

Einzel-Quantenpunkt- Speichertransistor: Experiment und Modellierung

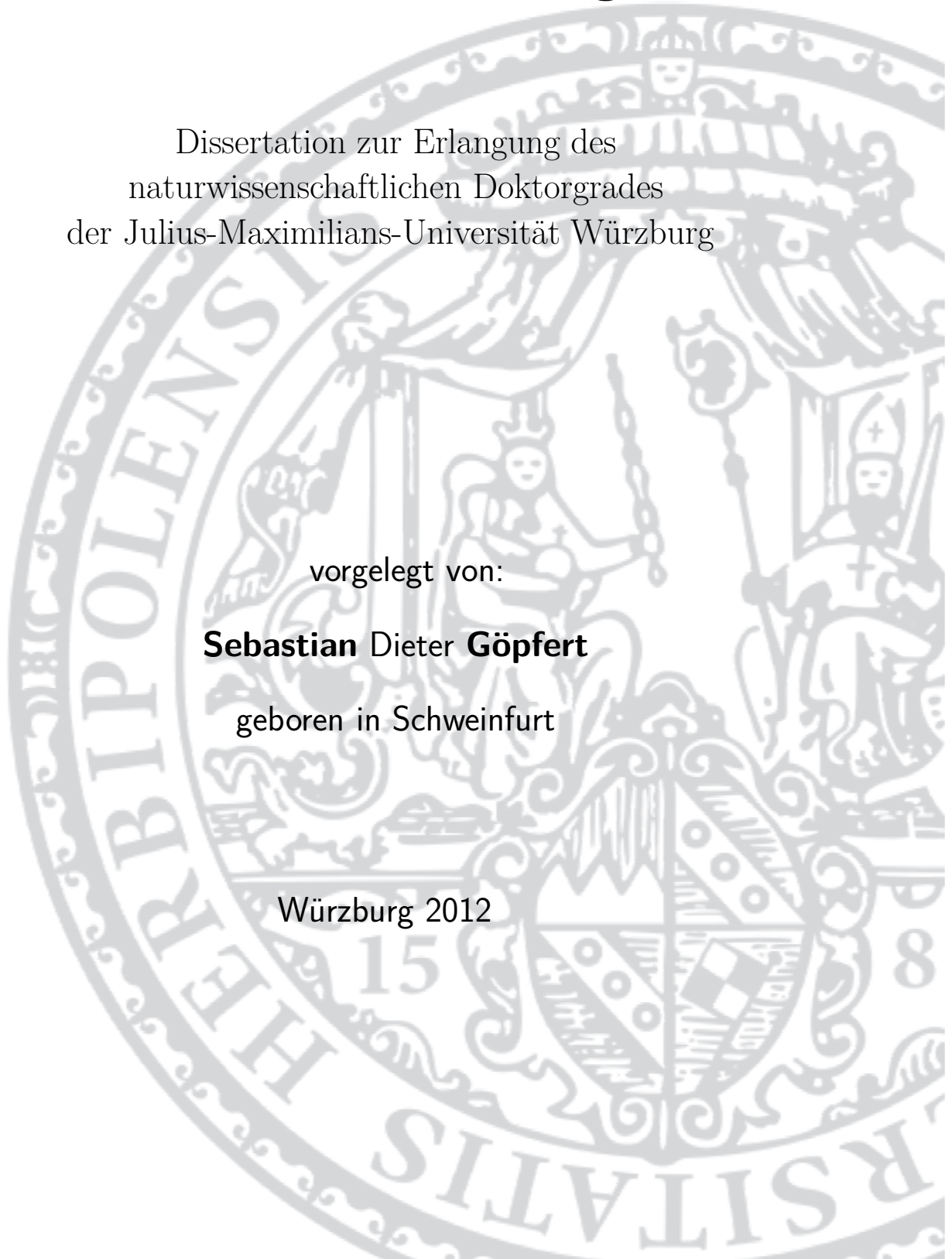
Dissertation zur Erlangung des
naturwissenschaftlichen Doktorgrades
der Julius-Maximilians-Universität Würzburg

vorgelegt von:

Sebastian Dieter **Göpfert**

geboren in Schweinfurt

Würzburg 2012



Eingereicht am: 12.03.2012
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. Lukas Worschech
2. Gutachter: Prof. Dr. Vladimir Dyakonov
der Dissertation

1. Prüfer: Prof. Dr. Lukas Worschech
2. Prüfer: Prof. Dr. Vladimir Dyakonov
3. Prüfer: Prof. Dr. Reinhold Oppermann
im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 17.07.2013

