristische Energieskala für Kavitätseffekte somit in der Größenordnung von  $\hbar c_1 k = \hbar c_1 \cdot \frac{\pi}{d} \approx 115 \mu\text{eV}$ . Numerische Berechnungen von S. Debold u.a. [19, 20] lassen van Hove Singularitäten in der Phononen-Zustandsdichte erwarten, deren Energie für Scher-Moden bei

$$\varepsilon_{\text{SCHER}}^{\text{KAV}} = \hbar c_1 \cdot \frac{3}{d} = 110 \mu\text{eV} \quad (2.28)$$

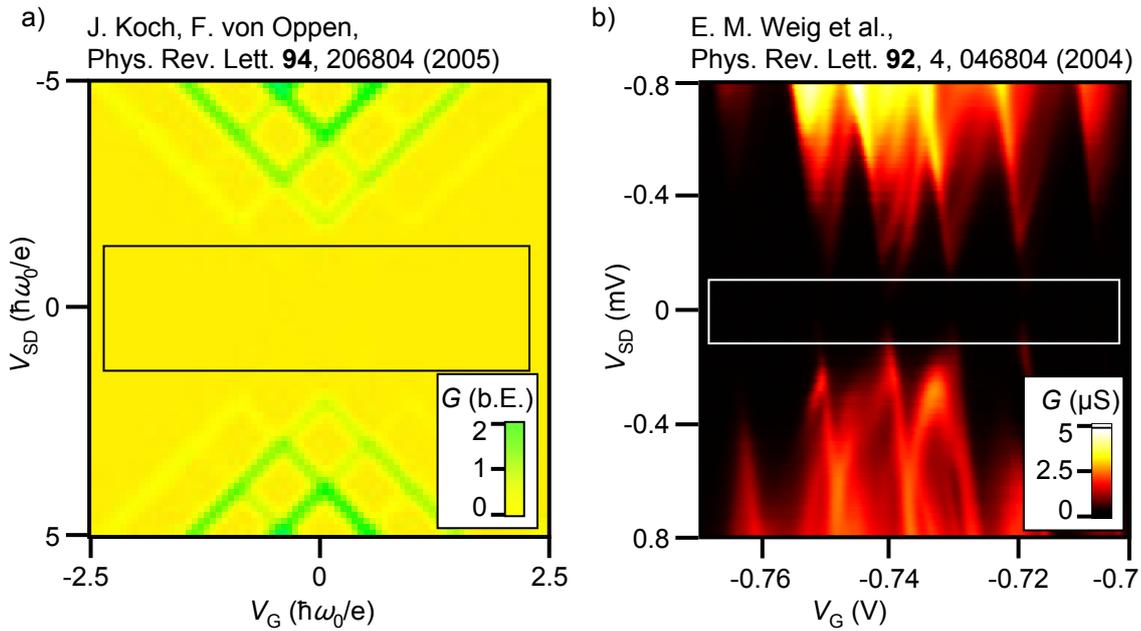
und für Biege-Moden bei

$$\varepsilon_{\text{BIEGE}}^{\text{KAV}} = \hbar c_1 \cdot \frac{6}{d} = 220 \mu\text{eV} \quad (2.29)$$

liegt. Die Kavitätsbreite von  $b = 600 \text{ nm}$  verursacht durch erhöhte Streuung eine Verbreiterung dieser Singularitäten um  $\Delta\varepsilon \sim \hbar c_1/b \approx 5 \mu\text{eV}$  [20]. Der Nachweis von Kavitätsphononmoden sollte durch Messen des inelastischen Tunnelstroms eines schwach gekoppelten seriellen Doppelquantenpunktes möglich sein, da die errechneten Energieskalen experimentell zugänglich sind. Tatsächlich gelang es im Rahmen

dieser Arbeit, den inelastischen Tunnelstrom eines freitragenden Doppelquantenpunktes zu untersuchen (siehe Abschnitt 4.2.9). Allerdings begrenzen elektronische Anregungszustände mit Energie  $\Delta\varepsilon^{0D} \sim 300 \mu\text{eV}$  und eine zu starke Tunnelkopplung des Doppelquantenpunktes die energetische Auflösung des inelastischen Tunnelstroms auf  $\sim 100\dots 300 \mu\text{eV}$ . Daher war der Nachweis von Kavitätsphononen an diesem Doppelquantenpunkt nicht möglich.

Allerdings können Kavitätsphononen auch die Transporteigenschaften eines einzelnen eingebetteten Quantenpunktes stark beeinflussen [21, 22]. Das aus der Molekülphysik stammende Franck-Condon-Prinzip [23, 24, 25] geht davon aus, dass elektronische Übergänge aufgrund der geringen Elektronenmasse viel schneller geschehen als Änderungen der atomaren Konfiguration. Erst nach der elektronischen Zustandsänderung folgt die Relaxation des Gesamtsystems, beispielsweise unter Anregung einer Molekülschwingung. Dieses Modell ist auf einen Quantenpunkt in einer Phononenkavität übertragbar, da bei Tunneln eines Elektrons von *source* auf den Quantenpunkt die elektronische Konfiguration geändert wird wonach das Gesamtsystem durch Emission eines Kavitätsphonons relaxieren kann. Falls die angelegte *source-drain*-Spannung  $V_{\text{SD}}$  kleiner ist als die Energie des Kavitätsphonons  $\varepsilon^{\text{KAV}}$ , kann das Elektron aufgrund der Energieerhaltung nicht nach *drain* tunneln. Die experimentelle Signatur dieses Effektes ist somit eine Unterdrückung des *source-drain*-Leitwertes des Quantenpunktes für  $eV_{\text{SD}} < \varepsilon^{\text{KAV}}$ . Der Einfluss dieser so genannten Franck-Condon-Blockade auf die elektronischen Transporteigenschaften eines Moleküls wurde von J. Koch u.a. berechnet [22] und ist in Abbildung 2.9 a) dargestellt. Der differenzielle elektrische Leitwert  $G$  ist in linearer Farbskala als Funktion von *source-drain*-Spannung  $V_{\text{SD}}$  und Gatterspannung  $V_{\text{G}}$  aufgetragen. Bei kleiner *source-drain*-Spannung ist der Leitwert des Moleküls unabhängig von der Gatterspannung unterdrückt (gelb). Im hier dargestellten Fall hinreichend starker Elektron-Phonon-Kopplung wird außerdem die Beobachtbarkeit der Phononenmoden mit Vibrationsmodenenergie  $\hbar\omega_0$  in Form angeregter Zustände des Moleküls vorhergesagt. Diese treten im Transportspektrum in Form von Geraden mit erhöhtem Leitwert (grün) auf. Vergleichbare Transporteigenschaften wurden darüber hinaus von S. Sapmaz u.a. [27] bei freitragenden Kohlenstoff-Nanoröhrchen beobachtet und ebenfalls im Rahmen des Franck-Condon-Modells erklärt. Transportuntersuchungen von E. M. Weig u.a. [26] an einer Phononenkavität mit Dicke  $d = 130 \text{ nm}$  und eingebettetem Quantenpunkt bestätigten eine Unterdrückung des Quantenpunkt-Grundzustandes, welche in Abbildung 2.9 b) abgebildet ist. Der differenzielle elektrische Leitwert  $G$  ist für  $|V_{\text{SD}}| \lesssim 100 \mu\text{V}$  bei allen Gatterspannungen unterdrückt (schwarz). Diese Leitwertunterdrückung wurde als Phonon-Blockade interpretiert, phononische Anregungszustände konnten allerdings nicht beobachtet werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die elektrischen Eigenschaften eines Quantenpunktes in einer dünneren Kavität ( $d = 90 \text{ nm}$ ) untersucht. Zusätzlich zu einer Unterdrückung des elektrischen Leitwertes werden in Abschnitt 4.2.7 Anregungszustände bei einer charakteristischen Energie von  $\approx 260 \mu\text{eV}$  beobachtet, die der experimentellen Signatur von phononischen Anregungszuständen entsprechen.



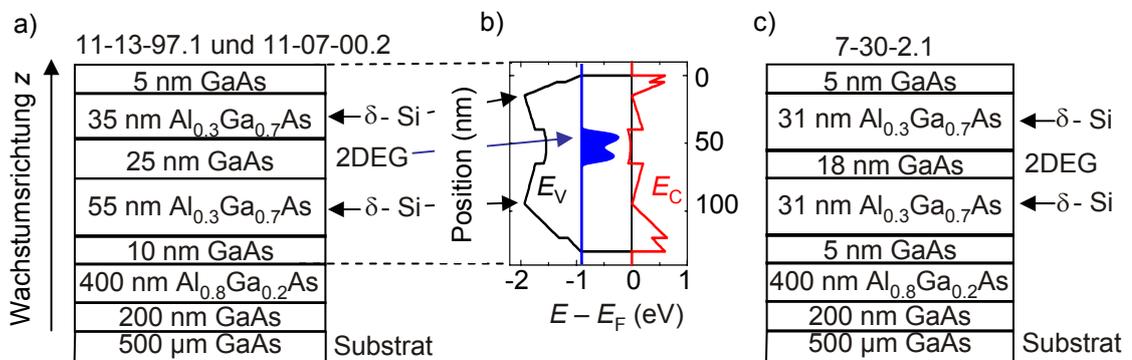
**Abbildung 2.9:** a) Berechneter differentieller elektrischer Leitwert  $G$  eines Moleküls mit Vibrationsmodenenergie  $\hbar\omega_0$ . Der Leitwert ist in linearer Farbskala als Funktion von *source-drain*-Spannung  $V_{SD}$  und Gatterspannung  $V_G$  aufgetragen. Bei geringen *source-drain*-Spannungen (schwarz eingerahmter Bereich) ist der Leitwert bei allen Gatterspannungswerten unterdrückt (gelb). Linien mit erhöhtem Leitwert (grün) werden von den Vibrationsmoden des Moleküls verursacht und sind voneinander durch die Energie  $\hbar\omega_0$  getrennt. b) Gemessener differentieller elektrischer Leitwert eines Quantenpunktes in einer Phononenkavität, in linearer Farbskala als Funktion von  $V_{SD}$  und  $V_G$  aufgetragen. Die Unterdrückung des Leitwertes für *source-drain*-Spannungen  $|V_{SD}| \lesssim 100 \mu\text{eV}$  (weiß eingerahmter Bereich) ist auch hier erkennbar.

# Kapitel 3

## Prozessierung

### 3.1 Probenherstellung

Die Herstellung der Proben beginnt mit einem  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  *wafer* (11-13-97.1 [28], 11-07-00.2 [29] oder 7-30-2.1 [30]), der mittels Molekularstrahl-Epitaxie am Walter Schottky Institut der Technischen Universität München hergestellt wurde. Die Schichtfolge dieser *wafer* ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Auf das GaAs Substrat wird zuerst 400 nm  $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ , die so genannte Opferschicht, aufgewachsen. Darüber folgt die aktive Schicht, welche ein 2DEG ca. 45 nm unter der Oberfläche enthält.



**Abbildung 3.1:** a) Schichtfolge der baugleichen *wafer* 11-13-97.1 und 11-07-00.2. An den mit schwarzen Pfeilen gekennzeichneten Stellen befindet sich je eine sub-Monolage Silizium als Dotierung. b) Numerisch mittels nextnano<sup>3</sup> [31] berechnete Bandstruktur der in a) gezeigten Heterostruktur. Abgebildet sind Energie von Valenzband (schwarz) und Leitungsband (rot) relativ zur Fermienergie als Funktion der Position in Wachstumsrichtung. Die ortsabhängige Ladungsträgerdichte in beliebigen Einheiten (blau) ist in der zentralen 25 nm dicken GaAs-Schicht maximal. An Stelle der  $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ -Opferschicht wird Vakuum simuliert, wodurch die Bandstruktur einer unterätzten aktiven Schicht berechnet wird. c) Die aktive Schicht von *wafer* 7-20-2.1. ist 90 nm dick, der restliche Aufbau entspricht dem in a) gezeigten.

Die weitere Prozessierung erfolgt größtenteils mittels lithografischer Standardmetho-

den (siehe z.B. [32]) außer dem anisotropen Ätzprozesses der in Abschnitt 3.3 detaillierter beschrieben wird. Von ca. 100 prozessierten Proben wurden sieben Proben für die vorliegende Arbeit verwendet. Diese sind im Folgenden tabellarisch aufgeführt.

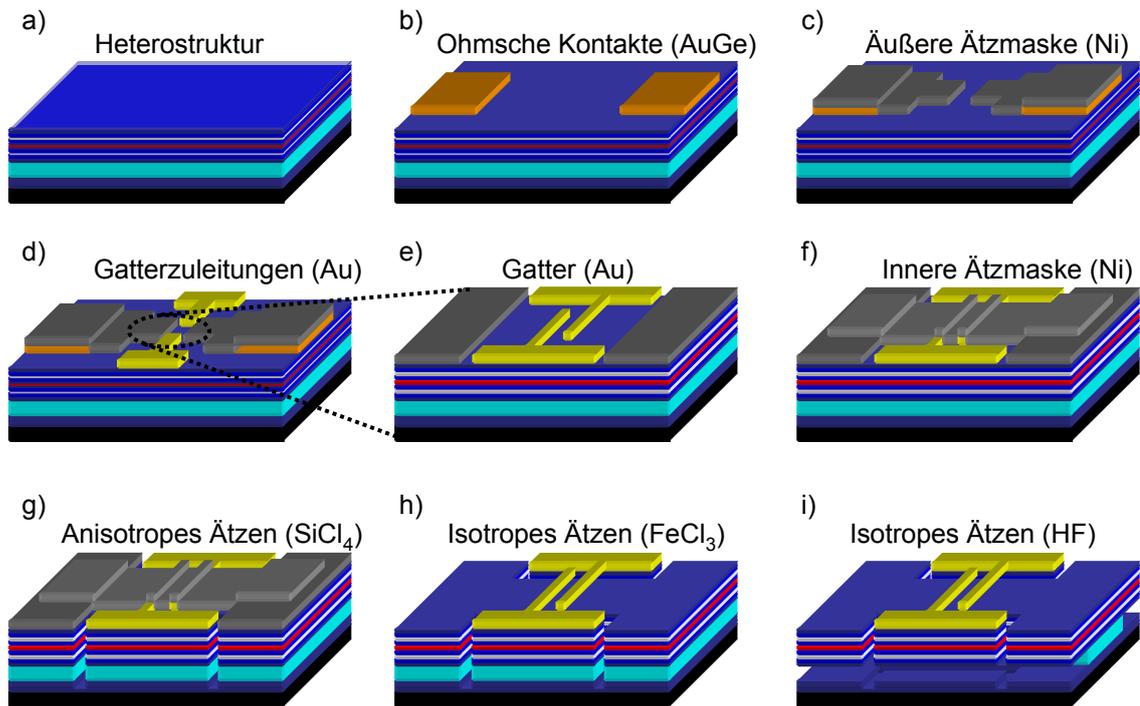
Prozess	Probe 1	Probe 2	Probe 3	Probe 4
<i>wafers</i>	11-07-00.2	11-13-97.1	7-30-02.1	11-13-97.1
Kontakte	75 nm AuGe	75 nm AuGe	75 nm AuGe	75 nm AuGe
	12 nm Ni	12 nm Ni	12 nm Ni	12 nm Ni
	75 nm AuGe	75 nm AuGe	75 nm AuGe	75 nm AuGe
Gatterzuleitungen	3 nm Ti	5 nm Ti	3 nm Ti	5 nm Ti
	100 nm Au	100 nm Au	100 nm Au	100 nm Au
äußere Ätzmaske	100 nm Ni	100 nm Ni	100 nm Ni	100 nm Ni
Gatter	3 nm Ti	3 nm Ti	3 nm Ti	3 nm Ti
	30 nm Au	30 nm Au	60 nm Au	30 nm Au
innere Ätzmaske	100 nm Ni	100 nm Ni	100 nm Ni	100 nm Ni
SiCl <sub>4</sub>	4 Min.	3 Min.	3 Min.	4 Min.
FeCl <sub>3</sub>	6 Sek.	5 Sek.	4 Sek.	3 Sek.
HF	6 Min.	3 Min.	3 Min.	3 Min.

**Tabelle 3.1:** Auflistung der Prozessierungsschritte der Proben 1 bis 4. Kontakte, Gatterzuleitungen und die äußere Ätzmaske werden mittels optischer Lithographie definiert. Für Gatter und die innere Ätzmaske wird Elektronenstrahl-Lithografie eingesetzt. Die letzten drei Prozesse sind Ätzverfahren.

Prozess	Probe 5	Probe 6	Probe 7
<i>wafers</i>	11-07-00.2	11-07-00.2	7-30-02.1
Kontakte	75 nm AuGe	75 nm AuGe	75 nm AuGe
	12 nm Ni	12 nm Ni	12 nm Ni
	75 nm AuGe	75 nm AuGe	75 nm AuGe
äußere Ätzmaske	60 nm Ni	60 nm Ni	100 nm Ni
innere Ätzmaske	65 nm Ni	65 nm Ni	100 nm Ni
SiCl <sub>4</sub>	2,5 Min.	3 Min.	3 Min.
FeCl <sub>3</sub>	3 Sek.	3 Sek.	5 Sek.
HF	40 Sek.	45 Sek.	160 Sek.

**Tabelle 3.2:** Prozessierungsschritte der Proben 5, 6 und 7. Zur Definierung der Kontakte und der äußeren Ätzmaske wird optische Lithographie eingesetzt, die innere Ätzmaske wird mittels Elektronenstrahl-Lithografie definiert. Die letzten drei Prozesse sind Ätzverfahren.

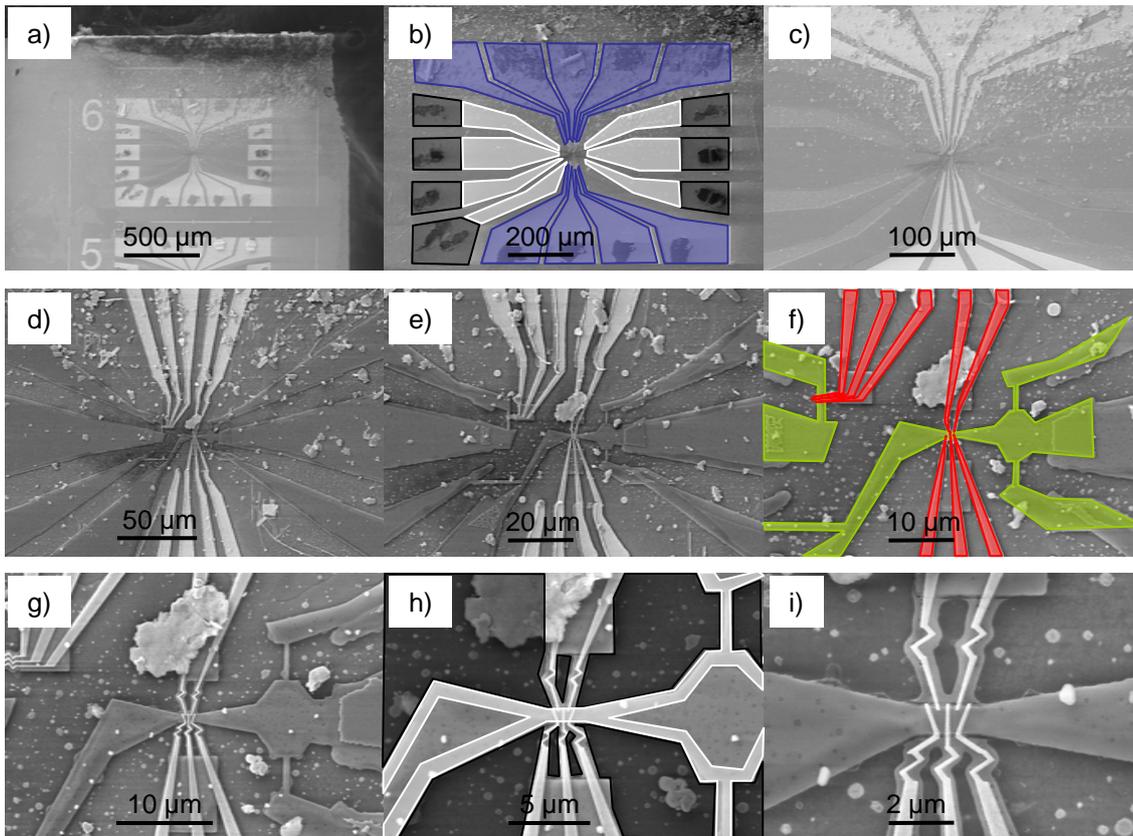
Die einzelnen Prozessierungsschritte der Proben 1 bis 4 sind in Abbildung 3.2 a) bis i) schematisch dargestellt. Nach Reinigung des wafers (a) wird mittels optischer Lithografie AuGeNi lokal eindiffundiert (b) um das 2DEG elektrisch zu kontaktieren. Eine äußere Ätzmaske aus Nickel (c) wird überall dort aufgebracht, wo das darunterliegende 2DEG geschützt werden soll [38]. Äußere Gatterzuleitungen (d) stellen



**Abbildung 3.2:** Schemazeichnung der Prozessierungsschritte von Proben 1 bis 4. Die Darstellung ist perspektivisch und nicht maßstabsgetreu und zeigt die Herstellung einer Brücke mit zwei quer darüber verlaufenden Goldgattern. a) Die Herstellung beginnt mit einer gereinigten Heterostruktur. Das 2DEG ist rot eingezeichnet, die Aluminium-Arsenid-Opferschicht erscheint hellblau. b) Gold-Germanium-Nickel-Kontakte (orange) werden eindiffundiert um das 2DEG elektrisch zu kontaktieren. c) Eine äußere Nickel-Ätzmaske (grau) schützt das darunterliegende 2DEG. d) Die äußeren Gatterzuleitungen (gelb) führen zu den in e) gezeigten Goldgattern (ebenfalls gelb). f) Die innere Nickel-Ätzmaske (grau) bedeckt den später freitragenden Bereich. g)  $\text{SiCl}_4$  ätzt senkrecht durch die unbedeckten Bereiche des wafers. h)  $\text{FeCl}_3$  entfernt die Nickel-Ätzmaske. i) Flußsäure entfernt isotrop die Aluminium-Arsenid-Opferschicht.

die elektrische Verbindung zu den anschließend elektronenmikroskopisch definierten inneren Goldgattern her (e). Um die später freitragende (kleinere) Struktur zu definieren, wird mittels Elektronenstrahl-Lithografie eine Nickel-Ätzmaske auf den zu schützenden Stellen aufgebracht (f). Ein  $\text{SiCl}_4$ -Plasmaprozess [33] wird eingesetzt um die Heterostruktur überall dort anisotrop wegzuzätzen, wo sie nicht durch Nickel oder Gold geschützt ist (g). Dieser Prozessschritt erwies sich als kritisch und wird in Abschnitt 3.3 genauer erläutert. Die Nickel-Ätzmaske wird nasschemisch mit  $\text{FeCl}_3$  entfernt (h), damit die Kontakte nicht elektrisch kurzgeschlossen sind. Im letzten Prozessschritt entfernt Flußsäure (HF) selektiv die Opferschicht [34], wodurch die aktive Schicht von der Seite beginnend unterätzt wird (i).

Abbildung 3.3 zeigt eine elektronenmikroskopische Aufnahme der Waferoberfläche von Probe 3, wobei die Vergrößerung von a) bis i) zunimmt. In Abbildung 3.3 b) sind die ohmschen Kontakte (schwarz), äußere Zuleitungen (weiß) und die Gatterzuleitungen (blau) farblich hervorgehoben. Abbildung 3.3 f) zeigt die elektronen-

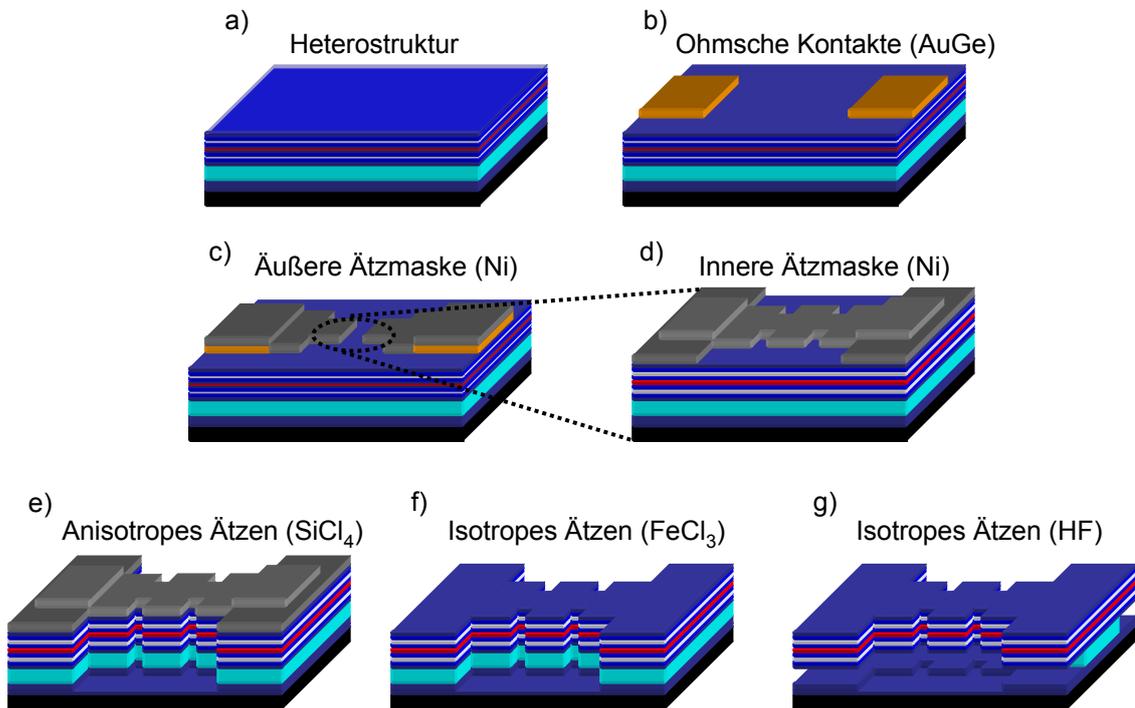


**Abbildung 3.3:** Prozessierungsschritte am Beispiel einer fertiggestellten Probe. Dieser Chip (Probe 3) wurde im Anschluss an die in Abschnitt 4.1 beschriebenen Experimenten aus dem Probensockel gebrochen, wobei die Splitter am rechten und oberen Rand entstanden. a) Elektronenmikroskopische Draufsicht der untersuchten Ecke des Chips b) Kontakte (schwarz umrandet), Gatterzuleitungen (blau) und äußere Ätzmaske (weiß). f) Innere Ätzmaske (grün) und Gatter (rot). i) Unter den schwarz eingezeichneten Flächen wurde die aktive Schicht von  $\text{SiCl}_4$  abgetragen, unter den weiß eingezeichneten Rand ist die aktive Schicht von Flussssäure unterspült. Der zentrale horizontale Streifen der Größe  $5\ \mu\text{m} \times 700\ \text{nm} \times 130\ \text{nm}$  (Länge x Breite x Höhe) ist vollständig unterätzt

mikroskopisch definierten Schottkygatter (rot) und die innere Ätzmaske (grün). In Abbildung 3.3 i) sind weggeätzte Flächen schwarz unterlegt, freitragende Bereiche der Probe sind durch weiß hervorgehobene Streifen erkennbar.

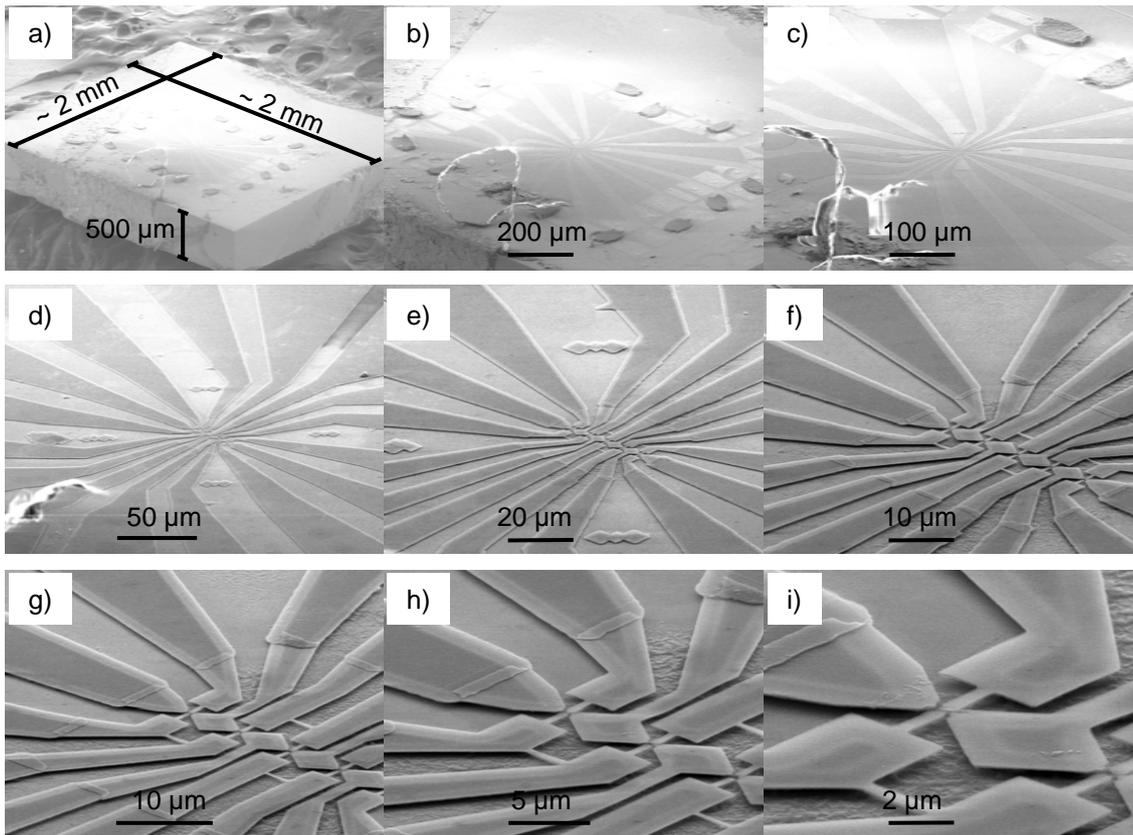
Die in Abschnitt 4.2 untersuchten Proben 5, 6 und 7 wurden ohne das Aufdampfen von Metallgattern hergestellt. Stattdessen wird die Nanostruktur durch geätzte Einschnürungen definiert. Die einzelnen Prozessierungsschritte dieser Proben sind in Abbildung 3.4 a) bis g) schematisch dargestellt.

Um die Dreidimensionalität der Strukturen hervorzuheben, ist Probe 5 in Abbildung 3.5 a) bis i) bei aufeinander folgenden Vergrößerungsstufen unter einem Verkipfungswinkel von  $60^\circ$  gezeigt. Der Chip mit Außenmaßen  $2\ \text{mm} \times 2\ \text{mm} \times 500\ \mu\text{m}$  (Länge x Breite x Höhe) ist in Abbildung 3.5 a) komplett zu sehen. Abbildung 3.5 i) zeigt den Bereich der Probe, wo die innere Ätzmaske mehrere Nanostrukturen



**Abbildung 3.4:** Schemazeichnung der Prozessierungsschritte von Proben 5 bis 7. Die Darstellung ist perspektivisch und nicht maßstabsgetreu und zeigt die Herstellung einer Brücke mit zwei Einschnürungen. a) Die Herstellung beginnt mit einer gereinigten Heterostruktur. Das 2DEG ist rot eingezeichnet, die Aluminium-Arsenid-Opferschicht erscheint hellblau. b) Gold-Germanium-Nickel-Kontakte (orange) werden eindiffundiert um das 2DEG elektrisch zu kontaktieren. c) Eine äußere Nickel-Ätzmaske (grau) schützt das darunterliegende 2DEG. d) Die innere Nickel-Ätzmaske (grau) bedeckt den später freitragenden Bereich und überlappt sicherheitshalber mit der äußeren Ätzmaske. e)  $\text{SiCl}_4$  ätzt senkrecht durch die unbedeckten Bereiche des wafers. f)  $\text{FeCl}_3$  entfernt die Nickel-Ätzmaske. g) Flußsäure entfernt isotrop die Aluminium-Arsenid-Opferschicht.

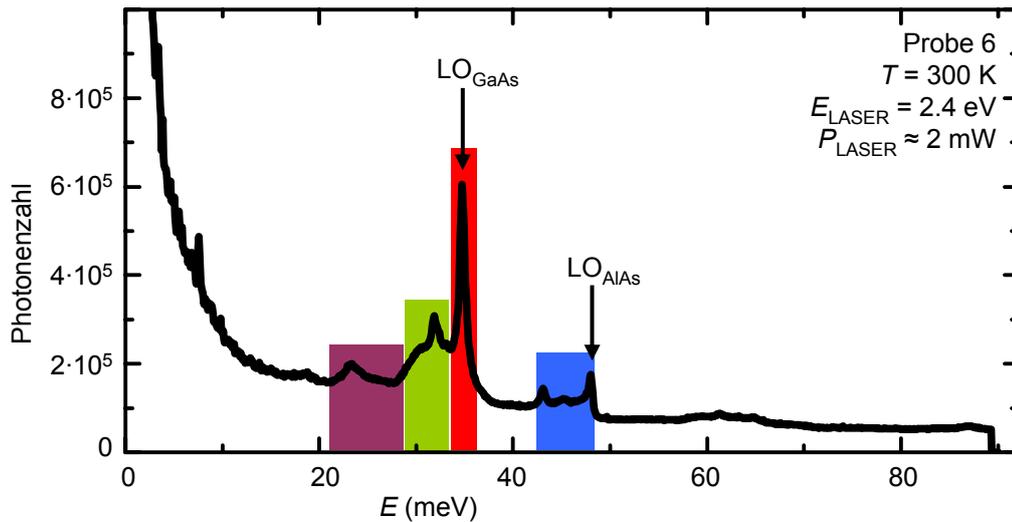
definiert hat. Hier sind drei Brücken mit Maßen  $4\ \mu\text{m} \times 600\ \text{nm} \times 130\ \text{nm}$  (Länge x Breite x Höhe) zu sehen, die ein intaktes 2DEG enthalten.



**Abbildung 3.5:** Elektronenmikroskopische Aufnahmen von Probe 5 unter einem Verkippungswinkel von  $60^\circ$ . a) Der Chip hat die Maße  $2\text{ mm} \times 2\text{ mm} \times 500\ \mu\text{m}$  (Länge x Breite x Höhe). i) Die aktive Schicht ist ca.  $1\ \mu\text{m}$  weit unterätzt (helle Randstreifen). Dieser freitragende Teil wirft einen (dunklen) Schatten auf das darunterliegende Substrat.

## 3.2 Ramancharakterisierung

Zusätzlich zur Elektronenmikroskopie bietet ortsaufgelöste Mikro-Ramanspektroskopie eine Möglichkeit zur Untersuchung der Probenmorphologie. Die Messungen wurden in Kooperation mit J. Rössler am Walter Schottky Institut der TU München durchgeführt [35]. Hierbei wird ein Laserstrahl mit Photonenenergie  $E_{\text{LASER}} = 2.4 \text{ eV}$  und Laserleistung  $P_{\text{LASER}} \approx 2 \text{ mW}$  auf die Probe fokussiert, die Messung erfolgt bei Raumtemperatur  $T = 300 \text{ K}$  an Luft. Die Ortsauflösung dieser Technik ist durch die Halbwertsbreite des Fokus von  $FWHM \approx 500 \text{ nm}$  beschränkt. In der hier eingesetzten Rückstreuungskonfiguration wird die Anzahl der inelastisch rückgestreuten Photonen als Funktion ihrer Energie untersucht. Aufgrund von Energie- und Impulserhaltung zwischen dem streuenden Photon und Phonon werden bei dieser Technik Phononmoden nahe des Gamma-Punktes der Brillouinzone abgebildet. Die Dispersionsrelation akustischer Phononen ist in der Nähe des Gammapunktes linear und die Energie akustischer Phononen daher unmessbar klein. Es wird also nur das Spektrum optischer Phononen abgebildet. Abbildung 3.6 zeigt ein repräsentatives Ramanspektrum von Probe 6. Durch Vergleich mit theoretischen Vorhersagen [18]



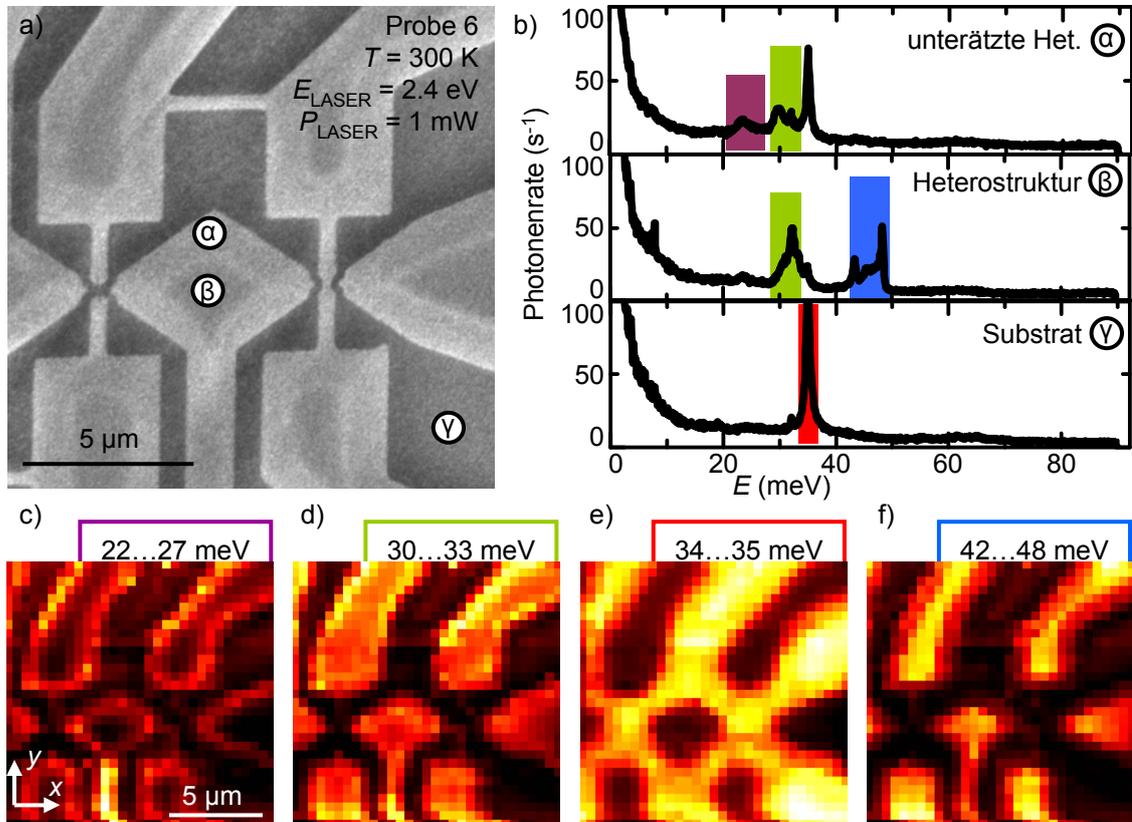
**Abbildung 3.6:** Anzahl der inelastisch an Probe 6 gestreuten Photonen als Funktion ihres Energieverlustes  $E$ . Lokale Maxima können den Phononmoden der Heterostruktur-Materialien zugeordnet werden. Zwei eindeutig zuordenbare Phononmoden sind durch Pfeile markiert. Die longitudinal-optische Mode des GaAs-Substrates liegt bei  $E = 34.9 \text{ meV}$  im rot unterlegten Bereich, die longitudinal-optische Mode von  $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$  liegt bei  $E = 48.4 \text{ meV}$  im blau markierten Bereich der  $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ -Phononmoden. Der grün hervorgehobene Energiebereich markiert Phononmoden der aktiven Schicht, das Signal des violett unterlegten Energiebereiches ist vermutlich auf Sauerstoff- und Stickstoffmoleküle an der Probenoberfläche zurückzuführen. Der Anstieg der Photonenzahl bei  $E \approx 0 \text{ meV}$  wird durch elastisch gestreute Photonen verursacht.

und Ramanspektren von GaAs/AlGaAs-Übergittern [36] können die lokalen Maxima bestimmten Phononmoden zugeordnet werden. Das Maximum bei  $E = 34.9 \text{ meV}$

(rot unterlegt) stammt von der longitudinal-optischen Mode von GaAs und damit überwiegend vom Substrat. Im blau hervorgehobenen Energiebereich liegen die Phononmoden der  $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ -Opferschicht. Die longitudinal-optische Mode von  $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$  tritt bei der Energie  $E = 48.4 \text{ meV}$  auf, einige nicht eindeutig identifizierbare Phononmoden der Opferschicht befinden sich bei etwas kleinerer Energie. Der grün unterlegte Bereich markiert Phononmoden der aktiven Schicht. Das schwach ausgeprägte Maximum im violett markierten Bereich stammt vermutlich von adsorbierten Stickstoff- und Sauerstoffmolekülen [36], ist also ein Oberflächeneffekt.

Die Ortsabhängigkeit der Amplitude ausgewählter Maxima gibt Aufschluss über die Topologie der Probe. Abbildung 3.7 a) zeigt eine elektronenmikroskopische Aufnahme des untersuchten Bereiches von Probe 6, welche baugleich mit der in Abbildung 3.5 abgebildeten Probe ist. An drei durch Kreise markierten Stellen in Abbildung 3.7 a) wurden die in Abbildung 3.7 b) aufgetragenen Ramanspektren aufgenommen. Das Spektrum einer unterätzten aktiven Schicht (oben) zeigt ausgeprägte lokale Maxima bei Energien  $E \approx 22 \dots 27 \text{ meV}$ , die bei Spektren nicht unterätzter Strukturen stark unterdrückt sind (darunterliegende Spektren). Das unterstützt die Vermutung, dass die Maxima dieser Energiebereiche auf Oberflächeneffekten beruhen. Das Ramanspektrum der nicht unterätzten aktiven Schicht (mittleres Spektrum) streut ebenso wie das darüber abgebildete Spektrum bei Energien im Bereich von  $E \approx 30 \dots 33 \text{ meV}$ . Zusätzlich existieren hier die Phononmoden der Opferschicht bei Energien  $E \approx 42 \dots 48 \text{ meV}$ , die in den anderen Spektren fehlen. Bei Anregung am Ort des GaAs Substrates (unterstes Spektrum) dominiert die longitudinal-optische Phononmode von GaAs bei  $E \approx 34 \dots 35 \text{ meV}$ . Diese vier charakteristischen Energiebereiche sind in Abbildung 3.7 c) bis f) in Abhängigkeit der  $x$ - und  $y$ -Position des Anregungsortes aufgetragen. In c) ist die Summe über das in b) gezeigte Spektrum im Energiebereich  $E \approx 22 \dots 27 \text{ meV}$  (violetter Bereich) in linearer Farbskala und beliebigen Einheiten von geringer Rate (schwarz) bis hoher Rate (weiß) aufgetragen. Zum Vergleich ist der selbe Bereich abgerastert, der in der darüber abgebildeten elektronenmikroskopischen Aufnahme abgebildet ist. Besonders hell sind die Ränder und unterätzten Bereiche, was die Vermutung bestätigt, dass das detektierte Signal bei geringen Energien auf Oberflächeneigenschaften zurückzuführen ist. Abbildung 3.7 d) zeigt die Ortsabhängigkeit des Ramansignals mit Energie  $E \approx 30 \dots 33 \text{ meV}$ , das überall dort erhöht (weiß) ist, wo sich aktive Schicht befindet. Das Ramansignal des GaAs-Substrates mit Energie  $E \approx 34 \dots 35 \text{ meV}$  (e) ist hingegen überall dort minimal (schwarz) wo das Substrat von aktiver Schicht bedeckt ist. Abbildung 3.7 f) zeigt die Ortsabhängigkeit des Ramansignals mit Energie  $E \approx 42 \dots 48 \text{ meV}$ , welches am Ort der Opferschicht maximal ist.

Das Ramansignal der Brücken ist allerdings aufgrund ihrer geringen Breite von nur  $600 \text{ nm}$  sehr gering. Für die später untersuchten elektronischen Eigenschaften der Brücken sind ausschließlich akustische Phononmoden bei Energien  $\Delta E \approx 0.1 \dots 0.2 \text{ meV}$  relevant, die in den Ramanspektren nicht beobachtet werden können.



**Abbildung 3.7:** a) Elektronenmikroskopische Aufnahme von Probe 6. Das GaAs-Substrat erscheint dunkel, die unterätzte aktive Schicht ist als  $2\mu\text{m}$  breiter weißer Streifen an den Rändern der Struktur zu erkennen. An den etwas dunkleren Flächen ruht die aktive Schicht auf einer  $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$  - Opferschicht. An den durch Kreise gekennzeichneten Stellen wurden Ramanspektren aufgenommen, die in b) abgebildet sind. Das Spektrum einer unterätzten aktiven Schicht (oben) zeichnet sich durch Phononmoden im Bereich  $E \approx 22 \dots 27 \text{ meV}$  aus (violett unterlegt), zusätzlich sind Moden im Bereich  $E \approx 30 \dots 33 \text{ meV}$  zu sehen (grün unterlegt). Das Spektrum am Ort der nicht unterätzten aktiven Schicht (Mitte) streut im Gegensatz dazu bei Energien im Bereich  $E \approx 42 \dots 48 \text{ meV}$  (blau markiert). Bei Anregung am Ort des GaAs Substrates (unten) dominiert die rot unterlegte Phononmode. c) Summe der Photonraten des Energiebereiches  $22 \text{ meV} < E < 27 \text{ meV}$ , als Funktion von  $x$ - und  $y$ -Position der Anregung in linearer Farbskala aufgetragen. Es wird die in a) abgebildete Fläche abgerastert. Das Signal stammt von adsorbierten Sauerstoff- und Stickstoffmolekülen. Es ist maximal (weiß) an den unterätzten Rändern der aktiven Schicht. d) Das Ramansignal mit Energie  $30 \text{ meV} < E < 33 \text{ meV}$  stammt von der aktiven Schicht. e) Die longitudinal-optische Phononmode von GaAs bei  $34 \text{ meV} < E < 35 \text{ meV}$  ist überall dort maximal (weiß), wo das Substrat freiliegt und minimal (schwarz) wo es von aktiver Schicht und Opferschicht bedeckt ist. f) Das Ramansignal bei Energien  $42 \text{ meV} < E < 48 \text{ meV}$  ist am Ort der Opferschicht maximal.

Nichtsdestotrotz ist orts aufgelöste Mikro-Ramanspektroskopie hervorragend geeignet um Substrat, Opferschicht, Heterostruktur und unterätzte Heterostruktur spektral und räumlich voneinander zu unterscheiden.