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
Abstract	5
1 Einleitung	8
2 Physikalische und technologische Grundlagen	10
2.1 Physik der mesoskopischen Systeme	10
2.1.1 Transport in mesoskopischen Systemen	10
2.1.2 Niederdimensionale Elektronensysteme	12
2.1.3 Zweidimensionales Elektronengas im Magnetfeld	15
2.1.4 Quantenpunkte im Magnetfeld	17
2.2 Nanoelektronische Bauelemente	19
2.2.1 Der Quantendraht-Transistor	19
2.2.2 Einzel-Elektronen-Transistor	21
2.2.3 Floating-Gate Speicher	25
3 Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistor (QPST)	28
3.1 Design und Herstellung	29
3.2 Messaufbau und Versuchsdurchführung	33
3.3 Transport- und Speichereigenschaften	35
3.3.1 Transistorcharakteristik	35
3.3.2 Transportspektroskopie	39
3.3.3 Lade- und Entladeprozesse im elektrischen Feld	42
3.3.4 Temperaturabhängigkeit der Speicherfunktionalität	49
3.3.5 Speicherfunktion im magnetischen Feld	53
3.3.6 Durch Photonen induzierte Lade- und Entladeprozesse	62
3.4 Bauelementmodellierung	68
3.4.1 Gekoppeltes kapazitives Netzwerk	68
3.4.2 Größenabhängigkeit der Speicherfunktion	71
3.5 QP-Reihen und verschlüsselte Information	78
3.5.1 Multiple Speicherzustände durch Gatespannungs-Superzyklen	78
3.5.2 Modell der QP-Superzyklen	82
3.5.3 Anwendungsmöglichkeit für kryptographische Speicher	88
Literaturverzeichnis	92

Veröffentlichungen des Autors	101
Danksagung	102
Lebenslauf	103
Versicherung an Eides statt	104

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistoren (QPSTen) im Experiment untersucht und wesentliche Ergebnisse durch Modellierung nachgebildet. Der Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistor (QPST) ist ein Bauelement, welches durch eine neuartige Verfahrensweise im Schichtaufbau und bei der Strukturierung realisiert wurde. Hierbei sind vor allem zwei Teilschritte hervorzuheben: Zum einen wurde das Speicherelement aus positionskontrolliert gewachsenen InAs Quantenpunkten gebildet. Die Positionskontrolle wurde dabei durch Strukturierung der Probenoberfläche mit einem regelmäßigen Gitter aus Vertiefungen, die als Keimzellen für das Quantenpunktwachstum dienen, erreicht. Zum anderen wurden durch eine spezielle Trockenätztechnik schmale Ätzstrukturen erzeugt, welche sehr präzise an der lateralen Position der Quantenpunkte ausgerichtet war. Durch diese Verfahrensweise war es somit möglich, Transistorstrukturen mit einzelnen Quantenpunkten an den charakteristischen Engstellen des Kanals zu realisieren. Der Ladungsträgertransport findet beim QPST in einem Elektronengas parallel zur Probenoberfläche statt. Die vertikale Lage der Quantenpunkte ist isoliert zwischen Transportkanal und Oberfläche. Folglich bilden diese ein sogenanntes Floating-Gate. Elektrisch gesteuert wird das Bauelement durch die seitlichen Gatekontakte. Das erste experimentelle Kapitel beschäftigte sich mit den Transport- und Speichereigenschaften der QPSTen. In Kapitel 3.4 wurden charakteristische Bauelementgrößen zur Modellierung eines kapazitiven Netzwerkes herangezogen und damit eine Vielzahl der Messdaten simuliert. In Kapitel 3.5 zu den Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistoren wurde auf ununterscheidbare Ladestände in Quantenpunktzeilen eingegangen und der Einsatz als kryptographischer Speicher untersucht.

Transport- und Speichereigenschaften

Im Kapitel zu den Transport- und Speichereigenschaften wurde der QPST hinsichtlich wichtiger charakteristischer Größen wie der Schwellenspannung und Gateeffektivität untersucht. Dabei zeigte sich eine starke Abhängigkeit der Schwellenspannung von der Breite der kleinsten Kanaleinschnürung in unmittelbarer Nähe eines einzelnen Quantenpunktes. Aus einer Breitenänderung des Kanals von nur 60nm resultierte eine Schwellenspannungsverschiebung von $\approx 5\text{V}$. Die Gateeffektivität der Transistoren nahm für Bauelemente mit abnehmenden Größendimensionen von 3% nach 5% zu. Da das Transistordesign durch den Trockenätzprozess sehr exakt und mit einem typischen Aspektverhältnis > 1 übertragen werden konnte, war eine präzise Auswertung bezüglich der Bauelementdimensionen möglich. Untersuchungen zur Transportspektroskopie zeigten, dass der QPST im Bereich niedriger Biasspannungen als Einzel-Elektronen-Transistor eingesetzt werden kann. Dabei erzeugen die InAs Quantenpunkte Potentialbarrieren im Transistorkanal, zwischen

welchen sich eine Elektroneninsel ausbildet. Aus Transportmessungen an dieser Elektroneninsel resultierte eine Energieniveaueaufspaltung von bis zu $\Delta\mu = 16meV$ auf Grund der Coulomb Blockade. Berechnungen haben gezeigt, dass eine solche Elektroneninsel einen Durchmesser von ca. $25nm$ hat.

Ein großer Teil dieser Arbeit wurde den Lade- und Entladeprozessen der Quantenpunkte gewidmet. So zeigten die IV-Kennlinien der Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistoren sowohl bei tiefen Temperaturen als auch bei Raumtemperatur Lade- und Entladevorgänge einzelner Elektronen. Bei entsprechend gewählten Arbeitspunkt wurden für diese Ereignisse geringe Tunnelraten auf einer Zeitskala von Sekunden beobachtet und untersucht. Ähnlich zu den Speichertransistoren mit selbstorganisiert gewachsenen Quantenpunkten, deren Untersuchung dieser Arbeit vorangegangen war, zeigten auch die Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistoren eine Umkehr der Hysteresebreite mit großen Biasspannungen. Daraus folgt eine Vertauschung der Stabilität für geladene und entladene Zustände und somit eine Inversion der Lade- und Entladespannung. Eine Analyse der Lade- und Entladespannungen hinsichtlich der Zunahme der Bauelementgröße ergab, dass der Betrag beider Spannungen steigt. Wird die Breite der Transistoren um ca. $300nm$ erhöht, nimmt die Entladespannung von $3,4$ auf $5,2V$ zu und die Ladespannung von $-2,8$ auf $-4,8V$ ab. Die beiden Größen spalten dabei in nichtlinearer Weise auf, je breiter der QPST-Kanal ist. Zudem zeigten die Proben eine Verschiebung der Entladespannung zu größeren Werten, wenn der Anfangsladestand der Quantenpunkte erhöht wurde. Neben Einzel-Elektronen-Ladeprozessen wurde bei Raumtemperatur eine Speicherzeit über $60s$ ermittelt. Innerhalb dieser Zeit war das Verhältnis des Probenstromes aus entladenen zu geladenen Zustand > 2 .

Bei der Untersuchung der QPSTen im Magnetfeld zeigten sich drei maßgebliche Einflüsse auf die Speichercharakteristik der Proben. So wurden bei Messungen an Y-förmigen Proben durch Umkehr der Transportrichtung und für drei orthogonale Magnetfeldrichtungen, sowohl symmetrische als auch asymmetrische Verschiebungen in der Hysteresebreite beobachtet. Als maßgeblicher Prozess wurde das Laden der Quantenpunkte ermittelt. So wurde zum einen ein ballistischer Anteil auf Grund der Probengeometrie beim Transport im Magnetfeld senkrecht zur Transportrichtung festgestellt. Bei der relativen Änderung der Hysteresebreite liegt dieser Anteil in der Größenordnung von $0,2V/T$ für eine Änderung des Magnetfeldes von -2 nach $2T$. Ein weiterer Anteil, der symmetrisch im Magnetfeld auftritt, wurde auf diamagnetische Verschiebung der Energieniveaus zurück geführt und hat ein Maximum von $0,38V/T$. Der dritte und größte Beitrag der Schwellenspannungsverschiebung war asymmetrisch für $B < 0T$ und $B > 0T$ und die Magnetfeldasymmetrie betrug $1,3V/T$ für die Hysteresebreite. Es wird ein Modell vorgestellt, dass die Magnetfeldasymmetrie durch Wirbelbildung im Elektronengas des Transistorkanals an der Potentialbarriere der Quantenpunkte erklärt. In Kombination mit einem äußeren Magnetfeld resultiert eine effektive Größenänderung der Tunnelbarrier $\Delta W/B = 1,3nm/T$.