### 3.3 Reaktives Ionenätzen

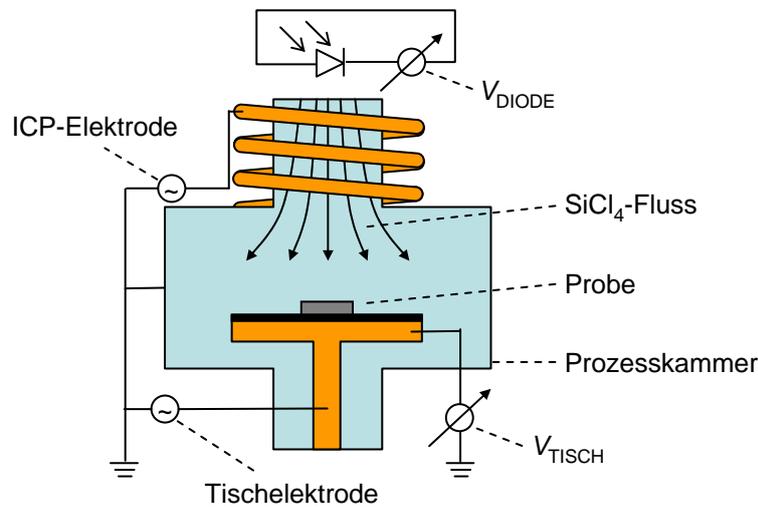
Die Maße der freitragenden Struktur betragen typischerweise  $4...6\ \mu\text{m} \times 150...800\ \text{nm} \times 90...130\ \text{nm}$  (Länge x Breite x Höhe). Daraus folgen mehrere Anforderungen an den Ätzprozess zur lateralen Strukturierung der aktiven Schicht.

**Gleichmäßigkeit und Anisotropie:** Da manche Proben ähnlich breit wie hoch sind, muss die laterale Ätzrauigkeit deutlich kleiner als die zu erreichende Ätztiefe sein. Dies kann von anisotropen Plasmaprozessen erfüllt werden, schließt aber den Einsatz etablierter nasschemischer Ätzverfahren (wie beispielsweise den so genannten *shallow-etch* [37]) aus. Die Forderung großer Anisotropie und Gleichmäßigkeit kann hingegen von Plasma-Ätzprozessen erfüllt werden, weshalb dieses Verfahren häufig zur Nanostrukturierung eingesetzt wird (siehe z.B. [38]).

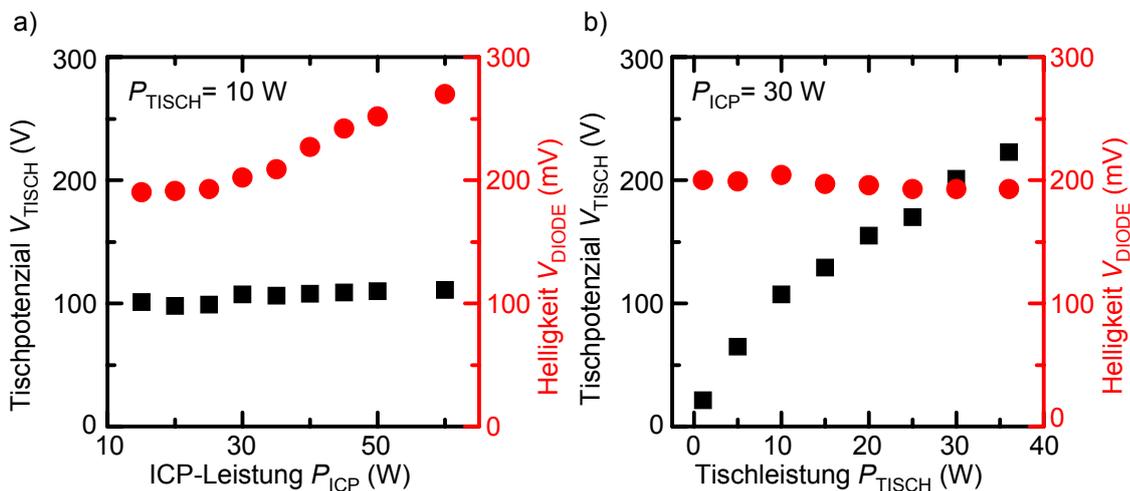
**Geringe Schädigung des 2DEG:** Das 2DEG befindet sich lediglich 40 nm unter der Oberfläche und ist dadurch während eines Plasma-Ätzprozesses empfindlich gegen Strahlungs-Schäden und implantierte Ätz-Atome [39].

Als Kompromiss zwischen den sich widersprechenden Forderungen wird zur Prozessierung das *Plasmalab 100* Gerät von Oxford Instruments eingesetzt. Das hohe Maß an Anisotropie wird erreicht, indem ionisierte Bruchstücke von  $\text{SiCl}_4$  auf die Probe beschleunigt werden. Auf der Probenoberfläche wird die zu ätzende Struktur allerdings nicht mechanisch herausgesputtert, was eine vergleichsweise starke Beschädigung der nicht zu ätzenden Fläche mit sich führen würde. Stattdessen reagieren Chlor-Ionen mit Gallium, Arsen und Aluminium und desorbieren anschließend von der Oberfläche. Der Aufbau eines ICP-RIE-Systems (engl. *inductive coupled plasma reactive ion etching*) ist in Abbildung 3.8 gezeigt, weitere Informationen sind in [40] aufgeführt. Das Prozessgas wird oben in die ICP-Kammer eingeleitet und dort von einer hochfrequent getriebenen Spule ionisiert.

Die eingekoppelte Leistung  $P_{\text{ICP}}$  bestimmt die Ionenstromdichte und damit die Plasmahelligkeit, welche mit der Fotodiodenspannung  $V_{\text{DIODE}}$  gemessen wird (rote Kreise in Abbildung 3.9 a)). Eine Erhöhung der Plasmadichte beschleunigt den Ätzvorgang, erhöht aber die Strahlungsbelastung der Probe. Von der ICP-Kammer strömt das Plasma in die Prozesskammer, wo die zu ätzende Probe auf einem Metalltisch liegt. An diesen wird von der Tischelektrode eine Wechselspannung der Frequenz  $f = 13.56\ \text{MHz}$  angelegt, weshalb innerhalb jeder Halbwelle freie Elektronen aus dem Plasma in den Tisch eintreten. Die dadurch in Probennähe akkumulierte negative Ladung beschleunigt positiv geladene Plasmabestandteile vertikal auf die Probenoberfläche. Bei einer Erhöhung der eingekoppelten Tischleistung  $P_{\text{TISCH}}$  werden mehr Elektronen pro Zeit aus dem Plasma gelöst und folglich baut sich ein größeres elektrostatisches Potenzial des Tisches  $V_{\text{TISCH}}$  auf (schwarze Quadrate in Abbildung 3.9b)). Dies erhöht die Anisotropie des Ätzprozesses, aber aufgrund der größeren kinetischen Energie der auftreffenden Ionen steigt die Gefahr von Defektbildung durch Implantierung von Ätzatomen und dadurch ausgelöste Streuprozesse. Abbildung 3.10 zeigt den Zusammenhang zwischen Ätzrate und eingekoppelter Leis-

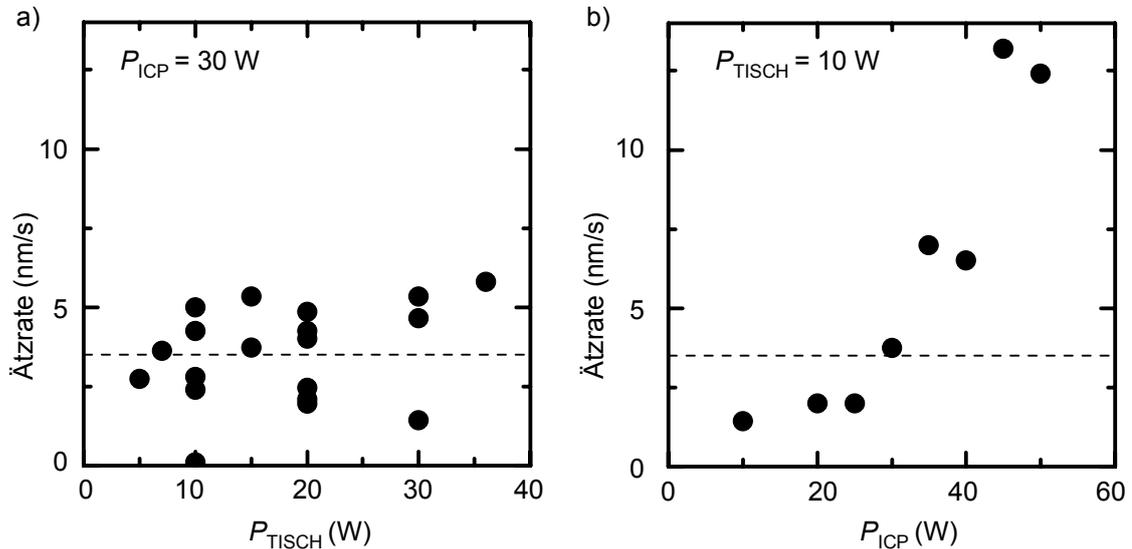


**Abbildung 3.8:** Schematische Darstellung des Aufbaus der ICP-RIE-Anlage (adaptiert von [41]).  $\text{SiCl}_4$ -Plasma strömt von oben nach unten durch die Anlage. Die Spannung der Fotodiode  $V_{\text{DIODE}}$  ist ein Maß für die Plasmahelligkeit,  $V_{\text{TISCH}}$  bezeichnet das elektrostatische Potenzial des Proben-tisches.



**Abbildung 3.9:** a) Tischpotenzial (schwarz) und Plasmahelligkeit (rot) als Funktion der ICP-Leistung  $P_{\text{ICP}}$  bei konstanter Tischleistung von  $P_{\text{TISCH}} = 10 \text{ W}$ . Die ICP-Leistung bestimmt die Plasmadichte und damit die Plasmahelligkeit. b) Tischpotenzial (schwarz) und Plasmahelligkeit (rot) als Funktion der Tischleistung  $P_{\text{TISCH}}$  bei konstanter ICP-Leistung von  $P_{\text{ICP}} = 30 \text{ W}$ . Mit steigender Tischleistung bildet sich ein größeres elektrostatisches Tischpotenzial aus.

tung. Während die Ättrate kaum von  $P_{\text{TISCH}}$  abhängt (siehe Abbildung 3.10 a)), ist sie für  $P_{\text{ICP}} \gtrsim 30 \text{ W}$  proportional zu  $P_{\text{ICP}}$  (siehe Abbildung 3.10 b)).



**Abbildung 3.10:** Werkstudentenarbeit von D. Harbusch [44]. a) Ättrate mehrerer Proben für unterschiedliche Tischleistungen bei konstanter ICP-Leistung  $P_{\text{ICP}} = 30 \text{ W}$ . Der Mittelwert von  $3.5 \text{ nm/s}$  ist als horizontale Linie eingezeichnet. Die Tischleistung hat innerhalb der experimentellen Messgenauigkeit keinen Einfluss auf die Ättrate. b) Ättrate als Funktion der ICP-Leistung bei konstanter Tischleistung  $P_{\text{TISCH}} = 10 \text{ W}$ . Der Mittelwert von a) ist als horizontale Linie eingezeichnet. Für  $P_{\text{ICP}} \gtrsim 30 \text{ W}$  ist die Ättrate proportional zur ICP-Leistung.

Im Rahmen dieser Arbeit werden die folgenden Parameter für einen anisotropen, gleichmäßigen und für das 2DEG möglichst unschädlichen Ätzprozess verwendet:

**$P_{\text{ICP}} = 30 \text{ W}$ :** Die geringstmögliche ICP-Leistung, bei der sich ein zeitlich stabiles Plasma ausbildet (nicht flackert).

**$P_{\text{TISCH}} = 10 \text{ W}$ :** Die geringstmögliche Tischleistung bei der das bereits erzeugte Plasma in der Prozesskammer aufrecht erhalten wird.

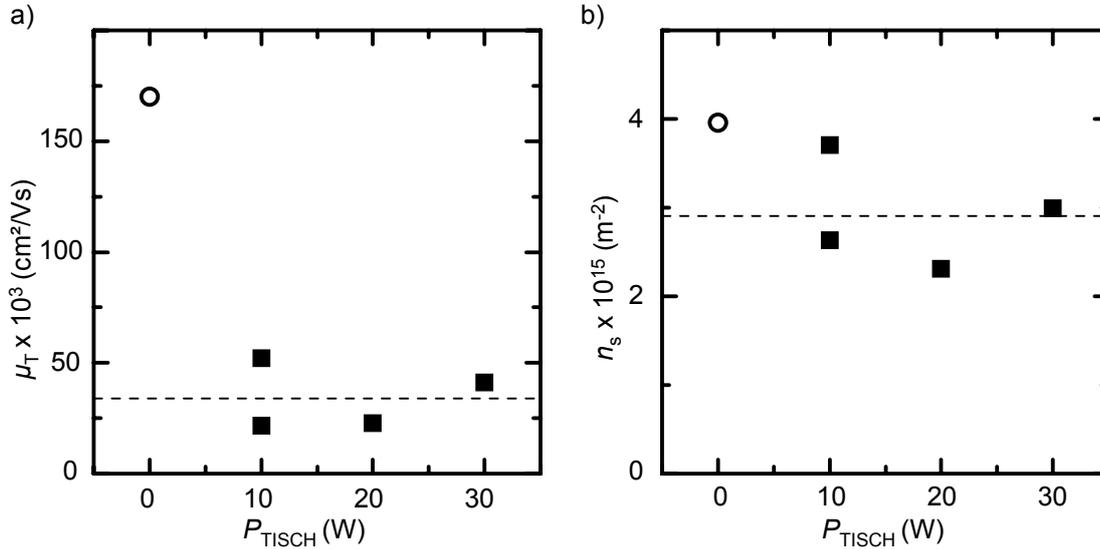
**Gasfluss  $4 \text{ sccm SiCl}_4$ ,  $4 \text{ sccm Ar}_4$ :** Reaktive Chlor-Ionen reagieren mit AlGaAs zu  $\text{AlCl}_3$ ,  $\text{GaCl}_3$  und  $\text{AsCl}_3$  [33]. Metastabile elektronische Zustände von Argon stabilisieren das Plasma [42].

**Prozessdruck  $p = 2 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$ :** Je kleiner der Prozessdruck ist, desto höher wird die mittlere freie Weglänge der Ätz-Ionen und damit die Anisotropie des Prozesses. Bei  $p < 2 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$  ist das Plasma nicht stabil.

**Substrat mit  $500 \text{ nm SiO}_2$ :** Der chemisch inerte Substratwafer bedeckt den Metalltisch, damit die Prozesskammer nicht von geätzten Metallverbindungen kontaminiert wird.

**Ätzdauer  $t < 5 \text{ min}$ :** Bei Verwendung obiger Ätzparameter bleibt das 2DEG bei einer Ätzdauer von weniger als ca. 5 Minuten intakt (vergleiche Tabellen 3.1 und 3.2).

Die Beschädigung des 2DEG wird an einem  $42 \mu\text{m} \times 22 \mu\text{m}$  großen Hall-Balken anhand der Änderung der Transportbeweglichkeit  $\mu_T$  quantifiziert (siehe Abbildung 3.11 a)). Verglichen mit einer nasschemisch geätzten Referenzprobe (Kreis) wird  $\mu_T$  der



**Abbildung 3.11:** Werkstudentenarbeit von D. Harbusch [44]. a) Transportbeweglichkeit  $\mu_T$  eines nasschemisch definierten Hall-Balkens (Kreis) und mit verschiedenen Tischleistungen trockengeätzte Proben (Quadrate). Die horizontale Linie gibt den Mittelwert der trockengeätzten Proben von  $\mu_T = 34000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  an. b) Elektronendichte  $n_s$  eines nasschemisch definierten Hall-Balkens (Kreis) und mit verschiedenen Tischleistungen trockengeätzter Proben (Quadrate). Die horizontale Linie markiert den Mittelwert der trockengeätzten Proben von  $n_s = 2.9 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ .

trockengeätzten Proben (Quadrate) um ca. 80 % reduziert, während die Elektronendichte um ca. 25 % sinkt (Abbildung 3.11 b)). Ebenso wie in den kleineren Brücken wird auch in diesen großen Hall-Balken nach ca. 5 Minuten Ätzdauer das 2DEG zerstört. Im Gegensatz zu den Überlegungen in [40, 43] legt das den Schluss nahe, dass die Schädigung nicht nur am Rand des 2DEG aufgrund steigender Randverarmung, sondern auf der gesamten Fläche der Ätzmaske geschieht. Bei einer Erhöhung der Ionenstromdichte (und damit der Ätzrate) wird das 2DEG schneller zerstört [44]. Der Grad der Schädigung ist also direkt proportional zu der Anzahl der Ätzatome, die auf die Ätzmaske auftreffen.

Aufgrund der relativ geringen kinetischen Energie der Ätz-Ionen (bei  $P_{\text{TISCH}} = 10 \text{ W}$ ) beruht der Ätzprozess stark auf chemischen Reaktionen. Das physikalische Herausbrechen von Atomen aus dem Kristall (so genanntes *sputtern*) reicht bei den geringen Energien nicht aus. Aufgrund ständiger Silizium- und Chlor-Abscheidungen an den Wänden der Prozesskammer kann sich die Ätzrate von ca.  $3.5 \text{ nm/s}$  auf  $< 0.1 \text{ nm/s}$  verringern und die erforderliche Ätztiefe kann innerhalb von  $< 5$  Minuten nicht erreicht werden. Es ist dann notwendig, die Ätzanlage zu reinigen, wobei sich im Rahmen dieser Arbeit folgendes Vorgehen bewährt hat:

**Öffnen und Grobreinigen der Ätzanlage:** Makroskopische Schichten aus Poly-

meren, Silizium, Fluor und Chlor können mit Bürsten und Schleifpapier entfernt werden. Hierbei ist Atemschutz Pflicht.

**SF<sub>6</sub>-Reinigung:** Nach der Wiederinbetriebnahme der Ätzanlage werden letzte Silizium-Rückstände in der ICP- und Prozesskammer von SF<sub>6</sub>-Plasma entfernt.

**O<sub>2</sub>-Oxidation:** Sauerstoffplasma oxidiert die Wände und macht sie somit chemisch inert. SF<sub>6</sub>- und O<sub>2</sub>-Prozess müssen gegebenenfalls mehrmals wiederholt werden, bis sich die gewünschte Ätzrate einstellt.

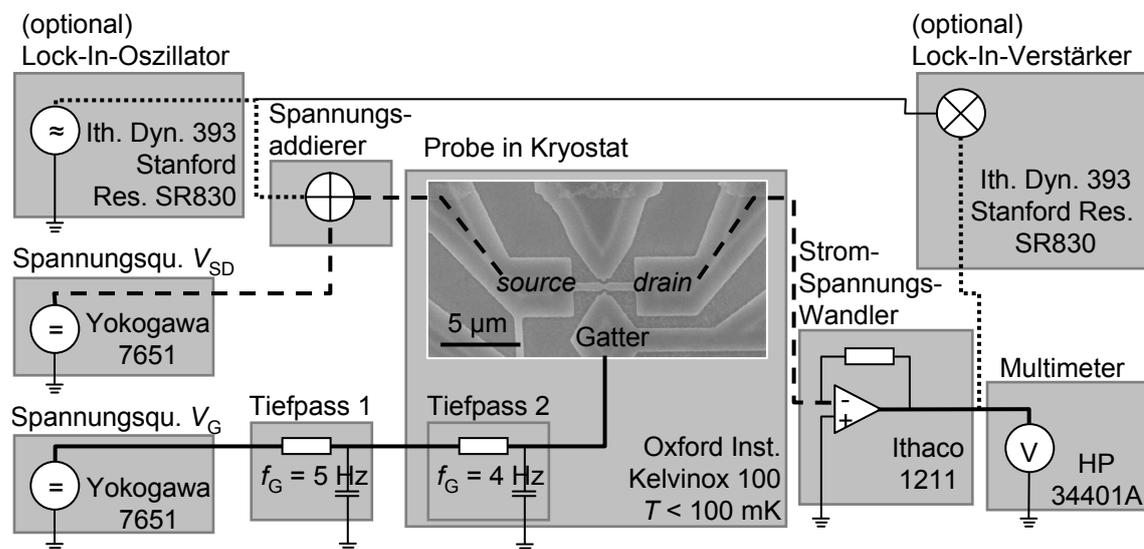


# Kapitel 4

## Transportuntersuchungen freitragender Nanostrukturen

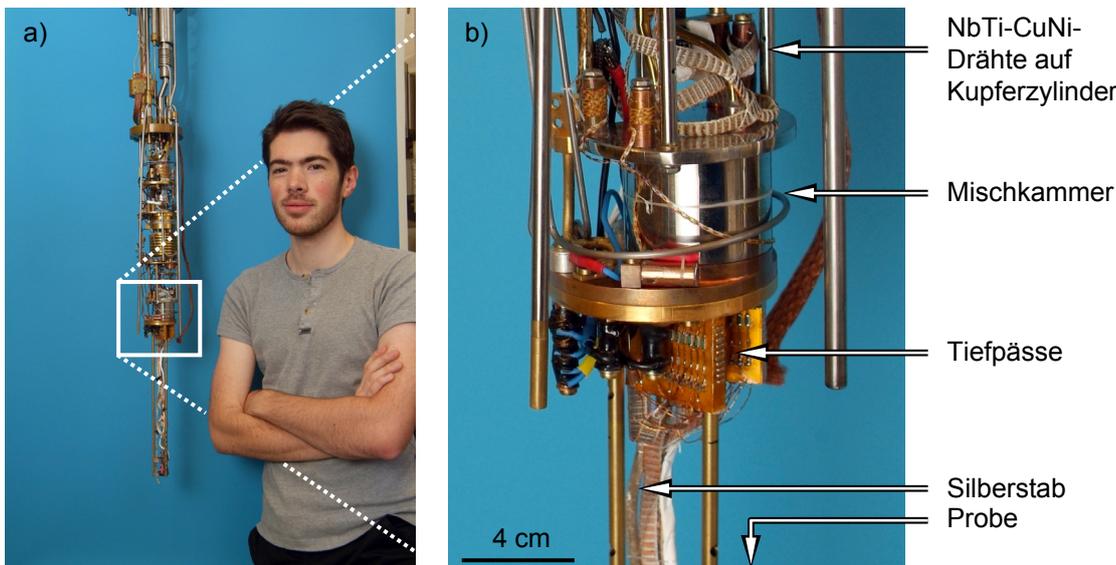
### 4.0.1 Experimenteller Aufbau

Der schematische Aufbau eines typischen Tieftemperatur-Transportexperiments ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Für eine detailliertere Darstellung sei auf frühere Arbeiten verwiesen [32, 45]. Bei den meisten Transportexperimenten wird mit einem



**Abbildung 4.1:** Schematische Darstellung eines typischen Messaufbaus. Strom fließt (entlang der gestrichelten Linie) von "Spannungsquelle  $V_{SD}$ " nach *source*, durch die Nanostruktur, nach *drain* und letztendlich über den Strom-Spannungs-Wandler nach Masse. Ein Multimeter (rechts unten) misst die vom Strom-Spannungs-Wandler ausgegebene Spannung, welche proportional zum Stromfluss ist. Optional kann die angelegte *source-drain*-Spannung von einem Oszillator (links oben) moduliert und am Ausgang des Strom-Spannungs-Wandlers mit Lock-In-Technik demoduliert werden (rechts oben). "Spannungsquelle  $V_G$ " (links unten) ist über zwei Tiefpässe mit einem Seitengatter der Nanostruktur verbunden.

Strom-Spannungs-Wandler der Strom  $I_{SD}$  in Abhängigkeit von an die Nanostruktur angelegter *source-drain*-Spannung  $V_{SD}$  und Gatterspannung  $V_G$  gemessen. Zur Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses kann das Lock-In-Prinzip angewandt werden, wobei der differentielle Leitwert  $G = dI_{SD}/dV_{SD}$  gemessen wird. Die automatisierte Steuerung der Spannungsquellen sowie das Einlesen und Auswerten der Messdaten erfolgt mittels selbstgeschriebener *Labview*-Programme [46, 47, 48, 49]. Die Probe befindet sich während der Messung entweder in flüssigem  $He_4$  ( $T = 4.2\text{K}$ ) oder in einem ‘Kelvinox 100’ Verdünnungskryostaten mit Basis-Mischkammertemperatur  $T_{MC} \sim 20\text{mK}$ . Dieses Kelvinox 100 System wurde in achtmonatiger Arbeit umfassend modifiziert, um die in Abschnitt 4.1 und Abschnitt 4.2 beschriebenen Experimente zu ermöglichen. Dabei wurde besonderes Augenmerk auf die Verringerung der Elektronentemperatur der Proben gelegt. Da bei Proben mit hoher Elektronenbeweglichkeit der thermische Kontaktwiderstand zwischen zweidimensionalem Elektronengas (2DEG) und GaAs-Kristall sehr hoch ist, genügt es nicht, nur den GaAs-Kristall zu kühlen. Ebenfalls muss der Wärmeeintrag mini-

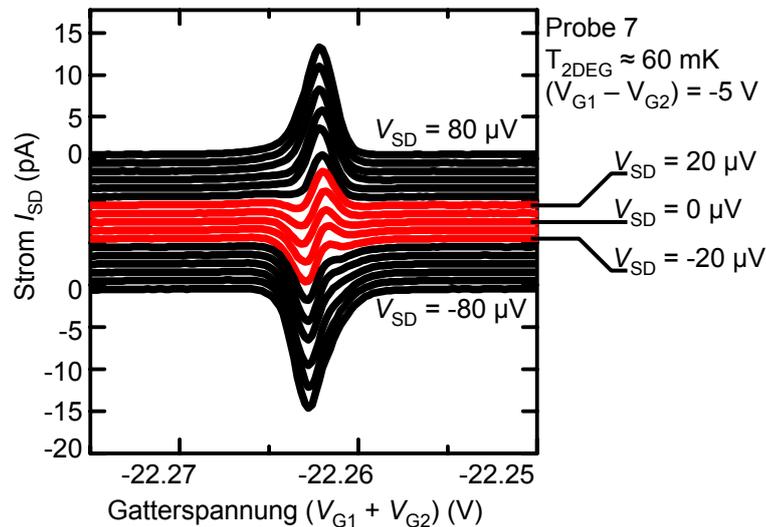


**Abbildung 4.2:** a) Mischkryostat Kelvinox 100. Die Proben werden am untersten Ende eingesetzt. b) Vergrößerte Ansicht des Bereiches in der Umgebung der Mischkammer (Mitte). Zur thermischen Ankopplung sind die Niob-Titan-Drähte um Kupferzylinder gewickelt und mit Stycast verklebt (oben). Unterhalb der Mischkammer führt die Verkabelung durch die auf Silberblöcke geklebten Tiefpässe. Die thermische Verbindung zwischen Mischkammer und Probe erfolgt durch einen getemperten Silberstab (unten)

miert werden. Das 2DEG hat elektrischen Kontakt zu den metallischen Zuleitungs-Drähten, die von der Probe ( $T_{MC} \approx 20\text{mK}$ ) zu den Messgeräten ( $T \approx 300\text{K}$ ) führen. Der gute elektrische Kontakt bedeutet ebenfalls einen guten thermischen Kontakt (Wiedemann-Franz'sches Gesetz) und heizt dadurch das 2DEG. Durch Verwendung supraleitender Niob-Titan-Drähte in einer Kupfer-Nickel-Matrix wird dieser Beitrag unterhalb der Sprungtemperatur von  $T_C \approx 10\text{K}$  minimiert, da Supraleiter trotz

guter elektrischer Leitfähigkeit schlecht Wärme leiten.

Eine weitere Wärmequelle stellt eingekoppeltes elektrisches Rauschen dar. Werden ungewollt ac-Signale (Radiowellen, Handystrahlung, WLAN) in den Messkreis eingekoppelt, fluktuiert das elektrische Potenzial mit der Rausch-Amplitude. Daher wurden im Zuge des Umbaus des Kryostaten elektrische Tiefpässe mit Grenzfrequenz  $f_G = 4$  Hz auf Silberblöcken an der Mischkammer angebracht. Dies verbessert zusätzlich die thermische Ankopplung des 2DEG an die Mischkammer. Die *source-drain*-Zuleitungen müssen allerdings niederohmig und niederkapazitiv sein, weshalb sie keine Tiefpässe enthalten. Daher wird über *source* und *drain* Rauschen eingetragen, welches im Folgenden mithilfe eines Quantenpunktes abgeschätzt wird. Asymmetrisch konfigurierte Quantenpunkte können *ac-source-drain*-Spannungen gleichrichten, wodurch eine messbare *dc-source-drain*-Spannung generiert wird [50, 56]. Abbildung 4.3 zeigt eine Messung des *source-drain*-Stroms  $I_{SD}$  von Probe 7 als Funktion der Summe zweier Gatterspannungen ( $V_{G1} + V_{G2}$ ). In dieser Messung



**Abbildung 4.3:** *Source-drain*-Strom  $I_{SD}$  einer Coulomb-Resonanz von Probe 7, aufgetragen als Funktion der Summe zweier Gatterspannungen ( $V_{G1} + V_{G2}$ ). Ohne Anlegen einer *source-drain*-Spannung ( $V_{SD} = 0 \mu\text{V}$ , mittlere rote Kurve) fließt aufgrund von Gleichrichtung eingetragenen Rauschens ein endlicher *source-drain*-Strom. Die selbe Coulomb-Resonanz ist für aufeinander folgende  $V_{SD}$ -Werte in Schritten von  $10 \mu\text{V}$  um jeweils  $1 \text{ pA}$  versetzt eingezeichnet. Bei *source-drain*-Spannungen  $|V_{SD}| > 20 \mu\text{V}$  (schwarze Kurven) wird der Gleichrichteffekt kompensiert. Die untere Schranke für die Amplitude der Potenzialfluktuationen kann somit als mindestens  $20 \mu\text{V}$  abgeschätzt werden.

ist bei tiefer Temperatur ein einzelner Quantenpunkt mit ca.  $N \sim 100$  Elektronen definiert. Bei einer *source-drain*-Spannung von  $V_{SD} = 80 \mu\text{V}$  (oben) wird die Coulomb-Resonanz des Übergangs  $N \rightarrow N+1$  abgebildet. Messkurven mit in  $10 \mu\text{V}$ -Schritten kleiner werdender *source-drain*-Spannung sind um jeweils  $1 \text{ pA}$  nach unten versetzt eingezeichnet. Bei *source-drain*-Spannungen  $|V_{SD}| \leq 20 \mu\text{V}$  (rote Kurven) fließt bei manchen Gatterspannungen Strom entgegen der extern angelegten *source-*

*drain*-Spannung. Da eine Spannung von  $|V_{SD}| \approx \pm 20 \mu\text{V}$  angelegt werden muss, um die Gleichrichtung zu kompensieren, beträgt die Amplitude der verursachten Potenzialfluktuationen mindestens  $\approx 20 \mu\text{V}$ .

Sowohl der GaAs Kristall als auch die Zuleitungs-Drähte müssen thermisch bestmöglich mit dem Kryostat verbunden werden. Die thermische Verbindung erfolgt üblicherweise durch Kleben der Kabel auf Kupfer mittels Stycast 1266 [52], bei Temperaturen  $T \lesssim 100 \text{ mK}$  ist die thermische Ankopplung am kritischsten und wird wo möglich durch Klemmverbindungen auf Silber erzielt. Die Probe wird durch einen 30 cm langen getemperten Silberstab mit dem kältesten Punkt des Kryostaten, der Mischkammer, verbunden.

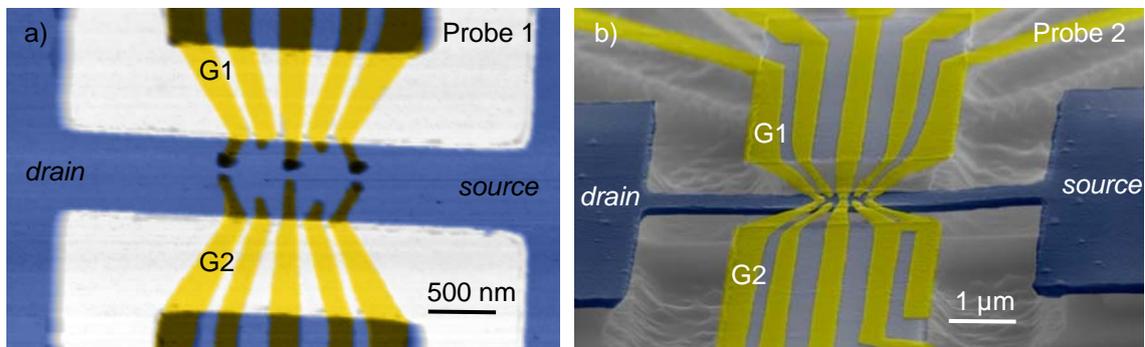
Bei Magnetfeldstärken bis  $B = 12 \text{ T}$  werden Kreisströme in Metallen induziert, wenn sich das Metall innerhalb des inhomogenen Magnetfeldes bewegt oder die Magnetfeldstärke geändert wird. Daher wurde beim Neubau der Probenebene des Kryostaten Polycarbonat als Sockelmaterial gewählt. Abbildung 4.2 a) zeigt den verwendeten Kryostaten in voller Größe, einige der neu konzipierten Komponenten sind in Abbildung 4.2 b) vergrößert abgebildet. Die Auswertung von Coulomb-Oszillationen eines nicht freitragenden Quantenpunktes ergab, dass nun bei einer Mischkammertemperatur von  $T_{MC} \approx 20 \text{ mK}$  eine 2DEG-Temperatur von  $T_{2\text{DEG}} \leq 60 \text{ mK}$  erreicht wird [53]. Für eine Beschreibung der Funktionsweise des modifizierten Verdünnungskryostaten sei auf den dazu verfassten Wikipedia-Artikel verwiesen [54].

## 4.1 Nanostrukturen mit Schottkygattern

In der Vergangenheit wurden Phonon-Effekte in elektrostatisch definierten Quantenpunkten [55] und Doppelquantenpunkten [17, 56] beobachtet und theoretisch untersucht [20, 22]. Durchstimmbare elektronische Zustände in einer Phononkavität gelten seitdem als viel versprechendes System, um die Elektron-Phonon-Wechselwirkung zu untersuchen. Seit der erfolgreichen Herstellung leitfähiger freitragender Phononkavitäten [57, 58, 59] und der Beobachtung experimenteller Signaturen von Kavitätsmoden in den Transporteigenschaften eines freitragenden Quantenpunktes [26] ist das nächste Ziel die Realisierung eines freitragenden Doppelquantenpunktes. Wie in Abschnitt 3.1 beschrieben wird hierzu eine 90 nm oder 130 nm dicke Heterostrukturschicht unterätzt. Durch gezielte Verarmung des darin enthaltenen zweidimensionalen Elektronengases (2DEG) kann dieses lokal auf eindimensionale Quantenpunktkontakte oder nulldimensionale (Doppel-)Quantenpunkte reduziert werden. Im Sinne größtmöglicher Durchstimmbbarkeit und Flexibilität der elektronischen Eigenschaften dieser niederdimensionalen Strukturen wird die lokale Verarmung mittels mehrerer Schottky-Gatter erzeugt [60].

### 4.1.1 Quantenpunktkontakt

Probe 1 ist in der rasterkraftmikroskopischen Aufnahme in Abbildung 4.4 a) gezeigt. Die so genannte *split-gate*-Anordnung der Schottkygatter (gelbe Streifen) ist auf die

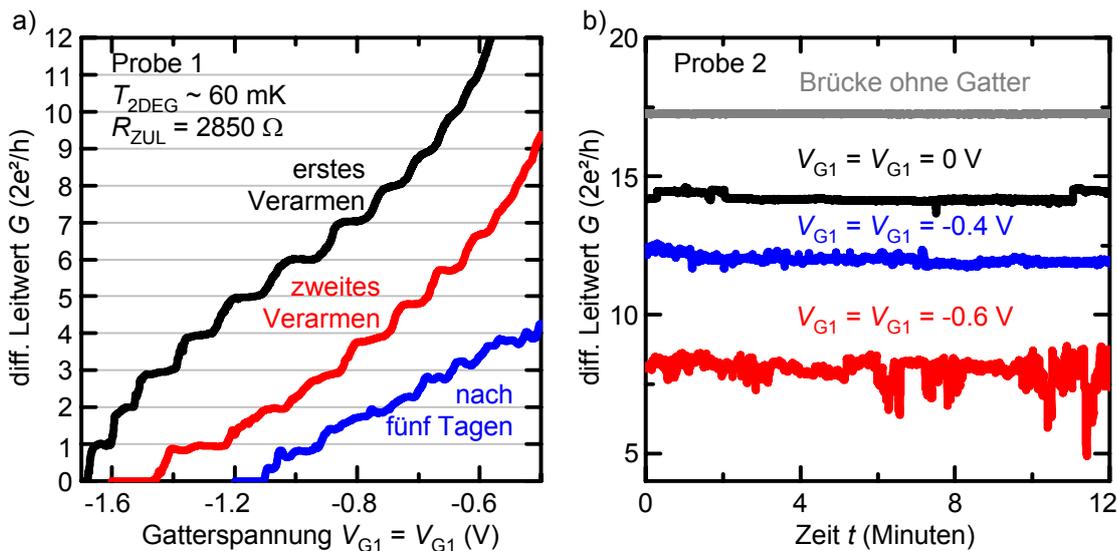


**Abbildung 4.4:** a) Rasterkraftmikroskopische Aufnahme von Probe 1. Zehn Gold-Gatter (gelbe Streifen) führen auf einen freitragenden Balken (horizontaler blauer Streifen) mit den Maßen  $6\ \mu\text{m} \times 600\ \text{nm} \times 130\ \text{nm}$ . Strom fließt durch das 2DEG der Brücke von *source* (links) nach *drain* (rechts). b) Elektronenmikroskopische Aufnahme einer freitragenden Struktur (Probe 2), aufgenommen unter einem Verkippungswinkel von  $85^\circ$ . Unter der Brücke mit Dicke 130 nm (horizontaler blauer Streifen) sind die andere Seite des Probenbodens und der Schattenwurf der Brücke zu erkennen.

Definierung eines lateralen Doppelquantenpunktes ausgelegt. Insgesamt führen zehn Goldgatter auf die Brücke. Durch Anlegen einer negativen Gatterspannung wird das darunterliegende 2DEG verarmt und somit ein elektrostatisches Einschlusspotenzial für dazwischenliegende Quantenpunkte definiert. In dieser *split-gate*-Anordnung

koppeln die kürzeren vier Gatter kapazitiv stark an die Quantenpunkte, während die sechs langen Gatter zusätzlich die dazwischenliegenden Tunnelbarrieren definieren. Die Gatter sind zwischen der Brücke (blauer horizontaler Streifen) und den Sockeln (blaue Rechtecke oben und unten) freitragend. Abbildung 4.4 b) zeigt ein elektronenmikroskopisches Bild von Probe 2. Um die Dreidimensionalität der Probe hervorzuheben wurde diese Aufnahme unter einem Verkipfungswinkel von  $85^\circ$  erstellt.

Die Proben werden im Mischkryostat bei  $T_{2\text{DEG}} \approx 60 \text{ mK}$  mit einer Infrarot-Leuchtdiode beleuchtet um durch Ionisierung von DX-Zentren die Elektronendichte des 2DEG zu erhöhen [61]. Typischerweise wird die Probe mit einer Leuchtdiodenleistung von  $P \sim 1 \text{ mW}$  für 100 Sekunden beleuchtet, bis die 2DEG-Elektronendichte sättigt. Anschließend wird der differentielle Leitwert von *source* nach *drain* mit Lock-In-Technik bei Modulationsfrequenz  $f = 67 \text{ Hz}$  und Amplitude  $V = 15 \mu\text{V}$  gemessen. Der differentielle Leitwert von Probe 1 ist als Funktion der gleichermaßen an Gatter G1 und G2 angelegten Spannung in Abbildung 4.5 a) aufgetragen. Alle anderen Gatter sind geerdet und der Zuleitungswiderstand  $R_{\text{ZUL}}$  ist bereits



**Abbildung 4.5:** a) Differenzieller Leitwert von Probe 1 nach Abzug des Zuleitungswiderstandes  $R_{\text{ZUL}} = 2850 \Omega$ , aufgetragen als Funktion der an Gatter G1 und G2 angelegten Spannung. Alle anderen Gatter sind geerdet. Beim ersten Verarmen (schwarze Kurve, oben) treten zahlreiche Leitwertplateaus auf und der QPC schnürt bei  $V_G \sim -1.7 \text{ V}$  ab. Bei Wiederholtem Verarmen (rote Kurve) sind die Leitwertplateaus schwächer ausgeprägt und die Abschnürspannung steigt auf  $V_G \sim -1.5 \text{ V}$ . Nach fünf Tagen ist die Abschnürkurve weiter degradiert (blau, unten). b) Differenzieller Leitwert gemessen als Funktion der Zeit. Der Leitwert einer Referenzbrücke ohne Gatter (oben) ist zeitunabhängig. Der Leitwert von Probe 2 weist bei negativerer Gatterspannung (von oben nach unten:  $V_G = 0, -0.4, -0.6 \text{ V}$ ) mehr Sprünge pro Zeit auf.

vom Gesamtwiderstand abgezogen. Der in einer Zweipunktanordnung gemessene Widerstand beträgt etwa  $R_{2\text{P}} \approx 3 \text{ k}\Omega$ . Der genaue Wert des Zuleitungswiderstandes

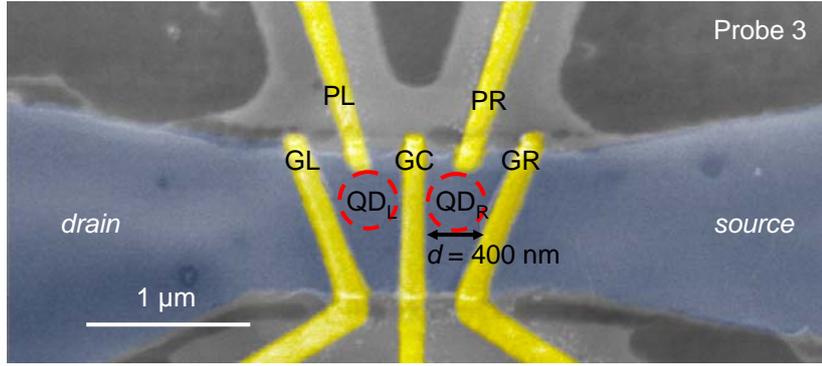
$R_{\text{ZUL}}$  empirisch angepasst, so dass nach Abzug des Zuleitungswiderstandes die beobachteten QPC-Leitwertplateaus der Abschnürkurve in Vielfachen von  $G = 2e^2/h$  auftreten. Wird der QPC zum ersten Mal verarmt (schwarze Kurve), sind Plateaus des Leitwertes mit  $G = 2ne^2/h$  ( $n = 0, 1, 2, \dots, 11$ ) klar erkennbar. Nachdem die Gatterspannungen in kleinen Schritten auf  $V_G = 0$  V zurückgesetzt werden, sind die Leitwert-Plateaus beim zweiten Abschnürvorgang (rote Kurve) weniger stark ausgeprägt und die Abschnürspannung liegt nun bei einem positiveren Wert von  $V_G \sim -1.5$  V. Die unterste Abschnürkurve in Abbildung 4.5 a) wurde nach fünf Tagen wiederholten Öffnens und Schließens des QPC aufgenommen. Der QPC ist jetzt bei noch positiveren Spannungen komplett abgeschnürt. Zusätzliche Leitwertoszillationen in der Abschnürkurve deuten auf die Anwesenheit lokalisierter Zustände hin [62].

Diese Beobachtung kann durch das Tunneln von Elektronen aus den Gattern in die aktive Schicht erklärt werden. Tunnelströme zwischen Schottkygattern und 2DEG wurden an nicht freitragenden Heterostrukturen bereits beobachtet [63]. Hierbei führt das Tunneln von Elektronen in den Bereich zwischen Oberfläche und 2DEG zu einer lokalen Umgestaltung des elektrostatischen Potentials, was wiederum eine zeitliche Fluktuation des Leitwertes und eine fortschreitende irreversible Verarmung zur Folge hat. Die zeitliche Entwicklung des Leitwertes ist in Abbildung 4.5 b) für verschiedene Gatterspannungen gezeigt. Eine Referenzbrücke ohne Metallgatter weist über den gezeigten Zeitraum von 12 Minuten einen konstanten Leitwert auf (oberste Kurve). Die drei darunterliegenden Kurven wurden an Probe 2 (zu sehen in Abbildung 4.4 b)) gemessen. Bei negativeren Gatterspannungen treten die zeitlichen Leitwertfluktuationen häufiger auf, wodurch das Modell des Tunnelstroms unterstützt wird. Eine negativere Gatterspannung erhöht das elektrische Feld zwischen Gattern und 2DEG und verkürzt die zu durchtunnelnde Strecke (vgl. Bandstruktur in Abschnitt 3.1, Abbildung 3.1 b)) [63]. Dadurch steigt der vertikale Tunnelstrom. Die Amplitude der Leitwertsprünge hängt von der Steigung der Abschnürkurve ab und ist daher keine monotone Funktion der Gatterspannung.

Es war nicht möglich, einen mit diesen Proben definierten Quantenpunkt zu charakterisieren, da die hierfür notwendigen negativen Gatterspannungen in kritischen Tunnelströmen und damit einem zeitlich instabilen elektrostatischen Potenzial resultieren. Da Tunnelströme aber mit positiverer Gatterspannung abnehmen, besteht eine Lösungsmöglichkeit darin, eine Gattergeometrie zu wählen, die das gewünschte elektrostatische Einschlusspotential bei weniger negativen Gatterspannungen definieren kann. Dies wird im Folgenden gezeigt.

### 4.1.2 Quantenpunkte

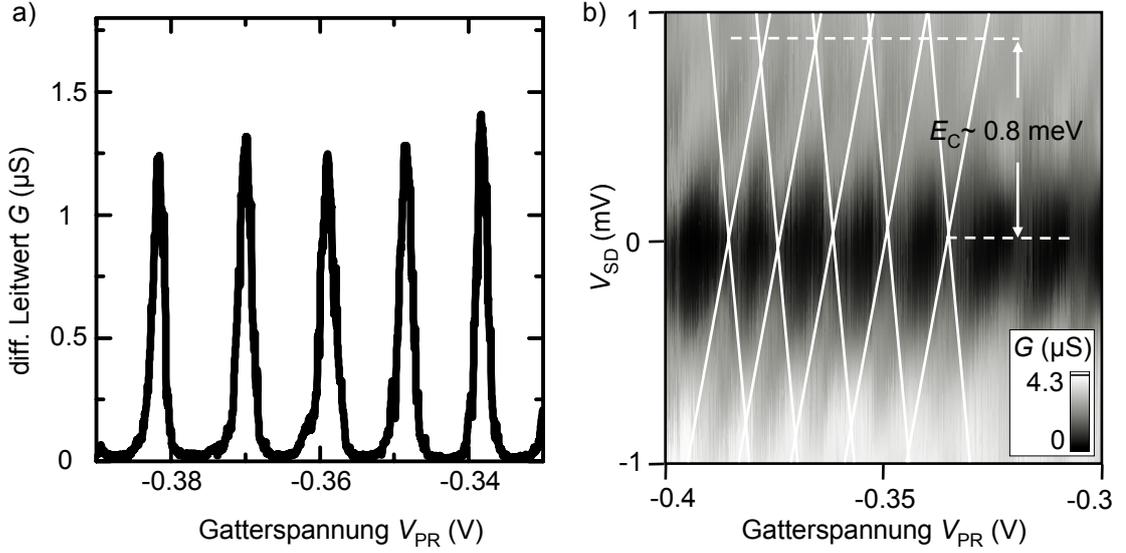
Die überarbeitete Gatteranordnung ist in der elektronenmikroskopischen Aufnahme in Abbildung 4.6 abgebildet. Im Gegensatz zu Probe 1 und Probe 2 führen drei Gatter GL, GC und GR (gelb) komplett über die Brücke (blau). Diese Gatter definieren zwei Quantenpunkte in Serie (rote gestrichelte Linien). Zwei weitere Steuergatter



**Abbildung 4.6:** Elektronenmikroskopische Aufnahme von Probe 3. Der freitragende Bereich ist  $4\ \mu\text{m}$  lang,  $800\ \text{nm}$  breit und  $90\ \text{nm}$  dick. Drei Gatter GL, GC und GR definieren die Quantenpunkte (rote Kreise), die beiden Gatter PL und PR werden benutzt um die Elektronenzahl des linken ( $\text{QD}_L$ ) und rechten ( $\text{QD}_R$ ) Quantenpunktes zu kontrollieren.

PL und PR bestimmen die Elektronenzahl der beiden Quantenpunkte  $\text{QD}_L$  und  $\text{QD}_R$ . Da Gatter GL, GC und GR komplett über die Brücke führen, ist die elektrostatische Kapazität zwischen Gatter und dem darunter liegenden 2DEG größer als in der *split-gate*-Anordnung in Abbildung 4.5. Daher werden zum Verarmen weniger negative Gatterspannungen benötigt, was zu geringeren Leckströmen und einem stabileren elektrostatischen Potenzial führen sollte.

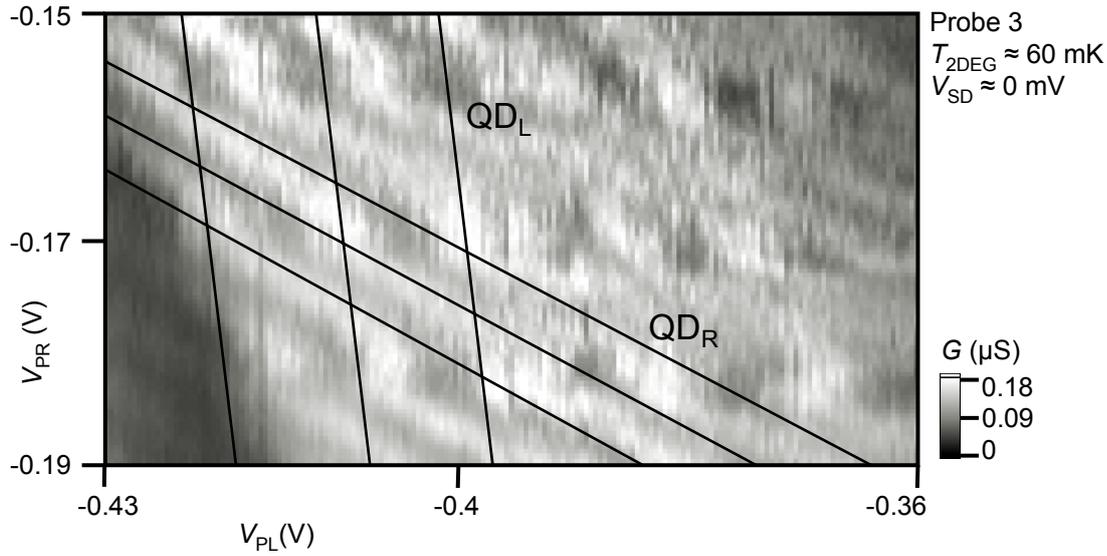
Tatsächlich kann bei Gatterspannungen  $V_{GC} = V_{GR} = -0.275\ \text{V}$  ein Quantenpunkt definiert werden, wie durch eine Messung des differentiellen Leitwertes als Funktion von Gatterspannung  $V_{PR}$  in Abbildung 4.7 a) zu sehen ist. Ein ähnlicher Quantenpunkt wurde zwischen Gattern GL, GC und PL definiert, wobei Gatter GR und PR geerdet waren (Daten nicht gezeigt). Die äquidistanten Leitwert-Oszillationen sind das charakteristische Anzeichen von Coulomb-Blockade eines Quantenpunktes. Abbildung 4.7 b) zeigt den differentiellen Leitwert des Quantenpunktes in linearer Skala von  $G = 0\ \mu\text{S}$  (schwarz) bis  $G = 4.3\ \mu\text{S}$  (weiß) aus Funktion von  $V_{PR}$  und *source-drain*-Spannung  $V_{SD}$ . Die übrigen Gatterspannungen betragen  $V_{GC} = V_{GR} = -0.275\ \text{V}$ . In den dunklen Bereichen (geringer Leitwert) des Transportspektrums befindet sich der Quantenpunkt in Coulomb Blockade. Das Einsetzen von Einzel-Elektron-Tunneln ist für  $|V_{SD}| \gtrsim 0.2\ \text{mV}$  aufgrund von elektrischem Rauschen nicht klar definiert. Durch Verlängerung der Coulomb-Blockade-Grenze (weiß eingezeichnete Linien) kann die *source-drain*-Spannung abgelesen werden, die maximal angelegt werden kann bevor die Coulomb-Blockade aufgehoben wird. Sie beträgt ungefähr  $\sim 0.8\ \text{mV}$ . Aus der so bestimmten Ladeenergie von  $E_C \sim 0.8\ \text{meV}$  und der dielektrischen Konstante von GaAs  $\epsilon_{\text{GaAs}} \approx 13$  lässt sich der Durchmesser des Quantenpunktes nach Gleichungen 2.18 und 2.17 abschätzen als  $D_{\text{QD}} \sim e^2/4\epsilon_{\text{GaAs}}\epsilon_0 E_C \approx 400\ \text{nm}$ . Dieser Wert ist mit der Probengeometrie kompatibel (vergleiche Abbildung 4.6). Die stark ausgeschmierten Coulombdiamanten in Abbildung 4.7 verdeutlichen allerdings, dass das lokale elektrostatische Potenzial um etwa die halbe Ladeenergie, also



**Abbildung 4.7:** a) Differenzieller Leitwert des rechten Quantenpunktes von Probe 3, aufgetragen als Funktion der Spannung an Gatter PR. Bei Gatterspannungen abseits der lokalen Leitwert-Maxima befindet sich der Quantenpunkt in Coulomb-Blockade. Die Spannungen an Gattern GC und GR betragen  $V_{\text{GC}} = V_{\text{GR}} = -0.275 \text{ V}$ , alle anderen Gatter sind geerdet. b) Differenzieller Leitwert des Quantenpunktes, in linearer Skala von  $G = 0 \mu\text{S}$  (schwarz) bis  $G = 4.3 \mu\text{S}$  (weiß) aufgetragen aus Funktion von  $V_{\text{PR}}$  und *source-drain*-Spannung  $V_{\text{SD}}$ . Die eingezeichneten weißen Rauten geben die ungefähre Grenze der Coulomb-Blockade wieder.

etwa  $\Delta V_{\text{SD}} \sim \pm 0.2 \text{ mV}$  fluktuiert. Da dies mehr ist als die aus numerischen Berechnungen zu erwartende Energie der Kavitätsphononen von  $\varepsilon^{\text{KAV}} \sim 0.1 \dots 0.3 \text{ meV}$  [20], kann man nicht erwarten, auf Kavitätsphononen beruhende Effekte zu beobachten.

Abbildung 4.8 zeigt den differentiellen Leitwert von Probe 3 als Funktion beider Steuergatter PL und PR, wobei an die übrigen Gatter Spannungen von  $V_{\text{GL}} = -0.24 \text{ V}$ ,  $V_{\text{GC}} = -0.23 \text{ V}$  und  $V_{\text{GR}} = -0.23 \text{ V}$  angelegt werden. In dunklen Bereichen (geringer Leitwert) des Transportspektrums liegt Coulomb-Blockade vor. Die hellen Linien mit erhöhtem Leitwert sind Coulomb-Resonanzen. Deren Resonanzenergie weist eine nichtlineare Abhängigkeit von beiden Steuergatterspannungen auf, welche charakteristisch für das Stabilitätsdiagramm eines Doppelquantenpunktes ist [64]. Eingezeichnete schwarze Linien heben die beiden unterschiedlichen Steigungen der Ladelinien im Stabilitätsdiagramm hervor. Annähernd vertikale Linien markieren eine Änderung der Elektronenzahl des linken Quantenpunktes ( $\text{QD}_L$ ), während die Ladelinien mit geringerer Steigung einer Ladungsänderung des rechten Quantenpunktes ( $\text{QD}_R$ ) entsprechen. Die Tripelpunkte sind durch Linien hohen Leitwertes verbunden, was auf starke Tunnelkopplung der beiden Quantenpunkte hindeutet [65]. Die Beobachtung eines schwach gekoppelten Doppelquantenpunktes ist aufgrund des starken elektrischen Rauschens durch Tunnelströme nicht möglich. Untersuchungen von S. Chorley [66] an einem nasschemisch teilweise unterätzten Doppel-

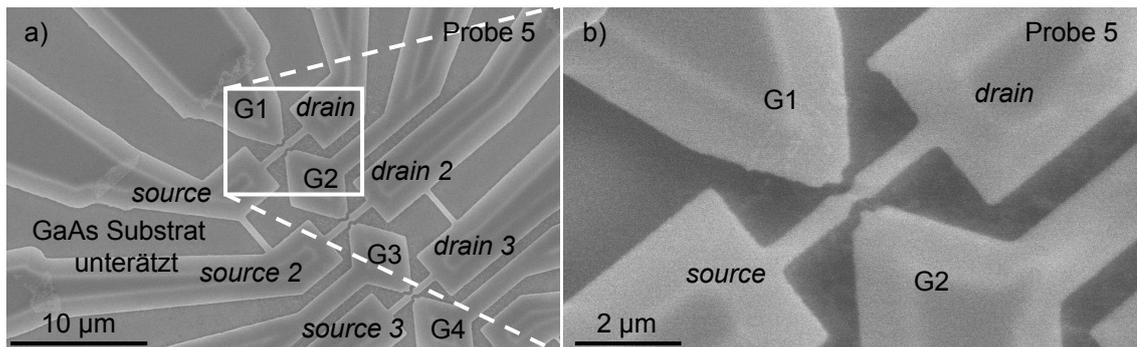


**Abbildung 4.8:** Differenzieller Leitwert von Probe 3, in linearer Farbskala von  $G = 0 \mu\text{S}$  (schwarz) bis  $G = 0.18 \mu\text{S}$  (weiß) aufgetragen aus Funktion der Steuergatter  $V_{\text{PL}}$  und  $V_{\text{GR}}$ . An die übrigen Gatter wurden die Spannungen  $V_{\text{GL}} = -0.24 \text{ V}$ ,  $V_{\text{GC}} = -0.23 \text{ V}$  und  $V_{\text{GR}} = -0.23 \text{ V}$  angelegt. Lokale Leitwertmaxima sind Coulomb-Resonanzen des Doppelquantenpunktes, dazwischen liegt Coulomb-Blockade vor (schwarz). Die beiden unterschiedlichen Steigungen der Coulomb-Resonanzen sind durch eingezeichnete schwarze Linien verdeutlicht die dem linken ( $\text{QD}_L$ ) und rechten ( $\text{QD}_R$ ) Quantenpunkt zugeordnet werden können.

quantenpunkt, welcher ebenfalls mit Schottkygattern definiert wurde, zeigten zwar eine größere zeitliche Stabilität. Die Proben konnten aufgrund von wiederkehrenden Umladungen und weiterhin vorhandener vertikaler Tunnelströme ebenfalls nicht für hochauflösende Transportspektroskopie herangezogen werden. Im Folgenden soll gezeigt werden, wie die Unterdrückung von Tunnelströmen mit den vorliegenden Heterostrukturen und Prozessierungsverfahren mittels so genannter *in-plane*-Gatter gelingt.

## 4.2 Lateral definierte Nanostrukturen

*In-plane*-Gatter liegen nicht über der aktiven Schicht, sondern in der Ebene der zu definierenden Struktur. Üblicherweise besteht das Gatter nicht aus Metall, sondern enthält selbst ein 2DEG. Die Herstellung niederdimensionaler Strukturen mittels lateral angrenzender Gatter erfordert allerdings vor der Prozessierung zusätzliche Überlegungen, die anhand der elektronenmikroskopischen Aufnahme von Probe 5 in Abbildung 4.9 a) dargelegt werden. Im gezeigten Bildausschnitt ist die AlAs-



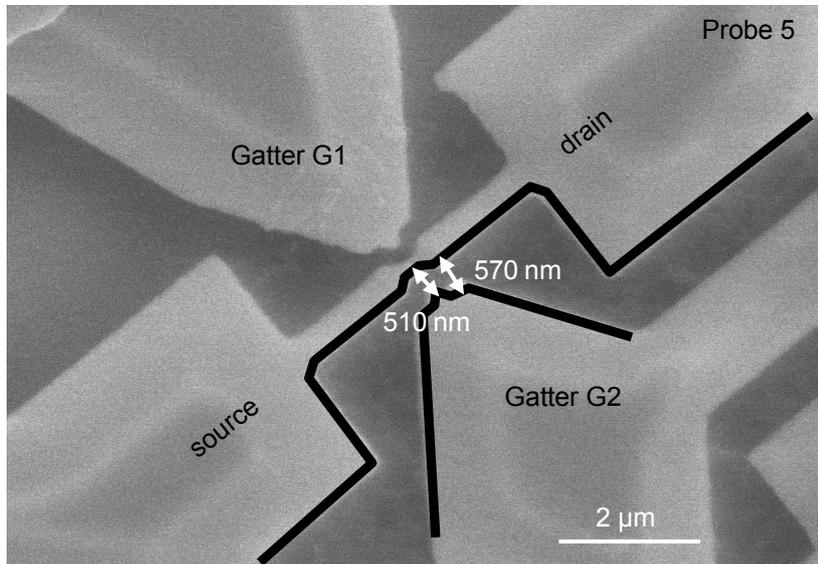
**Abbildung 4.9:** a) Elektronenmikroskopische Aufnahme (Aufsicht) des inneren Schreibfeldes von Probe 5. Die aktive Schicht ist ungefähr  $1.5\ \mu\text{m}$  unterätzt (weiße Streifen). Sechs Zuleitungen (*source* links und unten, *drain* rechts und oben) sind über fünf Brücken mit den Maßen  $4\ \mu\text{m} \times 600\ \text{nm} \times 130\ \text{nm}$  miteinander verbunden. In der Nähe der drei eingekerbten Brücken befinden sich elektrisch von *source* und *drain* isolierte Flächen (G1 bis G4), die als Gatter genutzt werden. Der weiß eingerahmte Bereich ist in b) vergrößert dargestellt. Diese Brücke besitzt in der Mitte eine ungefähr  $300\ \text{nm}$  breite Einschnürung.

Opferschicht bereits entfernt, wodurch das GaAs-Substrat zum Vorschein kommt. Die aktive Schicht ist vom Rand  $1.5\ \mu\text{m}$  weit unterätzt, wie ein heller Streifen zwischen Substrat und dem nicht-unterätzten Sockel der aktiven Schicht zeigt. Dadurch sind alle Strukturen mit Breite kleiner als  $3\ \mu\text{m}$  freitragend. Drei mit *source* und drei mit *drain* bezeichnete Zuleitungen sind untereinander durch  $600\ \text{nm}$  breite Brücken verbunden. Drei dieser Brücken (eine zwischen jedem *source-drain*-Paar) sind zusätzlich mit geätzten Einkerbungen versehen. Angrenzend an die eingekerbten Brücken befinden sich *in-plane*-Gatter (G1...G4) die ein 2DEG enthalten welches elektrisch von *source* und *drain* isoliert ist. Die elektronenmikroskopische Aufnahme in Abbildung 4.9 b) zeigt eine Brücke mit einer ungefähr  $300\ \text{nm}$  breiten Einschnürung. Die zwei angrenzenden Gatter G1 und G2 liegen in der Ebene der Brücke und sind durch einen schmalen geätzten Graben von *source* und *drain* getrennt.

### 4.2.1 Randverarmungslänge

Die Mindestbreite der geätzten Einkerbung wird bestimmt, indem der elektrische Widerstand der Brücke nach Beleuchtung bei  $T = 4.2\ \text{K}$  gemessen wird. Die in Abbildung 4.9 b) gezeigte Brücke mit einer Verengung mit Breite  $b = 300\ \text{nm}$  hat

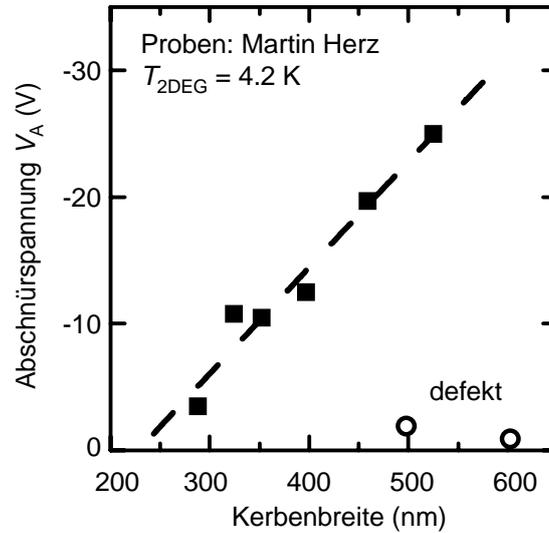
einen Widerstand von  $R \approx 10 \text{ k}\Omega$ , während die in Abbildung 4.9 a) rechts darunter liegenden Brücken mit Verengung mit Breiten  $b = 200 \text{ nm}$  und  $b = 100 \text{ nm}$  einen Widerstand  $R > 1 \text{ M}\Omega$  aufweisen. Letztere sind demnach zu schmal um ein durchgängiges 2DEG zu ermöglichen. Daraus folgt, dass die laterale Randverarmung  $l_{\text{DEP}}$  der aktiven Schicht im Bereich von  $100 \text{ nm} \lesssim l_{\text{DEP}} \lesssim 150 \text{ nm}$  liegt, was mit Literaturwerten gut übereinstimmt [67]. Als weitere geometrische Bedingung kommt hinzu, dass Gatter und Brücke erfahrungsgemäß durch einen mindestens  $200 \text{ nm}$  breiten Graben getrennt sein müssen, um zuverlässig elektrisch voneinander getrennt vollständig unterätzt zu werden. Das 2DEG eines lateral angrenzenden Gatters ist somit mindestens  $d > 2 \cdot l_{\text{DEP}} + 200 \approx 450 \text{ nm}$  vom 2DEG der Brücke entfernt. Die laterale Geometrie von Probe 5 ist in der elektronenmikroskopischen Aufsicht in Abbildung 4.10 zu sehen. Die Verarmungslänge  $l_{\text{DEP}}$  ist als  $125 \text{ nm}$  brei-



**Abbildung 4.10:** Elektronenmikroskopische Aufsicht von Probe 5. Die Randverarmung von  $l_{\text{DEP}} \approx 125 \text{ nm}$  ist auf einer Seite der Probe als schwarzer Streifen eingezeichnet. Der laterale Abstand zwischen dem 2DEG von Gatter G2 und dem 2DEG der Brücke beträgt zwischen  $510 \text{ nm}$  am Ort der Einschnürung und  $570 \text{ nm}$  an den Zuleitungen.

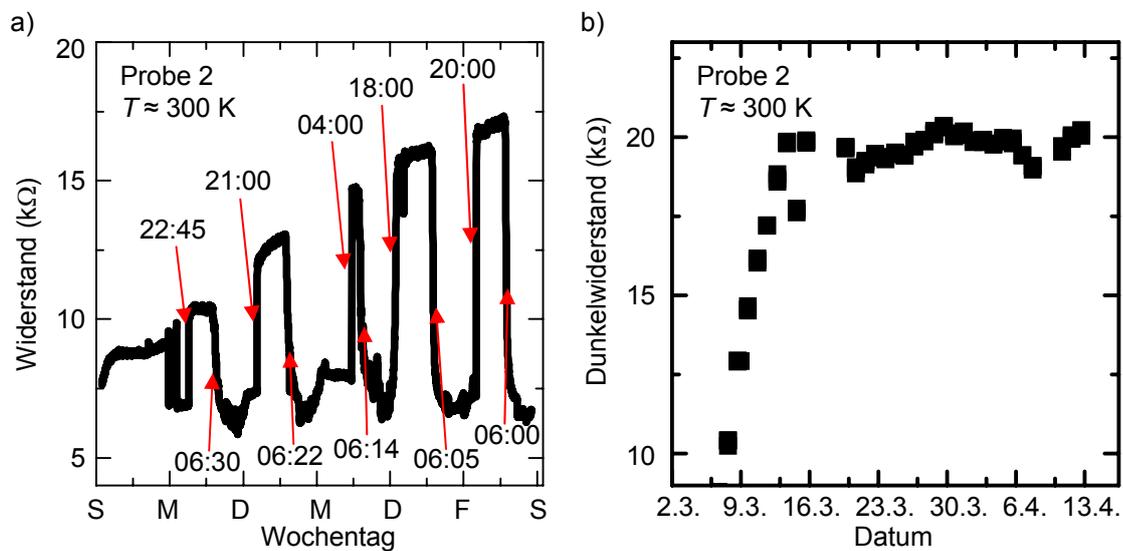
ter schwarzer Streifen eingezeichnet. Die geometrische Entfernung (und somit die kapazitive Kopplung) zur Einschnürung ist fast gleich groß wie zur angrenzenden Zuleitung. Eine niederdimensionale elektronische Struktur sollte also (wie bei Probe 5 durch die Verengung geschehen) geometrisch vordefiniert sein statt ausschließlich vom elektrostatischen Potenzial der Gatter erzeugt zu werden. In den folgenden Transportexperimenten fließen Elektronen zwischen *source* und *drain* und der frei-tragende Kanal kann am Ort der Einschnürung mittels angrenzender Gatter G1 und G2 kapazitiv abgeschnürt werden.

Abbildung 4.11 verdeutlicht den Zusammenhang zwischen der Breite der Einschnürung und der Breite des 2DEG. Acht Brücken mit unterschiedlich breiten Einschnürungen werden nach dem Abkühlen auf  $T = 4.2 \text{ K}$  mit einer Infrarot-LED beleuchtet



**Abbildung 4.11:** Abschürspannung  $V_A$  bei tiefer Temperatur als Funktion der Einschnürungsbreite des freitragenden Kanals (Daten von Martin Herz [68]). Je breiter die Einschnürung ist, desto höhere Spannung muss an das angrenzende Gatter angelegt werden um den Kanal abzuschneiden. Zwei Kanäle fallen aufgrund von Prozessierungsdefekten aus der Systematik, die als lineare Anpassung (strichlierte Linie) an die intakten Kanäle eingezeichnet ist.

und danach mittels angrenzender Seitengatter einmal abgeschnürt. Als Maß für die Breite des 2DEG dient die Spannung  $V_A$ , die an das angrenzende Seitengatter angelegt werden muss, um den freitragenden Kanal abzuschneiden. Nahe beieinander liegende Kerben schnüren bei weniger negativer Spannung ab als weiter entfernte Kerben, wobei zwei Proben (Kreise, rechts unten) aufgrund von Prozessierungsdefekten aus der Systematik fallen. Eine lineare Anpassung an die intakten Kanäle (strichlierte Linie) extrapoliert zu  $V_A = 0$  V bei einer Einschnürungsbreite von ungefähr 230 nm, was auf eine laterale Verarmungslänge von  $l_{DEP} = 115$  nm hindeutet. Liegt eine fertig geätzte Probe an Luft, so führt fortschreitende Oxidation der lateral freigelegten AlGaAs-Oberfläche zu einer zeitlich zunehmenden Randverarmung. Dies ist am Beispiel einer Brücke mit den Maßen mit den Maßen  $6 \mu\text{m} \times 600 \text{ nm} \times 130 \text{ nm}$  in Abbildung 4.12 a) gezeigt. Der elektrische Widerstand ist zeitlich nicht konstant, während sie bei Umgebungsbedingungen ( $T \approx 300$  K, Luft und Sonne) gelagert wird. Nach Abziehen des Zuleitungswiderstandes  $R_{ZUL} = 17.5 \text{ k}\Omega$  zeigt sich eine tageszeitliche Widerstandsmodulation zwischen  $R = 4 \text{ k}\Omega$  und  $R = 17 \text{ k}\Omega$ . Der Widerstand steigt, wenn abends das Licht im Labor ausgeschaltet wird und ist geringer, wenn morgens die Sonne aufgeht. Dieses fotoaktive Verhalten ist wichtig für die in Abschnitt 5 vorgestellten Experimente. Aber auch der Dunkelwiderstand, täglich um 5 Uhr gemessen, steigt über einen Zeitraum von mehreren Tagen. Abbildung 4.12 b) zeigt die Entwicklung des Dunkelwiderstandes während eines Monats. Nach sieben Tagen hat sich der Widerstand der Brücke von  $R = 10 \text{ k}\Omega$  auf  $R = 20 \text{ k}\Omega$  verdoppelt und bleibt ab dann konstant. Dieses Verhalten tritt im Vakuum nicht

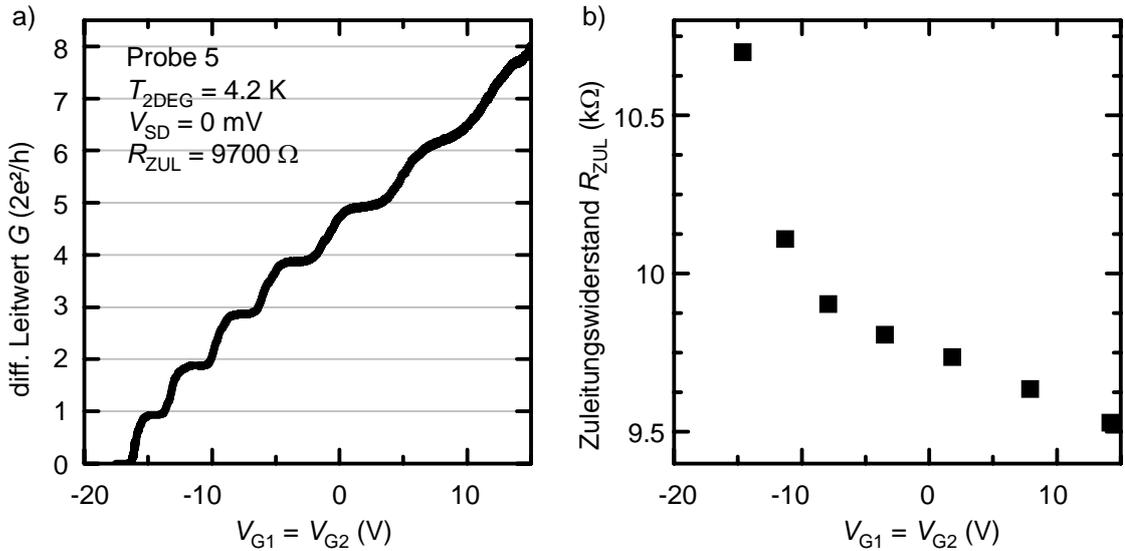


**Abbildung 4.12:** a) Widerstand einer im Labor offen gelagerten Brücke von Probe 2, gemessen als Funktion der Zeit. Während der ersten 24 Stunden (Sonntag bis Montag, links) wird die Probe im Vakuum auf Raumtemperatur erwärmt. Der Widerstand steigt anfangs und bleibt bis zum Öffnen des Kryostaten konstant. Rote Pfeile markieren die Uhrzeit zu der sich der Widerstand stark ändert. Der Widerstand folgt der tageszeitlichen Helligkeitsmodulation des Labors und steigt tendenziell über den gezeigten Zeitraum von einer Woche an. b) Dunkelwiderstand, gemessen jeweils um 5 Uhr, über einen längeren Zeitraum aufgetragen. Nach einer Woche ist der Widerstandsanstieg beendet.

auf, weshalb die Vermutung nahe liegt, dass die Brücke von den Seiten her oxidiert. Ober- und Unterseite der Brücke bestehen aus GaAs und sollten daher nicht oxidieren. Die Verdopplung des Widerstandes entspricht einer Vergrößerung der lateralen Verarmungslänge von  $l_{\text{DEP}} \approx 100$  nm auf  $l_{\text{DEP}} \approx 200$  nm und damit einhergehend der Halbierung der Breite des 2DEG von 400 nm auf 200 nm. Bereits prozessierte Proben um bis zu 100 nm nachoxidieren lassen zu können, erweist sich als wertvolles Werkzeug zur Feineinstellung des Einschlusspotenzials freitragender Strukturen. Aufgrund der geringen Oxidationsgeschwindigkeit von 100 nm in 7 Tagen können sehr kleine Breitenänderung präzise erreicht werden. Für die im Folgenden beschriebenen Untersuchungen können daher relativ breite Einschnürungen prozessiert werden und solange nachoxidiert werden, bis die Proben die gewünschten Eigenschaften aufweisen.

### 4.2.2 Quantenpunktkontakt

Der differentielle Leitwert eines solcherart definierten QPC von Probe 5 ist in Abbildung 4.13 als Funktion der gleichzeitig an beide Seitengatter angelegten Spannung aufgetragen. Die Ausbildung charakteristischer Leitwertplateaus ist deutlich



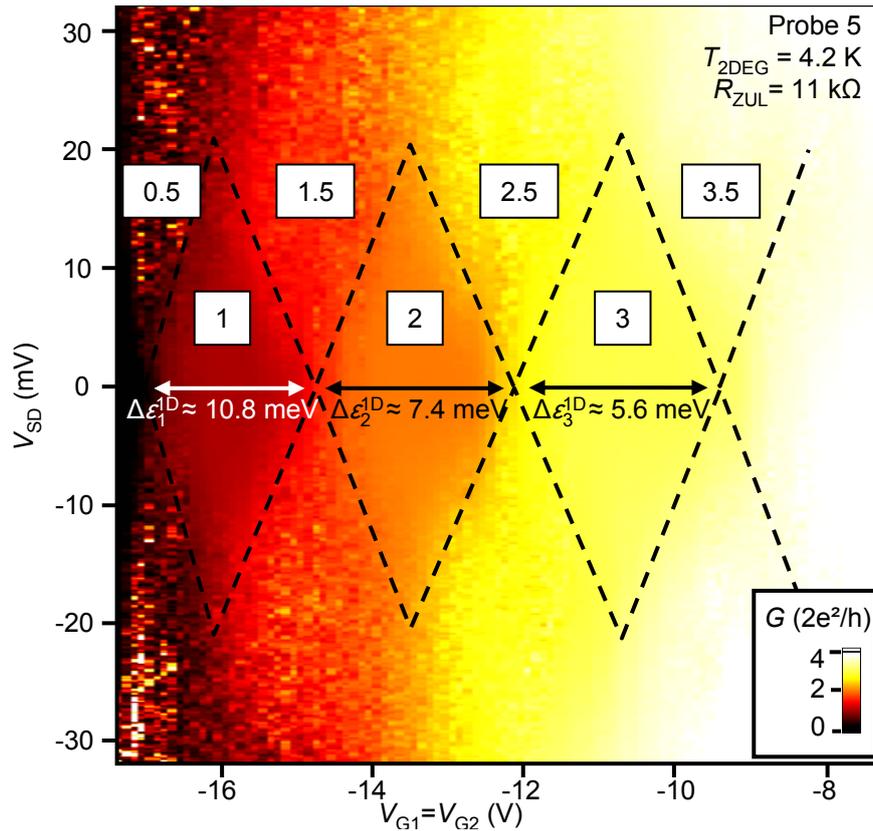
**Abbildung 4.13:** a) Differenzieller Leitwert in  $2e^2/h$ , gemessen als Funktion der Spannung an zwei Seitengattern. Der Zuleitungswiderstand  $R_{\text{ZUL}} = 9.7$   $k\Omega$  ist bereits subtrahiert. b) Differenz zwischen gemessenem Widerstand der Leitwertplateaus und den zugehörigen Theoriewerten  $R_{\text{THEORIE}} = 1/G = h/2ne^2$ . Leitwertplateaus bei negativerer Gatterspannung weisen eine größere Differenz zum Theoriewert auf.

erkennbar, weicht aber trotz Berücksichtigung des Widerstands der Zuleitungen von  $R_{\text{ZUL}} = 9.7$   $k\Omega$  von den theoretischen Werten  $G = 2ne^2/h$  ab. Nach den geometrischen Überlegungen in Abschnitt 4.2.1 liegt die Vermutung nahe, dass eine negativere Spannung an den Seitengattern nicht nur den QPC weiter abschnürt,

sondern ebenso Teile der restlichen Brücke. Diese Vermutung wird durch die Auftragung der Differenz zwischen theoretisch erwartetem Widerstand der Leitwertplateaus  $R_{\text{THEORIE}} = 1/G = h/2ne^2$  und gemessenem Plateauwiderstand als Funktion der Gatterspannung in Abbildung 4.13 b) unterstützt. Der so ermittelte Zuleitungswiderstand  $R_{\text{ZUL}} = R - R_{\text{THEORIE}}$  sinkt mit positiverer Gatterspannung.

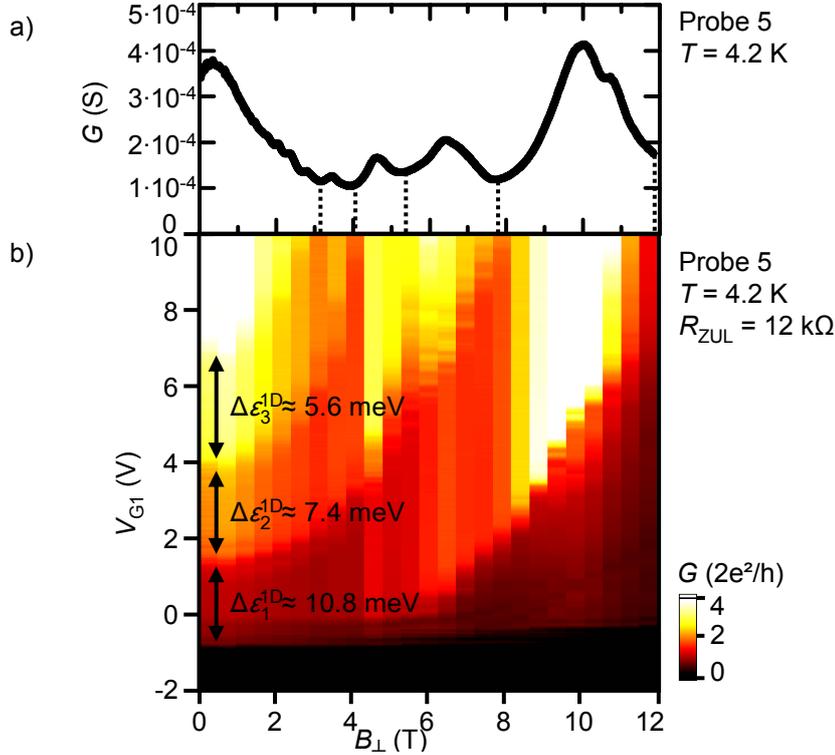
Sowohl der Zuleitungswiderstand  $R_{\text{ZUL}}$  als auch die Abschnürspannung  $V_A$  können darüber hinaus durch zwei weitere Parameter geändert werden. Das Anlegen einer sehr negativen Gatterspannung von  $V_G \lesssim -20$  V oder einer sehr positiven von  $V_G \gtrsim +10$  V führt zu einer permanenten Verschiebung der gesamten Abschnürkurve und einer Änderung des Zuleitungswiderstandes. Die Ursache hierfür liegt vermutlich an den dabei auftretenden starken lateralen elektrischen Feldern von  $E > 10$  V/500 nm =  $2 \cdot 10^7$  V/m. Dies könnte beispielsweise zu permanenter Ionisierung von Defekten innerhalb des Halbleiters führen, deren Existenz in später folgenden Messungen in Abbildung 4.17 nachgewiesen wird. Durch Beleuchten der Probe mit einer Infrarot-LED bei tiefen Temperaturen werden zusätzliche Elektronen erzeugt und die Probe wird in den Ausgangszustand zurückversetzt. Für die folgenden Experimente gilt es daher zu bedenken, dass  $R_{\text{ZUL}}$  und  $V_A$  bei verschiedenen Messungen an der selben Probe aufgrund unterschiedlicher Vorgeschichten unterschiedliche Werte annehmen können.

Eine wichtige Kenngröße eines QPC ist der energetische Abstand der QPC-Subbänder  $\Delta\varepsilon^{1\text{D}}$ . Er hängt von der Form des elektrostatischen Einschlusspotenzials ab und ist somit eine Eigenschaft der Probe [69]. Experimentell wird  $\Delta\varepsilon^{1\text{D}}$  durch die *source-drain*-Spannung bestimmt, die höchstens angelegt werden kann, bevor mehr als ein QPC-Subband zwischen den elektrochemischen Potenzialen von *source* und *drain* liegt. Abbildung 4.14 zeigt eine Messung des differentiellen Leitwertes im Bereich  $0 \leq G \leq 4 \cdot 2e^2/h$  als Funktion von Gatterspannung  $V_{G1} = V_{G2}$  und *source-drain*-Spannung  $V_{\text{SD}}$ . Nach Subtraktion des Zuleitungswiderstandes  $R_{\text{ZUL}} \approx 11$  k $\Omega$  schließen die eingezeichneten Rauten jeweils ein Leitwertplateau mit  $G \approx 1, 2, 3 \cdot 2e^2/h$  ein. Die größte *source-drain*-Spannung, bei der  $G = 2e^2/h$  beträgt, ist  $V_{\text{SD}} \approx 20$  mV. Davon fällt am QPC der Teil  $R_{\text{QPC}}/(R_{\text{QPC}} + R_{\text{ZUL}}) = 12906/(12906 + 11000) = 0.54$  ab, also ungefähr  $V \approx 20$  mV  $\cdot$  0.54 = 10.8 mV. Das Resultat ist ein überraschend große Subbandenergie von  $\Delta\varepsilon_1^{1\text{D}} \approx 10.8$  meV. Das gleiche Berechnungsschema ergibt für das zweite und dritte Subband Subbandabstände von  $\Delta\varepsilon_2^{1\text{D}} \approx 20 \cdot 0.37 = 7.4$  meV und  $\Delta\varepsilon_3^{1\text{D}} \approx 20 \cdot 0.28 = 5.6$  meV. Diese Subbandabstände gehören zu den größten bisher beobachteten Werten und weisen auf ein sehr steiles elektrostatisches Einschlusspotenzial hin. Zum Vergleich: typische Subbandabstände eines *split-gate*-QPC betragen  $\Delta\varepsilon_1^{1\text{D}} = 1 \dots 3$  meV [70], so genannte *shallow-etch*-Strukturen erreichen Subbandabstände im Bereich von  $\Delta\varepsilon_1^{1\text{D}} \approx 10$  meV [71] mit berichteten Höchstwerten von  $\Delta\varepsilon_1^{1\text{D}} \approx 20$  meV [37]. Generell ist ein großer Subbandabstand wünschenswert, da sie die Beobachtung der quantenmechanischen QPC-Effekte bei höheren Temperaturen und größeren Magnetfeldstärken ermöglicht. Das kann durch Vergleich der Subbandenergien mit der Zyklotronenergie  $\hbar\omega_C = \hbar \cdot eB_{\perp}/m_{e^*} = 1.73 \cdot B_{\perp}$  meV/T demonstriert werden. Dabei bezeichnet  $B_{\perp}$  die Feldstärke eines senkrecht zum 2DEG



**Abbildung 4.14:** Differenzieller Leitwert in  $2e^2/h$ , gemessen bei  $T = 4.2\text{K}$  als Funktion von Gatterspannung und *source-drain*-Spannung. Der Zuleitungswiderstand  $R_{\text{ZUL}} = 11\text{k}\Omega$  ist bereits subtrahiert. Die eingezeichneten schwarz strichlierten Linien schließen Quantenpunkt-kontakt-Plateaus mit konstantem Leitwert  $G = 1, 2, 3 \cdot 2e^2/h$  und Subbandenergien  $\Delta\varepsilon_1^{1\text{D}} \approx 10.8\text{meV}$ ,  $\Delta\varepsilon_2^{1\text{D}} \approx 7.4\text{meV}$  und  $\Delta\varepsilon_3^{1\text{D}} \approx 5.6\text{meV}$  ein. Außerhalb der Leitwert-Plateaus sind starke Fluktuationen des Leitwertes zu beobachten (aneinander angrenzende verschiedenfarbige Pixel), der mittlere differenzielle Leitwert beträgt hier  $G \approx 0.5, 1.5, 2.5, 3.5 \cdot 2e^2/h$ .

orientierten Magnetfeldes und  $m_e^*$  die effektive Elektronenmasse in GaAs. Ein starker Einfluss von  $B_\perp$  auf den in Zweipunktconfiguration gemessenen Leitwert der Probe ist aufgrund des Shubnikov-de-Haas-Effektes auch ohne QPC zu erwarten (siehe Abschnitt 2.1). In Abbildung 4.15 a) ist der Leitwert von Probe 5 bei offenem Kanal als Funktion der Magnetfeldstärke  $B_\perp$  aufgetragen. Die

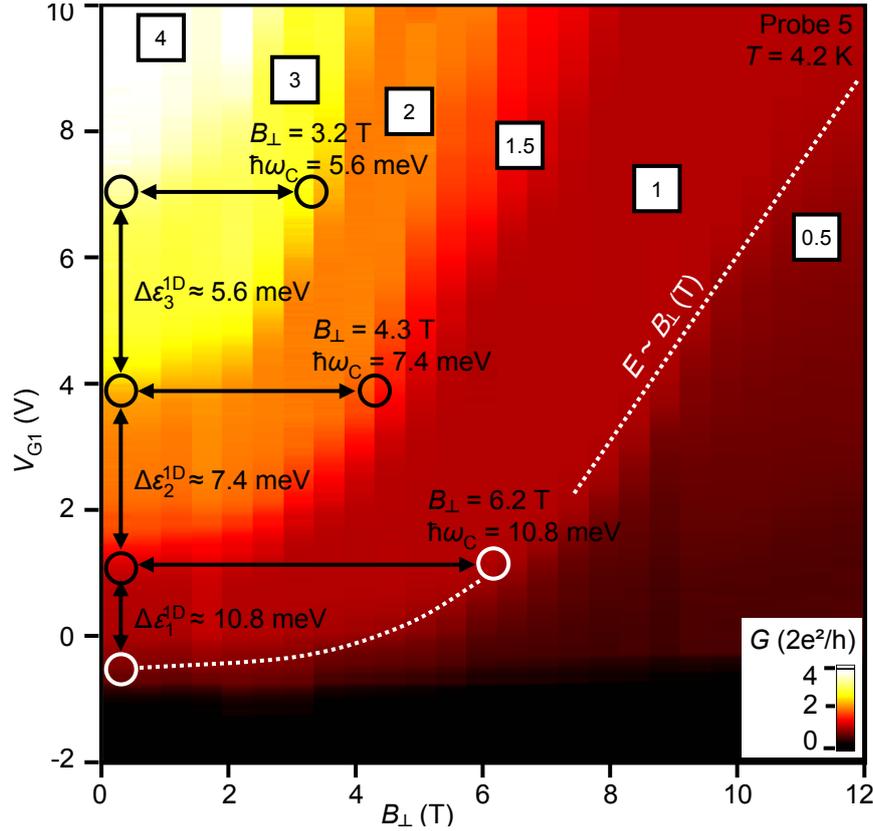


**Abbildung 4.15:** a) Differenzieller Leitwert von Probe 5 bei offenem Kanal, aufgetragen als Funktion der Magnetfeldstärke senkrecht zur Ebene des 2DEG  $B_\perp$ . Die Shubnikov-de-Haas Oszillationen weisen ausgeprägte Minima des Leitwertes bei  $B_\perp \approx 3.1, 4.0, 5.3, 7.8, 12.0$  T auf. b) Differenzieller Leitwert von Probe 5, in linearer Farbskala als Funktion von  $V_{G1}$  und Magnetfeldstärke  $B_\perp$  aufgetragen. Die übrigen Spannungen betragen  $V_{SD} = V_{G2} = 0$  V, der Zuleitungswiderstand  $R_{ZUL} = 12$  k $\Omega$  wurde bereits abgezogen. Bei  $B_\perp = 0$  T liegen die Leitwertplateaus bei  $G = 1, 2, 3 \cdot 2e^2/h$  und korrespondieren zu Subbandenergien von  $\Delta\varepsilon_1^{1D} \approx 10.8$  meV,  $\Delta\varepsilon_2^{1D} \approx 20 \cdot 0.37 = 7.4$  meV und  $\Delta\varepsilon_3^{1D} \approx 20 \cdot 0.28 = 5.6$  meV. Die Magnetfeldabhängigkeit des Zuleitungswiderstandes in a) führt für  $B_\perp \gtrsim 1$  T zu teils starken Abweichungen zwischen den gemessenen Quantenpunkt-Kontakt-Plateauleitwerten und  $G = 1, 2, 3 \cdot 2e^2/h$ .

Shubnikov-de-Haas Oszillationen weisen ausgeprägte Minima des Leitwertes bei  $B_\perp \approx 3.1, 4.0, 5.3, 7.8, 12$  T auf. Abbildung 4.15 b) zeigt die Messung des elektrischen Leitwertes, aufgetragen in linearer Farbskala als Funktion von Gatterspannung  $V_{G1}$  und Magnetfeldstärke  $B_\perp$ . Hierbei wurde ein konstanter Zuleitungswiderstand von  $R_{ZUL} = 12$  k $\Omega$  bereits berücksichtigt. Die in Abbildung 4.15 a) abgebildeten Oszillation des Zuleitungswiderstandes führt zu Minima des Leitwertes bei  $B_\perp \approx 4$  T und  $B_\perp \approx 8$  T (dunklere Spalten). Des Weiteren ist zu beobachten, dass die Leitwertplateaus mit größerer Magnetfeldstärke zu positiverer Gatterspannung verschoben

werden. Dieser Effekt wird teilweise durch die Oszillation des Zuleitungswiderstandes dominiert.

Um den Einfluss der Zuleitungen zu entfernen, ist in Abbildung 4.16 die gleiche Messung noch einmal abgebildet, wobei hier der Zuleitungswiderstand bei jeder Magnetfeldstärke so gewählt ist, dass die Leitwertplateaus des QPC bei Vielfachen von  $2e^2/h$  liegen. Nun können eindeutig zusammenhängende Parameterbereiche mit



**Abbildung 4.16:** Differenzieller Leitwert von Probe 5, in linearer Farbskala als Funktion von  $V_{G1}$  und Magnetfeldstärke  $B_{\perp}$  aufgetragen. Die übrigen Spannungen betragen  $V_{SD} = 0$  mV,  $V_{G2} = 0$  V. Der Zuleitungswiderstand ist bei jeder Magnetfeldstärke so gewählt, dass der elektrische Leitwert der Quantenpunkt-Plateaus in Vielfachen von  $G = e^2/h$  quantisiert ist. In Flächen gleicher Farbe beträgt der Leitwert  $G = 0.5, 1, 1.5, 2, 3, 4 \cdot 2e^2/h$  (gekennzeichnet durch schwarz eingerahmte Kästchen). Eine weiß gepunktete Linie markiert die Grenze zwischen  $G = 1 \cdot 2e^2/h$  und  $G = 0.5 \cdot 2e^2/h$ . Der Übergang wird bei kleinen Magnetfeldstärken  $B_{\perp} \lesssim 6$  T von der Subbandenergie  $\Delta \epsilon_1^{1D} \approx 10.8$  meV des Quantenpunktkontaktes bestimmt, für  $B_{\perp} \gtrsim 6$  T dominiert die Zyklotronenergie  $\hbar \omega_C = 1.73 \cdot B_{\perp}$  meV/T. Bei Subbändern mit geringerem Subbandabstand ( $\Delta \epsilon_2^{1D} \approx 7.4$  meV,  $\Delta \epsilon_3^{1D} \approx 5.6$  meV) geschieht der Übergang bei geringeren Magnetfeldstärken.

konstantem Leitwert identifiziert werden. Da Gatter G2 geerdet ist und keine *source-drain*-Spannung angelegt wird, spiegelt der Farbverlauf für  $B_{\perp} = 0$  T “schwarz-rot-orange-gelb-weiß” die Leitwertquantisierung von  $G = 1, 2, 3, 4 \cdot 2e^2/h$  wider (vgl. Abbildung 4.14). Bei einer Erhöhung der Magnetfeldstärke bilden sich magnetoelektrische Subbänder aus, deren Subbandenergie vom elektrostatischen Einschlusspo-

tenzial des QPC und der Zyklotronenergie  $\hbar\omega_C$  näherungsweise gegeben ist durch  $E \sim \sqrt{(\Delta\varepsilon^{1D})^2 + (\hbar\omega_C)^2}$  [70, 72, 73]. Deshalb steigt mit größerer Magnetfeldstärke der Subbandabstand und die Bereiche konstanten Leitwertes werden zu positiverer Gatterspannung verschoben. Am Beispiel des ersten Subbandes (weiß gepunktete Kurve) kann die magnetfeldabhängige Energieänderung verfolgt werden. Bei  $B_\perp = 0$  T befindet sich der erste Subbandboden 10.8 meV unterhalb des zweiten QPC-Subbandes. Bei geringer Magnetfeldstärke  $B_\perp \lesssim 2$  T ist die Energie nur schwach magnetfeldabhängig. Dieses Verhalten ist konsistent mit der dominierenden Energie  $\Delta\varepsilon_1^{1D} > \hbar\omega_C$ . Bei  $B_\perp \approx 6.2$  T gilt  $\Delta\varepsilon_1^{1D} \approx \hbar\omega_C$  und tatsächlich findet hier der Übergang  $G = 1 \cdot 2e^2/h \leftrightarrow G = 0.5 \cdot 2e^2/h$  (rechter weißer Kreis) bei der gleichen Gatterspannung statt, wo bei  $B_\perp = 0$  T der Übergang  $G = 2 \cdot 2e^2/h \leftrightarrow G = 1 \cdot 2e^2/h$  liegt (schwarzer Kreis links unten). Ab Magnetfeldstärken  $B_\perp \gtrsim 6$  T dominiert die Zyklotronenergie  $\hbar\omega_C$ . Dabei hängt die Subbandenergie linear vom Magnetfeld ab (weiß gepunktete Gerade), die Subbänder gehen also in Landau-Niveaus mit Energie  $E \sim \hbar\omega_C$  über. Der gleiche Zusammenhang ist am zweiten und dritten Subband zu beobachten, nur dass aufgrund der kleineren QPC-Subbandenergien die Magnetfeldabhängigkeit bereits bei geringeren Magnetfeldstärken sichtbar ist. Zusätzlich wird bei Magnetfeldstärken  $B_\perp \gtrsim 5$  T die energetische Entartung des Elektronenspins aufgehoben, wodurch ein großer Bereich mit konstantem Leitwert  $G = 0.5 \cdot 2e^2/h$  und Ansätze eines Plateaus mit  $G = 1.5 \cdot 2e^2/h$  erscheinen.

Der beobachtete Übergang von eindimensionalen QPC-Moden zu zweidimensionalen Landauniveaus zeigt qualitativ das gleiche Verhalten wie frühere Ergebnisse [70, 72, 73]. Die hervorragenden Eigenschaften des elektrostatischen Einschlusspotenzials von Probe 5 ermöglicht allerdings die Beobachtung dieses Phänomens bei deutlich größeren Magnetfeldstärken und Temperaturen. So wurden die hier untersuchten magnetoelektronischen Subbänder bei  $T = 4.2$  K untersucht, während bei den zitierten früheren Experimenten aufwendigere Verdünnungskryostaten oder  $^3\text{He}$ -Systeme eingesetzt werden mussten.

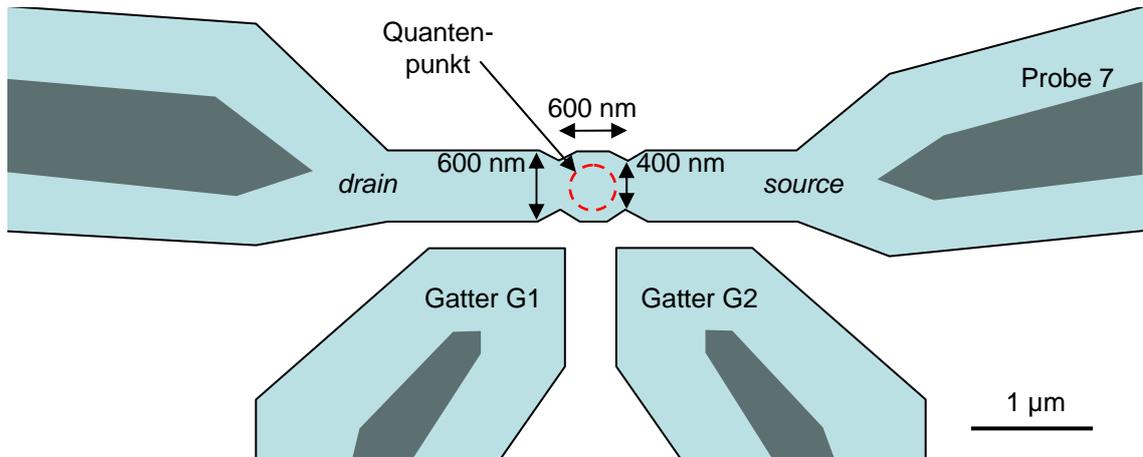
Zur weiteren Untersuchung der QPC-Eigenschaften wird energetisch höher aufgelöste Transportspektroskopie bei  $B_\perp = 0$  T durchgeführt. Der Bildeinsatz in Abbildung 4.17 zeigt den differentiellen Leitwert von Probe 5 bei  $T = 4.2$  K als Funktion zweier unabhängiger Gatterspannungen  $V_{G1}$  und  $V_{G2}$ . Die QPC-Plateaus sind als Flächen mit konstantem Leitwert mit "1" bis "3" beschriftet. Die Spannung, bei der der QPC abschnürt, hängt nicht linear von  $V_{G1}$  und  $V_{G2}$  ab. Wie die eingezeichneten weißen Linien verdeutlichen, koppelt der QPC bei negativerer Spannung  $V_{G1} < V_{G2}$  stärker an Gatter G1, bei  $V_{G2} > V_{G1}$  dagegen stärker an Gatter G2. Diese Beobachtung steht in Gegensatz zu Untersuchungen an *top-gate*-Strukturen, bei denen die zu untersuchende Struktur durch negativere Gatterspannungen vom Gatter zunehmend weggedrückt wird. Dadurch verringert sich die kapazitive Kopplung mit negativerer Spannung. Bei *in-plane*-Strukturen ist dieser Effekt durch das steile und stabile elektrostatische Einschlusspotenzial offenbar unterdrückt. Darüber hinaus führt das zunehmende Verarmen der Zuleitungen bei negativeren Gatterspannungen zu einer Abnahme von Abschirmeffekten durch freie Elektronen. Auch das erhöht die ka-



pazitive Kopplung zwischen Gatter und QPC. Eine weitere wichtige Eigenschaft des Kanals ist im Hauptbild von Abbildung 4.17 abgebildet, die durch numerisches Ableiten des im Bildeinsatz gezeigten Leitwertes nach Gatterspannung  $V_{G1}$  errechnet wurde. Die so berechnete Steilheit der Abschnürkurve ist null (schwarz) im abgeschnürten Bereich und im Bereich der Leitwertplateaus (mit “1” bis “4” beschriftet). Die Stufen zwischen aneinander angrenzenden Leitwertplateaus weisen einen hellen Farbton auf. Auffälligerweise werden sämtliche Stufen von dünnen schwarzen Linien durchzogen. Eine dieser Anomalien ist durch zwei eingezeichnete weiße Linien überdeckt um hervorzuheben, dass auch hier der Zusammenhang stärkerer Kopplung bei negativerer Gatterspannung gilt. Das beobachtete Verhalten kann durch einzelne Umladungen von Störstellen erklärt werden. Bei bestimmten Gatterspannungen (und damit gegebenem elektrostatischem Potenzial am Ort der Störstelle) kann sich die Ladung der Störstelle um ein Elektron ändern, wodurch die Gatterspannungsänderung ausgeglichen wird. Bei der Ladungsspektroskopie von Quantenpunkten wird dieser Zusammenhang genutzt indem der QPC als sensitiver Ladungsdetektor eines in der Nähe befindlichen Quantenpunktes dient [74]. Die in Abbildung 4.17 b) gezeigten Resonanzen können demnach durch unbeabsichtigte (natürliche) Quantenpunkte in der Nähe des QPC hervorgerufen werden. Die Anzahl der Ladelinien beträgt ungefähr 20. Zum Vergleich: die Anzahl ionisierter Donatoratome kann über  $N_{\text{DONATOREN}} = n_s \cdot A_{\text{QPC}} \approx 2.5 \cdot 10^{15} \cdot 1.8 \cdot 10^{-13} = 450$  abgeschätzt werden, mit einer angenommenen QPC-Fläche von  $A_{\text{QPC}} = 300 \text{ nm} \times 600 \text{ nm}$ . Aufgrund dieser Abschätzung erscheint es gut denkbar, dass das Unordnungspotenzial aufgrund der Donatoren für die beobachteten Resonanzen verantwortlich ist. Dieses kann bei Temperaturen  $T \lesssim 4.2 \text{ K}$  zu lokalisierten Elektronenzuständen führen [75, 76] und wird für die Diskussion der so genannten Unordnungsblockade eines freitragenden Quantenpunktes wichtig sein.

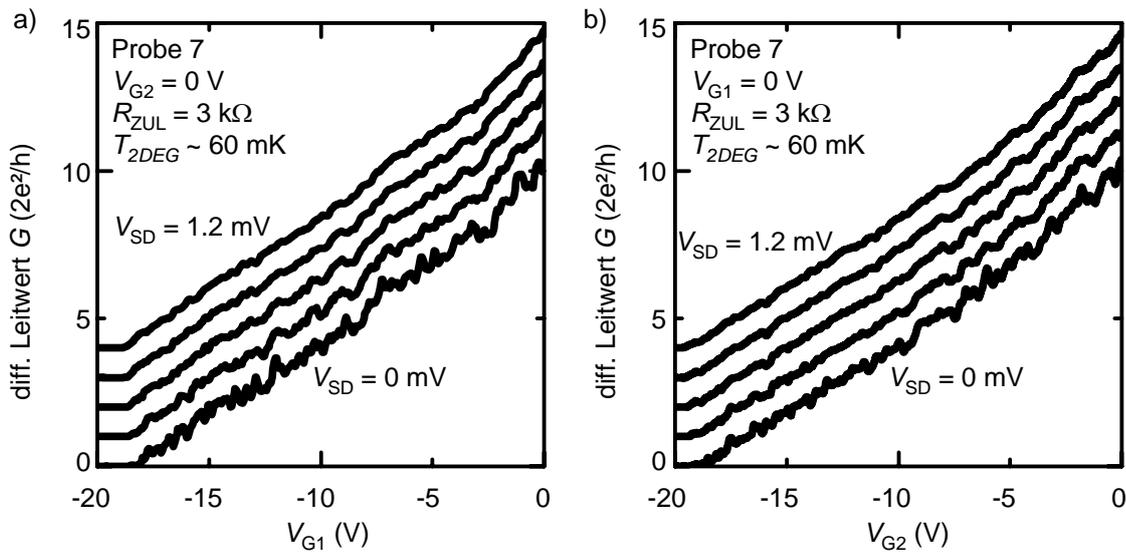
### 4.2.3 Quantenpunkt

Die Herstellung eines Quantenpunktes erfolgt nach einem ähnlichen Prinzip wie bei einem QPC. Zur weiteren Einschränkung der lateralen Dimension werden nun allerdings zwei Einschnürungen benötigt, zwischen denen eine tunnelgekoppelte leitfähige Elektroneninsel definiert werden soll. Der Aufbau einer solchen Probe (Probe 7) ist in Abbildung 4.18 schematisch dargestellt. Um die Möglichkeit für weitere Messungen zu erhalten, wurde diese Probe nach den Messungen nicht der Strahlungsbelastung eines Rasterelektronenmikroskops ausgesetzt, weshalb kein Bild von Probe 7 existiert. Gatter G1 und G2 werden benutzt um bei geeigneter Wahl der Gatterspannungen  $V_{G1}$  und  $V_{G2}$  je eine Tunnelbarriere am Ort der beiden Kerben zu definieren. Aufgrund der Gattergröße und -geometrie ist zu erwarten, dass bei der Änderung einer Gatterspannung sowohl beide Tunnelbarrieren als auch der Quantenpunkt und die angrenzenden Zuleitungen kapazitiv beeinflusst werden. Um einen Quantenpunkt definieren und untersuchen zu können, werden alle folgenden Messungen an Probe 7 bei einer Temperatur von  $T_{2\text{DEG}} \approx 60 \text{ mK}$  durchgeführt.



**Abbildung 4.18:** Schemazeichnung der Aufsicht von Probe 7. Die aktive Schicht (hellblau) ruht lediglich an den grau eingezeichneten Flächen auf einem Opferschicht-Sockel und ist ansonsten vollständig freitragend. Strom fließt von *source* (rechts) durch die 600 nm breite Brücke nach *drain* (links). Zwischen den ungefähr 400 nm breiten Einschnürungen kann eine leitfähige Elektroneninsel definiert werden. Zur Kontrolle des lokalen elektrostatischen Potentials werden Spannungen an die angrenzenden *in-plane*-Gatter G1 und G2 angelegt.

Bei typischen Quantenpunkt-Ladeenergien von  $E_C \approx 1$  meV ist damit sichergestellt, dass die Elektronenzahl auf dem Quantenpunkt aufgrund von  $E_C \gg k_B T_{2\text{DEG}}$  wohldefiniert ist. Bevor ein Quantenpunkt definiert werden kann, müssen zuerst beide Tunnelbarrieren charakterisiert werden, indem die Abschnürkurve jedes der beiden Gatter für verschiedene *source-drain*-Spannungen aufgenommen wird. Abbildung 4.19 a) zeigt die Abhängigkeit des differentiellen Leitwertes (in  $2e^2/h$ ) von Gatterspannung  $V_{G1}$ . Die Probe schnürt bei  $V_{G1} \sim -18$  V ab ( $V_{SD} = 0$  mV, unterste Kurve). Im Unterschied zu den Abschnürkurven in Abbildung 4.13 ist keine klare QPC-Leitwertquantisierung festzustellen, stattdessen liegt nun eine aus reproduzierbaren Leitwertoszillationen bestehende Substruktur vor. Die Amplitude dieser Oszillationen verringert sich mit zunehmender *source-drain*-Spannung  $V_{SD} = 0.3$  mV, wie an der um  $G = 2e^2/h$  nach oben versetzt eingezeichneten Abschnürkurve zu sehen ist. Bei  $V_{SD} = 0.6, 0.9, 1.2$  mV (jeweils weiter noch oben versetzt) nimmt die Amplitude weiter ab. Leitwertoszillationen bei kleiner *source-drain*-Spannung sowie die Abwesenheit von QPC-Leitwertplateaus zeigen sich ebenso im differentiellen Leitwert als Funktion von  $V_{G2}$  in Abbildung 4.19 b). Offenbar werden die elektrischen Transporteigenschaften dieser Probe bei tiefen Temperaturen nicht ausschließlich vom Einschlusspotential der Einschnürung bestimmt, sondern folgen aus einer komplizierteren Potenzialverteilung. Vergleichbare Beobachtungen wurden bereits an Quantendrähten gemacht und auf die Anwesenheit eines elektrostatischen Unordnungspotentials zurückgeführt [75, 62, 77]. Hierbei führt quantenmechanische Streuung von Elektronen an der zufälligen Potenzialverteilung zu Oszillationen der Transmission in Abhängigkeit von der Energiedifferenz zwischen Fermienergie und Leitungsbandboden. Im Experiment entspricht dies Oszillationen des elektrischen

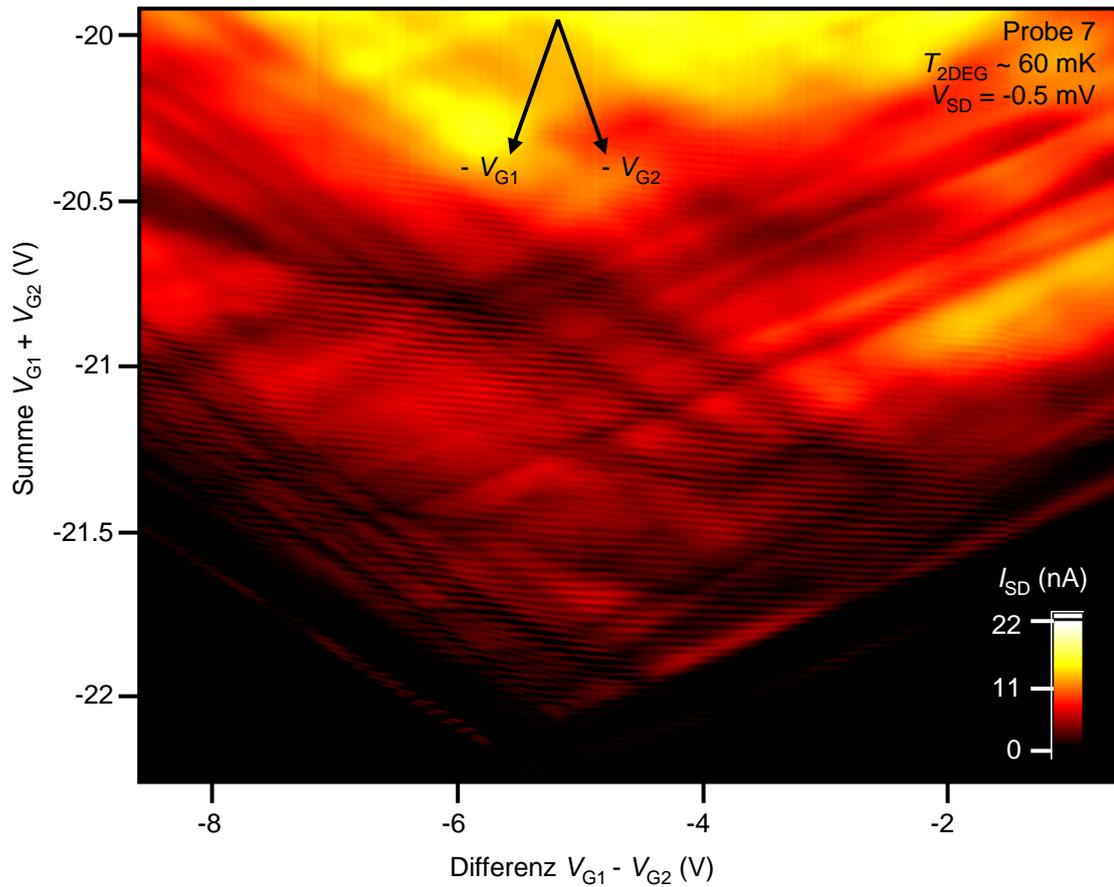


**Abbildung 4.19:** a) Differenzieller Leitwert in  $2e^2/h$ , aufgetragen als Funktion der Gatterspannung  $V_{G1}$  nach Abzug des Zuleitungswiderstandes von  $R_{ZUL} = 3 \text{ k}\Omega$ . Die unterste Kurve zeigt die Abschnürkurve bei  $V_{SD} = 0 \text{ mV}$ . Abschnürkurven bei *source-drain*-Spannungen von  $V_{SD} = 0.3, 0.6, 0.9, 1.2 \text{ mV}$  sind um jeweils  $G = 2e^2/h$  nach oben versetzt eingezeichnet. Die Amplitude der reproduzierbaren Leitwertoszillationen in der Abschnürkurve nimmt mit größerer *source-drain*-Spannung ab. b) Unter gleichen Bedingungen in Abhängigkeit von Gatterspannung  $V_{G2}$  aufgenommener Datensatz.

Leitwertes in Abhängigkeit der angelegten Gatterspannungen. Eine räumliche Inhomogenität der Leitungsbandenergie  $\Delta E_{LB}$  ist in unterätzten Strukturen wie Probe 7 aufgrund von ionisierten Donatoratomen, der Rauigkeit des lateralen Einschlusspotenzials, eventuell implantierten Ätzen und den prozessierten Kerben zu erwarten. Die Höhe dieses so genannten Unordnungspotenzials lässt sich grob über die *source-drain*-Spannung abschätzen, die angelegt werden muss um die Lokalisierung der Elektronen zu überwinden. Sie liegt demnach im Bereich  $\Delta E_{LB} \sim 300 \mu\text{eV}$  (vgl. Abbildung 4.19) und wird für die Interpretation der Daten in Abschnitt 4.2.4 wichtig sein.

Grundsätzlich äußert sich Coulomb-Blockade eines Quantenpunktes ebenfalls als Leitwertresonanz in Abhängigkeit einer Gatterspannung. Eine weitere mögliche Ursache für die beobachteten Leitwertoszillationen ist die Interferenz unterschiedlicher Elektron-Trajektorien, so genannte *universal conductance fluctuations*. Dieser Effekt kann sowohl in den quasi-zweidimensionalen Zuleitungen als auch beim Durchqueren eines offenen Quantenpunktes auftreten [4, 78].

Aufgrund der räumlichen Anordnung ist aber die kapazitive Kopplung jedes Gatters an Zuleitungen, Tunnelbarrieren und Quantenpunkt verschieden stark. Abbildung 4.20 zeigt dies anhand einer Messung des *source-drain*-Stroms  $I_{SD}$ , welcher in linearer Farbskala als Funktion von Summe ( $V_{G1} + V_{G2}$ ) und Differenz ( $V_{G1} - V_{G2}$ ) der angelegten Gatterspannungen aufgetragen ist. Diese Art der Auftragung bietet



**Abbildung 4.20:** *Source-drain*-Strom von  $I_{SD} = 0$  nA (schwarz) bis  $I_{SD} = 22$  nA (weiß) in linearer Farbskala als Funktion von Summe ( $V_{G1} + V_{G2}$ ) und Differenz ( $V_{G1} - V_{G2}$ ) der angelegten Gatterspannungen aufgetragen. Pfeile markieren die Richtungen, entlang derer eine Gatterspannung verändert wird, während die andere konstant ist. Für die Erklärung der zahlreichen Resonanzen siehe Haupttext und Abbildung 4.21.

den Vorteil, Effekte von linker Zuleitung, Hauptquantenpunkt und rechter Zuleitung besser unterschieden zu können, wie im Folgenden gezeigt werden soll. Die Probe ist bei genügend negativem ( $V_{G1} + V_{G2}$ ) abgeschnürt (schwarze Bereiche). Zusätzlich hängt der Strom auch von der Differenz ( $V_{G1} - V_{G2}$ ) ab. Für  $V_{G1} - V_{G2} \lesssim -5.5$  V setzt der Strom entlang einer Geraden mit negativer Steigung ein, während dies für  $V_{G1} - V_{G2} \gtrsim -5.5$  V entlang einer Geraden mit positiver Steigung geschieht. Jede der beiden Geraden entspricht dem Abschnüren einer der beiden Tunnelbarrieren. Aus der Geradensteigung kann die relative kapazitive Kopplung beider Gatter G1 und G2 an die jeweilige Barriere berechnet werden. Sie beträgt entlang der Abschnürgeraden für  $V_{G1} - V_{G2} < -5.5$  V

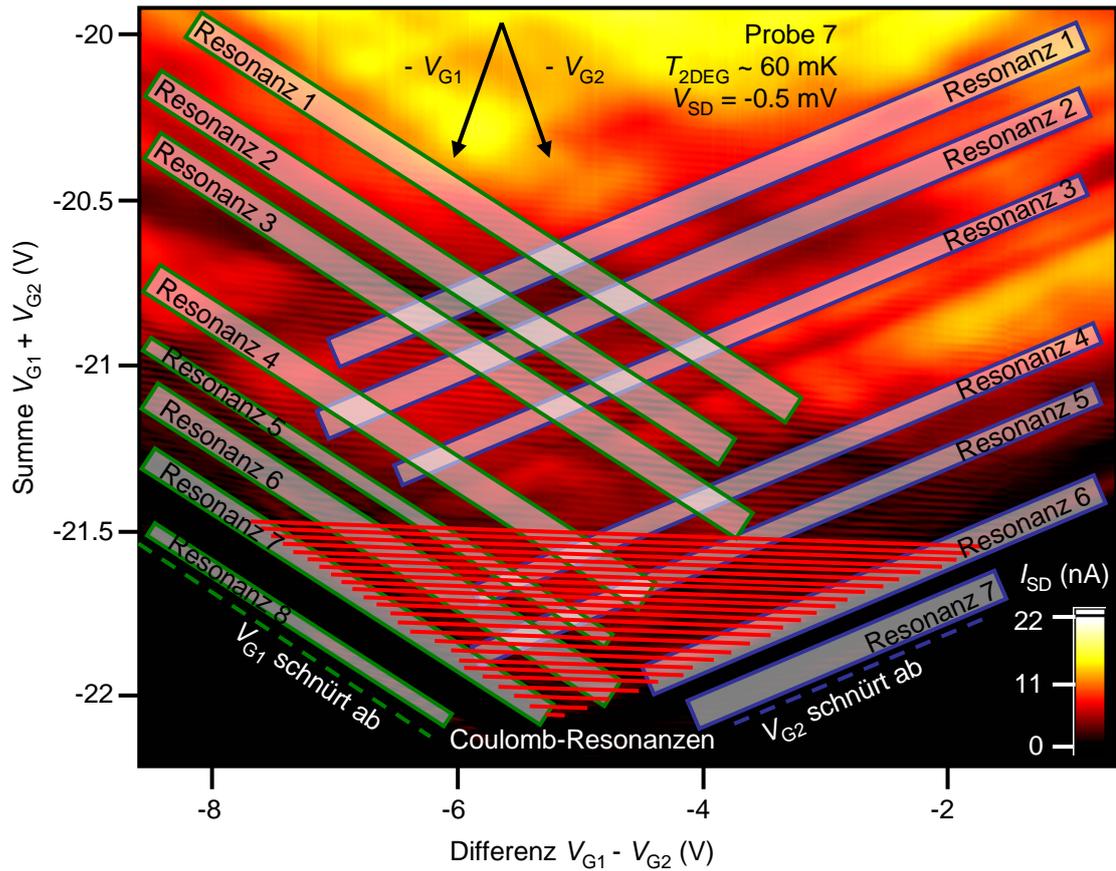
$$\frac{\Delta V_{G1}}{\Delta V_{G2}} = \frac{C_{G2}}{C_{G1}} = -0.63 \quad (4.1)$$

und entlang der Abschnürgeraden für  $V_{G1} - V_{G2} > -5.5$  V

$$\frac{\Delta V_{G1}}{\Delta V_{G2}} = \frac{C_{G2}}{C_{G1}} = -1.376 . \quad (4.2)$$

Die Symmetrieachse der beiden Abschnürgeraden liegt nicht bei  $V_{G1} - V_{G2} = 0$  V, sondern bei  $V_{G1} - V_{G2} \approx -5.5$  V. Es muss also Gatter G1 mit  $-5.5$  V vorgespannt sein damit beide Tunnelbarrieren bei der gleichen Gatterspannungssumme abschnüren. Dies deutet auf eine laterale geometrische Asymmetrie der Probe aufgrund von fabriktionsbedingten Ungenauigkeiten hin. Der geplante Quantenpunkt ist etwa gleich weit von Gatter G1 und G2 entfernt (vgl. Abbildung 4.18) und sollte daher kapazitiv gleich stark an beide Gatter koppeln. Das elektrostatische Potenzial am Ort des Quantenpunktes sollte deshalb primär von der Summe der Gatterspannungen abhängen, weniger von der Differenz. Tatsächlich treten in Abbildung 4.20 annähernd horizontale Linien mit erhöhtem Strom (rot) auf. Insgesamt sind mehr als 70 dieser Coulomb-Oszillationen beobachtbar. Zusätzliche sichtbare Resonanzen, die in Abbildung 4.20 parallel zu einer der beiden Abschnürlinien verlaufen, werden demnach durch Interferenz an einer der beiden Tunnelbarrieren hervorgerufen. Die Zuleitungen liegen sollten nochmals deutlich stärker an das näher gelegene Gatter koppeln (vgl. Abbildung 4.18) was sich in Abbildung 4.20 in einer entsprechend größeren Steigung von Zuleitungsresonanzen äußern würde. Die überwiegende Mehrheit der Resonanzen in Abbildung 4.20 ist aber parallel zu einer der beiden Abschnürlinien, weshalb *universal conductance fluctuations* innerhalb der Zuleitungen oder eines offenen Quantenpunktes keinen starken Einfluss auf den Strom durch das Gesamtsystem zu haben scheinen.

Die Hauptbeiträge zum Strom durch diese Probe bestehen demnach aus Streuung in der linken Tunnelbarriere, Coulomb-Blockade des untersuchten Quantenpunktes und Streuung in der rechten Tunnelbarriere. In Abbildung 4.21 sind einige der Resonanzen sämtlicher drei Sorten zur Veranschaulichung nachgezeichnet. Die Abschnürbedingung der Tunnelbarriere nahe Gatter G1 ist als grün strichlierte Linie eingezeichnet. Acht Bereiche erhöhten Stroms (grün eingerahmt) weisen die gleiche kapazitive Kopplung wie diese Abschnürlinie auf und sind daher auf Eigenschaften



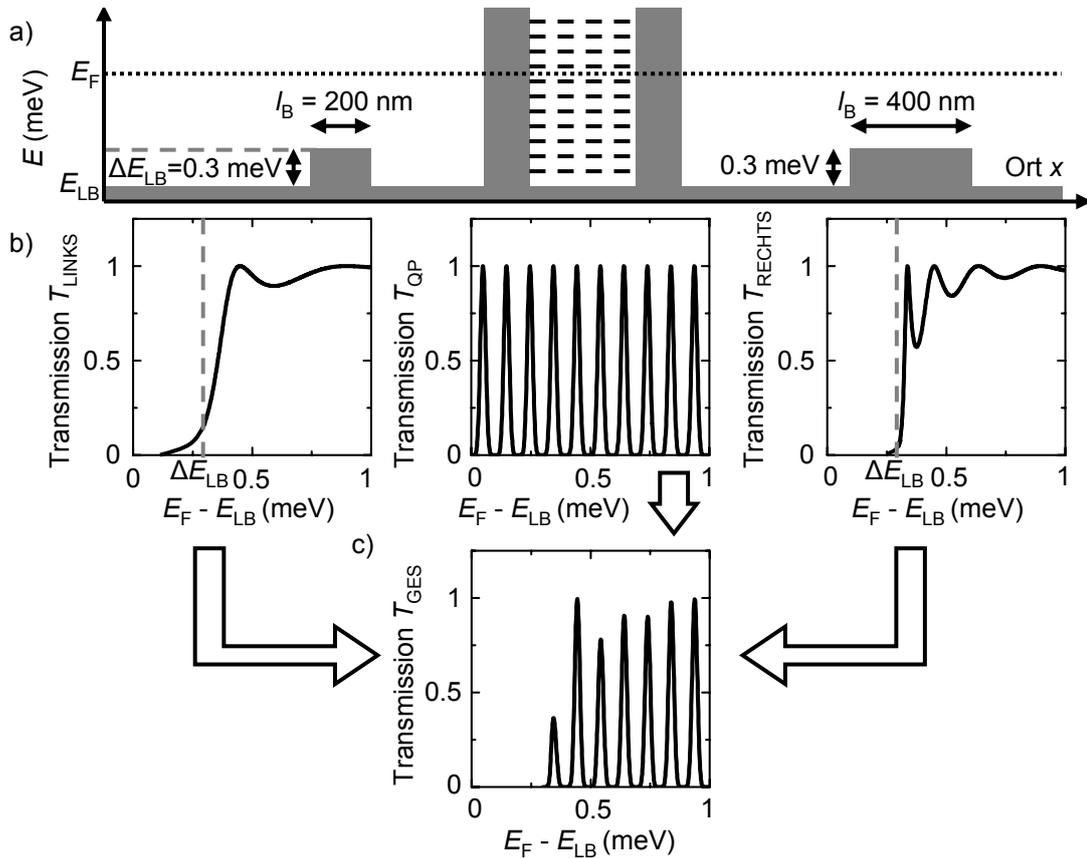
**Abbildung 4.21:** Markierung der einzelnen Beiträge zum Gesamtstrom aus Abbildung 4.20. Resonanzen von linker Tunnelbarriere, Quantenpunkt und rechter Tunnelbarriere können aufgrund unterschiedlicher kapazitiver Kopplung an Gatter G1 und G2 anhand ihrer Steigung unterschieden werden. In den grün umrandeten Bereichen ist der Strom aufgrund einer Resonanz der Tunnelbarriere nahe Gatter G1 erhöht, die blau hervorgehobenen Flächen sind der Tunnelbarriere nahe Gatter G2 zuordenbar. Coulomb-Blockade-Oszillationen des zentralen Quantenpunktes sind als horizontale rote Linien eingezeichnet.

dieser Tunnelbarriere zurückzuführen. Analog ist die Abschnürlinie von Gatter G2 und die dazugehörigen Stromresonanzen blau eingezeichnet. Horizontale rote Linien heben den Verlauf eines Teils der beobachteten Coulomb-Resonanzen hervor.

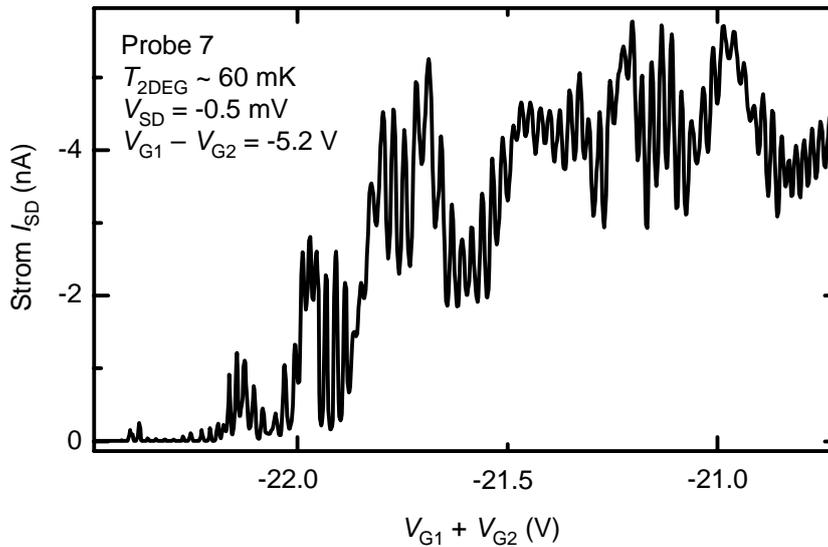
#### 4.2.4 Unordnungsblockade

Abbildung 4.22 a) zeigt die Schemazeichnung einer Potenziallandschaft, die ein qualitativ ähnliches Verhalten verursacht. Die Fermienergie  $E_F$  ist in den Zuleitungen (links und rechts) größer als die Energie des Leitungsbandbodens  $E_{LB}$  und die aus Abbildung 4.19 abgeschätzte Unordnungspotenzialhöhe  $\Delta E_{LB} = 0.3 \text{ meV}$ . In den Zuleitungen werden Potenzialbarrieren mit Länge  $l_B = 200 \text{ nm}$  (links) und  $l_B = 400 \text{ nm}$  (rechts) angenommen. Diese Längen liegen im Bereich der in Gleichung 2.6 abgeschätzten mittleren freien Weglänge von  $l_F \sim 350 \text{ nm}$ . In der Mitte definieren zwei Tunnelbarrieren die gebundenen Zustände des Quantenpunktes. Die Transmission einer Barriere mit Länge  $l_B$  und Höhe  $\varepsilon$  kann als Funktion des Energieüberschusses  $(E_F - E_{LB})$  gemäß Gleichung 2.15 berechnet werden und ist in Abbildung 4.22 b) dargestellt. Die Transmission der linken Barriere  $T_{LINKS}$  ist für  $(E_F - E_{LB}) < \Delta E_{LB}$  gemäß WKB-Näherung unterdrückt. Bei einer Erhöhung der Energie wäre Elektronentransport klassisch möglich, aufgrund der Wellennatur der Elektronen werden aber weiterhin Partialwellen reflektiert, weshalb die Transmission vorerst nicht  $T_{LINKS} = 1$  erreicht. Bei einer weiteren Erhöhung der Energie oszilliert die Transmission und ist immer dann  $T_{LINKS} = 1$ , wenn die Wellenlänge des Elektrons am Ort der Barriere einem ganzzahligen Vielfachen der Barrierenlänge (hier:  $200 \text{ nm}$ ) entspricht. Gemäß Gleichung 2.15 bestimmt die Barrierenlänge die Oszillationsperiode, während die Barrierenhöhe mit der Oszillationsamplitude korreliert. Für  $(E_F - E_{LB}) \gg \Delta E_{LB}$  ist die Wellenlängenänderung der Elektronen beim Überqueren der Barriere so gering, dass vernachlässigbar wenig Streuung stattfindet ( $T_{LINKS} \sim 1$ ). Die Transmission der gebundenen Quantenpunktzustände  $T_{QP}$  (mittlerer Graph) als Funktion der Energie wird durch äquidistante Coulomb-Oszillationen beschrieben [80]. In der rechten Zuleitung erzeugt die  $400 \text{ nm}$  lange Tunnelbarriere periodische Oszillationen in  $T_{RECHTS}$ . Die gesamte Struktur liegt innerhalb der Phasenkohärenzlänge  $l_\varphi \gtrsim 1 \mu\text{m}$ , die für vergleichbare Strukturen aus *universal conductance fluctuations* eines unterätzten 2DEG bestimmt wurde [66]. Die Gesamttransmission beträgt also  $T_{GES} = T_{LINKS} \cdot T_{QP} \cdot T_{RECHTS}$  und ist in Abbildung 4.22 c) in Abhängigkeit von  $(E_F - E_{LB})$  aufgetragen. Bereits in diesem einfachen Modell ist eine Modulation der Coulomb-Oszillations-Amplitude erkennbar. Im Experiment entspricht dies einer Messung des *source-drain*-Stromes in Abhängigkeit von der Gatterspannung, da eine negativere Gatterspannung lokal das Leitungsband anhebt und damit  $(E_F - E_{LB})$  verringert.

Zum Vergleich ist eine Reihe gemessener Coulomb-Resonanzen in Abbildung 4.23 abgebildet. Aufgetragen ist der Strom  $I_{SD} \propto T_{GES}$  als Funktion von  $(V_{G1} + V_{G2})$  bei konstanter Gatterspannungsdifferenz von  $(V_{G1} - V_{G2}) = -5.2 \text{ V}$ . Die kleineren äquidistanten Resonanzen sind Coulomb-Oszillationen, während die Übermodulation der



**Abbildung 4.22:** a) Energieschema als Funktion des Ortes für den Fall, dass die Fermienergie  $E_F$  (gepunktete horizontale Linie) größer ist als das Unordnungspotenzial  $\Delta E_{LB} = 0.3$  meV (graue strichlierte Linie). Die Bandlücke unterhalb der Energie des Leitungsbandbodens  $E_{LB}$  ist als graue Fläche eingezeichnet. Links führt eine 200 nm lange Potenzialbarriere zu Streuung, die rechte Barriere ist 400 nm lang. Zwischen zwei Tunnelbarrieren (hohe graue Rechtecke) befinden sich die gebundenen Zustände des Quantenpunktes (horizontale strichlierte Linien). b) Berechnete Transmission von linker Barriere ( $T_{LINKS}$ ), Quantenpunkt ( $T_{QP}$ ) und rechter Barriere ( $T_{RECHTS}$ ) als Funktion der Energiedifferenz  $E_F - E_{LB}$ . c) Die Gesamttransmission  $T_{GES} = T_{LINKS} \cdot T_{QP} \cdot T_{RECHTS}$  weist eine Modulation der Coulomb-Oszillations-Amplitude auf.

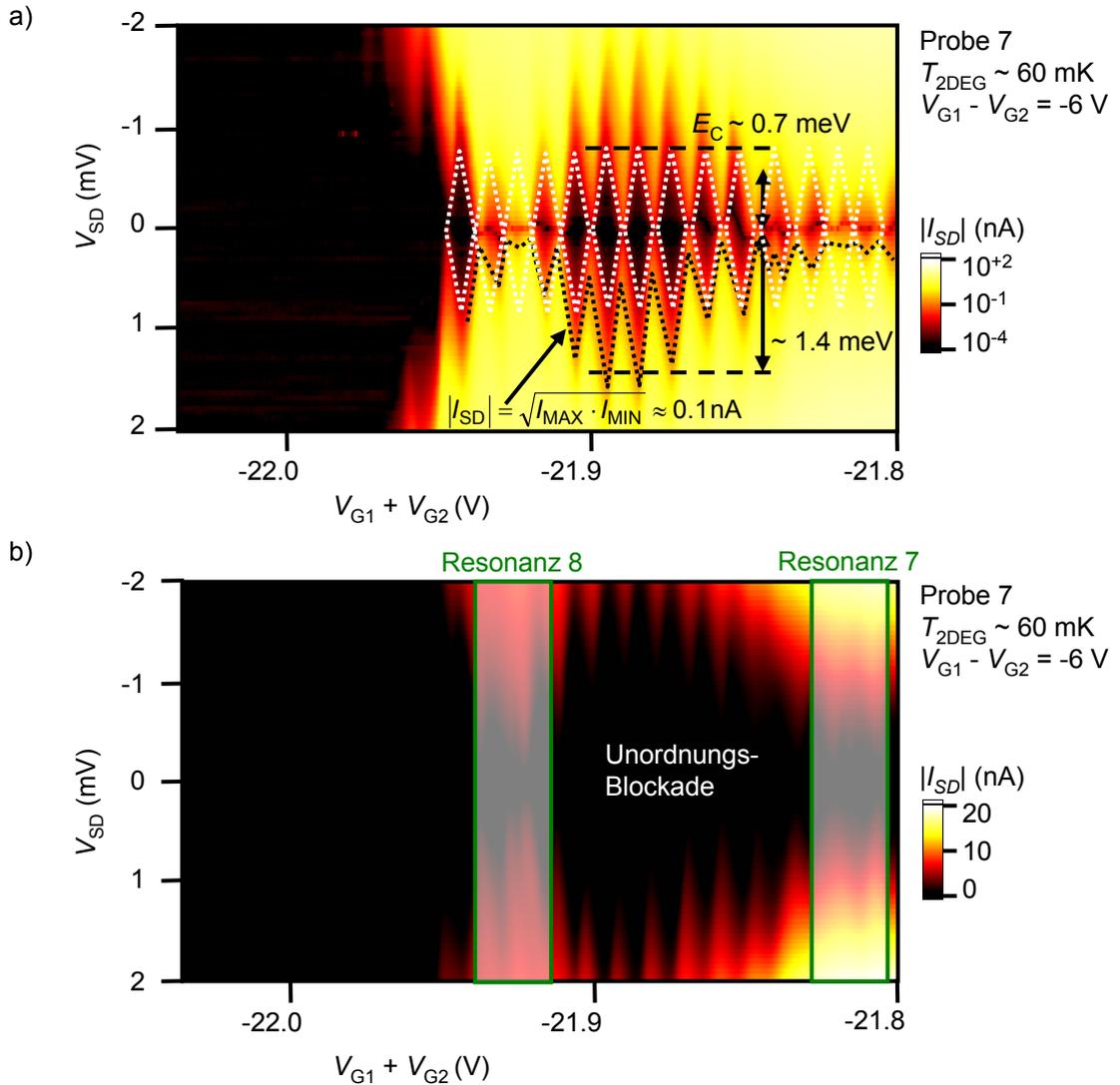


**Abbildung 4.23:** *Source-drain*-Strom  $I_{\text{SD}}$  als Funktion von  $(V_{\text{G1}} + V_{\text{G2}})$ , gemessen mit *source-drain*-Spannung  $V_{\text{SD}} = -0.5 \text{ mV}$  und konstanter Gatterspannungsdifferenz  $(V_{\text{G1}} - V_{\text{G2}}) = -5.2 \text{ V}$ . Schmale Strom-Maxima sind Coulomb-Oszillationen, die breitere Modulation der Coulomb-Oszillations-Amplitude stammt von Streuung am Unordnungspotenzial.

Coulomb-Oszillations-Amplitude nach den obigen Überlegungen von Streuung am Unordnungspotenzial in der Nähe der Tunnelbarrieren herrührt. Im Vergleich mit der Modellrechnung in Abbildung 4.22 c) besteht der stärkste Unterschied darin, dass der *source-drain*-Strom ab Gatterspannungen  $(V_{\text{G1}} + V_{\text{G2}}) > -22 \text{ V}$  auch bei Coulomb-Blockade des Quantenpunktes nicht auf Null fällt, also dass bei positiverer Gatterspannung ein Leitwert parallel zum Quantenpunkt besteht. Die Modulation der Coulomb-Oszillations-Amplitude ist in dieser Messung stärker ausgeprägt als im Modell, gibt die Haupteigenschaften aber wieder.

#### 4.2.5 Quantenpunkt mit $N \sim 100$ Elektronen

Ein Teil der Coulomb-Blockade-Oszillationen in Abbildung 4.23 ist in Abbildung 4.24 zusätzlich als Funktion der *source-drain*-Spannung als so genannte Coulomb-Diamanten dargestellt. Der Betrag des *source-drain*-Stroms  $|I_{\text{SD}}|$  ist in a) in logarithmischer Farbskala dargestellt. Innerhalb rautenförmiger Bereiche von Gatter- und *source-drain*-Spannung ist der Strom auf einen Wert von  $|I_{\text{MIN}}| \sim 10^{-4} \text{ nA}$  unterdrückt (schwarz). Hier befindet sich der Quantenpunkt in Coulomb-Blockade, die durch Anlegen einer *source-drain*-Spannung  $|V_{\text{SD}}| \gtrsim 0.7 \text{ meV}$  aufgehoben wird. Die daraus folgende Ladeenergie  $E_C \sim 0.7 \text{ meV}$  entspricht einem Quantenpunkt-Durchmesser von  $D_{\text{QD}} = e^2/4\varepsilon_{\text{GaAs}}\varepsilon_0 E_C \approx 500 \text{ nm}$  mit der dielektrischen Konstante von GaAs  $\varepsilon_{\text{GaAs}} \sim 13$ . Dieser Wert stimmt gut mit der Fläche zwischen den beiden Einschnürungen von  $600 \text{ nm} \times 600 \text{ nm}$  überein (vergleiche Abbildung 4.18). Da der Quantenpunkt relativ viel Fläche belegt und sich die Ladeenergie bei einer Ver-

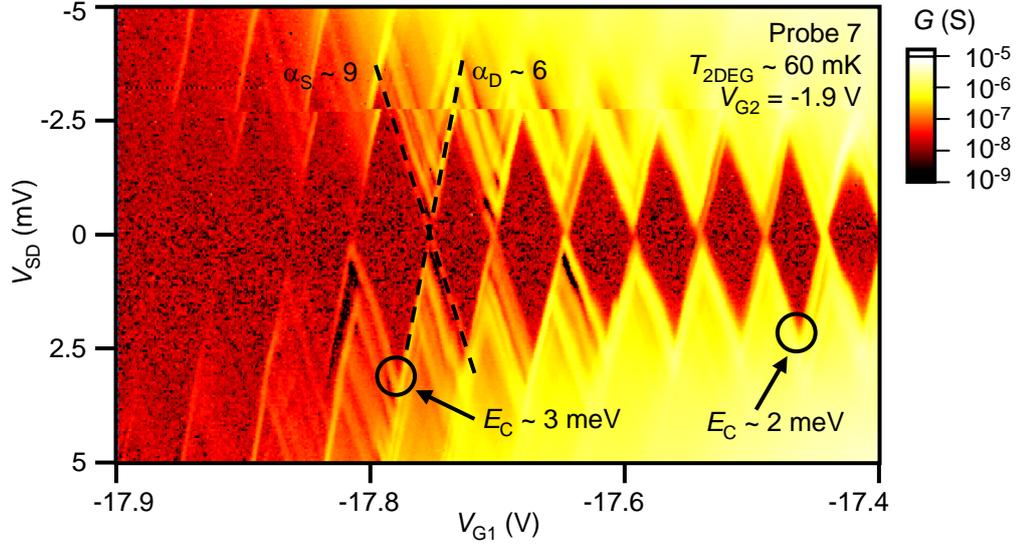


**Abbildung 4.24:** a) Betrag des *source-drain*-Stroms  $|I_{SD}|$  in logarithmischer Farbskala als Funktion von *source-drain*-Spannung  $V_{SD}$  und Gatterspannungssumme  $V_{G1} + V_{G2}$  aufgetragen, während die Gatterspannungsdifferenz  $V_{G1} - V_{G2} = -6 \text{ V}$  beträgt. In den rautenförmigen Bereichen mit unterdrücktem Strom befindet sich der Quantenpunkt in Coulomb-Blockade. Zur Veranschaulichung zeichnen weiß gepunktete Linien die Grenze einiger Coulomb-Diamanten nach, aus denen eine Ladeenergie von ungefähr  $E_C \sim 0.7 \text{ meV}$  abgelesen werden kann. Entlang der eingezeichneten schwarz gepunkteten Linie ist die Unordnungsblockade weitgehend aufgehoben und der Strom beträgt  $|I_{SD}| = \sqrt{|I_{MAX}| \cdot |I_{MIN}|} \approx 0.1 \text{ nA}$ . b) Gleiche Messung wie a), in linearer Farbskala von  $|I_{SD}| = 0 \text{ nA}$  (schwarz) bis  $|I_{SD}| = 20 \text{ nA}$  (weiß) aufgetragen. Die in Abbildung 4.21 mit “Resonanz 7” und “Resonanz 8” bezeichneten Bereiche erhöhen den Strom, ansonsten ist Stromfluss für  $|V_{SD}| \lesssim 1 \text{ mV}$  aufgrund von Unordnungsblockade unterdrückt.

ringierung der Elektronenzahl nicht messbar vergrößert, muss der Quantenpunkt in der vorliegenden Gatterkonfiguration aus vielen (Größenordnung 100) Elektronen bestehen [5]. Die vollständige Unterdrückung des Stroms bei Gatterspannungen  $(V_{G1} + V_{G2}) \lesssim -22 \text{ V}$  in Abbildung 4.24 liegt daher nicht daran, dass der Quantenpunkt geleert wurde, sondern daran, dass eine der beiden Tunnelbarrieren abschnürt. Aber auch außerhalb der regulären Coulomb-Blockade-Diamanten ist der Strom auf 1/1000 des Maximalstroms von  $|I_{\text{MAX}}| \sim 10^2 \text{ nA}$  (weiß) auf  $|I_{\text{SD}}| \sim 0.1 \text{ nA}$  (orange) unterdrückt. Diese Stromunterdrückung liegt ebenso in Abbildung 4.21 und Abbildung 4.23 im Gatterspannungsbereich zwischen den als “Resonanz 7” und “Resonanz 8” bezeichneten Bereichen mit erhöhtem Stromfluss vor. Die Beobachtung ist daher konsistent mit der bereits beschriebenen Leitwertunterdrückung aufgrund von Streuung am Unordnungspotenzial der Zuleitungen und wird im Folgenden als “Unordnungsblockade” bezeichnet. Von Aufhebung der Unordnungsblockade wird gesprochen, wenn der Strom  $|I_{\text{SD}}| = \sqrt{|I_{\text{MAX}}| \cdot |I_{\text{MIN}}|} = \sqrt{10^2 \text{ nA} \cdot 10^{-4} \text{ nA}} = 0.1 \text{ nA}$  erreicht wird. Zur Veranschaulichung ist der das Erreichen von  $|I_{\text{SD}}| = 0.1 \text{ nA}$  als schwarz gepunktete Linie in Abbildung 4.24 a) eingezeichnet. Dadurch ist erkennbar, dass die *source-drain*-Spannung, die zur Überwindung der Unordnungsblockade benötigt wird, um nochmals  $\sim 0.7 \text{ meV}$  gegenüber der Coulomb-Blockade erhöht ist. Dies wird in Abbildung 4.24 b) in linearer Farbskala nochmals deutlich. Bei kleinen *source-drain*-Spannungen ist erhöhter Stromfluss aufgrund von konstruktiver Interferenz in der Zuleitung nahe Gatter G1 (“Resonanz 7” und “Resonanz 8” in Abbildung 4.21) zu beobachten, ansonsten wird der Strom durch Streuung am Unordnungspotenzial derselben Zuleitung unterdrückt. Die in Abbildung 4.24 a) gezeigten Coulomb-Diamanten sind weitgehend symmetrisch bezüglich der *source-drain*-Spannung, die Tunnelkopplung des Quantenpunktes an *source*- und *drain*-Zuleitung ist also ähnlich stark. Das ist konsistent damit, dass die gewählte Gatterspannungsdifferenz von  $(V_{G1} - V_{G2}) = -6 \text{ V}$  nahe an der zentralen Achse der Transportbedingung in Abbildung 4.21 a) liegt, entlang derer beide Tunnelbarrieren bei gleicher Gatterspannungssumme abschnüren. Eine starke Änderung der Gatterspannungsdifferenz sollte dementsprechend zu einer asymmetrischen Kopplung des Quantenpunktes führen. Dies ist tatsächlich an den in Abbildung 4.25 aufgenommenen Coulomb-Diamanten zu sehen.

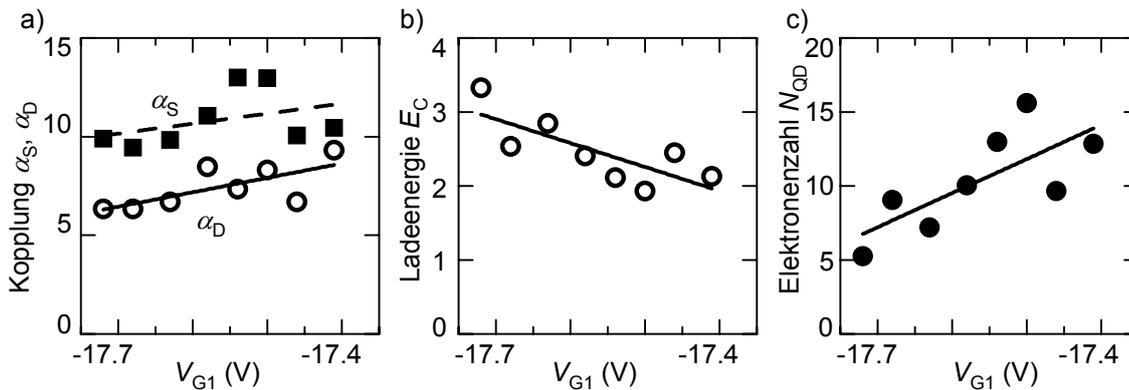
#### 4.2.6 Quantenpunkt mit $N \sim 10$ Elektronen

In Abbildung 4.25 ist der differentielle Leitwert des selben Quantenpunktes in logarithmischer Farbskala als Funktion von *source-drain*-Spannung  $V_{\text{SD}}$  und Gatterspannung  $V_{G1}$  im Bereich  $-17.9 \text{ V} \leq V_{G1} \leq -17.4 \text{ V}$  aufgetragen. Die Gatterspannung  $V_{G2}$  bleibt unverändert und beträgt  $V_{G2} = -1.9 \text{ V}$ . Aufgrund der deutlich negativeren Gatterspannung  $V_{G1} \leq -17.4 \text{ V}$  wurde die *drain*-Zuleitung des Quantenpunktes in der Nähe von Gatter G1, stärker verarmt als die weiter von G1 entfernte *source*-Zuleitung. Als Folge dessen ist die Kapazität des Quantenpunktes zu *source* ( $C_{\text{SOURCE}}$ ) größer als zu *drain* ( $C_{\text{DRAIN}}$ ). Als Vergleichsgröße dient die Kapazität



**Abbildung 4.25:** Elektrischer Leitwert  $G$  in logarithmischer Farbskala als Funktion von *source-drain*-Spannung  $V_{SD}$  und Gatterspannung  $V_{G1}$  aufgetragen, während  $V_{G2} = -1.9$  V beträgt. In den rautenförmigen Bereichen mit  $G < 10^{-8}$  S befindet sich der Quantenpunkt in Coulomb-Blockade. Die Ladeenergie des Quantenpunktes steigt mit negativerer Gatterspannung von  $E_C \sim 2$  meV (rechts) bis auf  $E_C \sim 3$  meV (links). Die Kopplung des Quantenpunktes an *source* ( $\alpha_S \equiv C_{SOURCE}/C_{G1} \sim 9$ ) ist stärker als an *drain* ( $\alpha_D \equiv C_{DRAIN}/C_{G1} \sim 6$ ).

$C_{G1}$  zwischen Quantenpunkt und Gatter  $G1$ , welche aus der Steigung  $dV_{G1}/dV_{SD}$  der *source*- und *drain*-Resonanzen abgelesen werden kann [45]. Zwei Resonanzen sind als strichlierte Linien in Abbildung 4.25 eingezeichnet. Die unterschiedlichen Kopplungskoeffizienten  $\alpha_S \equiv C_{SOURCE}/C_{G1} \sim 9$  und  $\alpha_D \equiv C_{DRAIN}/C_{G1} \sim 6$  äußern sich in Abbildung 4.25 als Scherung der Coulomb-Blockade-Diamanten. Die Abhängigkeit der Kopplungskoeffizienten von Gatterspannung  $V_{G1}$  ist in Abbildung 4.26 a) aufgetragen. Für die Abnahme von  $\alpha_S = C_{SOURCE}/C_{G1}$  (Quadrate) und  $\alpha_D = C_{DRAIN}/C_{G1}$  (Kreise) mit negativerer Gatterspannung gibt es zwei Gründe. Wie in Abschnitt 4.2.2 gezeigt, führt die negative Gatterspannung zur Verarmung der Zuleitung. Durch die verringerte Elektronendichte wird das Gatterpotenzial schwächer abgeschirmt, was die kapazitive Kopplung von Gatter und Quantenpunkt  $C_{G1}$  vergrößert und somit  $\alpha_{S/D} = C_{SOURCE/DRAIN}/C_{G1}$  verkleinert. Gleichzeitig werden beide Tunnelbarrieren sukzessive abgeschnürt, wodurch die kapazitive Kopplung des Quantenpunktes an *source* und *drain*  $C_{SOURCE/DRAIN}$  mit negativerer Gatterspannung abnimmt. Neben der kapazitiven Kopplung an die Zuleitungen lässt sich an den Coulomb-Diamanten auch die Größe des Quantenpunktes aus dessen Ladeenergie bestimmen. In Abbildung 4.26 b) ist die Ladeenergie  $E_C$  als Funktion von  $V_{G1}$  aufgetragen. Diese auffällig große Ladeenergie von  $E_C \approx 2$  meV bei  $V_{G1} = -17.4$  V nimmt mit negativer werdender Gatterspannung bis auf  $E_C \approx 3$  meV zu. Da selbst eine Vergrößerung der Ladeenergie nur durch Änderung der Beladungszahl um ein Elektron pro Coulomb-Diamant verursacht

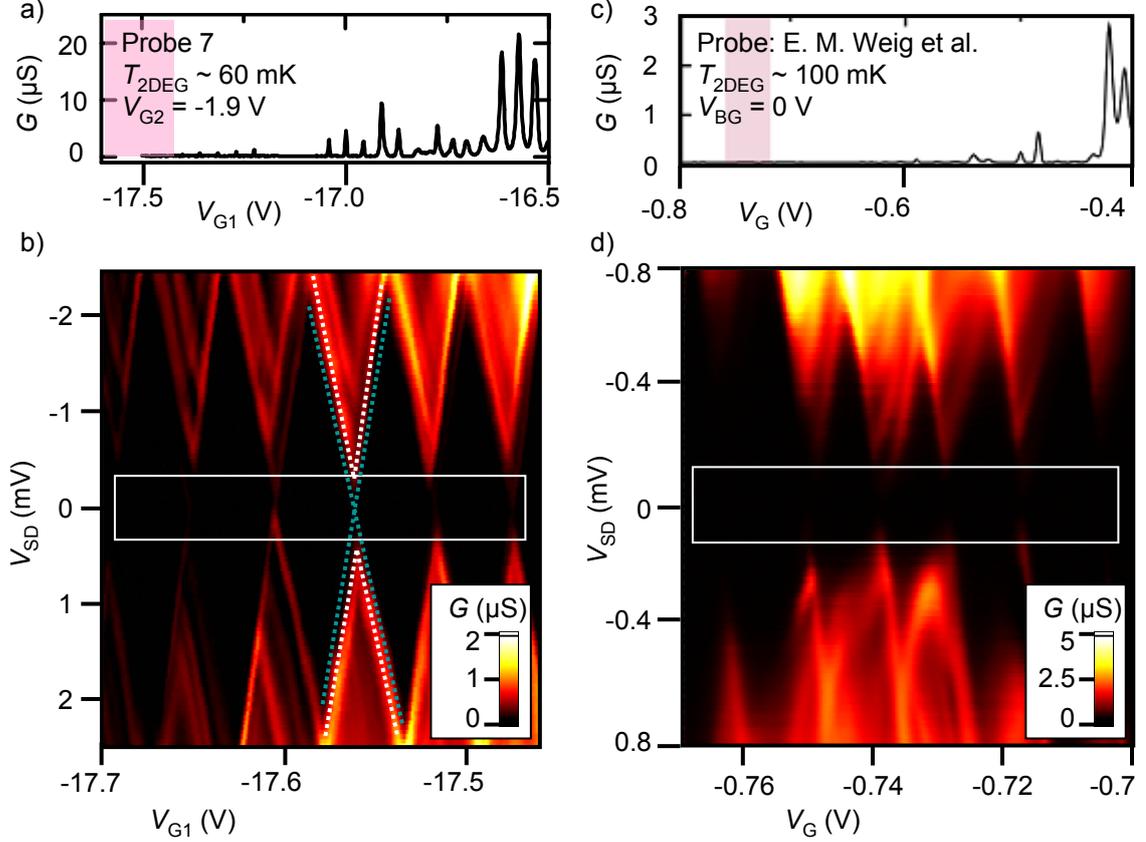


**Abbildung 4.26:** Ergebnisse der Auswertung von Abbildung 4.25. a) Die errechneten Kopplungskoeffizienten des Quantenpunktes zu *source*  $\alpha_S$  (Quadrate) und *drain*  $\alpha_D$  (Kreise), aufgetragen als Funktion von Gatterspannung  $V_{G1}$ . An jeden der beiden Datensätze ist eine Gerade numerisch angepasst. Mit negativerer Gatterspannung nehmen beide Kopplungskoeffizienten ab. b) Die Ladeenergie  $E_C$  steigt mit negativerer Gatterspannung  $V_{G1}$ , da der Quantenpunkt kleiner wird. c) Elektronenzahl  $N_{QD}$  als Funktion von  $V_{G1}$ . Die hierfür angenommene Elektronendichte  $n_S = 6.2 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}$  wurde so gewählt, dass sich die Elektronenzahl der linearen Anpassung (schwarze Gerade) bei jedem Ladevorgang um ungefähr ein Elektron ändert.

werden kann, ermöglicht dies eine genauere Bestimmung von Quantenpunktdurchmesser  $D_{QD}$  und Elektronenzahl  $N_{QD}$  als bei Quantenpunkten mit vielen Elektronen. Die Beziehungen  $D_{QD} = e^2/4\varepsilon_{\text{GaAs}}\varepsilon_0 E_C$  und  $N_{QD} = n_S \cdot D_{QD}^2/4\pi$  gelten weiterhin, wobei quantenmechanische Wechselwirkungsenergien vorerst unberücksichtigt bleiben. Die bisher unbekannte Elektronendichte  $n_S$  am Ort des Quantenpunktes kann nun so gewählt werden, dass die Änderung der Elektronenzahl der sieben ausgewerteten Coulomb-Diamanten sieben Elektronen beträgt. Abbildung 4.26 c) zeigt die errechnete Elektronenzahl als Funktion von  $V_{G1}$  für eine Elektronendichte von  $n_S = 6.2 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}$  (zum Vergleich: die Flächenladungsträgerdichte des 2DEG beträgt  $n_s = 7.8 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ ). Die durchgezogene Linie ist eine lineare Anpassung an die Daten und reicht von  $N_{QD} \approx 7$  ( $V_{G1} = -17.7 \text{ V}$ ) bis  $N_{QD} \approx 14$  ( $V_{G1} = -17.4 \text{ V}$ ). Das entspricht einem Quantenpunktdurchmesser zwischen  $D_{QD} \approx 100 \text{ nm}$  und  $D_{QD} \approx 160 \text{ nm}$ . Die quantenmechanischen Anregungsenergien in der vorliegenden Quantenpunkt-Konfiguration können aus Abbildung 4.25 abgelesen werden und betragen  $\Delta\varepsilon^{0D} \approx 200 \dots 300 \mu\text{eV}$ , wodurch die Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Ladeenergie auf ungefähr 10...20 % steigt.

Während die in Abbildung 4.24 gezeigten Coulomb-Diamanten aufgrund von Unordnungsblockade eine graduelle Stromerhöhung bei steigender *source-drain*-Spannung aufweisen, steigt  $I_{SD}$  in Abbildung 4.25 nach Überwindung der Coulomb-Blockade sofort. Unordnungsblockade spielt demnach in der hier untersuchten Quantenpunkt-Konfiguration eine untergeordnete Rolle und ermöglicht eine genauere Untersuchung des Spektrums angeregter Zustände.

## 4.2.7 Phonon-Blockade



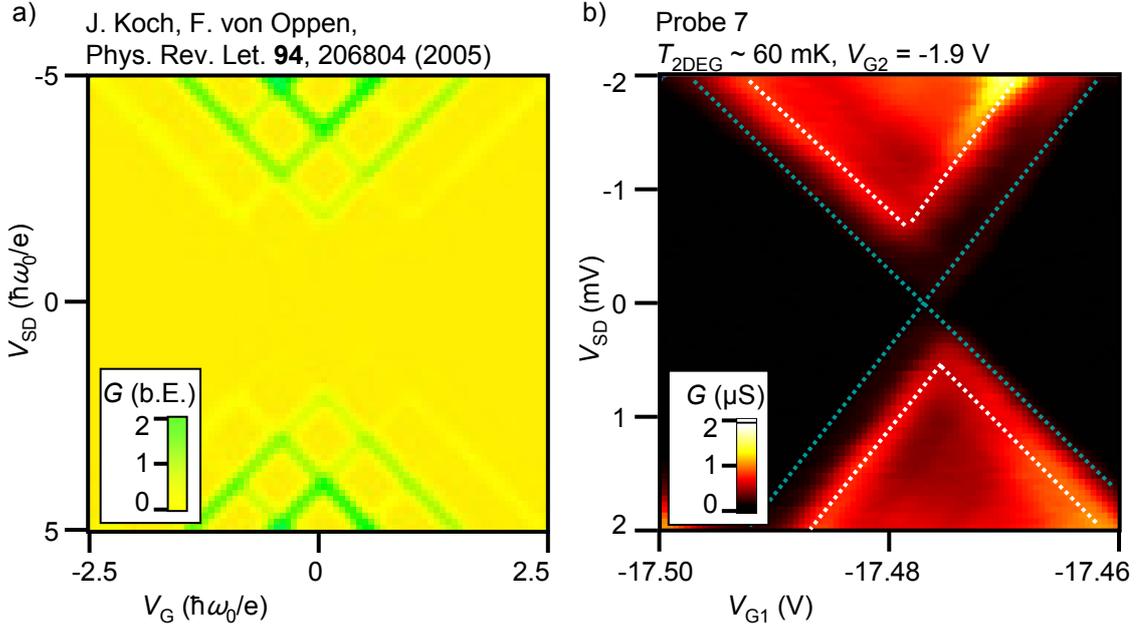
**Abbildung 4.27:** a) Elektrischer Leitwert von Probe 7 als Funktion von Gatterspannung  $V_{G1}$  aufgenommen. Die Spannung an Gatter G2 beträgt konstant  $V_{G2} = -1.9$  V, die *source-drain*-Spannung  $V_{SD} = 0$  mV. Der rosa hinterlegte Gatterspannungsbereich ist in b) als Funktion der *source-drain*-Spannung  $V_{SD}$  in linearer Farbskala aufgetragen. Der Grundzustand des Quantenpunktes (z.B. blau gepunktet eingezeichnete Linien) ist unterdrückt, während quantenmechanische Anregungszustände (z.B. weiße gepunktete Linien) einen erhöhten Leitwert aufweisen. Allgemein ist Strom für  $|V_{SD}| \lesssim 200 \mu\text{V}$  unterdrückt. c) Differenzieller Leitwert eines freitragenden Quantenpunktes von E. M. Weig u.a. [40], als Funktion der Gatterspannung bei  $V_{SD} = 0$  mV aufgenommen. Der differenzielle Leitwert des rosa hinterlegten Gatterspannungsbereiches ist in d) als Funktion von  $V_{SD}$  in linearer Farbskala aufgetragen. Der Leitwert des Grundzustandes ist für  $|V_{SD}| \lesssim 100 \mu\text{V}$  unterdrückt (weißes eingezeichnetes Rechteck).

Abbildung 4.27 a) zeigt den differentiellen Leitwert von Probe 7 in Abhängigkeit von Gatterspannung  $V_{G1}$ . Bei positiveren Spannungen  $V_{G1} \gtrsim -17$  V ist die Amplitude der Coulomb-Oszillationen durch Unordnungsblockade moduliert. Der rosa unterlegte Gatterspannungsbereich  $-17.7 \text{ V} \leq V_{G1} \leq -17.4$  V ist in Abbildung 4.27 b) als Funktion der *source-drain*-Spannung  $V_{SD}$  in linearer Farbskala aufgetragen. In schwarzen Rauten liegt Coulomb-Blockade vor, zusätzlich ist eine Unterdrückung des differentiellen Leitwertes für  $|V_{SD}| \lesssim 200 \mu\text{V}$  zu beobachten (weißes eingezeich-

netes Rechteck). Der Grund hierfür ist die Unterdrückung des Stroms durch den Grundzustand bei 9 der 10 *source-* bzw. *drain-*Resonanzen, von denen zwei als blau gepunktete Linien eingezeichnet sind. Andererseits sind deutlich ausgeprägte angeregte Zustände als lokale Leitwert-Maxima erkennbar. Exemplarisch sind vier Anregungszustände durch weiß gepunktete Linien hervorgehoben. Zum Vergleich ist in Abbildung 4.27 c) der elektrische Leitwert eines freitragenden Quantenpunktes von E. M. Weig u.a. [26, 40], als Funktion der Gatterspannung aufgetragen. Auch hier ist die Coulomb-Oszillations-Amplitude für  $V_G \gtrsim -0.5$  V nicht immer gleich hoch, sondern weist eine Übermodulation auf. Im rosa unterlegten Gatterspannungsbereich wurde zusätzlich die *source-drain*-Abhängigkeit des Leitwertes gemessen, der in Abbildung 4.27 d) in linearer Farbskala aufgetragen ist. Der differenzielle Leitwert dieses Quantenpunktes ist für *source-drain*-Spannungen  $|V_{SD}| \lesssim 100 \mu\text{V}$  unterdrückt, was auf die Emission eines Kavitätsphonons derselben Energie zurückgeführt wurde. Allerdings ist der Durchmesser des Quantenpunktes mit  $D_{\text{QD}} \sim 550$  nm etwa drei- bis viermal so groß wie bei Probe 7, weshalb die Energien quantenmechanischer Anregungszustände entsprechend kleiner sind. Im damaligen Experiment bei einer Elektronentemperatur von  $T_{2\text{DEG}} \approx 100$  mK waren deshalb quantenmechanische Anregungszustände kaum auflösbar.

Berechnungen zum Elektronentransport durch ein einzelnes Molekül legen jedoch nahe, dass sich phononische Anregungszustände nicht nur als Blockademechanismus, sondern auch als Anregungszustände beobachten lassen sollten [22]. Bei hinreichend starker Kopplung zwischen den elektronischen und phononischen Zuständen eines Moleküls wird erwartet, dass der elektrische Leitwert des Grundzustandes unterdrückt ist während die Phononenmoden in Form angeregter Zustände mit erhöhtem elektrischen Leitwert auftreten. Das Ergebnis der Berechnung des differenziellen elektrischen Leitwertes ist in Abbildung 4.28 a) in linearer Farbskala als Funktion von *source-drain*-Spannung und Gatterspannung abgebildet. Der Leitwert des Grundzustandes (gelbe Linien) liegt kaum über dem Leitwert der Coulomb-blockierten Bereiche (gelbe Flächen). Phononische Anregungszustände mit Energie  $\omega_0$  sind als äquidistante Linien erhöhten differenziellen Leitwertes (grün) sichtbar. Diese Beobachtung stimmt qualitativ mit den gemessenen Daten von Probe 7 überein. Abbildung 4.28 b) zeigt einen Ausschnitt der Coulomb-Diamanten aus Abbildung 4.27 b). Der differenzielle Leitwert des Grundzustandes (gepunktete blaue Linie) ist unterdrückt. Bei einer *source-drain*-Spannung um ungefähr  $300 \mu\text{V}$  tritt eine deutliche Erhöhung des elektrischen Leitwertes auf. Im Unterschied zum theoretisch vorhergesagten Transportspektrum sind hier allerdings keine Mehrfach-Anregungen zu beobachten, sondern jeweils nur ein angeregter Zustand pro Coulomb-Diamant. Um zu bestimmen, ob es sich bei der Energie der beobachteten Anregungszustände um die Phononenenergie der Kavitätsmode handeln kann, wird nun die Statistik der Anregungszustände mehrerer Coulomb-Diamanten aufgenommen.

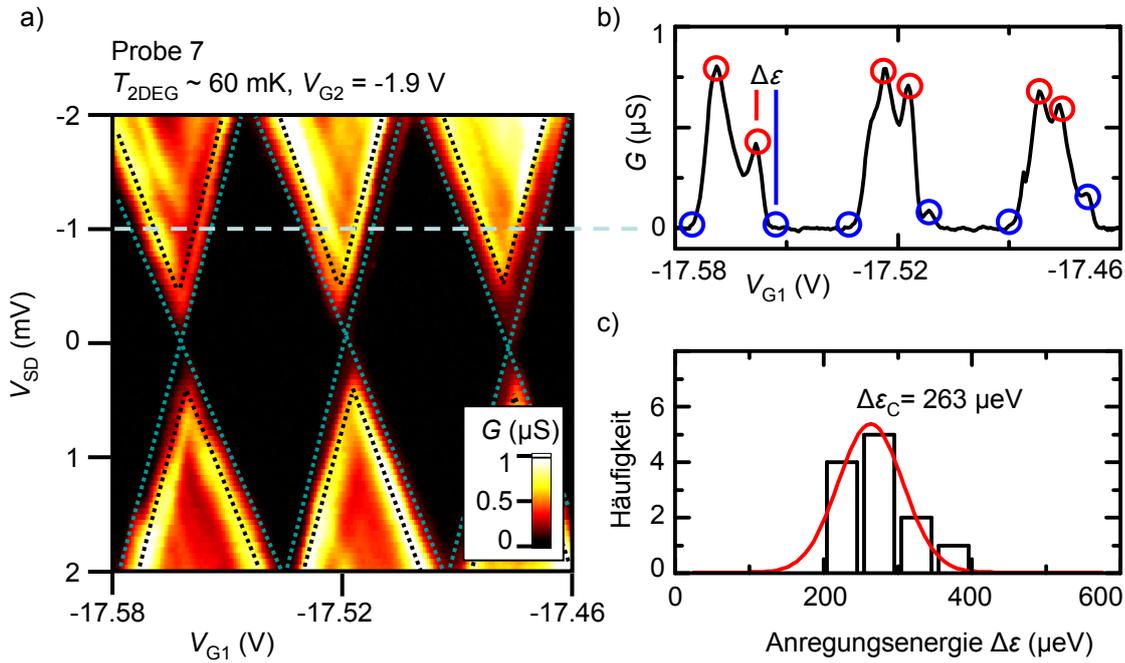
Abbildung 4.29 a) zeigt den differenziellen Leitwert von Probe 7 als Funktion von  $V_{SD}$  und  $V_{G1}$  in einem Bereich, wo die beobachteten Anregungszustände am deutlichsten ausgeprägt sind. Die Grundzustände (blau eingezeichnete Linien) sind nur aus der



**Abbildung 4.28:** a) Berechnung des differentiellen Leitwertes eines Moleküls, aus [22]. Der Leitwert ist in linearer Farbskala (beliebige Einheiten) von gelb ( $G = 0$ ) bis grün (hoher Leitwert) als Funktion von *source-drain*-Spannung  $V_{SD}$  und Gatterspannung  $V_G$  in Einheiten der Phononenenergie  $\hbar\omega_0$  aufgetragen. Für  $|V_{SD}| \lesssim \hbar\omega_0/e$  ist der elektrische Leitwert unterdrückt (gelb). b) Gemessener differentieller Leitwert in  $\mu S$ , in linearer Farbskala als Funktion von  $V_{SD}$  und  $V_{G1}$  aufgetragen. Eingezeichnete gepunktete blaue Linien markieren den Grundzustand des Quantenpunktes, angeregte Zustände sind durch weiß gepunktete Linien hervorgehoben. Die Asymmetrie bezüglich  $V_{SD} = 0$  stammt von der stärkeren kapazitiven Kopplung des Quantenpunktes an *source* als an *drain*.

Symmetrie der Coulomb-Diamanten erschließbar, während der jeweils niederenergetischste Anregungszustand (schwarz gepunktete Linien) einen deutlich erhöhten Leitwert aufweist. Der elektrische Leitwert entlang der eingezeichneten hellblau strichlierten Linie ( $V_{SD} = -1$  mV) ist in Abbildung 4.29 b) aufgetragen. Anregungszustände (rote Kreise) sind deutlich als Leitwertmaxima zu erkennen. Die Position der Grundzustände (blaue Kreise) wurde aus dem Transportspektrum von Abbildung 4.29 a) übertragen. Mit der Gatterspannungsdifferenz  $\Delta V_{G1}$  und dem gemäß Gleichung 2.22 berechneten Konversionsfaktor  $\alpha = (\overline{\alpha_S} + \overline{\alpha_D})^{-1} = (11.7675 + 7.7)^{-1} \sim 0.051$  können die Anregungsenergien mit  $\Delta\varepsilon = \alpha \cdot \Delta V_{G1}$  bestimmt werden. Dabei zeigt sich, dass die meisten Anregungsenergien im Energiebereich  $200 \mu eV < \Delta\varepsilon < 300 \mu eV$  liegen. Die Häufigkeitsverteilung in  $50 \mu eV$ -Intervallen ist in Abbildung 4.29 c) abgebildet. Eine angepasste Gaußkurve (rote Linie) ist um  $\Delta\varepsilon_C = 263 \mu eV$  zentriert.

Dieser Wert liegt im erwarteten Bereich für Kavitätsmoden der verwendeten Struktur, welcher sich aus der Kavitätstiefe und der Phononenwellenlänge ergibt. Numerische Berechnungen lassen van Hove Singularitäten in der Phononen-Zustandsdichte erwarten, deren Energie bei  $\varepsilon_{SCHER}^{KAV} = \hbar c_1 \cdot \frac{3}{d} = 110 \mu eV$  für Scher-Moden und



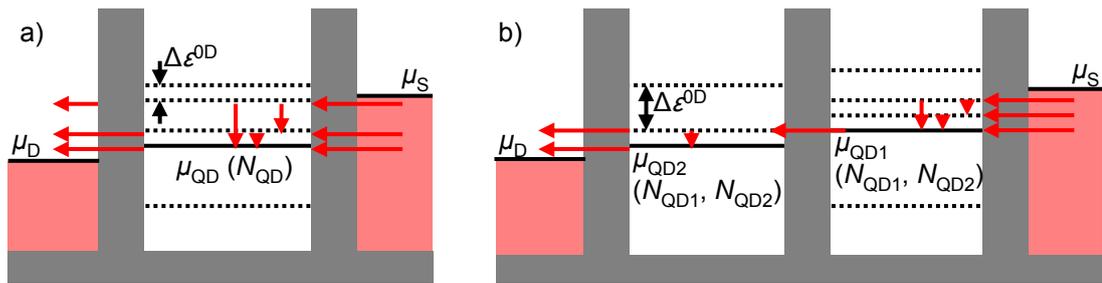
**Abbildung 4.29:** a) Elektrischer Leitwert von Probe 7 als Funktion von Gatterspannung  $V_{G1}$  und *source-drain*-Spannung  $V_{SD}$  in linearer Farbskala dargestellt. Die Spannung an Gatter G2 beträgt konstant  $V_{G2} = -1.9$  V. Der unterdrückte quantenmechanische Grundzustand ist durch blaue Linien hervorgehoben, die niederenergetischsten Anregungszustände sind durch schwarz gepunktete Linien markiert. Der elektrische Leitwert entlang der hellblau strichlierten horizontalen Linie (bei  $V_{SD} = -1$  mV) ist in b) abgebildet. Die quantenmechanische Anregungsenergie  $\varepsilon$  bezeichnet die Energiedifferenz zwischen der Bedingung, bei der der Grundzustand des Quantenpunktes in Resonanz mit einer der Zuleitungen ist (blaue Kreise) und dem ersten angeregten Zustand (rote Kreise). c) Häufigkeit der gemessenen Anregungsenergien  $\Delta\varepsilon$  für Energieintervalle von  $50 \mu\text{eV}$ , bestimmt aus dem Transportspektrum in a). Die an die Häufigkeitsverteilung angepasste Gaußkurve (rote Linie) ist um  $\Delta\varepsilon_C = 263 \mu\text{eV}$  zentriert.

$\varepsilon_{\text{BIEGE}}^{\text{KAV}} = \hbar c_L \cdot \frac{6}{d} = 220 \mu\text{eV}$  für Biege-Moden liegt [19]. Die Dicke der Brücke beträgt  $d = 90$  nm und  $c_L \approx 5000 \text{ ms}^{-1}$  bezeichnet die longitudinale Schallgeschwindigkeit. Die Wellenlänge eines longitudinalen akustischen Phonons mit Energie  $\varepsilon^{\text{PH}} = 263 \mu\text{eV}$  beträgt  $\lambda_L = \hbar \cdot c_L / \varepsilon^{\text{PH}} \approx 80$  nm. Zum Vergleich: von E. M. Weig u.a. wurden in einer 130 nm dicken aktiven Schicht Kavitätsphononenergien von  $\varepsilon^{\text{PH}} \approx 100 \mu\text{eV}$  und einer korrespondierenden Wellenlänge  $\lambda_L \approx 210$  nm beobachtet [26]. Größere Kavitätsphononenergien in einer dünneren aktiven Schicht wären demnach zu erwarten. Andererseits ist es nicht endgültig möglich zu unterscheiden, ob es sich bei den hier beobachteten Anregungszuständen um Kavitätsphononen handelt oder um elektronische Anregungszustände, die zufällig alle eine ähnliche Energie aufweisen. Normalerweise variieren die Anregungsenergien von Quantenpunkten mit wenigen Elektronen allerdings deutlich für aufeinander folgenden Beladungszahlen [10, 14]. Daher erscheint ein rein elektronischer Ursprung der Anregungszustände unwahrscheinlich. Darüber hinaus unterscheidet sich die hier beobachtete selektive

Unterdrückung des Grundzustandes bei gleichzeitig stark erhöhtem Leitwert eines Anregungszustandes deutlich von der bereits diskutierten Unordnungsblockade, die im Regime vieler Elektronen im Quantenpunkt die Transporteigenschaften dominiert. Über den möglicherweise phononischen Ursprung der Anregungszustände könnte vor allem der Vergleich mit Transportspektren von noch dünneren oder deutlich dickeren freitragenden aktiven Schichten Aufschluss geben, da die Kavitätsenergien direkt von der Kavitätsdicke abhängen sollten.

#### 4.2.8 Freitragender Doppelquantenpunkt

Eine weitere Möglichkeit, phononische Anregungszustände zu untersuchen, bietet Transportspektroskopie an einem seriellen Doppelquantenpunkt. Der Vorteil gegenüber einem Einzelquantenpunkt besteht darin, dass der inelastische Tunnelstrom durch einen schwach gekoppelten seriellen Doppelquantenpunkt von der Energiedifferenz der beiden einzelnen Quantenpunktzustände abhängt. Abbildung 4.30 illustriert diesen Unterschied. Zum Strom durch einen Einzelquantenpunkt in Abbil-



**Abbildung 4.30:** a) Energieschema eines Einzelquantenpunktes bei endlicher *source-drain*-Spannung  $V_{SD} = (\mu_S - \mu_D)/e > 0$  bei Vernachlässigung von Transportmechanismen höherer Ordnung. Rote Pfeile symbolisieren mögliche Transportkanäle von Elektronen durch den Quantenpunkt. Ein Elektron mit Energie  $E \leq \mu_S$  tunnelt von *source* durch die rechte Tunnelbarriere (grau) entweder in einen Grundzustand des Quantenpunktes  $\mu_{QD}(N_{QD})$  (schwarze Linien) oder einen angeregten Zustand mit Energie  $\mu_{QD}(N_{QD}) + \Delta\epsilon^{OD}$  (gepunktete Linien). Von einem Anregungszustand ist sowohl Relaxation bis zum quantenmechanischen Grundzustand möglich (vertikale rote Pfeile), als auch das Tunneln durch die linke Tunnelbarriere nach *drain*. b) Energieschema zweier schwach gekoppelter, serieller Quantenpunkte mit den chemischen Potenzialen  $\mu_{QD1}(N_{QD1}, N_{QD2})$  und  $\mu_{QD2}(N_{QD1}, N_{QD2})$ . Elektronentunneln von *source* in den rechten Quantenpunkt und vom linken Quantenpunkt nach *drain* ist wie im Fall des Einzelquantenpunktes möglich. Tunneln vom rechten in den linken Quantenpunkt (einzelner horizontaler roter Pfeil) ist möglich, wenn ein Zustand des rechten Quantenpunktes in Resonanz ist mit einem Zustand des linken Quantenpunktes.

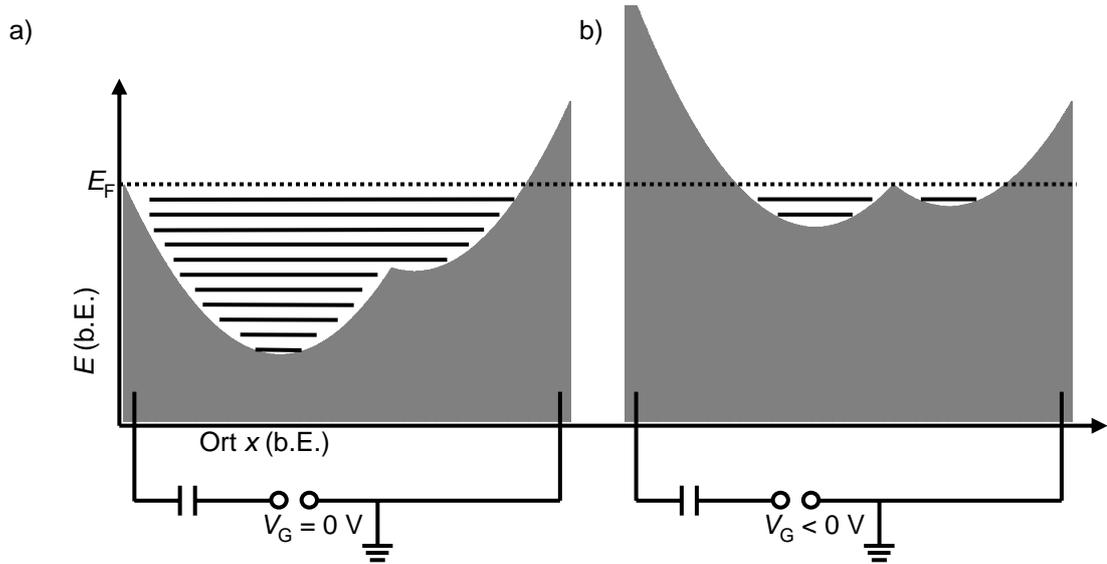
dung 4.30 a) tragen sämtliche Grundzustände und angeregten Zustände bei, deren elektrochemisches Potenzial zwischen den elektrochemischen Potenzialen von *source* und *drain* liegt. Bei Tunnelprozessen in den Quantenpunkt müssen Elektronen Energie weder aufnehmen noch abgeben, beim Tunneln in das Zustandskontinuum von *drain* muss die Überschussenergie nicht sofort abgegeben werden, sondern das Elektron relaxiert innerhalb der mittleren freien Weglänge in *drain*. Im Allgemeinen steigt

daher der Strom durch einen Quantenpunkt mit größerer *source-drain*-Spannung immer dann, wenn ein weiterer Quantenpunkt-Zustand zwischen die chemischen Potentiale von *source* und *drain* kommt. Im Energieschema eines schwach tunnelgekoppelten seriellen Doppelquantenpunktes kommt eine weitere Transportbedingung hinzu, welche in Abbildung 4.30 b) dargestellt ist. Die chemischen Potentiale der Quantenpunktgrundzustände  $\mu_{\text{QD1}}(N_{\text{QD1}}, N_{\text{QD2}})$ ,  $\mu_{\text{QD2}}(N_{\text{QD1}}, N_{\text{QD2}})$  sind als schwarze Linien eingezeichnet, Anregungszustände mit zusätzlicher Energie  $\Delta\varepsilon^{\text{0D}}$  sind durch gepunktete Linien dargestellt. Tunnelprozesse von Elektronen vom rechten in den linken Quantenpunkt sind nur dann möglich, wenn einer der Zustände des rechten Quantenpunktes resonant ist mit einem Zustand des linken Quantenpunktes (horizontaler Pfeil). Für andere (diagonale) Übergänge müsste das Elektron tunneln und Energie in Form von Phononen oder Photonen emittieren. Bei schwacher Tunnelkopplung ist allerdings die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen eines Quantenpunktes im anderen Quantenpunkt sehr gering. Entsprechend ist dieser Vorgang gegenüber dem resonanten Tunneln stark unterdrückt [6] und hängt zusätzlich von der phononischen Zustandsdichte bei der zu dissipierenden Energie ab [17, 20].

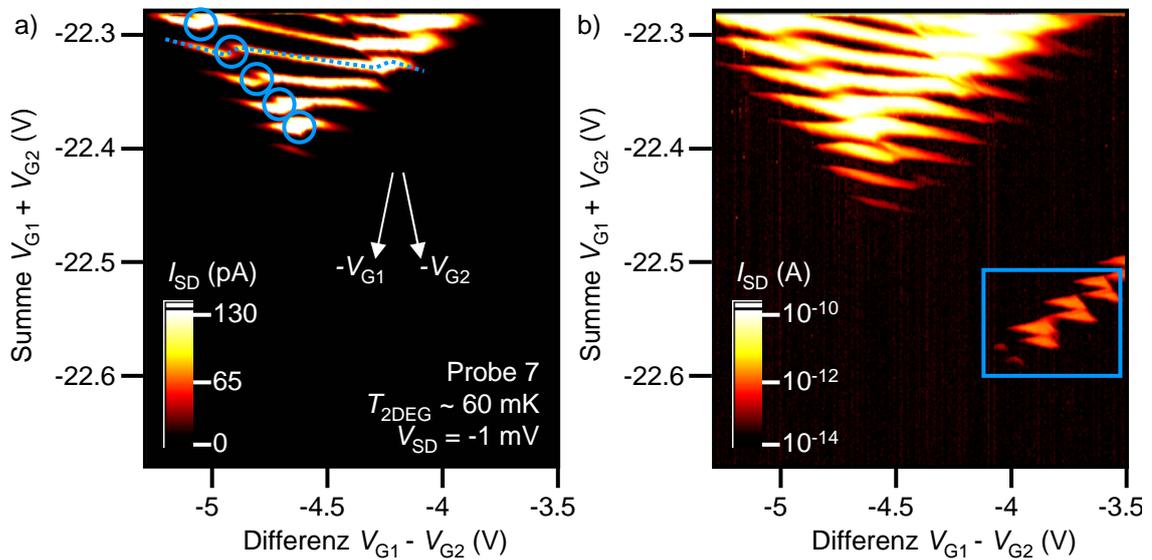
Der beschriebene Flaschenhals zwischen zwei seriellen Quantenpunkten existiert nur in dem skizzierten Fall, dass die beiden Quantenpunkte hinreichend schwach miteinander tunnelkoppeln, die Elektronenwellenfunktionen des linken und rechten Quantenpunktes also hinreichend stark lokalisiert sind. Ansonsten tragen delokalisierte Molekülzustände des Doppelquantenpunktes zum Strom bei, wenn deren Energie zwischen den elektrochemischen Potentialen von *source* und *drain* liegt.

Obwohl die Geometrie von Probe 7 nicht für die Verwirklichung eines Doppelquantenpunktes ausgelegt ist, bietet das Unordnungspotenzial die Möglichkeit, eine geeignete Potenzialverteilung auszuwählen. Abbildung 4.31 zeigt schematisch, wie bei einem gegebenen Unordnungspotenzial der Probe durch Anlegen einer geeignet gewählten Gatterspannung ein Doppelmuldenpotenzial entstehen kann. Für den in a) dargestellten Potenzialverlauf des Leitungsband-Bodens wird ein harmonischer Oszillator mit Beule angenommen. Da sich die Bandlücke (graue Fläche) durchgehend unterhalb der Fermienergie (gepunktete Linie) befindet, ist ein Einzelquantenpunkt definiert. In Abbildung 4.31 b) ist die gleiche Potenziallandschaft bei Anlegen einer negativen Gatterspannung skizziert. Unter der Annahme, dass das nahe gelegene Gatter kapazitiv an die linke Seite der Probe koppelt, führt das Anlegen einer negativen Gatterspannung zu einer Scherung des Leitungsband-Bodens. Das Unordnungspotenzial reicht nun bis zur Fermienergie, weshalb der Einzelquantenpunkt in zwei Quantenpunkte zerfallen kann. Daraus folgt, dass die Erzeugung eines Doppelquantenpunktes am wahrscheinlichsten ist, wenn das 2DEG der Probe fast verarmt ist.

Abbildung 4.32 zeigt einen stark vergrößerten Ausschnitt des Transportspektrums aus Abbildung 4.20 bei fast geschlossenen Tunnelbarrieren. Aufgetragen ist der *source-drain*-Strom  $I_{\text{SD}}$  in linearer (a) bzw. logarithmischer (b) Farbskala als Funktion von Summe ( $V_{\text{G1}} + V_{\text{G2}}$ ) und Differenz ( $V_{\text{G1}} - V_{\text{G2}}$ ) der gewählten Gatterspannungen. Die *source-drain*-Spannung beträgt  $V_{\text{SD}} = -1$  mV. Annähernd horizontale



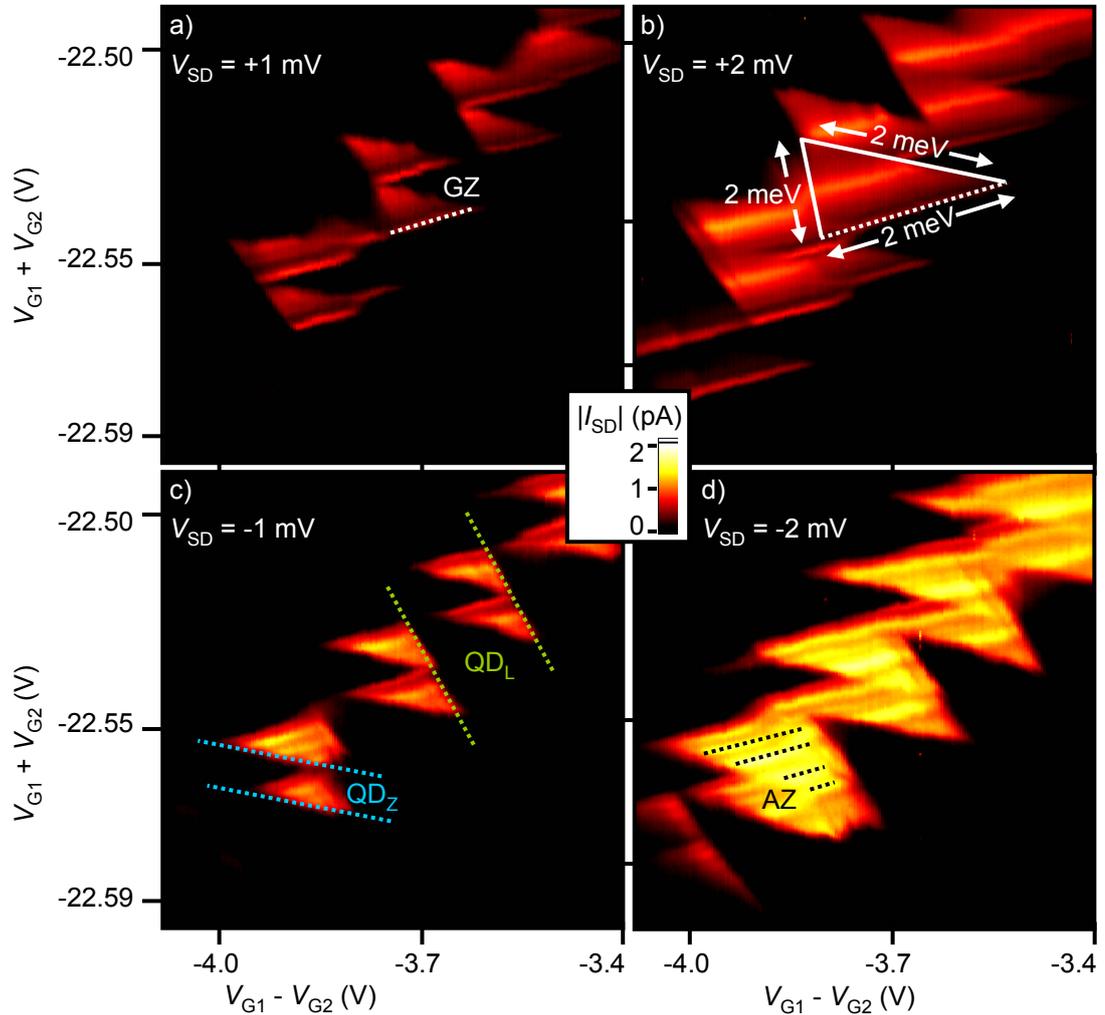
**Abbildung 4.31:** Schemazeichnung der räumlichen Energieabhängigkeit des Leitungsbandbodens. a) Ohne Anlegen einer Gatterspannung ist die Bandlücke (grau) weit unterhalb der Fermienergie  $E_F$  (gepunktete Linie). Trotz Unordnungspotenzial sind die gebundenen Zustände (horizontale schwarze Linien) die Zustände eines Einzelquantenpunktes. b) Anlegen einer negativen Gatterspannung auf der linken Seite des Potentialschemas führt zur Addition eines elektrostatischen Potenzialgradienten. Bei hinreichend negativer Gatterspannung zerfällt der Quantenpunkt in zwei Quantenpunkte.



**Abbildung 4.32:** a) *Source-drain*-Strom  $I_{SD}$ , aufgetragen in linearer Farbskala als Funktion von Summe ( $V_{G1} + V_{G2}$ ) und Differenz ( $V_{G1} - V_{G2}$ ) der angelegten Gatterspannungen. Die gepunktete blaue Linie hebt eine Coulomb-Resonanz hervor, die zwei Knick (*anticrossings*) aufweist. Weitere *anticrossings* sind durch blaue Kreise markiert. In diesen Bereichen sind zwei Quantenpunkte definiert. b) Die selbe Messung in logarithmischer Farbskala aufgetragen. Das blaue Rechteck kennzeichnet einen Bereich, in dem ein schwach tunnelgekoppelter serieller Doppelquantenpunkt definiert ist.

Linien erhöhten Stroms sind Coulomb-Resonanzen des bisher untersuchten Quantenpunktes. Da der Quantenpunkt räumlich gleich weit von beiden Gattern entfernt ist, hängt deren Resonanzbedingung viel stärker von  $(V_{G1} + V_{G2})$  als von  $(V_{G1} - V_{G2})$  ab. Im Fall eines einzelnen Quantenpunktes wird eine glatte horizontale Linie erwartet. Hier weist die Coulomb-Resonanz dagegen zwei Sprünge auf. Blaue Kreise markieren weitere deutlich sichtbare Sprünge, welche entlang der Abschnürlinie von Gatter G1 verlaufen. Diese so genannten *anticrossings* sind ein klares Anzeichen für den kapazitiven Einfluss der Beladung eines weiteren Quantenpunktes [6]. Da die Beladung eines Quantenpunktes die Grundzustandsenergie des zweiten Quantenpunktes ändert, kreuzen die Coulomb-Resonanzen in Abbildung 4.32 nicht. Die Verbindungslinie der *anticrossings* verläuft parallel zur Abschnürkurve von Gatter G1. Das bedeutet, dass der zweite Quantenpunkt das gleiche kapazitive Kopplungsverhältnis zu Gattern G1 und G2 hat wie die Tunnelbarriere nahe Gatter G1 ( $\Delta V_{G1}/\Delta V_{G2} = -0.61$ ). Der zweite Quantenpunkt liegt demnach auf der Gatter G1 zugewandten Seite des Hauptquantenpunktes. Der zentrale Hauptquantenpunkt erhält daher die Bezeichnung  $QD_Z$ , der zweite Quantenpunkt wird  $QD_L$  genannt. Strom durch Quantenpunkt  $QD_Z$  wird unabhängig von der Konfiguration von  $QD_L$  beobachtet. Dessen Coulomb-Resonanz, die aufeinander folgende *anticrossings* verbinden müsste, ist hingegen nicht im Strom zu sehen.  $QD_L$  liegt daher parallel zum Hauptquantenpunkt und ist entweder mit *source* oder *drain* nicht verbunden [64]. In Abbildung 4.32 b) ist die selbe Messung in logarithmischer Farbskala dargestellt. Zusätzlich zu den bisher diskutierten Coulomb-Resonanzen werden dadurch zusätzlich dreieckige Bereiche erhöhten Stroms sichtbar. Wie in Abschnitt 2.3.1 besprochen, können diese als experimentelles Kennzeichen eines schwach gekoppelten seriellen Doppelquantenpunktes gewertet werden [81]. Die Dreieckige Form wird durch die Bedingung definiert, dass beide Quantenpunkt-Grundzustände zwischen den elektrochemischen Potenzialen von *source* und *drain* liegen müssen und Elektronen bei Tunnelprozessen Energie abgeben, aber nicht aufnehmen können (vgl. Energieschema in Abbildung 4.30).

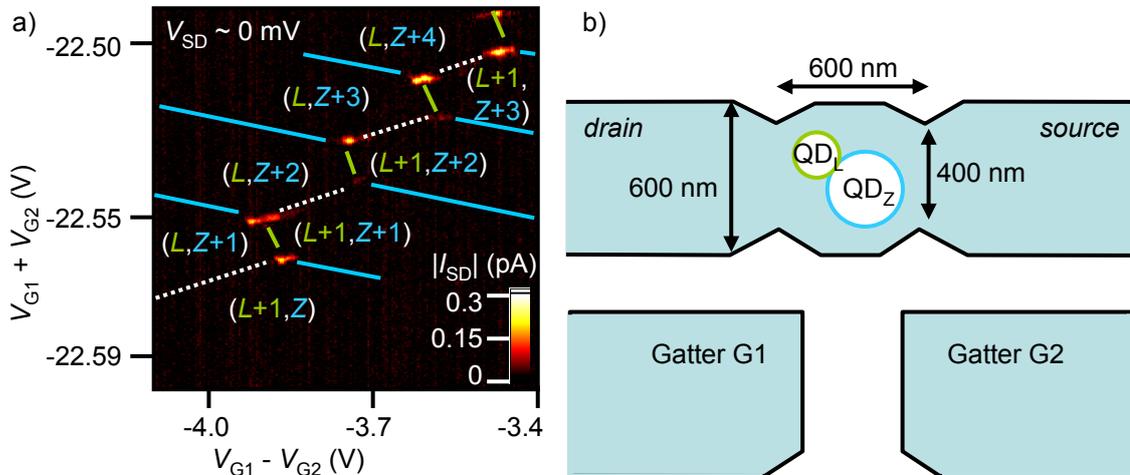
Abbildung 4.33 a) zeigt den in Abbildung 4.32 b) blau eingerahmten Ausschnitt des Transportspektrums bei einer *source-drain*-Spannung von  $V_{SD} = +1$  mV genauer, diesmal in linearer Farbskala im Bereich  $-2$  pA  $\leq I_{SD} \leq 2$  pA aufgetragen. Eine gepunktete weiße Linie hebt exemplarisch die Bedingung für Stromfluss durch die Quantenpunkt-Grundzustände (GZ) hervor, die als Linie erhöhten Stromflusses die Basis der charakteristischen Strom-Dreiecke bildet. Bei einer Verdopplung der *source-drain*-Spannung auf  $V_{SD} = +2$  mV (Abbildung 4.33 b)) vergrößern sich entsprechend die Gatterspannungsbereiche, innerhalb derer Strom fließen kann. Die Umrandung eines Dreiecks ist durch eine weiße Linien (gepunktete Basis) verdeutlicht. Entlang jeder der beiden Flanken ist das chemische Potenzial eines Quantenpunkt-Grundzustandes in Resonanz mit der an ihn angrenzenden Zuleitung. Daher sind die Kantenlängen direkt durch die *source-drain*-Spannung gegeben und entsprechen einer Differenz der chemischen Potenziale von  $QD_L$  und  $QD_Z$  von  $|\mu_{QD_L} - \mu_{QD_Z}| = e \cdot V_{SD} = 2$  meV. Abbildung 4.33 c) zeigt die gleiche Messung bei nega-



**Abbildung 4.33:** Betrag des *source-drain*-Stroms  $|I_{SD}|$ , bei verschiedenen *source-drain*-Spannungen in linearer Farbskala als Funktion von Summe ( $V_{G1} + V_{G2}$ ) und Differenz ( $V_{G1} - V_{G2}$ ) der Gatterspannungen aufgetragen. a)  $V_{SD} = +1$  mV. Stromfluss durch die Grundstände der beiden Quantenpunkte (GZ) ist entlang isolierter Linien erhöhten Stroms möglich (weiß gepunktete Linie). b)  $V_{SD} = +2$  mV. Innerhalb dreieckiger Bereiche ist die Transportbedingung erfüllt. Die maximal mögliche Energiedifferenz der beiden Quantenpunkt-Grundzustände entspricht der Kantenlänge und ist gegeben durch  $|\mu_{QD_L} - \mu_{QD_Z}| = e \cdot V_{SD} = 2$  meV. c)  $V_{SD} = -1$  mV. Entlang der Flanken des Transport-Dreiecks ist einer der beiden Quantenpunkt-Grundzustände mit einer Zuleitung resonant. Die annähernd horizontal verlaufenden Flanken (blau gepunktete Linien) spiegeln die kapazitive Kopplung von Quantenpunkt QD<sub>Z</sub> an die Gatter G1 und G2 wider, entlang der steileren grün gepunkteten Linien ist Quantenpunkt QD<sub>L</sub> in Resonanz mit der an ihn angrenzenden Zuleitung. d)  $V_{SD} = -2$  mV. Schwarz gepunktete Linien, die parallel zur Grundzustandslinie verlaufen, kommen durch Stromfluss aufgrund angeregter Zustände (AZ) zustande.

tiver *source-drain*-Spannung von  $V_{SD} = -1$  mV. Durch Umkehren des Vorzeichens der *source-drain*-Spannung fließt im Stabilitätsdiagramm nun Strom innerhalb von dreieckigen Bereichen rechts unterhalb der Grundzustands-Resonanz, welche weiterhin die Basis der Dreiecke bildet. Die Flanken der Dreiecke geben weiterhin die Resonanz eines Quantenpunktes mit der an ihn angrenzenden Zuleitung an. Daraus lässt sich das kapazitive Kopplungsverhältnis beider Gatter mit jedem der beiden Quantenpunkte errechnen, wie im Folgenden gezeigt wird. Die blau gepunktet hervorgehobenen Dreiecks-Flanken verlaufen annähernd horizontal und koppeln daher an beide Gatter ähnlich stark. Die Steigung dieser Quantenpunktresonanz beträgt  $\Delta V_{G1}/\Delta V_{G2} = -0.94$ , der Quantenpunkt ist also gleich weit von beiden Gattern entfernt. Die steileren, grün gepunkteten Linien haben eine Steigung von  $\Delta V_{G1}/\Delta V_{G2} = -0.61$ . Da dieser Wert gut mit dem Kopplungsverhältnis von Quantenpunkt  $QD_L$  von  $\Delta V_{G1}/\Delta V_{G2} = -0.63$  übereinstimmt, kann davon ausgegangen werden, dass hier der selbe Quantenpunkt untersucht wird. In Abbildung 4.33 d) ist  $|I_{SD}|$  im gleichen Gatterspannungsbereich für  $V_{SD} = -2$  mV abgebildet. Zusätzlich zum Grundzustand tragen angeregte Zustände zum Strom bei, die als Linien erhöhten Stroms erscheinen, welche parallel zur Grundzustands-Resonanz verlaufen. In Abbildung 4.33 d) sind vier Anregungszustände (AZ) durch schwarz gepunktete Linien markiert.

Nach der Zuordnung der relevanten kapazitiven Kopplungen ist es möglich, das Stabilitätsdiagramm zu erstellen. Abbildung 4.34 a) zeigt den Betrag des *source-drain*-Stroms  $|I_{SD}|$  in linearer Farbskala aufgetragen als Funktion von Summe und Differenz der angelegten Gatterspannungen, während  $V_{SD} \sim 0$  mV beträgt. Aufgrund von eingetragenen Nichtgleichgewichtsrauschen (vergleiche Abbildung 4.3) fließt an einigen Punkten trotzdem ein geringer Strom von maximal  $|I_{SD}| \sim 0.3$  pA. Stromfluss ist nur dann möglich, wenn beide Quantenpunkt-Grundzustände resonant mit chemischem Potential von *source* und *drain* sind. An diesen so genannten Tripelpunkten sind drei unterschiedliche Ladungskonfigurationen energetisch entartet. Die verschiedenen Ladezustände werden durch Ladelinien des linken (grün) und zentralen Quantenpunktes (blau) voneinander getrennt. Wird mit positiverer Gatterspannungs-Summe eine blaue Linie überschritten, erhöht sich die Elektronenzahl von Quantenpunkt  $QD_Z$  um ein Elektron, beim Kreuzen einer grünen Linie wird Quantenpunkt  $QD_L$  ein Elektron hinzugefügt. Weiß gepunktete Linien trennen Konfigurationen, die sich durch Umladung eines Elektrons von einem in den anderen Quantenpunkt ineinander überführen lassen. Aus dem Stabilitätsdiagramm wird ersichtlich, dass Quantenpunkt  $QD_L$  nur um ein Elektron umgeladen werden kann, während die Elektronenzahl von  $QD_Z$  im abgebildeten Gatterspannungsbereich um vier Elektronen verändert wird. Diese Beobachtungen bestätigen, dass die Quantenpunkte wie in Abbildung 4.34 b) skizziert angeordnet sind. Die Position des großen Quantenpunktes  $QD_Z$  stimmt weitgehend mit dem in Abschnitt 4.2.5 untersuchten Quantenpunkt überein. Er koppelt kapazitiv gleich stark an beide Gatter und kann um viele Elektronen be- und entladen werden. Der kleinere Quantenpunkt  $QD_L$  wurde links davon mithilfe des Unordnungspotenzials der Probe definiert (vergleiche Abbildung 4.31).

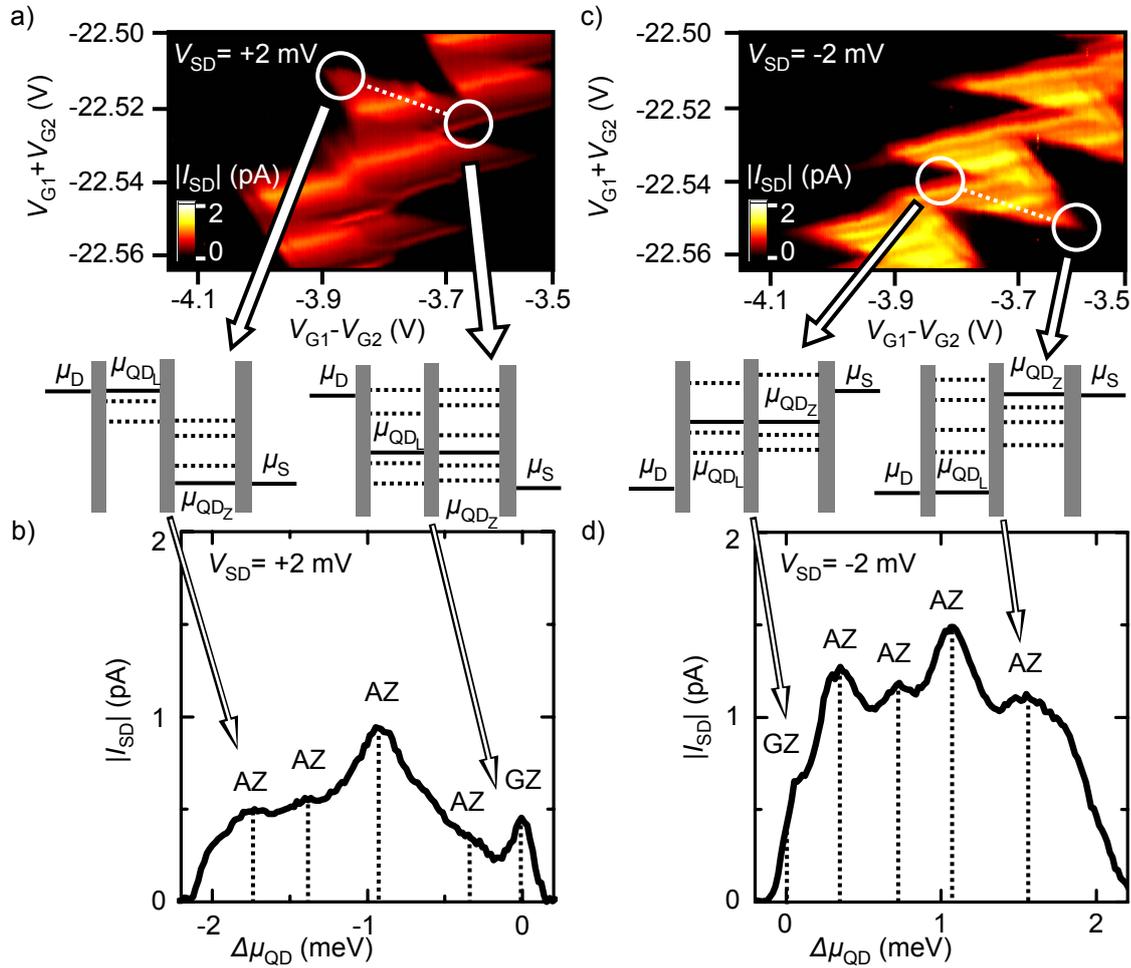


**Abbildung 4.34:** a) Betrag des *source-drain*-Stroms  $|I_{SD}|$ , in linearer Farbskala als Funktion von Summe ( $V_{G1} + V_{G2}$ ) und Differenz ( $V_{G1} - V_{G2}$ ) der Gatterspannungen aufgetragen. Aufgrund der sehr kleinen *source-drain*-Spannung ist die Transportbedingung des Stroms nur an wenigen Punkten erfüllt. Eingezeichnete Linien trennen die unterschiedlichen Ladungskonfigurationen des linken ( $QD_L$ , grün) und zentralen ( $QD_Z$ , blau) Quantenpunktes. Weiß gepunktete Linien trennen Konfigurationen, die sich durch Umladung eines Elektrons von einem in den anderen Quantenpunkt ineinander überführen lassen. b) Skizze der Aufsicht von Probe 7. Der große zentrale Quantenpunkt  $QD_Z$  ist ungefähr gleich weit von beiden Gattern entfernt, der kleinere Nebenquantenpunkt  $QD_L$  liegt weiter links, näher an Gatter G1.

Er koppelt stärker an Gatter G1 und es wird lediglich eine Ladungsänderung um ein Elektron beobachtet.

#### 4.2.9 Anregungsspektrum eines freitragenden Doppelquantenpunktes

Motivation für die Herstellung eines freitragenden Doppelquantenpunktes ist die Frage, ob sich Phononkavitätsmoden durch inelastische Tunnelprozesse beobachten lassen. Wie die klar abgegrenzten Stromdreiecke in Abbildung 4.33 zeigen, ist der aus  $QD_L$  und  $QD_Z$  bestehende serielle Doppelquantenpunkt schwach tunnelgekoppelt. Daher ist eine Untersuchung des Doppelquantenpunkt-Anregungsspektrums sinnvoll. In Abbildung 4.35 a) ist der *source-drain*-Strom  $|I_{SD}|$  durch den Doppelquantenpunkt als von Summe und Differenz der Gatterspannungen abgebildet. Aufgrund der angelegten *source-drain*-Spannung von  $V_{SD} = +2$  meV tunneln Elektronen bei bestimmten Gatterspannungen von *drain* erst in  $QD_L$ , dann in  $QD_Z$  und schließlich nach *source* (vergleiche Abbildung 4.30). Die so genannte Asymmetrieenergie  $\Delta\mu_{QD} = \mu_{QD_L} - \mu_{QD_Z}$  beträgt bei Resonanz der beiden Grundzustände  $\Delta\mu_{QD} = 0$  meV. Die beiden weißen Kreise markieren die Grundlinie sowie die Spitze des Dreiecks erhöhten Stroms. An der Spitze ist die maximale Asymmetrieenergie durch die *source-drain*-Spannung gegeben und beträgt  $\Delta\mu_{QD} = eV_{SD} = -2$  meV. Diese beiden Randbedingungen sind in den darunter liegenden Energieschemata ab-

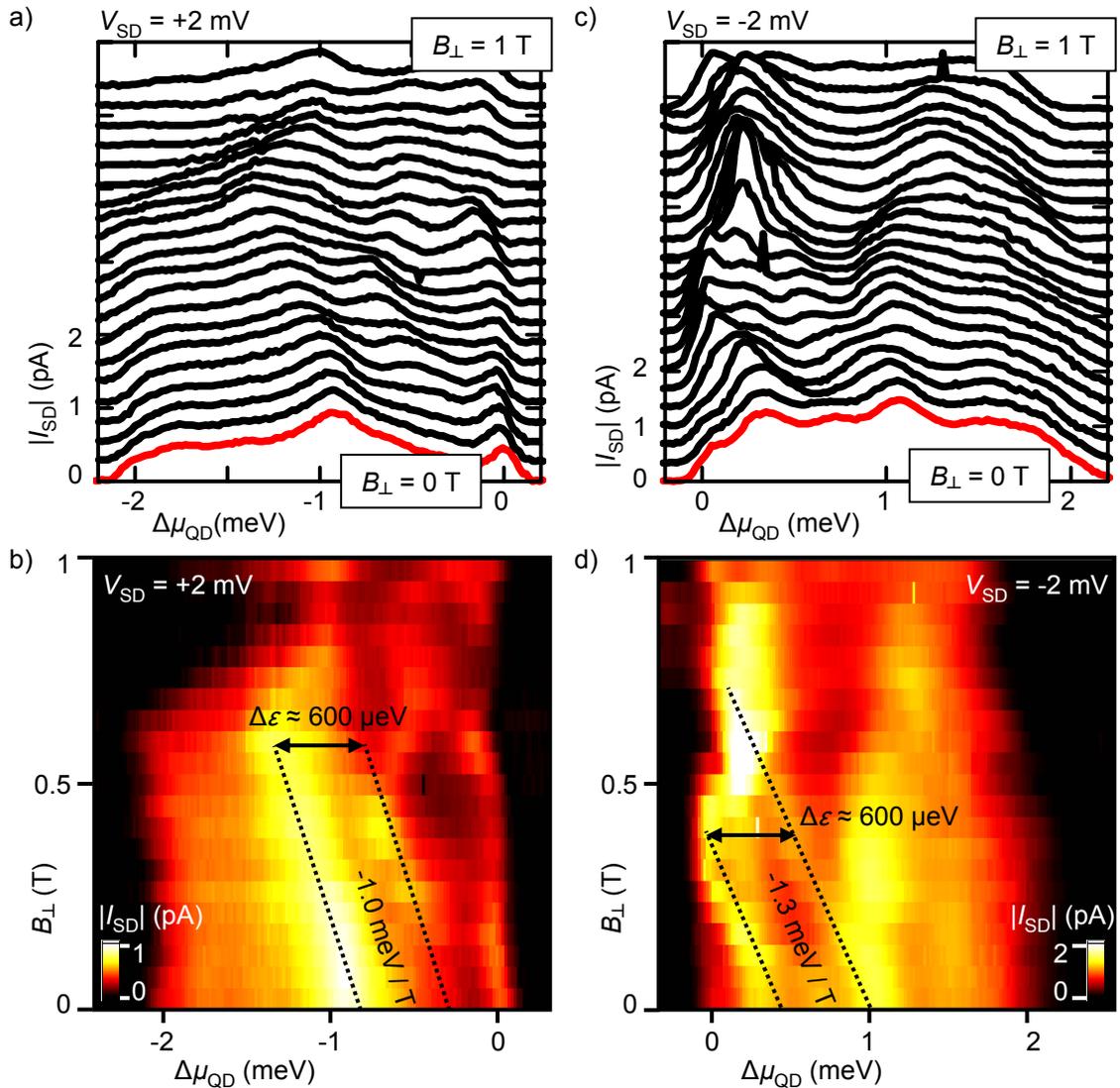


**Abbildung 4.35:** a) Betrag des *source-drain*-Stroms  $|I_{SD}|$ , in linearer Farbskala als Funktion von Summe ( $V_{G1} + V_{G2}$ ) und Differenz ( $V_{G1} - V_{G2}$ ) der Gatterspannungen aufgetragen. An der Spitze des Transport-Dreiecks (oberer weißer Kreis) beträgt die Energiedifferenz der Quantenpunkt-Grundzustände  $\Delta\mu_{QD} = \mu_{QD_L} - \mu_{QD_Z} = eV_{SD} = -2$  meV, an der Basis des Dreiecks (rechter weißer Kreis) sind die Grundzustände in Resonanz. Beide Quantenpunkt-Konfigurationen sind in den darunter liegenden Energie-Schemata abgebildet. Die elektrochemischen Potentiale von *drain* ( $\mu_D$ ),  $QD_Z$ ,  $QD_L$  und *source* ( $\mu_S$ ) sind durch horizontale schwarze Linien dargestellt, welche durch Tunnelbarrieren (graue Flächen) getrennt sind. Exemplarisch sind einige Anregungszustände der beiden Quantenpunkte als gepunktete Linien eingezeichnet. Der Stromfluss entlang der weiß gepunkteten Linie, welche diese beiden Konfigurationen verbindet, ist in b) gezeigt. Die Energiedifferenz der Quantenpunkt-Grundzustände reicht von  $\Delta\mu_{QD} = 0$  meV bis  $\Delta\mu_{QD} = 2$  meV. Lokale Maxima des Stroms werden von der Resonanz beider Grundzustände (GZ, rechts) oder Anregungszuständen (AZ) verursacht. c) und d) Gleiche Messung des Stroms  $|I_{SD}|$  bei negativer *source-drain*-Spannung  $V_{SD} = -2$  mV. Durch die Anregungszustände fließt mehr Strom, daher ist die Resonanz des Grundzustandes nicht so isoliert wie bei  $V_{SD} = +2$  mV

gebildet. Beim kontinuierlichen Verschieben der Quantenpunkt-Grundzustände von  $\Delta\mu_{\text{QD}} = -2 \text{ meV}$  bis  $\Delta\mu_{\text{QD}} = 0 \text{ meV}$  (entlang der weiß gepunkteten Verbindungslinie in Abbildung 4.35 a)) kann der Doppelquantenpunkt ausschließlich zwischen den drei Beladungszuständen  $(L, Z + 3)$ ,  $(L + 1, Z + 3)$  und  $(L, Z + 4)$  wechseln. Entlang der Linie tragen zunehmend auch Anregungszustände der beiden Quantenpunkte zum Stromfluss bei. Aufgrund der schwachen Kopplung der beiden Quantenpunkte ist allerdings davon auszugehen, dass sich  $\text{QD}_L$  bei dieser Konfiguration die meiste Zeit im Grundzustand befindet. Daher besteht der dominante Transportprozess aus der Resonanz des Grundzustandes von  $\text{QD}_L$  mit einem der Anregungszustände von  $\text{QD}_Z$ . Entsprechend werden bei negativer Asymmetrieenergie überwiegend die Anregungszustände von  $\text{QD}_Z$  untersucht, während bei negativer Asymmetrieenergie die Anregungszustände von  $\text{QD}_L$  zum Strom beitragen. Abbildung 4.35 b) zeigt den Betrag des *source-drain*-Stroms entlang dieser Gatterspannungs-Konfiguration als Funktion der Asymmetrieenergie. Die Eichung der  $x$ -Achse (Asymmetrieenergie) ergibt sich aus der Bedingung, dass bei resonantem Stromfluss durch beide Grundzustände (GZ, rechts)  $\Delta\mu_{\text{QD}} = 0 \text{ meV}$  gilt und am linken Ende des Transportspektrums  $\Delta\mu_{\text{QD}} = -2 \text{ meV}$  beträgt. Dazwischen auftretende lokale Maxima des Stroms stammen von angeregten Zuständen (AZ), wobei es sich sowohl um rein elektronische als auch phononische Anregungen handeln kann. Die Energien elektronischer Anregungszustände sollten sich durch Änderung der Quantenpunkt-Elektronenzahl oder ein externes Magnetfeld ändern lassen. Außerdem sollten die Energien phononischer Anregungszustände im Gegensatz zu elektronischen Anregungen von dem Vorzeichen der *source-drain*-Spannung unabhängig sein. Ein Indiz für phononische Anregungszustände könnten dagegen lokale Strommaxima sein, die eine von Elektronenzahl, Magnetfeld und *source-drain*-Spannung unabhängige Anregungsenergie aufweisen. In Abbildung 4.35 c) ist die Messung des gleichen Gatterspannungsbereiches bei negativer *source-drain*-Spannung  $V_{\text{SD}} = -2 \text{ meV}$  abgebildet. Entlang der weiß gepunkteten Linie tunneln Elektronen von *source* nach *drain* durch den Doppelquantenpunkt, welcher zwischen den drei Beladungszuständen  $(L, Z + 2)$ ,  $(L + 1, Z + 2)$  und  $(L, Z + 3)$  fluktuiert. Die Randbedingungen  $\Delta\mu_{\text{QD}} = 0 \text{ meV}$  und  $\Delta\mu_{\text{QD}} = 2 \text{ meV}$  sind wieder durch weiße Kreise markiert und im darunter abgebildeten Energieschema skizziert. Abbildung 4.35 d) zeigt  $|I_{\text{SD}}|$  als Funktion der Asymmetrieenergie  $\Delta\mu_{\text{QD}}$  bei negativer *source-drain*-Spannung  $V_{\text{SD}} = -2 \text{ meV}$ . Verglichen mit der in Abbildung 4.35 b) gezeigten Messung fällt auf, dass mehr Strom durch Anregungszustände fließt. Wie bereits diskutiert liegt das daran, dass bei positiver Asymmetrieenergie überwiegend Anregungszustände von  $\text{QD}_L$  zum Strom beitragen. Der Grundzustand (GZ, links) ist nun lediglich als Schulter erkennbar, nicht als isoliertes Maximum. Deutlich ausgeprägte Strom-Maximum treten bei Energien  $\Delta\mu_{\text{QD}} \approx -1.7, -1.4, -0.9, +0.4, +0.7, +1.1, +1.6 \text{ meV}$  auf.

Die weitere Analyse der Anregungszustände erfolgt durch Anlegen eines Magnetfeldes  $B_{\perp}$  senkrecht zum 2DEG der Probe. Unter Annahme eines zweidimensionalen harmonischen Einschlusspotenzials ist die Magnetfeldabhängigkeit der Eigenenergie der Quantenpunkt-Zustände durch das in Gleichung 2.23 gezeigte Fock-Darwin-

Spektrum gegeben. Dabei werden die Fock-Darwin-Zustände durch ihre Hauptquantenzahl  $n$ , Bahndrehimpuls-Quantenzahl  $l$  Oszillatorenergie des elektrostatischen Einschlusspotenzials  $\hbar\omega_0$  charakterisiert. Die Oszillatorenergie liegt bei kleinen Quantenpunkten typischerweise im Bereich  $\hbar\omega_0 \approx 3 \text{ meV}$  [10], die Zyklotronenergie  $\hbar\omega_C = \hbar \cdot eB_{\perp}/m_e^*$  beträgt in GaAs  $\hbar\omega_C = 1.73 \text{ meV}$  bei  $B_{\perp} = 1 \text{ T}$ . Die Zeemanenergie ist bei geringen Magnetfeldstärken unmessbar klein ( $E_Z \sim 0.025 \text{ meV/T}$ ) und kann deshalb vernachlässigt werden. Abbildung 4.36 a) zeigt das Spektrum der Doppelquantenpunkt-Anregungszustände bei positiver *source-drain*-Spannung von  $V_{SD} = +2 \text{ meV}$  in so genannter Wasserfalldarstellung, bei der die einzelnen Spektren für unterschiedliche Magnetfeldstärken vertikal verschoben aufgetragen sind. Aufgetragen ist der Betrag des *source-drain*-Stroms  $|I_{SD}|$  als Funktion des *detunings*  $\Delta\mu_{QD}$ . Ohne Magnetfeld (rote Kurve) ist identisch mit der in Abbildung 4.35 b) gezeigten Messung. Die gleiche Messkurve ist für  $B_{\perp} = 0 \text{ T}$  bis  $B_{\perp} = 1 \text{ T}$  mit größer werdender Magnetfeldstärke nach oben versetzt aufgetragen. Bei noch größeren Magnetfeldstärken sind die Elektronen-Wellenfunktionen zunehmend stärker lokalisiert [12]. Wegen des daraus folgenden geringeren Wellenfunktion-Überlapps mit den Zuleitungen ist bei  $B_{\perp} = 1 \text{ T}$  der *source-drain*-Strom deutlich kleiner und bei Asymmetrieenergie  $|\Delta\mu_{QD}| \gtrsim 1.5 \text{ meV}$  beinahe vollständig unterdrückt. Bei geringeren Magnetfeldstärken kann die Magnetfeld-Abhängigkeit der Doppelquantenpunkt-Zustände jedoch gut aufgelöst werden. Beispielsweise vergrößert sich der energetische Abstand zwischen dem ausgeprägten Strommaximum und dem Grundzustand von  $\Delta\mu_{QD} \sim -0.9 \text{ meV}$  bei  $B_{\perp} = 0 \text{ T}$  auf  $\Delta\mu_{QD} \sim -1.3 \text{ meV}$  bei  $B_{\perp} = 0.5 \text{ T}$ . Die gleiche Messung von  $|I_{SD}|$  ist in Abbildung 4.36 b) in linearer Farbskala als Funktion von  $B_{\perp}$  und  $\Delta\mu_{QD}$  aufgetragen. Die Magnetfeldabhängigkeit des Grundzustandes (bei  $\Delta\mu_{QD} = 0 \text{ mV}$ ) kann von Sprüngen des chemischen Potenzials der Zuleitungen bei einer Änderung des Landau-Füllfaktors verursacht werden [14], oder vom energetischen Kreuzen der Magnetfeld abhängigen Eigenzustände der Quantenpunkte. Die Magnetfeld abhängige Energieänderung des Strom-Maximums bei  $\Delta\mu_{QD} \sim 1 \text{ mV}$  sowie eines zweiten Anregungszustandes ist durch schwarz gepunktete Linien mit Steigung  $-1.0 \text{ meV/T}$  hervorgehoben. Da die Steigung dieser Zustände gleich ist, müssen diese beiden Zustände die gleichen Haupt- und Drehimpuls-Quantenzahlen besitzen. Die Zeemanaufspaltung aufgrund des Elektronenspins ist bei Magnetfeldstärken  $B_{\perp} \lesssim 1 \text{ T}$  unmessbar klein und kann die Energiedifferenz von  $\approx 0.6 \text{ meV}$  nicht erklären. Es liegt daher die Schlussfolgerung nahe, dass die beiden Resonanzen vom selben elektronischen Zustand stammen. Sowohl in Wasserfall- als auch in Farbskala-Darstellung ist kein Anregungszustand zu erkennen, dessen Anregungsenergie relativ zum Grundzustand konstant bleibt. Die beobachtete konstante Energiedifferenz der beiden Strommaxima könnte daher durch eine Phononmode mit Energie  $\varepsilon^{\text{KAV}} \approx 0.6 \text{ meV}$  verursacht werden, die bevorzugt an einen bestimmten elektronischen Zustand koppelt. Bei dieser Interpretation wäre das Strommaximum bei  $\Delta\mu_{QD} \approx -0.3 \mu\text{eV}$  ein elektronischer Anregungszustand, während das ausgeprägte Strommaximum bei  $\Delta\mu_{QD} \approx -0.9 \mu\text{eV}$  durch Emission eines Kavitätsphonons und gleichzeitiger Relaxation in den Anregungszustand mit Energie  $\mu_{QD} \approx -0.3 \mu\text{eV}$



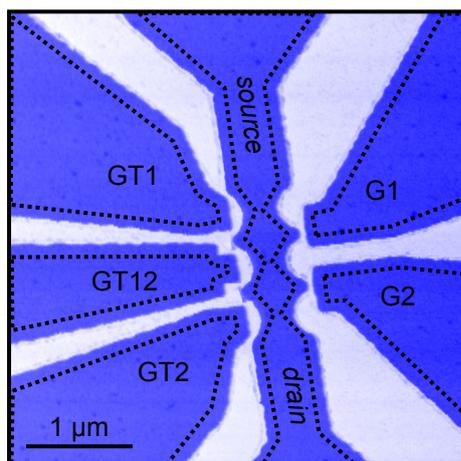
**Abbildung 4.36:** a) Wasserfalldarstellung des *source-drain*-Stroms  $|I_{SD}|$  als Funktion der Asymmetrieenergie  $\Delta\mu_{QD}$  bei *source-drain*-Spannung  $V_{SD} = +2$  meV aufgenommen. Von der untersten Kurve (rot) ausgehend wird das senkrecht zum 2DEG angelegte Magnetfeld schrittweise von  $B_{\perp} = 0$  T bis auf  $B_{\perp} = 1$  T erhöht. Zur besseren Kenntlichkeit sind aufeinander folgende Messkurven nach oben versetzt aufgetragen. b) Die selben Daten, wobei  $|I_{SD}|$  als Funktion von  $B_{\perp}$  und  $\Delta\mu_{QD}$  in linearer Farbskala aufgetragen ist. Exemplarisch sind zwei Anregungszustände durch schwarz gepunktete Linien hervorgehoben, deren Energieunterschied zum Grundzustand sich mit ungefähr 1.0 meV pro Tesla vergrößert. c)  $|I_{SD}|$  als Funktion der Asymmetrieenergie  $\Delta\mu_{QD}$  bei *source-drain*-Spannung  $V_{SD} = -2$  meV und unterschiedlichen Magnetfeldstärken aufgetragen. Die Magnetfeldstärke reicht von  $B_{\perp} = 0$  T (unten) bis  $B_{\perp} = 1$  T (oben). d) Gleiche Messung, in linearer Farbskala dargestellt. Zwei Anregungszustände sind durch schwarz gepunktete Linien hervorgehoben.

hervorgerufen würde. In Abbildung 4.36 c) und d) ist das Anregungsspektrum des Doppelquantenpunktes bei negativer *source-drain*-Spannung  $V_{SD} = -2 \text{ meV}$  abgebildet. Auch hier weisen die meisten Anregungszustände eine magnetfeldabhängige Anregungsenergie auf, während zwei parallele Stromresonanzen durch schwarz gepunktete Linien mit Steigung  $-1.3 \text{ meV/T}$  hervorgehoben sind. Auch hier beträgt der energetische Abstand der beiden Strommaxima konstant  $\Delta\varepsilon \approx 0.6 \text{ meV}$ , kann also durch Emission eines Kavitätsphonons erklärt werden.

Es ist allerdings nicht möglich, Anregungszustände bei kleineren Energien zu beobachten, die phononischen Zuständen zuordenbar wären. Nach Vergleich mit dem von T. Fujisawa u.a. [17] untersuchten, nicht freitragenden Doppelquantenpunkt, kann dies durch zwei Faktoren begründet werden. Der untersuchte Doppelquantenpunkt ist hinreichend schwach tunnelgekoppelt um Anregungszustände auflösen zu können, allerdings ist die Halbwertsbreite der Strom-Resonanzen mit  $\sim 300 \mu\text{eV}$  vergleichsweise groß. Diese Linienbreite ist viel größer als eingetragenes elektrisches Rauschen, dessen Einfluss in Abschnitt 4.0.1 auf  $\approx 30 \mu\text{V}$  bestimmt wurde. Die erwartete thermische Verbreiterung der Fermiverteilung von *source*- und *drain*-Zuleitungen von  $k_B T_{2\text{DEG}} \approx 5 \mu\text{eV}$  fällt bei der gemessenen Linienverbreiterung nicht ins Gewicht. Eine weitere mögliche Ursache wären Fluktuationen des lokalen elektrostatischen Potentials, beispielsweise aufgrund von Elektronentunneln zwischen Donatoratomen. Da diese typischerweise auf einer breiten Verteilung von Zeitskalen auftreten, müssten auch Umladungen auftreten, die hinreichend langsam sind um experimentell aufgelöst zu werden [83]. Da solche Umladungen nicht beobachtet werden, erscheint auch diese Ursache unwahrscheinlich. Das legt die Schlussfolgerung nahe, dass die große Linienbreite durch die Tunnelkopplung eines der beiden Quantenpunkte an die an ihn grenzende Zuleitung verursacht wird.

Zusätzlich besitzt der untersuchte Doppelquantenpunkt mehrere elektronische Anregungszustände mit Anregungsenergien in der gleichen Größenordnung wie die Linienbreite. Dadurch ist der energetische Überlapp dieser Zustände bereits so groß, dass der *source-drain*-Strom bei keiner Asymmetrieenergie  $|\Delta\mu_{\text{QD}}| < 2 \text{ meV}$  auf  $|I_{SD}| = 0 \text{ pA}$  fällt. Dadurch können eventuell vorhandene Phononen-Seitenbänder energetisch nicht aufgelöst werden. Der von T. Fujisawa u.a. [17] untersuchte, nicht freitragende, Doppelquantenpunkt wies elektronische Anregungsenergien bei  $\sim 300 \mu\text{eV}$  und Grundzustands-Linienbreiten von  $\sim 10 \mu\text{eV}$  auf, während die beobachteten phononischen Anregungszustände bei Energien  $\sim 30 \mu\text{eV}$  auftraten.

Diese beiden entscheidenden Eigenschaften müssen bei zukünftigen Experimenten unter Kontrolle gebracht werden um auch in freitragenden Doppelquantenpunkten phononische Anregungszustände beobachten zu können. Dies ist durch eine Erweiterung der Kontrollgatter-Zahl prinzipiell möglich. Abbildung 4.37 zeigt das rasterkraftmikroskopisch aufgenommene Höhenprofil einer noch nicht unterätzten Probe, die für weitergehende Doppelquantenpunkt-Experimente ausgelegt ist. Die Probe wurde im Verlauf der weiteren Prozessierung beschädigt, zeigt aber, dass die Anforderungen einer unabhängigen Kontrolle von Quantenpunkt-Energien und Tunnelkopplungen geometrisch möglich sein. Blau eingefärbte Flächen sind durch



**Abbildung 4.37:** Rasterkraftmikroskopische Aufnahme von Probe 8 vor dem Ätzen. Blau eingefärbte Bereiche sind von einer Ätzmaske bedeckt, innerhalb der eingezeichneten schwarz gepunkteten Linie wird sich nach dem Ätzen aktives 2DEG befinden. Der annähernd senkrechte Streifen ist 600 nm breit und 4  $\mu\text{m}$  lang.

eine Nickel-Ätzmaske geschützt, weiße Bereiche werden durch einen späteren Ätzschritt entfernt. Unter Annahme einer Randverarmung von 100 nm sollte sich aktives 2DEG innerhalb der eingezeichneten gepunkteten Linien befinden. Eine Verringerung der Tunnelkopplung wird erreicht, indem die beiden Quantenpunkte durch eine weitere geätzte Einschnürung getrennt werden. Für die Kontrolle der Tunnelkopplung der Quantenpunkte an *source*, *drain* und zueinander sorgen drei dedizierter Tunnelbarrieren-Gatter GT1, GT12 und GT2. Zwei weitere Gatter G1 und G2 koppeln kapazitiv überwiegend an je einen Quantenpunkt.

Die in Abschnitt 4.2 präsentierten Messungen demonstrieren, dass sich die Technik geätzter Einschnürungen in Kombination mit *in-plane*-Gattern hervorragend eignet um freitragende niederdimensionale Elektronensysteme zu definieren. Dabei wurden experimentelle Signaturen phononischer Anregungszustände im Transportspektrum eines Einzel- und eines Doppelquantenpunktes beobachtet. Aber auch die ausgezeichnete Stabilität des elektrostatischen Einschlusspotenzials ist eine für Transportuntersuchungen an Quantenpunkten wünschenswerte Eigenschaft. Im folgenden Abschnitt wird diese Stabilität für optoelektronische Experimente genutzt.



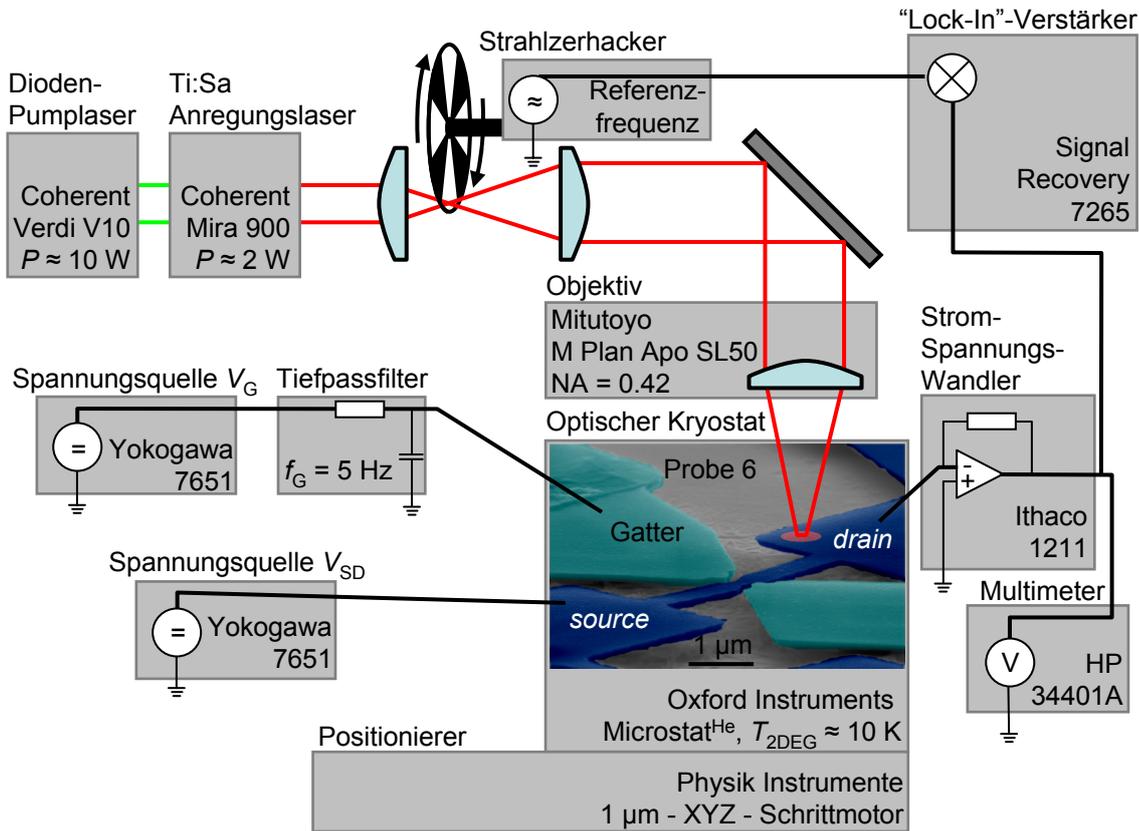
# Kapitel 5

## Fotodotierung freitragender Nanostrukturen

Optoelektronische Experimente bieten die Möglichkeit, gezielt lokal Ladungsträger zu erzeugen und diese elektrisch nachzuweisen. Allerdings können niederdimensionale Strukturen, die mithilfe von Schottkygattern durch lokale Verarmung eines 2DEG definiert werden, nicht ohne Weiteres für optische Interband-Experimente verwendet werden, da die erzeugten Ladungsträger sowohl Kurzschlüsse zwischen benachbarten Gattern als auch parallel zur definierten Struktur zwischen *source* und *drain* hervorrufen können. Hier haben freitragende Strukturen einen Vorteil, da über die weggeätzten Bereiche keine Leckströme stattfinden können [84].

### 5.1 Experimenteller Aufbau

Der schematische Aufbau der folgenden optoelektronischen Experimente ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Eine detailliertere Beschreibung der verwendeten optischen Komponenten ist in der Dissertation von A. Gärtner aufgeführt [85]. Wie bei den in Kapitel 4 beschriebenen Transportexperimenten wird mit einem Strom-Spannungswandler der *source-drain*-Strom  $I_{SD}$  in Abhängigkeit von angelegter *source-drain*-Spannung  $V_{SD}$  und Gatterspannung  $V_G$  gemessen. Die Probe befindet sich in einem He<sup>4</sup>-Durchflusskryostat mit Basistemperatur  $T = 3.6$  K. Durch den optischen Zugang wird die Probe von Raumtemperatur-Wärmestrahlung geheizt, weshalb die Temperatur des 2DEG  $T_{2DEG} \approx 10$  K beträgt [86]. Für die gezielte optische Anregung erzeugt ein Diodenlaser-gepumpter Ti:Sa Anregungslaser Photonen im Energiebereich  $E_{PHOTON} \approx 1.27...1.77$  eV. Falls nicht explizit anders angegeben, werden die Messungen mit  $E_{PHOTON} = 1.55$  eV und Laserleistung  $P_{LASER} = 100$  pW am Ort der Probe durchgeführt. Da der Anregungslaser mit 200 fs-kurzen Pulsen und Repetitionsrate  $f = 76$  MHz betrieben wird, ist die spektrale Verbreiterung mit  $\Delta E_{PHOTON} \approx \pm 6$  meV relativ groß. Nach Aufweitung des Laserstrahls wird dieser vom Objektiv auf einen Fokus mit Durchmesser  $D \approx 2$   $\mu$ m am Ort der Probe

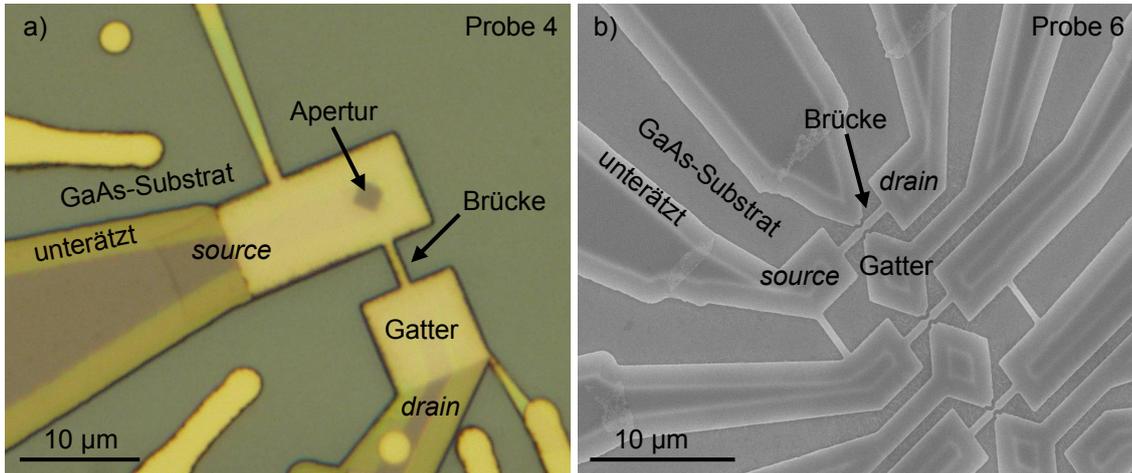


**Abbildung 5.1:** Schematische Darstellung des verwendeten Messaufbaus. Der *source-drain*-Strom  $I_{SD}$  fließt von "Spannungsquelle  $V_{SD}$ " nach *source*, durch die Nanostruktur, nach *drain* und letztendlich über den Strom-Spannungs-Wandler abfallende Spannung, welche proportional zu  $I_{SD}$  ist. Die "Spannungsquelle  $V_G$ " (links Mitte) ist über einen Tiefpassfilter mit einem Seitengatter der Nanostruktur verbunden. Ein Diodenlaser (links oben) pumpt den Ti:Sa Laser, dessen Strahl erst aufgeweitet und dann mit Hilfe eines Objektivs auf die Probe fokussiert wird. Der Anregungsort wird geändert, indem ein xyz-Positionierer den Kryostat relativ zum Objektiv bewegen. Optional zur Messung von  $I_{SD}$  kann die von einer optischen Anregung verursachte Stromänderung  $\Delta I_{SD}$  direkt gemessen werden, indem ein Strahlzerhacker den Laserstrahl periodisch blockiert und ein "Lock-In" die Änderung von  $I_{SD}$  mit der Zerhack-Frequenz misst (rechts oben).

gebündelt. Der optische Zugang des “Microstat”-Kryostaten beschränkt den minimalen Arbeitsabstand auf  $\approx 10$  mm, was die verfügbaren Objektive auf Modelle mit numerischer Apertur  $NA \leq 0.42$  einschränkt. Der Anregungsort wird durch Verschiebung des Kryostaten mittels Schrittmotoren mit Schrittweite  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1 \mu\text{m}$  relativ zum Anregungsfokus kontrolliert. Die automatisierte Steuerung von Spannungsquellen und Probenposition sowie das Einlesen und Auswerten der Messdaten erfolgt mittels selbstgeschriebener *Labview*-Programme [47, 48, 49]. Zur Bestimmung der optisch induzierten Änderung von  $I_{\text{SD}}$  wird der Laserstrahl periodisch zerhackt und die Änderung von  $I_{\text{SD}}$  mit der Zerhackfrequenz  $f_{\text{chop}}$  in Lock-In-Technik gemessen.

## 5.2 Fotoantwort freitragender Nanostrukturen

Die folgenden Experimente wurden an zwei Proben durchgeführt, die in Abbildung 5.2 gezeigt sind. Abbildung 5.2 a) zeigt eine Mikroskopaufnahme von Probe 4. Der zentrale  $4\ \mu\text{m}$  lange Streifen ist vollständig unterätzt und von einem  $30\ \text{nm}$

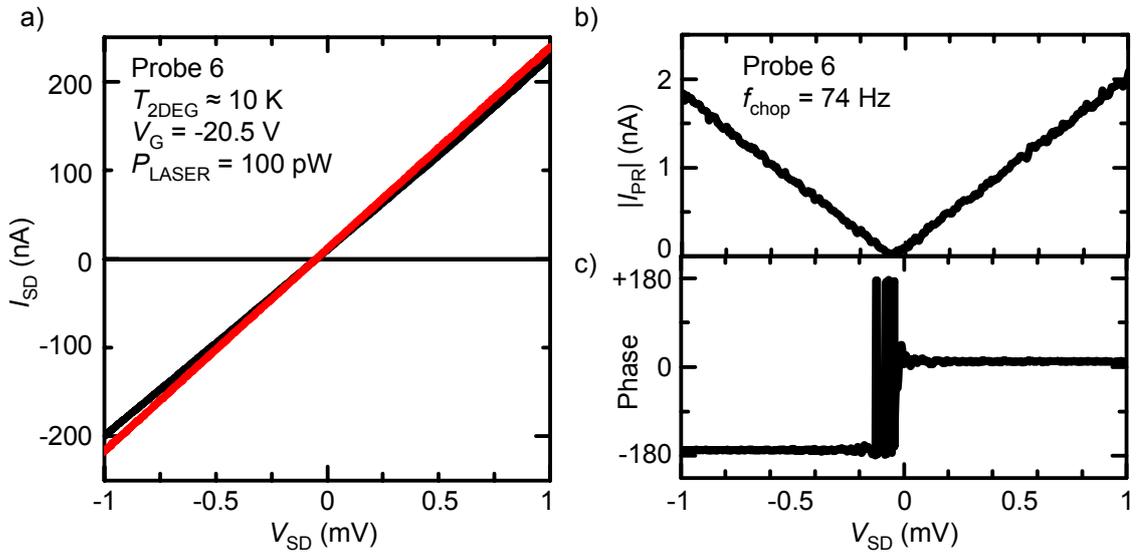


**Abbildung 5.2:** a) Optische Mikroskopaufnahme des inneren Schreibfeldes von Probe 4. Die aktive Schicht ist ungefähr  $2\ \mu\text{m}$  weit unterätzt, was als gelber Rand der *source*- und *drain*-Zuleitungen erscheint. Die Brücke hat die Maße  $4\ \mu\text{m} \times 600\ \text{nm} \times 130\ \text{nm}$  (Länge  $\times$  Breite  $\times$  Dicke) und ist daher vollständig unterätzt. Ein  $30\ \text{nm}$  dickes Goldgatter bedeckt die komplette Brücke und Teile der Zuleitungen. Eine nicht bedeckte Fläche mit Kantenlänge  $2\ \mu\text{m}$  auf der *source*-Seite der Brücke definiert eine Apertur, durch die die Heterostruktur optisch angeregt werden kann. b) Elektronenmikroskopische Aufnahme von Probe 6, welche baugleich zu Probe 5 ist. Die Probe ist ungefähr  $2\ \mu\text{m}$  weit unterätzt (helle Streifen), die zentrale Brücke mit Maßen  $4\ \mu\text{m} \times 600\ \text{nm} \times 130\ \text{nm}$  besitzt in der Mitte eine ungefähr  $300\ \text{nm}$  breite Kerbe. Zwei Zuleitungen der Brücke werden als *source* und *drain* benutzt, die übrigen miteinander verbundenen Bereiche sind nicht extra kontaktiert. An die Brücke grenzt eine von ihr elektrisch isolierte Fläche, die als *in-plane*-Gatter dient um das 2DEG in der Nähe der Einkerbung verarmen zu können.

dicken Goldgatter bedeckt, welches sich auch auf Teile der Zuleitungen erstreckt. Da Gold bereits bei dieser Schichtdicke praktisch undurchsichtig für Licht der verwendeten Wellenlänge ist [87], befindet sich auf der *source*-Seite der Brücke eine Apertur mit Kantenlänge  $2\ \mu\text{m}$ , die den Ort für die optische Anregung in Brückennähe festlegt. Daher ist diese Probe nicht für orts aufgelöste Messungen der Fotoantwort geeignet. Hierfür wird die in Abbildung 5.2 b) abgebildete Probe 6 verwendet. *Source* und *drain* sind durch eine  $4\ \mu\text{m}$  lange Brücke verbunden, die in der Mitte eine ungefähr  $300\ \text{nm}$  breite Einschnürung besitzt. Ein angrenzendes *in-plane*-Gatter verarmt bei Anlegen einer negativen Spannung  $V_G \approx -42\ \text{V}$  das 2DEG in der Umgebung der Kerbe und schnürt die Probe somit elektronisch ab. Die Abschnürkurve ist ab Gatterspannungen  $V_G \lesssim -30\ \text{V}$  weder reproduzierbar noch weist sie die QPC-charakteristische Leitwertquantisierung auf. Da die Einschnürung im Gegensatz zu Probe 4 nicht von einem Goldgatter bedeckt ist, liegt die Vermutung nahe,

dass durch das Kryostatenfenster ständig Photonen im Quantenpunktkontakt freie Ladungsträger erzeugen. Somit wäre das elektrostatische Potenzial zeitlich nicht konstant, was sich stärker auf eine steile Kennlinie auswirkt, wie sie bei sehr negativen Gatterspannungen kurz von dem elektrischen Abschneiden vorliegt. Die beschriebenen Experimente werden daher typischerweise bei Gatterspannungen von  $V_G \approx -20$  V durchgeführt. Die Brücke ist also nicht als eindimensionaler Kanal zu betrachten, sondern lediglich als einstellbare Potenzialbarriere für Elektronen.

Abbildung 5.3 a) zeigt den *source-drain*-Strom  $I_{SD}$  von Probe 6 als Funktion der *source-drain*-Spannung  $V_{SD}$  bei  $V_G = -20.5$  V. Der Dunkelstrom  $I_{SD}(\text{Laser aus})$

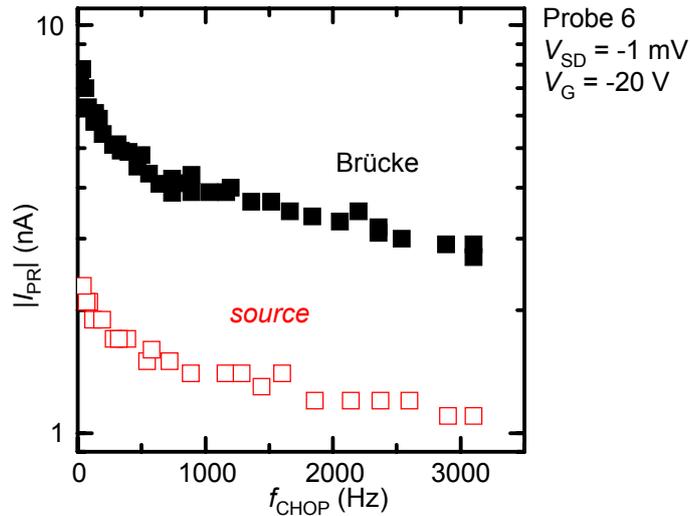


**Abbildung 5.3:** a) *Source-drain*-Strom  $I_{SD}$  als Funktion von *source-drain*-Spannung  $V_{SD}$  mit Gatterspannung  $V_G = -20.5$  V. Während Laserbeleuchtung der Brücke fließt mehr Strom (rote Gerade) als ohne Beleuchtung (schwarze Gerade). b) Mit Zerschneidungsfrequenz  $f_{\text{chop}} = 74$  Hz gemessene Amplitude und Phase der Fotoantwort  $|I_{PR}| = |I_{SD}(\text{Laser an}) - I_{SD}(\text{Laser aus})|$ . Die Amplitude (oben) ist ebenso wie die beiden in a) aufgetragenen Strom-Spannungs-Kennlinien linear in  $V_{SD}$  mit einer Nullstelle bei  $V_{SD} = -40 \mu\text{V}$ . Die Phase des Messsignals (unten) unterscheidet sich bei den Fällen  $V_{SD} \leq 0$  mV um 180 Grad. In der Nähe von  $V_{SD} = 0$  mV ist das Messsignal zu klein um eine stabile Phasenbeziehung beobachten zu können.

(schwarze Messkurve) zeigt die erwartete ohmsche Abhängigkeit von  $V_{SD}$ , die einem Probenwiderstand von  $R \approx 5$  k $\Omega$  entspricht. Durch Laserbeleuchtung wird der *source-drain*-Strom  $I_{SD}(\text{Laser an})$  (rote Messkurve) erhöht und entspricht jetzt einem kleineren Probenwiderstand von  $R \approx 4.5$  k $\Omega$ . Der Nulldurchgang von  $I_{SD}$  liegt bei beiden Kurven unverändert bei  $V_{SD} \approx -40 \mu\text{V}$ . Diese Beobachtung schließt Gleichrichtung, eventuell in Verbindung mit Heizeffekten oder Fotostrom als Hauptursache für die beobachtete Stromerhöhung aus. In diesen Fällen würde zur Dunkelstrom-Kennlinie eine konstante Spannung (horizontale Verschiebung der Kennlinie) beziehungsweise ein konstanter Strom (vertikale Verschiebung der Kennlinie) addiert werden [88, 89, 90]. Dadurch würde der Nulldurchgang messbar verscho-

ben werden, was in Abbildung 5.3 a) aber nicht der Fall ist. Der unveränderte Versatz von  $-40 \mu\text{V}$  stammt höchstwahrscheinlich von dem Eingangverstärker des Strom-Spannungs-Wandlers. Die Differenz der beiden Strom-Spannungs-Kennlinien beträgt  $\Delta I_{\text{SD}} \approx -20 \text{ nA}$  bei  $V_{\text{SD}} = -1 \text{ mV}$  und  $\Delta I_{\text{SD}} \approx +20 \text{ nA}$  bei  $V_{\text{SD}} = +1 \text{ mV}$ .  $\Delta I_{\text{SD}}$  wird im Folgenden als dc-Fotoantwort bezeichnet. Für die direkte Messung der ac-Fotoantwort  $|I_{\text{PR}}|$  wird der Laserstrahl mit Frequenz  $f_{\text{CHOP}}$  zerhackt und in Lock-In-Technik Amplitude und Phase der *source-drain*-Stromänderung mit Frequenz  $f_{\text{CHOP}}$  gemessen. Die so gemessene Fotoantwort ist in Abbildung 5.3 b) als Funktion von  $V_{\text{SD}}$  bei  $f_{\text{CHOP}} = 74 \text{ Hz}$  und ansonsten gegenüber der dc-Messung unveränderten Parametern aufgetragen. Die Amplitude der Fotoantwort  $|I_{\text{PR}}|$  korreliert wie erwartet mit der Differenz der beiden Strom-Spannungs-Kennlinien aus Abbildung 5.3 a), hängt also ebenfalls linear von  $V_{\text{SD}}$  ab. Abbildung 5.3 c) zeigt die gleichzeitig dazu aufgenommene Phasenbeziehung zwischen Zerhacker und Messsignal. Das unterschiedliche Vorzeichen von  $I_{\text{SD}}$  für  $V_{\text{SD}} \lesseqgtr 0 \text{ mV}$  äußert sich in einem Phasenunterschied von 180 Grad. Diese Beobachtung ist konsistent mit der Interpretation, dass durch Beleuchtung der Widerstand der Probe verringert wird, weil dadurch bei konstanter *source-drain*-Spannung der Betrag des *source-drain*-Stroms steigt. Bei Addieren einer konstanten Fotospannung (horizontale Verschiebung der Dunkelstrom-Kennlinie) oder eines konstanten Fotostroms (vertikale Verschiebung der Dunkelstrom-Kennlinie) wäre hingegen die Phasenbeziehung unabhängig von einer zusätzlich angelegten dc-*source-drain*-Spannung. Die Amplitude der in Abbildung 5.3 b) gemessenen ac-Fotoantwort von  $|I_{\text{PR}}| \approx 2 \text{ nA}$  bei  $V_{\text{SD}} = -1 \text{ mV}$  ist deutlich kleiner als die in Abbildung 5.3 a) ebenfalls bei  $V_{\text{SD}} = -1 \text{ mV}$  gemessene dc-Fotoantwort von  $|\Delta I_{\text{SD}}| \approx 20 \text{ nA}$ . Diese Beobachtung legt die Vermutung nahe, dass die Stromerhöhung auf einer Zeitskala passiert, die vergleichbar mit der Zerhackfrequenz  $f_{\text{CHOP}}$  ist.

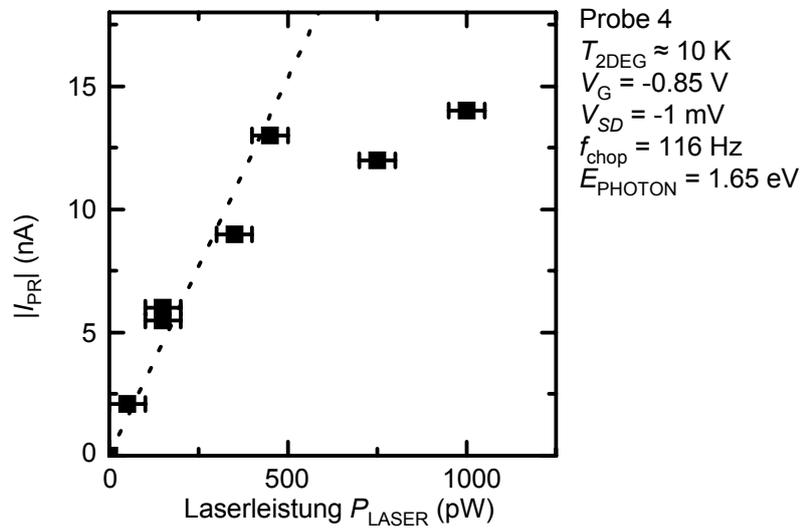
Der Zusammenhang zwischen der Amplitude der Fotoantwort und der Zerhackfrequenz  $f_{\text{CHOP}}$  ist in logarithmisch-linearer Auftragung in Abbildung 5.4 zu sehen. Die Fotoantwort von Probe 6 ist bei Beleuchtung der Brücke (schwarze Kästchen) größer als bei Beleuchtung der *source*-Zuleitung (rote Kästchen). Der Unterschied wird in den später folgenden ortsaufgelösten Messungen in Abschnitt 5.3 genauer untersucht. Mit größerer Zerhackfrequenz  $f_{\text{CHOP}}$  wird die Fotoantwort an beiden Anregungsarten kleiner. Im gezeigten Frequenzbereich halbiert sich die Fotoantwort sowohl der Brücke als auch von *source* im Frequenzbereich von  $f_{\text{CHOP}} \approx 10 \text{ Hz}$  bis  $f_{\text{CHOP}} \approx 1000 \text{ Hz}$  was einer charakteristischen Zeitkonstante der Größenordnung  $\tau_{\text{PR}} \approx 1 \text{ ms}$  entspricht. Das Verhalten kann allerdings nicht durch einen exponentiellen Abfall der Form  $|I_{\text{PR}}| \propto \exp(-f_{\text{CHOP}} \cdot \tau_{\text{PR}})$  beschrieben werden, der in logarithmisch-linearer Auftragung als Gerade dargestellt würde. Eine gute Annäherung an die Frequenzabhängigkeit wird unter Annahme mehrerer Zeitskalen im Bereich von  $\tau_{\text{PR}} \approx 1 \dots 10 \text{ ms}$  erzielt [86]. Es liegt die Vermutung nahe, dass sowohl die Zeitkonstante des Stromanstiegs während Beleuchtung als auch die des Stromabfalls bei Blockieren des Lasers beitragen. Die typische Rekombinationszeit freier Exzitonen liegt hingegen im Bereich weniger Nanosekunden [91] und kann hier ex-



**Abbildung 5.4:** Logarithmus der Fotoantwort  $|I_{PR}|$  von Probe 6, aufgetragen als Funktion der Zerschneidfrequenz  $f_{CHOP}$ . Bei Beleuchtung der Brücke (schwarze Kästchen) ist die Fotoantwort größer als bei Beleuchtung der *source*-Zuleitung (rote Kästchen). Die Fotoantwort halbiert sich in beiden Fällen auf einer Zeitskala von  $\tau_{PR} \approx 1 \dots 10 \text{ ms}$ .

perimentell nicht aufgelöst werden.

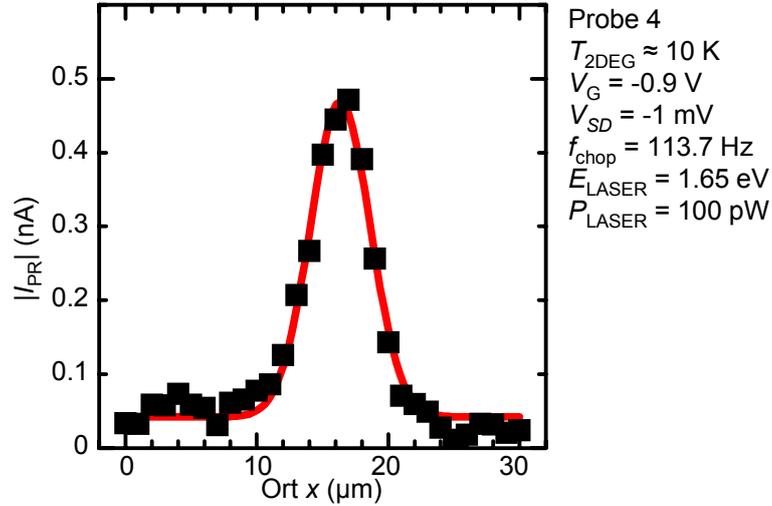
In Abbildung 5.5 ist die Fotoantwort von Probe 4 als Funktion der Laserleistung  $P_{LASER}$  aufgetragen. Die Fotoantwort wird bei Anregung in der Mitte der Apertur aufgenommen, die Laserleistung wird zwischen Objektiv und Probe gemessen. Diese Leistungsmessung muss innerhalb der Objektivbrennweite von 10 mm durchgeführt werden und ist deshalb bei den geringen verwendeten Anregungslaserleistungen experimentell schwierig. Die Messgenauigkeit wird durch Laser- und Raum-Streulicht auf  $\Delta P_{LASER} = \pm 50 \text{ pW}$  begrenzt. Trotz dieser großen relativen Ungenauigkeit ist anhand der Datenpunkte klar zu erkennen, dass die Fotoantwort mit größer werdender Anregungsleistung immer weniger steigt. Bei geringer Leistung  $P_{LASER} \lesssim 500 \text{ pW}$  ist die Fotoantwort näherungsweise proportional zur Laserleistung, was durch eine numerisch angepasste Gerade in Abbildung 5.5 veranschaulicht wird. Um die Interpretation der Messergebnisse zu erleichtern, werden sämtliche folgenden Messungen im Bereich linearer Antwort mit  $P_{LASER} \sim 100 \text{ pW}$  durchgeführt.



**Abbildung 5.5:** Fotoantwort  $|I_{\text{PR}}|$  von Probe 4 bei Beleuchtung der Aperturmitte, als Funktion der Laserleistung  $P_{\text{LASER}}$  aufgetragen. Die strichlierte Linie ist eine numerisch angepasste Gerade an die Datenpunkte mit  $P_{\text{LASER}} < 500 \text{ pW}$ . Bei diesen Leistungen ist die Fotoantwort annähernd proportional zur Laserleistung.

### 5.3 Ortsabhängigkeit der Fotoantwort

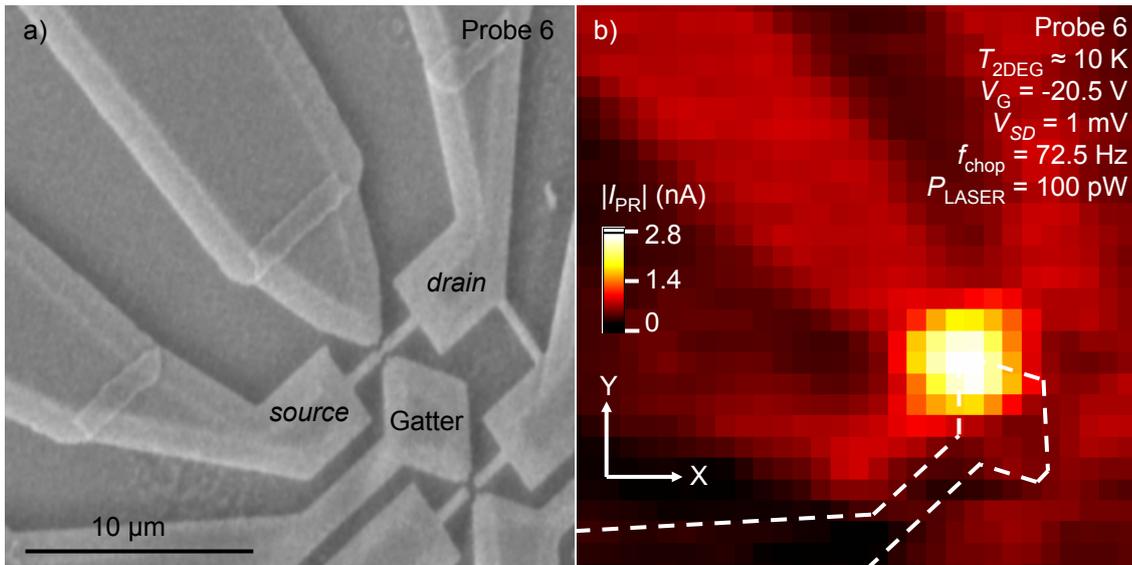
Vor der Diskussion eines Modells der Fotoantwort wird geklärt, wo Photonen absorbiert werden, wenn die beobachtete Fotoantwort auftritt. Die Abhängigkeit der Fotoantwort vom Ort der Laseranregung wird untersucht, indem während der Messung der Fotoantwort die Probe in Schritten von  $1\ \mu\text{m}$  relativ zum Anregungsfokus bewegt wird. Zur Bestimmung der experimentell erreichbaren Ortsauflösung wird diagonal über die Apertur von Probe 4 gescannt (vergleiche Abbildung 5.2 a)) und an jedem Ort  $|I_{\text{PR}}|$  gemessen. Abbildung 5.6 zeigt  $|I_{\text{PR}}|$  von Probe 4 als Funktion des Anregungsortes entlang der Diagonale. Die Fotoantwort beträgt  $|I_{\text{PR}}| \approx 0.5\ \text{nA}$



**Abbildung 5.6:** Fotoantwort  $|I_{\text{PR}}|$  von Probe 4 bei Bewegung des Anregungsortes in Schritten von  $1\ \mu\text{m}$  über die Apertur mit Diagonale  $\approx 3\ \mu\text{m}$ . Das Maximum der gemessenen Fotoantwort (schwarze Kästchen) beträgt  $|I_{\text{PR}}| \approx 0.5\ \text{nA}$  und tritt bei Beleuchtung der Aperturmitte auf. Die rote Linie ist eine an die Messdaten angepasste Gaußkurve mit Halbwertsbreite  $FWHM_{\text{IPR}} = 4.5\ \mu\text{m}$ .

in der Mitte der Apertur und fällt abseits der Apertur auf  $|I_{\text{PR}}| \approx 0.05\ \text{nA}$  ab. Dadurch wird bestätigt, dass das Goldgatter undurchsichtig für die verwendete Wellenlänge ist. Da die Fotoantwort proportional zur Laserleistung ist, gibt  $|I_{\text{PR}}|$  den Anteil der auf der aktiven Schicht auftreffenden Laserleistung wieder, der in der Apertur absorbiert wird. Eine numerisch an die Datenpunkte angepasste Gaußkurve mit einer Halbwertsbreite von  $FWHM_{\text{IPR}} \approx 4.5\ \mu\text{m}$  ist als rote Kurve eingezeichnet. Da die kleinste Schrittweite der verwendeten Schrittmotor-Positionierer  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1\ \mu\text{m}$  beträgt, sollte die Halbwertsbreite des Anregungsfokus im Bereich von  $FWHM_{\text{FOKUS}} \approx 3\text{...}4\ \mu\text{m}$  liegen und gibt in etwa die erzielbare Ortsauflösung an.

Nun wird die in Abbildung 5.7 a) abgebildete Oberfläche von Probe 6 in der Probenebene untersucht. Es sind nur die mit “source”, “drain” und “Gatter” bezeichneten Bereiche separat kontaktiert. Das linke obere Seitengatter ist an den äußeren Kontakten der Probe elektrisch mit *drain* verbunden, ebenso wie die übrigen Bereiche

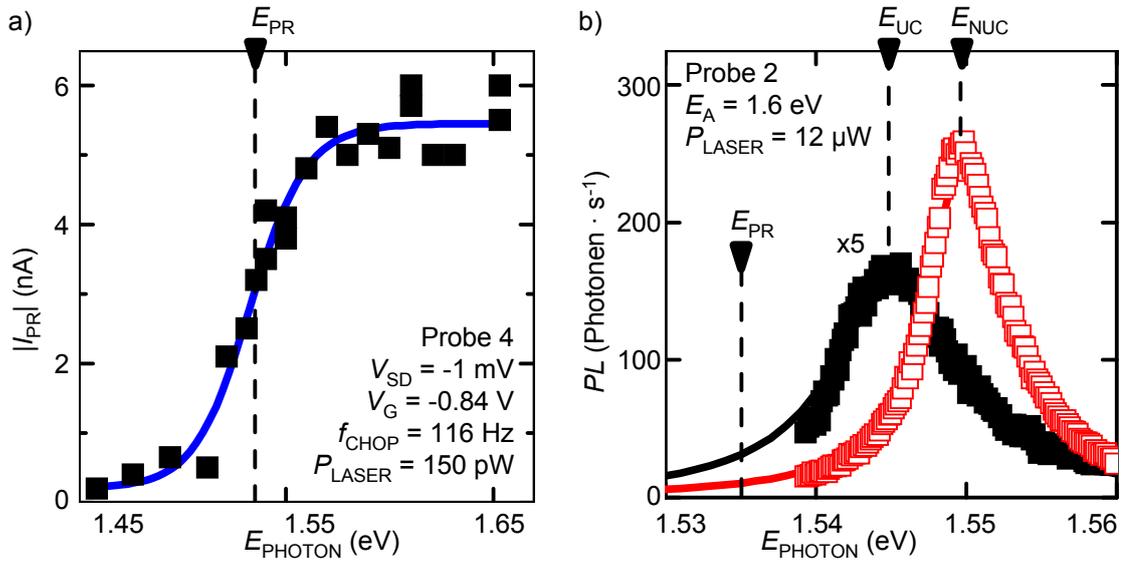


**Abbildung 5.7:** a) Elektronenmikroskopische Aufnahme der untersuchten Fläche von Probe 6. Die elektrischen Zuleitungen sind mit *source* und *drain* bezeichnet, an das zentrale Gatter wird die Gatterspannung angelegt. Das zweite Seitengatter (links oben) ist an den äußeren Kontakten der Probe elektrisch mit *drain* verbunden. b) Fotoantwort  $|I_{PR}|$ , in linearer Farbskala als Funktion des Anregungsortes aufgetragen ( $T_{2DEG} \approx 10$  K,  $V_G = -20.5$  V,  $V_{SD} = 1$  mV,  $f_{CHOP} = 72.5$  Hz,  $P_{LASER} = 100$  pW). Alle mit *source* oder *drain* elektrisch verbundenen Bereiche erzeugen eine Fotoantwort von  $|I_{PR}| \approx 0.7$  nA (rot). Die maximale Fotoantwort von  $|I_{PR}| = 2.8$  nA (weiß) tritt auf wenn die zentrale Brücke beleuchtet wird, bei Beleuchtung des GaAs-Substrats beträgt die Fotoantwort  $|I_{PR}| \approx 0.03$  nA (schwarz). Die Umrisse des benutzten Gatters sind weiß strichliert eingezeichnet.

der aktiven Schicht rechts unten. Abbildung 5.7 b) zeigt die Fotoantwort von Probe 6 in linearer Farbskala als Funktion des Anregungsortes. Hierbei wird  $|I_{PR}|$  von *source* nach *drain* gemessen, während die Position der Probe in Schritten von  $1 \mu\text{m}$  in der X-Y-Ebene abgerastert wird. Die angelegten Spannungen betragen  $V_G = -20.5$  V und  $V_{SD} = 1$  mV. Durch Vergleich mit Abbildung 5.7 a) wird klar, dass sich rote Flächen eindeutig den mit *source* oder *drain* verbundenen Flächen mit aktiver Schicht zuordnen lassen. Hier ist die Fotoantwort gegenüber den dazwischen liegenden Substratflächen um  $|I_{PR}| \approx 0.3$  nA erhöht. Das absolute Maximum der Fotoantwort mit  $|I_{PR}| \approx 2.8$  nA liegt am Ort der zentralen Brücke. Dieses Maximum ist nicht in Brückenrichtung elongiert, sondern innerhalb der experimentellen Ortsauflösung von  $1.5 \mu\text{m}$  kreisförmig. Daher liegt die Vermutung nahe, dass dieser Bereich um das näherungsweise kreisförmige Gebiet der Brückeneinschnürung mit Maßen von etwa  $0.6 \mu\text{m} \times 0.6 \mu\text{m}$  (Länge x Breite) zentriert ist. Ein klarer Unterschied zeigt sich zwischen den beiden Seitengattern, die gleich nahe an der Einschnürung liegen aber unterschiedlich kontaktiert sind. Während das linke obere Seitengatter mit *drain* verbunden ist und eine Fotoantwort aufweist, ist das elektrisch separat kontaktierte rechte Seitengatter weder mit *source* noch mit *drain* elektrisch verbunden und weist innerhalb des experimentellen Rauschens von  $|I_{PR}| \approx 0.03$  nA keine Fotoantwort auf.

Da die beiden Seitengatter strukturell gleich aufgebaut sind und gleich weit von dem Maximum der Fotoantwort entfernt liegen, lässt diese Beobachtung einen globalen Heizeffekt als Hauptursache der Fotoantwort als unwahrscheinlich erscheinen. Zusammenfassend kann also festgehalten werden, dass die beobachtete Stromerhöhung genau dann eintritt, wenn auf einen Bereich mit aktiver Schicht geleuchtet wird, der elektrisch mit *source* oder *drain* verbundenen ist.

In Abbildung 5.8 a) ist die Fotoantwort von Probe 4 bei Beleuchtung der Apertur in Abhängigkeit von der Energie der auftreffenden Photonen  $E_{\text{PHOTON}}$  aufgetragen. Damit gibt die gemessene Kurve in etwa die Absorptionskante für die anregenden

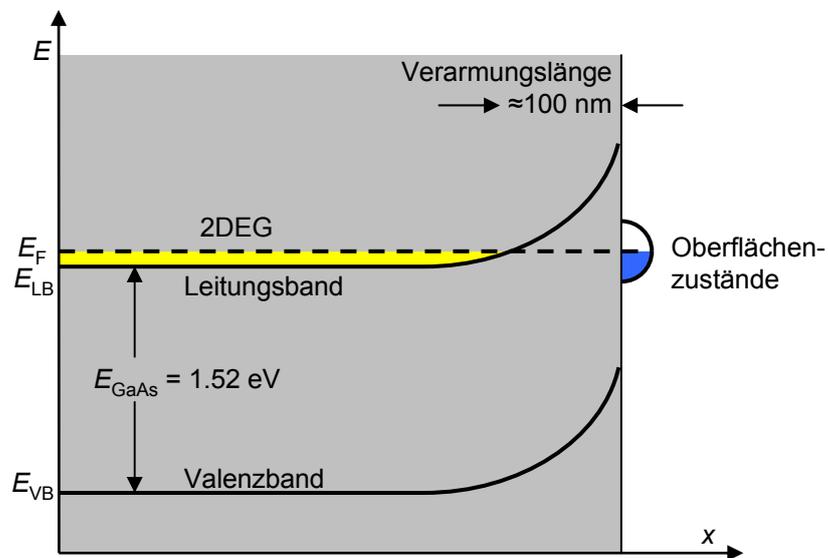


**Abbildung 5.8:** a) Die Fotoantwort  $|I_{\text{PR}}|$  von Probe 4 bei Beleuchtung der Apertur ist als Funktion der Energie der auftreffenden Photonen  $E_{\text{PHOTON}}$  aufgetragen. Die Energieabhängigkeit der gemessenen Fotoantwort (schwarze Kästchen) wird gut durch eine numerisch angepasste Boltzmann-Kurve (blau) beschrieben, die um die mittlere Absorptionsenergie  $E_{\text{PR}} = 1.535 \text{ eV}$  zentriert ist. b) Photolumineszenzspektren (PL) einer identisch aufgebauten Heterostruktur (Probe 2). Aufgetragen ist die Anzahl der pro Sekunde emittierten Photonen als Funktion ihrer Energie. Werden Photonen mit Energie  $E_{\text{A}} = 1.6 \text{ eV}$  auf eine nicht-unterätzte Stelle der aktiven Schicht fokussiert, emittiert die Probe Photonen mit mittlerer Energie  $E_{\text{NUC}} = 1.55 \text{ eV}$  (rote Kästchen). Bei Anregung an einer unterätzten Stelle ist das PL-Signal stark unterdrückt (schwarze Kästchen) und um die Emissionsenergie  $E_{\text{UC}} = 1.545 \text{ eV}$  zentriert. Zur Erleichterung des Vergleiches ist die Photonenzahl dieses Spektrums mit fünf multipliziert und die mittlere Absorptionsenergie aus a)  $E_{\text{PR}} = 1.535 \text{ eV}$  ebenfalls durch eine strichlierte Linie markiert.

Photonen in Abhängigkeit ihrer Energie wieder. Eine angepasste Boltzmann-Kurve der Form  $|I_{\text{PR}}| \sim 1/(1 + e^{(E_{\text{PHOTON}} - E_{\text{PR}})/dE})$  ist blau eingezeichnet und legt eine Absorptionskante von  $E_{\text{PR}} = 1.535 \text{ eV}$  nahe. Die energetische Verbreiterung von  $dE \approx 10 \text{ meV}$  ist konsistent mit der spektralen Verbreiterung des Anregungslasers. Das bedeutet, dass das Zentrum des absorbierenden Energieniveaus bei  $E_{\text{PR}} = 1.535 \text{ eV}$  liegt. Diese Energie ist deutlich größer als die Bandlücke von Galliumarsenid  $E_{\text{GaAs}} = 1.52 \text{ eV}$  und viel kleiner als die Bandlücke von  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  von

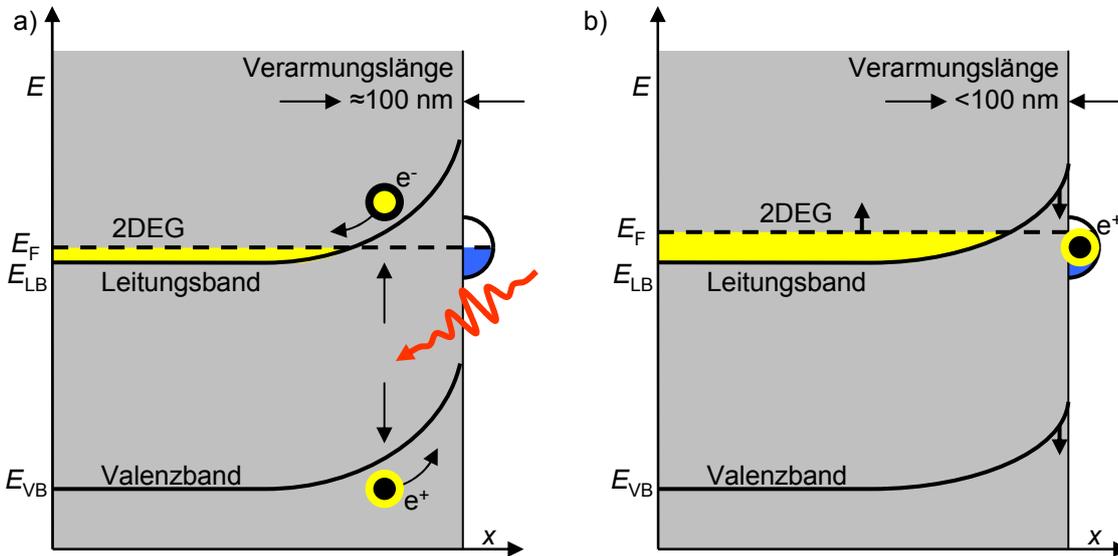
$E_{\text{AlGaAs}} = 1.90 \text{ eV}$ . Damit scheidet Absorption im Galliumarsenid-Substrat oder im  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  der aktiven Schicht als Ursache der Fotoantwort aus. Ein Vergleich mit der Schichtfolge der Heterostruktur (Abbildung 3.1) legt nahe, dass die Absorption in dem Galliumarsenid-Quantentrog erfolgt, der das 2DEG enthält. Aufgrund der zusätzlichen Subband-Quantisierungsenergie des Quantentroges  $\Delta\epsilon^{2\text{D}}$  ist  $E_{\text{PR}}$  größer als die Bandlücke des umgebenden Galliumarsenid. Eine weitere Information über die Resonanzenergie des Quantentroges liefert die Betrachtung des Photolumineszenzsignals einer nominell identischen Heterostruktur. Bei diesem Experiment werden Photonen mit Energie  $E_{\text{A}} = 1.6 \text{ eV}$  auf die Probe fokussiert, wo sie von Galliumarsenid absorbiert werden und Elektron-Loch-Paare erzeugen. Innerhalb ihrer Lebensdauer relaxieren diese energetisch und können strahlend rekombinieren. Die Photolumineszenzspektren weisen daher typischerweise Maxima sowohl bei  $E_{\text{GaAs}} = 1.52 \text{ eV}$  als auch bei der Energie der untersuchten Quantentröge auf. Abbildung 5.8 b) zeigt die Anzahl der pro Sekunde detektierten Photonen von Probe 2 als Funktion ihrer Energie. Das Photolumineszenzspektrum einer nicht-unterätzten Stelle der aktiven Schicht (rote Kästchen) ist um die Energie  $E_{\text{NUC}} = 1.55 \text{ eV}$  zentriert, während bei Anregung an einer unterätzten Stelle das Photolumineszenz-Signal deutlich kleiner ist und die mittlere Emissionsenergie bei  $E_{\text{UC}} = 1.545 \text{ eV}$  liegt (schwarze Kästchen). Um den Vergleich der beiden Photolumineszenz-Spektren zu erleichtern, ist die Photonrate der unterätzten Schicht mit fünf multipliziert.

Eine nahe liegende Ursache für die ortsabhängige Verschiebung der Resonanzenergie ist der Stark-Effekt aufgrund eines elektrischen Feldes [94]. Nanostrukturierte Bauelemente besitzen typischerweise elektrostatische Felder an den Probenrändern [95]. Der Ursprung solcher Randfelder liegt hier in den Oberflächenzuständen von Galliumarsenid, die die Fermienergie an der Oberfläche in die Mitte der Bandlücke festlegt [96]. Im Inneren der Probe liegt die Fermienergie dagegen aufgrund der Siliziumdotierung in dem Leitungsband. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 5.9 schematisch dargestellt. Aufgetragen ist die Energie von Leitungsbandboden und Valenzbandboden in der Ebene des Quantentroges als Funktion des Ortes. Im Probeninneren (links) liegt die Fermienergie  $E_{\text{F}}$  über der Energie des Leitungsbandbodens  $E_{\text{LB}}$ , weshalb sich hier freie Elektronen (das 2DEG) befinden. An der Probenoberfläche (rechts) zwingen Oberflächenzustände von Galliumarsenid die Fermienergie in die Mitte der Bandlücke, wodurch das 2DEG am Probenrand verarmt wird. Der dazwischenliegende Übergangsbereich wird Verarmungszone genannt und wurde in Abschnitt 4.2.1 auf eine Länge von  $l_{\text{DEP}} \approx 100 \text{ nm}$  bestimmt. In den unterätzten Bereichen der Probe ist deshalb davon auszugehen, dass ein elektrisches Feld mit Anteilen sowohl in der Ebene des Quantentroges als auch senkrecht dazu besteht. Die elektrische Feldstärke Verarmungszone kann abgeschätzt werden als  $F \approx E_{\text{GaAs}}/2 \cdot e \cdot l_{\text{DEP}} = 7.6 \cdot 10^6 \text{ V/m}$ . Diese Feldstärke reicht aus, um die beobachtete Energieverschiebung in den unterätzten Bereichen zu erklären [94], und ist stark genug, um optisch erzeugte Elektron-Loch-Paare zu ionisieren [97]. Von diesem Trennungsmechanismus für Elektron-Loch-Paare ausgehend ist es nun möglich, ein Modell für die Ursache der Fotoantwort zu erstellen.



**Abbildung 5.9:** Energieschema in der Ebene des Quantentroges als Funktion des Ortes. Im Galliumarsenidkristall (grau) sind die Energie von Leitungsbandboden  $E_{\text{LB}}$  und Valenzbandboden  $E_{\text{VB}}$  durch die Bandlücke  $E_{\text{GaAs}} = 1.52 \text{ eV}$  getrennt. Die Subband-Quantisierungsenergie des Quantentroges ist der Übersichtlichkeit halber nicht eingezeichnet. Im Probeninneren (links) ist die Fermienergie  $E_{\text{F}} > E_{\text{LB}}$ , hier befindet sich das 2DEG (gelb). Am Probenrand (rechts) zwingen die Oberflächenzustände von Galliumarsenid die Fermienergie in die Mitte der Bandlücke. In der dazwischenliegenden Verarmungszone mit Länge  $l_{\text{DEP}} \approx 100 \text{ nm}$  existiert ein starkes elektrisches Feld.

## 5.4 Modell der Fotodotierung



**Abbildung 5.10:** a) Energieschema des Ionisierungsprozesses, aufgetragen als Funktion des Ortes in der Ebene des Galliumarsenid-Quantentroges. Zur Erhöhung der Übersichtlichkeit sind die Energien nicht maßstabsgetreu aufgetragen. Ein Photon (rote Schlangenlinie) erzeugt ein Elektron im Leitungsband (oben) und ein Loch im Valenzband (unten) des Quantentroges. In der Verarmungszone mit Breite  $l_{DEP} \approx 100$  nm wird das Elektron-Loch-Paar vom lateralen elektrischen Feld ionisiert. Das Elektron folgt dem Potenzialgradienten des Leitungsbandes ins innere der Probe (links), das Loch wird an die Probenoberfläche (rechts) gezogen. b) Das gleiche Energieschema nach erfolgter Ionisierung des Elektron-Loch-Paares. Das erzeugte Elektron befindet sich nun im 2DEG der Probe, deshalb ist die Fermienergie  $E_F$  (strichlierte Linie) größer als in a) und der elektrische Leitwert der Probe ist erhöht. Das Loch ist an der Oberfläche der Probe lokalisiert und senkt durch seine positive Ladung die Energie von Leitungs- und Valenzband. Sobald ein Elektron aus dem 2DEG durch Tunneln mit dem Loch rekombiniert, stellt sich wieder die in a) skizzierte Potenzialverteilung ein.

Abbildung 5.10 a) zeigt das Energieschema innerhalb des Galliumarsenid-Quantentroges (grau) als Funktion des lateralen Abstandes zur Probenoberfläche (rechts). Aufgrund der Photonenenergie-Abhängigkeit der Fotoantwort kann davon ausgegangen werden, dass die Fotoantwort aufgrund von Photonenabsorption im Galliumarsenid-Quantentrog geschieht, der das 2DEG enthält (vergleiche Abbildung 5.8). Bei Absorption eines Photons (rote Schlangenlinie) wird ein Elektron im Leitungsband (oben) und ein Loch im Valenzband (unten) erzeugt. Falls das Elektron-Loch-Paar innerhalb seiner Lebensdauer in den Bereich der lateralen Verarmungszone kommt, wird es vom dort anliegenden elektrischen Feld ionisiert. Dort wird das Elektron vom elektrischen Feld ins Innere der Probe (nach links) beschleunigt, wo es zu einem zusätzlichen freien Elektron des 2DEG wird. Das Loch wird zur Oberfläche der Probe (nach rechts) beschleunigt, wo es aufgrund der Oberflächenzustände von Galliumarsenid lokalisiert ist. In Abbildung 5.10 b) ist das Ergebnis des beschriebenen

Prozesses gezeigt. Das optisch erzeugte Elektron ist nun Teil des 2DEG (gelb) und erhöht aufgrund der Beziehung  $E_F = \frac{\hbar^2 \pi n_S}{m_e^*}$  die Fermienergie  $E_F$  (horizontal strichlierte Linie). Die Erhöhung der Ladungsträgerdichte  $n_S$  wirkt sich auf sämtliche elektrisch miteinander verbundenen Bereiche des 2DEG aus und bewirkt aufgrund der Drude-Beziehung für die Leitfähigkeit  $\sigma = e^2 \tau n_S / m_e^*$  die beobachtete Erhöhung des elektrischen Leitwertes bei Beleuchtung der aktiven Schicht. Hierbei bezeichnet  $\tau$  die mittlere Streuzeit und  $m_e^*$  die effektive Elektronenmasse in Galliumarsenid. Das optisch erzeugte Loch bleibt als lokale positive Ladung zurück, die wie ein entsprechend geladenes Seitengatter wirkt. Deren Einfluss auf den Leitwert der Probe sollte maximal sein an der engsten leitenden Stelle der Probe, nämlich am Ort der Brückeneinschnürung. Diese Annahmen werden von der in Abbildung 5.7 beobachteten Ortsabhängigkeit der Fotoantwort unterstützt. Eine Rekombination des lokalisierten Loches kann nur mithilfe eines Elektrons aus dem 2DEG erfolgen. Aufgrund des großen lateralen Abstandes, der durch die Verarmungslänge  $l_{\text{DEP}} \approx 100$  nm gegeben ist, kann ein solcher Rekombinationsprozess Millisekunden bis Sekunden dauern [98]. Somit ist das Modell der räumlichen Trennung von Loch und 2DEG kompatibel mit der ungewöhnlich langen Zeitkonstante der Fotoantwort von  $\tau \approx 1 \dots 10$  ms, die aus der Zerhackfrequenz-Abhängigkeit in Abbildung 5.4 folgt.

Das beschriebene Modell beruht demnach auf zwei Effekten, die aus der räumlichen Trennung von Elektronen und Löchern folgen. Einerseits der kapazitive Einfluss der lokalisierten Löcher, andererseits der Beitrag durch zusätzliche freie Elektronen. Dies weist Analogien zur n-Dotierung von Halbleitern auf, wie sie beispielsweise in den verwendeten Proben zur Erzeugung des 2DEG zum Einsatz kommt. Lokalisierte Donatoratome, beispielsweise Siliziumatome in einem Galliumarsenidkristall, werden ionisiert. Die so gewonnenen freien Elektronen sind aufgrund der Bandstruktur räumlich von den Donatoratomen getrennt und bilden das 2DEG (vergleiche Bandstruktur in Abbildung 3.1). Die positiv geladenen Donatoratome bleiben hingegen lokalisiert. Aufgrund der Analogie zu der beschriebenen Methode der Siliziumdotierung wird der in Abbildung 5.10 beschriebene Vorgang als Fotodotierung bezeichnet [99].

Durch eine einfach Überschlagsrechnung kann überprüft werden, ob das Modell der Fotodotierung mit der gemessenen Amplitude der Fotoantwort von Probe 6 kompatibel ist. Die Amplitude der Fotoantwort bei Beleuchten des 2DEG beträgt  $|I_{\text{PR}}| \approx 300$  pA bei einem *source-drain*-Strom von  $|I_{\text{SD}}| \approx 200$  nA. Für die nötige Änderung des elektrischen Leitwertes müsste die Elektronenzahl  $N_e$  und damit die Fermienergie des 2DEG um  $\Delta N_e / N_e \propto \Delta E_F / E_F \propto |I_{\text{PR}}| / |I_{\text{SD}}| \approx 10^{-3}$  erhöht werden. Die Elektronenzahl des 2DEG kann abgeschätzt werden über  $N_e = A_{\text{aktiv}} \cdot n_S \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \cdot 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} = 10^9$ . Hierbei bezeichnet  $n_S$  die Flächenladungsträgerdichte und  $A_{\text{aktiv}}$  die Fläche der aktiven Schicht. Somit ergibt sich die Anzahl zusätzlicher Elektronen im 2DEG zu  $\Delta N_e = 10^{-3} \cdot N_e = 10^6$ . Das ist weniger als die Anzahl der Photonen  $N_{\text{PHOTON}}$ , die pro Zerhack-Zyklus auf die Probe auftreffen, die gegeben ist durch  $N_{\text{PHOTON}} = P_{\text{LASER}} / (E_{\text{PHOTON}} \cdot 2 \cdot f_{\text{CHOP}}) = 300 \text{ pW} / (1.55 \text{ eV} \cdot 2 \cdot 74 \text{ Hz}) \approx 10^7$ .

Das Modell der Fotodotierung ist also konsistent mit der Amplitude der Fotoantwort.

# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden die elektronischen, mechanischen und optischen Eigenschaften von GaAs/AlGaAs-Heterostruktur-Brücken mit Abmessungen von typischerweise  $6\ \mu\text{m} \times 600\ \text{nm} \times 90\ \text{nm}$  (Länge  $\times$  Breite  $\times$  Dicke) untersucht. Das Spektrum optischer Phononen wird mittels ortsaufgelöster Mikro-Ramanstreuung nachgewiesen, die eine interessante Methode der Charakterisierung dieser Nanostrukturen darstellt. Die Brücken stellen allerdings ebenfalls eine Kavität für akustische Phononen mit Wellenlängen in der Größenordnung von  $100\ \text{nm}$  dar. Diese werden bei tiefen Temperaturen mittels der so genannten Transportspektroskopie untersucht.

Hierzu enthalten die Brücken senkrecht zur Wachstumsrichtung der Heterostruktur ein zweidimensionales Elektronengas, welches mittels Schottkygattern oder geätzter Einschnürungen gezielt lokal verarmt werden kann. So wird bei tiefen Temperaturen ein eindimensionaler Quantenpunktkontakt definiert, wenn die Elektronen zusätzlich zur Wachstumsrichtung in einer weiteren Raumrichtung räumlich in der Größenordnung ihrer Wellenlänge eingeschränkt werden. Dies geschieht hier entweder durch die Verwendung mehrerer Schottkygatter oder mittels geätzter Einschnürungen in Verbindung mit lateral angrenzenden Gattern. Bei geeignet gewählten Gatterspannungen kann eine vollständige Diskretisierung der Eigenenergien erreicht werden und ein Quantenpunkt wird definiert. Das angrenzende zweidimensionale Elektronengas wird als *source*- und *drain*-Zuleitungen genutzt, durch die Strom in Abhängigkeit von der Konfiguration der Nanostruktur gemessen wird. Die Verwendung von Schottkygattern verspricht hierbei mehr Kontrolle, da das lokale elektrostatische Potenzial über die Spannungen an vielen kleinen Metallgattern sehr genau eingestellt werden kann. Allerdings zeigt sich, dass die zeitliche Stabilität der Strukturen aufgrund von Leckströmen zwischen Schottkygattern und zweidimensionalem Elektronengas unzureichend ist [60]. Andererseits eignen sich die vorgestellten Nanostrukturen mit geätzten Einschnürungen hervorragend für Transportmessungen bei tiefen Temperaturen. Der hohe Grad an elektrostatischer Stabilität geht allerdings mit einem geringeren Maß an Flexibilität einher, da die Probengeometrie festgelegt, ob beispielsweise Quantenpunktkontakte oder (Doppel-)Quantenpunkte hergestellt wer-

den.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit gelingt die Herstellung freitragender Quantenpunktkontakte mit beiden Methoden. Die geätzten Quantenpunktkontakte weisen eine bemerkenswert große Quantisierungsenergie auf, was auf ein steiles Einschlusspotenzial hindeutet. Zusätzlich eignen sich diese Strukturen gut für optoelektronische Experimente, bei denen optisch erzeugte Ladungsträger im *source-drain*-Strom nachgewiesen werden. Der dabei beobachtete Effekt einer mehrere Millisekunden anhaltenden Leitwerterhöhung wird durch das Modell der so genannten “Fotodotierung” beschrieben [99]. Hierbei werden Elektron-Loch-Paare optisch erzeugt und von Randfeldern ionisiert. Das Loch wird an der Oberfläche der Nanostruktur lokalisiert, wohingegen das Elektron frei ist. Prinzipiell können bei geeigneter Wahl der Polarisation der Photonen gezielt Elektronen einer Spinsorte erzeugt werden. Für zukünftige Experimente erscheint es daher reizvoll, den Effekt der Fotodotierung zur Untersuchung von Spin-Effekten zu nutzen indem beispielsweise ein Quantenpunktkontakt als Spinfilter eingesetzt wird.

Die Transportuntersuchungen der elektronischen Zustände eines freitragenden Quantenpunktes gehen der Frage nach, ob die von der Theorie vorhergesagten Phononenkavitätsmoden der Brücke in Form von Anregungszuständen des Quantenpunktes beobachtbar sind. Tatsächlich werden die experimentellen Signaturen phononischer Anregungszustände beobachtet, die eine Energie der Schwingungsmoden von ungefähr  $260 \mu\text{eV}$  nahe legen. In der selben Quantenpunkt-Konfiguration ist darüber hinaus der Strom durch den Quantenpunkt-Grundzustand unterdrückt. Dieser als Phonon-Blockade [26] oder Franck-Condon-Blockade [22] bekannte Effekt wurde bereits von E. M. Weig an einem freitragenden Quantenpunkt beobachtet und unterstützt die Interpretation der beobachteten Anregungszustände als Phononmoden der Brücke.

Zusätzlich wird durch die Herstellung eines freitragenden seriellen Doppelquantenpunktes eine weitere Untersuchung des Phononspektrums der Brücke ermöglicht. Zwei Quantenpunkte werden als energetische Filter genutzt, indem der inelastische Tunnelstrom durch die Quantenpunkte als Funktion des Energieunterschieds ihrer Grundzustände gemessen wird. Im Gegensatz zu den Experimenten an einem einzelnen Quantenpunkt sind in dem untersuchten Doppelquantenpunkt Anregungszustände mit Energie  $\lesssim 300 \mu\text{eV}$  allerdings nicht experimentell auflösbar, da einer der beiden Quantenpunkte zu stark an seine Zuleitung tunnelkoppelt. Hier versprechen zukünftige Strukturen Abhilfe, die auf die Herstellung eines freitragenden Doppelquantenpunktes ausgelegt sind. Eine größere Anzahl von Gattern und Einschnürungen sollte das das Einstellen von Tunnelbarrieren und elektrochemischem Potenzial der Quantenpunkte unabhängig voneinander ermöglichen.

Nichtsdestotrotz können an dem untersuchten Doppelquantenpunkt deutliche Resonanzen mit einer Anregungsenergie von  $\sim 600 \mu\text{eV}$  beobachtet werden. Im Gegensatz zu elektronischen Anregungszuständen ist deren Anregungsenergie unabhängig von der magnetischen Feldstärke und der Stromrichtung. Dies wird als deutliches Indiz dafür gewertet, dass die beobachteten Anregungszustände phononischen Ursprungs

sind.

Um zweifelsfrei entscheiden zu können, ob es sich bei den Anregungszuständen des Einzel- und Doppelquantenpunktes um phononische Anregungen handelt, bieten sich in Zukunft Untersuchungen an Brücken unterschiedlicher Dicke an. Da die charakteristische Energie von Kavitätsphononen invers proportional zur Brückendicke ist, sollte diese Beziehung bei systematischen Untersuchungen nachweisbar sein. Ein alternativer Nachweis wäre durch eine Messung der Kohärenzzeit von Elektronenzuständen eines Quantenpunktes denkbar. Beispielsweise stellen akustische Phononen wahrscheinlich den dominanten Beitrag zur Singlett-Triplett-Relaxation dar [55]. Ein Nachweis der gezielten Modifizierung der phononischen Zustandsdichte ist daher insbesondere für Forschung auf dem Gebiet der Festkörper-basierten Quanteninformationsverarbeitung von großem Interesse.



# Bibliographie

- [1] Reformprojekt der Bundesregierung, <http://www.wissen-schafft-wohlstand.de>
- [2] G. E. Moore, *Cramming more components onto integrated circuits*, Electronics **38**, 8 (1965)
- [3] <http://www.intel.com/corporate/techtrends/emea/deu/quad-core/hafnium.htm>
- [4] S. Datta, *Electronic transport in mesoscopic systems*, Cambridge University Press (1995)
- [5] L. P. Kouwenhoven, C. M. Marcus, P. L. McEuen, S. Tarucha, R. M. Westervelt, N. S. Wingreen, *Electron transport in quantum dots*, Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on Mesoscopic Electron Transport, edited by L.L. Sohn, L.P. Kouwenhoven, and G. Schön (1997)
- [6] W. G. van der Wiel, S. De Franceschi, J. M. Elzerman, T. Fujisawa NTT, S. Tarucha, L. P. Kouwenhoven, *Electron transport through double quantum dots*, Rev. Mod. Phys. **75**, 1 (2002)
- [7] R. Landauer, IBM J. Res. Dev. **1**, 223 (1957)
- [8] M. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer, S. Pinhas, *Generalized many-channel conductance formula with application to small rings*, Phys. Rev.B **31**, 6207 (1985)
- [9] A. Szafer, A. D. Stone, *Theory of Quantum Conductance through a Constriction*, Phys. Rev. Lett. **62**, 3 (1989)
- [10] S. Tarucha, D. G. Austing, T. Honda, R. J. van der Hage, L. P. Kouwenhoven, *Shell Filling and Spin Effects in a Few Electron Quantum Dot*, Phys. Rev. Lett. **77**, 3613 (1996)
- [11] F. Simmel, *Transporteigenschaften von Quantenpunkten*, Dissertation an der LMU München (1999)
- [12] V. Fock, *Bemerkung zur Quantelung des harmonischen Oszillators im Magnetfeld*, Zeitschrift für Physik **47**, 446 (1928)

- [13] C. G. Darwin, *The diamagnetism of the free electron*, Proc. Cambridge Philos. Soc. **27**, 86 (1930)
- [14] M. Ciorga, A. S. Sachrajda, P. Hawrylak, C. Gould, P. Zawadzki, S. Jullian, Y. Feng, Z. Wasilewski, *Addition spectrum of a lateral dot from Coulomb and spin-blockade spectroscopy*, Phys. Rev. B **61**, R16315 (2000)
- [15] F. Hofmann, *Transportuntersuchungen an einzelnen und gekoppelten Quantendotstrukturen*, Diplomarbeit an der LMU München (1994)
- [16] R. H. Blick, D. Pfannkuche, R. J. Haug, K. v. Klitzing, K. Eberl, *Formation of a Coherent Mode in a Double Quantum Dot*, Phys. Rev. Lett. **80**, 18 (1998)
- [17] T. Fujisawa, T. H. Oosterkamp, W. G. van der Wiel, B. W. Broer, R. Aguado, S. Tarucha, L. P. Kouwenhoven, *Spontaneous Emission Spectrum in Double Quantum Dot Devices*, Science **282**, 932 (1998)
- [18] P. Gianozzi, S. Gironcoli, P. Pavone, S. Baroni, *Ab initio calculation of phonon dispersions in semiconductors*, Phys. Rev. B **43**, 3 (1991)
- [19] S. Debald, *Nichtlinearer Transport durch gekoppelte Quantenpunkte in einer Phononenkavität*, Diplomarbeit an der Universität Hamburg (2000)
- [20] S. Debald, T. Brandes, B. Kramer, *Control of dephasing and phonon emission in coupled quantum dots*, Phys. Rev. B **66**, 041301 (2002)
- [21] S. Braig, K. Flensberg, *Vibrational sidebands and dissipative tunneling in molecular transistors*, Phys. Rev. B **68**, 205324 (2003)
- [22] J. Koch, F. von Oppen, *Franck-Condon Blockade and Giant Fano Factors in Transport through Single Molecules*, Phys. Rev. Lett. **94**, 206804 (2005)
- [23] J. Franck, *Elementary processes of photochemical reactions*, Trans. Faraday Soc **21**, 536–542 (1926)
- [24] E. U. Condon, *A Theory of Intensity Distribution in Band Systems*, Phys. Rev. **28**, 1182–1201 (1926)
- [25] E. U. Condon, *Nuclear Motions Associated with Electron Transitions in Diatomic Molecules*, Phys. Rev. **32**, 858–872 (1928)
- [26] E. M. Weig, R. H. Blick, T. Brandes, J. Kirschbaum, W. Wegscheider, M. Bichler, J. P. Kotthaus, *Single-Electron-Phonon Interaction in a Suspended Quantum Dot Phonon Cavity*, Phys. Rev. Lett. **92**, 046804 (2004)
- [27] S. Sapmaz, P. Jarillo-Herrero, Ya. M. Blanter, C. Dekker, H. S. J. van der Zant, *Tunneling in Suspended Carbon Nanotubes Assisted by Longitudinal Phonons*, Phys. Rev. Lett. **96**, 026801 (2006)

- [28] M. Bichler und W. Wegscheider (1997), Dicke der aktiven Schicht  $z = 130$  nm, Elektronenbeweglichkeit  $\mu_{\text{dunkel}} = 234000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , Elektronendichte  $n_{\text{s,dunkel}} = 9.1 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$
- [29] M. Bichler, D. Schuh und W. Wegscheider (2000), Dicke der aktiven Schicht  $z = 130$  nm, Elektronenbeweglichkeit  $\mu_{\text{dunkel}} = 411000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , Elektronendichte  $n_{\text{s,dunkel}} = 2.55 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$
- [30] M. Bichler, D. Schuh und W. Wegscheider (2002), Dicke der aktiven Schicht  $z = 90$  nm, Elektronenbeweglichkeit  $\mu_{\text{dunkel}} = \text{unbekannt}$ , Elektronendichte  $n_{\text{s,dunkel}} = 7.8 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$
- [31] Frei verfügbar bei: <http://nextnano.de/>
- [32] C. Rössler, *Kohärente Spin-Phänomene in elektrostatisch definierten Quantenpunkten*, Diplomarbeit an der LMU München (2004)
- [33] S. P. Riege, *Ferninfrarot-Transmissionsspektroskopie an tiefmesageätzten AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen*, Diplomarbeit an der Uni Hamburg (1996)
- [34] E. Yablonovitch, T. Gmitter, J. P. Harbinson und R. Bhat, *Extreme selectivity in the lift-off of epitaxial GaAs films*, Appl. Phys. Lett. **51**, 2222 (1987)
- [35] J. Rössler, Dissertation an der TU München (in Vorbereitung)
- [36] R. Merlin, C. Colvard, M. V. Klein, H. Morkoc, A. Y. Cho, A. C. Gossard, *Raman scattering in superlattices - Anisotropy of polar phonons*, Appl. Phys. Lett. **36** (1980)
- [37] A. Kristensen, J. B. Jensen, M. Zaffalon, C. B. Sorensen, S. M. Reimann, P. E. Lindelof, M. Michel, A. Forchel, *Conductance quantisation above 30 K in GaAlAs shallow-etched quantum point contacts smoothly joined to the background 2DEG*, J. Appl. Phys. **83**, 1 (1998)
- [38] J. Dienelt, K. Otte, K.P. Zimmer, F. Pietag, F. Bigl, *Fabrication of surface gratings in GaAs and AlGaAs by electron beam lithography and chemically assisted ion beam etching*, Proceedings of SPIE, Band 3739, S. 195-205 (1999)
- [39] S. W. Pang, G. A. Lincoln, R. W. McClelland, P. D. DeGraff, M. W. Geis, W. J. Piacentini, *Effects of dry etching on GaAs*, J. Vac. Sci. Technol. B1, 1334 (1983)
- [40] E. M. Weig, *Elektron-Phonon-Kavitäten: Transportuntersuchungen an freitragenden Quantenpunkten*, Dissertation an der LMU München (2004)
- [41] [http://www.oxfordplasma.de/technols/rie\\_ic.d.htm](http://www.oxfordplasma.de/technols/rie_ic.d.htm)
- [42] G. Franz, Vortrag am Walter-Schottky-Institut der TU München (2007)
- [43] D. Schröer, *Elektronische Transporteigenschaften freitragender Phononenkavitäten*, Diplomarbeit an der LMU München (2003)

- [44] D. Harbusch, *Ätzen von Hall-Strukturen*, F2-Praktikum an der LMU München, betreut von C. Rössler und S. Ludwig(2005)
- [45] A. K. Hüttel, *Gekoppelte Quantenpunkte im Bereich niedrigster Elektronenzahlen*, Dissertation an der LMU München (2005)
- [46] H. Qin, *GPPlus*, Messprogramm für einfache logische Schleifen, LMU München (2002)
- [47] J. Moser, *Sequencer 4*, Protokoll-basiertes Messprogramm, LMU München (2006)
- [48] Q. Unterreithmeier, *Labmaster*, Protokoll-basiertes Messprogramm, LMU München (2007)
- [49] C. Rössler, O. Sqalli, *Betrachter*, Programm zur Darstellung und Manipulation dreidimensionaler Datensätze, LMU München (2007)
- [50] L. P. Kouwenhoven, S. Jauhar, J. Orenstein, P. L. McEuen, Y. Nagamune, J. Motohisa, H. Sakaki, *Observation of Photon-Assisted Tunneling through a Quantum Dot*, Phys. Rev. Lett. **73**, 3443 - 3446 (1994)
- [51] H. Qin, F. Simmel, R. H. Blick, J. P. Kotthaus, W. Wegscheider, M. Bichler, *Determination of the complex microwave photoconductance of a single quantum dot*, Phys. Rev. B **63**,035320 (2001)
- [52] <http://www.emersoncuming.com/other/1266.pdf>
- [53] D. Kupidura, Dissertation an der LMU München (in Vorbereitung)
- [54] <http://de.wikipedia.org/wiki/Verdünnungskryostat>
- [55] T. Meunier, I. T. Vink, L. H. Willems van Beveren, K-J. Tielrooij, R. Hanson, F. H. L. Koppens, H. P. Tranitz, W. Wegscheider, L. P. Kouwenhoven, L. M. K. Vandersypen, *Experimental Signature of Phonon-Mediated Spin Relaxation in a Two-Electron Quantum Dot*, Phys. Rev. Lett. **98**, 126601 (2007)
- [56] H. Qin, A. W. Holleitner, K. Eberl, R. H. Blick, *Coherent superposition of photon- and phonon-assisted tunneling in coupled quantum dots*, Phys. Rev. B **64**, 241302(R) (2001)
- [57] R. H. Blick, F. G. Monzon, W. Wegscheider, M. Bichler, F. Stern, M. L. Roukes, *Magnetotransport measurements on freely suspended two-dimensional electron gases*, PRB **62**, 17103 (2000)
- [58] J. Kirschbaum, E. M. Höhberger, R. H. Blick *Integrating suspended quantum dot circuits for applications in nanomechanics*, Appl. Phys. Lett. **81**, 280 (2002)

- 
- [59] E. M. Höhberger, T. Krämer, W. Wegscheider, R. H. Blick, *In situ control of electron gas dimensionality in freely suspended semiconductor membranes*, Appl. Phys. Lett. **82**, 23 (2003)
- [60] C. Rossler, M. Bichler, D. Schuh, W. Wegscheider, S. Ludwig, *Laterally defined freely suspended quantum dots in GaAs/AlGaAs heterostructures*, Nanotechnology **19**, 165201 (2008)
- [61] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern, *Electronic properties of two-dimensional systems*, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982)
- [62] P. L. McEuen, B. W. Alphenaar, R. G. Wheeler, R. N. Sacks, *Resonant transport effects due to an impurity in a narrow constriction*, Surface Science **229**, 312 (1990)
- [63] M. Pioro-Ladrière, J. H. Davies, A. R. Long, A. S. Sachrajda, L. Gaudreau, P. Zawadzki, J. Lapointe, J. Gupta, Z. Wasilewski, S. Studenikin, *Origin of switching noise in GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As lateral gated devices*, Phys. Rev. B **72**, 115331 (2005)
- [64] F. Hofmann, T. Heinzl, D.A. Wharam, J.P. Kotthaus, G. Böhm, W. Klein, G. Tränkle, and G. Weimann, *Single electron switching in a parallel quantum dot*, Phys. Rev. B **51**, 13872 (1995)
- [65] A. K. Hüttel, S. Ludwig, H. Lorenz, K. Eberl, J. P. Kotthaus, *Direct control of the tunnel splitting in a one-electron double quantum dot*, Phys. Rev. B **72**, 081310(R) (2005)
- [66] S. J. Chorley, *Electron Transport in Free-Standing, Low-Dimensional Systems*, Dissertation an der Universität von Cambridge (2007)
- [67] T. J. Thornton, M. L. Roukes, A. Scherer, B. P. Van de Gaag, *Boundary scattering in quantum wires*, Phys. Rev. Lett. **63**, 2128 (1989)
- [68] M. Herz, *Elektronentransport durch freitragende Nanostrukturen in GaAs*, Diplomarbeit an der LMU München (2007)
- [69] M. Büttiker, *Quantized transmission of a saddle-point constriction*, Phys. Rev. B **41**, 11, 7906 (R) (1990)
- [70] B. J. van Wees, L. P. Kouwenhoven, E. M. M. Willems, C. J. P. M. Harmans, J. E. Mooij, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, C. T. Foxon, *Quantum ballistic and adiabatic electron transport studied with quantum point contacts*, Phys. Rev. B **43**, 12431 (1991)
- [71] A. Kristensen, H. Bruus, A. E. Hansen, J. B. Jensen, P. E. Lindelof, C. J. Marckmann, J. Nygård, C. B. Sørensen, F. Beuscher, A. Forchel, M. Michel, *Bias and temperature dependence of the 0.7 conductance anomaly in quantum point contacts*, Phys. Rev. B **62**, 10950 (2000)

- [72] K. F. Berggren, T. J. Thornton, D. J. Newson, M. Pepper, *Magnetic Depopulation of 1D Subbands in a Narrow 2D Electron Gas in a GaAs:AlGaAs Heterojunction*, Phys. Rev. Lett. **57**, 1769 (1986)
- [73] B. J. van Wees, L. P. Kouwenhoven, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. E. Mooij, C. T. Foxon, J. J. Harris, *Quantized conductance of magnetoelectric subbands in ballistic point contacts*, Phys. Rev. B **38**, 3625 (1988)
- [74] M. Field, C. G. Smith, M. Pepper, D. A. Ritchie, J. E. F. Frost, G. A. C. Jones, D. G. Hasko, *Measurements of Coulomb blockade with a noninvasive voltage probe*, Phys. Rev. Lett. **70**, 1311 (1993)
- [75] A. A. M. Staring, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, C. T. Foxon, *Coulomb-blockade oscillations in disordered quantum wires*, Phys. Rev. B **45**, 16 (1992)
- [76] A. Pioda, S. Kicin, D. Brunner, T. Ihn, M. Sigrist, K. Ensslin, M. Reinwald, W. Wegscheider, *Discrete charging of traps visualized by scanning gate experiments on a quantum point contact*, PRB **75**, 045433 (2007)
- [77] M. Müller *Switching Phenomena in a Disordered System of Two Coupled Quantum Wires*, Diplomarbeit an der LMU München (2008)
- [78] J. P. Bird, K. Ishibashi, D. K. Ferry, Y. Ochiai, Y. Aoyagi, T. Sugano, *Spectral characteristics of conductance fluctuations in ballistic quantum dots: The influence of finite magnetic field and temperature*, Phys. Rev. B **52**, 8295 - 8304 (1995)
- [79] F. Schwabl, *Quantenmechanik I*, 6.Auflage, Springer, Berlin (2004)
- [80] Y. Meir, N. S. Wingreen, P. A. Lee, *Transport through a strongly interacting electron system: Theory of periodic conductance oscillations*, Phys. Rev. Lett. **66**, 3048 (1991)
- [81] D. Dixon, L. P. Kouwenhoven, P. L. McEuen, Y. Nagamune, J. Motohisa, H. Sakaki, *Influence of energy level alignment on tunneling between coupled quantum dots*, Phys. Rev. B **53**, 12625 (1996)
- [82] N. C. van der Vaart, S. F. Godijn, Y. V. Nazarov, C. J. P. M. Harmans, J. E. Mooij, L. W. Molenkamp, C. T. Foxon, *Resonant Tunneling Through Two Discrete Energy States*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4702 (1995)
- [83] D. M. Schröder, *Tunnelgekoppelte Doppel- und Tripelquantenpunkte auf GaAs im Bereich niedriger Besetzungszahlen*, Dissertation an der LMU München (2007)
- [84] K.-D. Hof, C. Rossler, W. Wegscheider, S. Ludwig, A.W. Holleitner, *Optically induced charge transport through submicron channels*, Physica E **40**, 1739–1741 (2008)

- 
- [85] A. Gärtner, *Dynamik von Exzitonen in elektrostatisch definierten Potentiallandschaften*, Dissertation an der LMU München (2006)
- [86] K.-D. Hof, C. Rossler, S. Manus, J. P. Kotthaus, A. W. Holleitner, D. Schuh, W. Wegscheider, *Dynamic photoconductive gain effect in shallow-etched AlGaAs/GaAs quantum wires*, in Druck bei Phys. Rev. B, arXiv:0806.1110
- [87] C. Genet, T. W. Ebbesen, *Light in tiny holes*, Nature **445**, 39 (2007)
- [88] Q. Hu, S. Verghese, R. A. Wyss, T. Schäpers, J. del Alamo, S. Feng, K. Yakubo, M. J. Rooks, M. R. Melloch, A. Förster, *High-frequency ( $f \sim 1$  THz) studies of quantum-effect devices*, Semicond. Sci. Technol. **11**, 1888-1894 (1996)
- [89] R. Wyss, C. C. Eugster, J. A. del Alamo, Q. Hu, *Far-infrared photon-induced current in a quantum point contact*, Appl. Phys. Lett. **63**, 1522 (1993)
- [90] T. J. B. M. Janssen, J. C. Maan, J. Singleton, N. K. Patel, M. Pepper, J. E. F. Frost, D. A. Ritchie, G. A. C. Jones, *A new mechanism for high frequency rectification in a ballistic QPC*, J. Phys.: Condens. Matter **6**, L163 (1994)
- [91] L. Schultheis, A. Honold, J. Kuhl, K. Köhler, C. W. Tu, *Optical dephasing of homogeneously broadened two-dimensional exciton transitions in GaAs quantum wells*, Phys. Rev. B **34**, 12, 9027 (1986)
- [92] R. O. Carlson, G. A. Slack, S. J. Silverman, *Thermal Conductivity of GaAs and GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> Laser Semiconductors*, J. Appl. Phys. **36**, 2 (1965)
- [93] H. H. Landolt, R. Börnstein, *Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaft und Technik*, Springer Verlag Berlin, Neue Serie, Gruppe III, Halbleiter, Band **17a** (1982)
- [94] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, C. A. Burrus, *Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures*, Phys. Rev. B **32**, 2, 1043 (1985)
- [95] A. Gärtner, L. Prechtel, D. Schuh, A. W. Holleitner, J. P. Kotthaus, *Micro-patterned electrostatic traps for indirect excitons in coupled GaAs quantum wells*, Phys. Rev. B **76**, 085304 (2007)
- [96] T. Dittrich, S. John, W. John, *Characterization of the n-GaAs Surface after CF<sub>4</sub>, SF<sub>6</sub>, CCl<sub>2</sub>F<sub>2</sub>, and CCl<sub>2</sub>F<sub>2</sub>:O<sub>2</sub> Plasma Treatment by Photoreflectance*, Phys. Stat. Sol. (a) **128**, 435 (1991)
- [97] A. Schmeller, W. Hansen, J. P. Kotthaus, G. Tränkle, G. Weimann, *Franz-Keldysh effect in a two-dimensional system*, Appl. Phys. Lett. **64**, 330 (1993)
- [98] S. Zimmermann, A. Wixforth, J. P. Kotthaus, W. Wegscheider, M. Bichler, *A Semiconductor-Based Photonic Memory Cell*, Science **283**, 1292 - 1295 (1999)

- [99] C. Rossler, K.-D. Hof, S. Manus, S. Ludwig, J. P. Kotthaus, J. Simon, A. W. Holleitner, D. Schuh, W. Wegscheider, *Optically induced transport properties of freely suspended semiconductor submicron channels*, Appl. Phys. Lett. **93**, 071107 (2008)

# Publikationsliste

- *Optically induced transport properties of freely suspended semiconductor submicron channels*  
C. Rossler, K.-D. Hof, S. Manus, S. Ludwig, J. P. Kotthaus, J. Simon, A. W. Holleitner, D. Schuh, W. Wegscheider  
Appl. Phys. Lett. **93**, 071107 (2008)
- *Laterally defined freely suspended quantum dots in GaAs/AlGaAs heterostructures*  
C. Rossler, M. Bichler, D. Schuh, W. Wegscheider, S. Ludwig  
Nanotechnology **19**, 165201 (2008)
- *Optically induced charge transport through submicron channels*  
K.-D. Hof, C. Rossler, W. Wegscheider, S. Ludwig, A.W. Holleitner  
Physica E **40**, 1739–1741 (2008)
- *Dynamic photoconductive gain effect in shallow-etched AlGaAs/GaAs quantum wires*  
K.-D. Hof, C. Rossler, S. Manus, J. P. Kotthaus, A. W. Holleitner, D. Schuh, W. Wegscheider  
Phys. Rev. B **78**, 115325 (2008)
- *Magnetoelectrical subbands of a freely suspended quantum point contact*  
in Vorbereitung
- *Excited state spectroscopy of freely suspended quantum dots*  
in Vorbereitung



# Dank

An dieser Stelle möchte ich all jenen Personen danken, die in den vergangenen Jahren direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ganz besonders danke ich

- meinem Doktorvater Jörg Kotthaus für die Übertragung der fordernden und interessanten Arbeit und die angenehme Atmosphäre am Lehrstuhl.
- Stefan Ludwig für das Managen der Transportgruppe und die Erkenntnis, dass sich Hartnäckigkeit immer auszahlt.
- Klaus Hof und Alexander Holleitner für die hoch motivierende Zusammenarbeit im Rahmen von “Projekt Genua”.
- Philipp Altpeter, Pit Kiermeier, Wolfgang Kurpas, Bert Lorenz, Stephan Manus, Alexander Paul, Reinhold Rath und Stefan Schöffberger, die den Lehrstuhl während der letzten Jahre hervorragend am Laufen gehalten haben.
- CeNS, NIM und BMBF für die Finanzierung der Arbeit inklusive zahlreicher Konferenzen in fremden Ländern.
- den Kaffeetrinkern Martin, Quirin, Klaus, Matthias und Daniel für das ständige gegenseitige Abklopfen des physikalischen Weltbildes.
- allen Fußballern, Mensa-Gehern und Civ-Spielern für die gemeinsam bestandenen Abenteuer.
- meinem ehemaligen Physiklehrer Johann Bachleitner, dessen Begeisterung für die Physik auf mich übergesprungen ist.
- meinen Eltern, die es mir ermöglichten zu studieren und mich dabei immer unterstützt haben.
- Johanna für ihre Bereitschaft, nötigenfalls zu unmenschlicher Zeit Nahrungsmittel ins Labor zu bringen und dafür, dass sie im entscheidenden Moment “ja” gesagt hat.



# Lebenslauf

Clemens Rössler, geboren am 01. 10. 1980 in Oberndorf, verheiratet.

- 1986 - 1990** Volksschule, Salzburg
- 1990 - 1993** Gymnasium BGIII, Wien
- 1993 - 1998** Gymnasium BGIII, Salzburg
- 1998** Matura
- 1998 - 2004** Studium der Physik an der Ludwig-Maximilians-Universität München
- 2000** Vordiplom
- 2001 - 2002** Auslandsstudium an der Universität Nottingham (UK)
- 2003 - 2004** Diplomarbeit zum Thema:  
*Kohärente Spin-Phänomene in elektrostatisch  
definierten Quantenpunkten*
- 2004** Diplom
- 2004 - 2008** Promotionsstudium und wissenschaftlicher Mitarbeiter am  
Center for NanoScience und Fakultät für Physik,  
Ludwig-Maximilians-Universität München