Die vertikale Lage der Quantenpunkte nahe der Probenoberfläche ermöglichte zudem, die QPSTen als empfindliche Lichtsensoren einzusetzen. Hierbei wurde sowohl bei tiefen Temperaturen als auch bei Raumtemperatur eine Umladung der Quantenpunkte durch absorbierte Photonen beobachtet. So wurden die Quantenpunkte mittels Laserlicht der Wellenlänge $\lambda = 1,3\mu m$ bei Raumtemperatur geladen, wobei die Erzeugung von Elektron-

Loch Paaren im Quantenpunkt als der zu Grunde liegende Prozess angenommen wird. Die unterschiedlichen Einschlusspotentiale für Elektron und Loch bewirken außerdem eine Ladungsseparation, wodurch ein metastabiler Ladezustand herbeigeführt wurde. Im Wechsel zwischen Beleuchtungs- und Dunkelphasen zeigte sich die Reversibilität dieses Ladeprozesses. Im Zuge einer Temperaturserie wurde zudem beobachtet, dass mit Abnahme der Temperatur zum einen die Anzahl der im Quantenpunkt lokalisierten Ladung im unbeleuchteten Zustand zunimmt. Zum anderen wurde beobachtet, dass die Quantenpunkte bei tiefen Temperaturen unter Beleuchtung bevorzugt entladen werden.

Bauelementmodellierung

Im zweiten großen Kapitel zum Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistor wurde sich mit der Modellierung der Transport- und Speichereigenschaften in Abhängigkeit von den Bauelementdimensionen befasst. Hierzu wurde ein kapazitives Netzwerk zur Beschreibung der elektrostatischen Potentiale im Transistorkanal und Quantenpunkt aufgestellt. Durch Implementierung eines Operationsverstärkers wurde die Quantenpunktladung simuliert und zugleich das Auftreten von Lade- und Entladeprozessen ausgelesen. Aus den Messdaten des ersten experimentellen Kapitels wurden charakteristische Kapazitäten für die Modellierung gewonnen und die Modellierung lieferte im Vergleich mit dem Experiment eine sehr gute Übereinstimmungen für die Schwellenspannung, Gateeffektivität, Lade- und Entladespannung sowie der Hysteresebreite. Dabei zeigte sich eine Energielücke für den Lade- und Entladeprozess, welche mit der Bildung einer Potentialbarriere im Kanal unterhalb der Quantenpunkte assoziiert wurde. Aus dieser Energielücke resultierte, dass die Lade- und Entladespannungen wesentlich weiter auseinander liegen als es durch Coulombwechselwirkung bei einer Einzel-Elektron-Box mit Kontaktreservoir der Fall ist.

QP-Reihen und verschlüsselte Information

Die geringe Quantenpunktdichte und die regelmäßige Anordnung dieser ermöglichte die Fabrikation von Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistoren mit in einer Reihe angeordneten Quantenpunkten. Diese Quantenpunktzeilen wurden hinsichtlich der Speichereigenschaften studiert. Die Untersuchungen der Hysteresebreite in Abhängigkeit der maximalen Gatespannung zeigten, dass eine Spannungslücke von 1V im Verlauf der Hysteresebreite existiert. Im Bereich dieser Spannungslücke wurde zudem ein regelmäßiger Wechsel zwischen großen und kleinen Hysteresebreiten, die am oberen und unteren Ende der Spannungslücke liegen, beobachtet. Dabei wurden Gatespannungszyklen mit festen Parametern wiederholt. Im Experiment zeigten die Serien mit einem Wechsel aus einer großen und einer kleinen Hysterese (2er Serie) und einem Wechsel aus einer großen und zwei kleinen Hysterese (3er Serie) eine besonders hohe Regelmäßigkeit. An einer Reihe aus einem zentralen Quantenpunkt an der Kanalengstelle und mit zwei Satelliten Quantenpunkten an breiten Kanalstellen konnte so beim wiederholten Verfahren von 2000 bis 3000 Gatezyklen eine Regelmäßigkeit der Serien von bis zu 99% beobachtet werden.

Auf Basis der Messdaten wurde ein phänomenologisches Modell zu einem antizyklischen

Lade- und Entladeprozess zwischen zentralen und äußeren Quantenpunkten aufgestellt. Anhand dessen war es möglich, die regelmäßigen Serien mit sehr guter Übereinstimmung zum Experiment zu simulieren. Auf Basis der experimentellen und modellierten Daten wurde anschließend ein Protokoll für das Verschlüsseln der Ladezustände erstellt. Durch das Mischen unterschiedlicher Serien, die als Basis beim Lesen und Schreiben von Information in Form von Quantenpunktladung dienen, zeigte sich ein signifikant höherer Fehler als bei der Verwendung gleicher Schreibe- und Lese-Zyklen. Bei der Verwendung von gemischten Gatezyklen wurde eine Fehlerrate von 45% ermittelt, während bei der Verwendung von gleichen Gatezyklen eine Auslesegenauigkeit von über 98% möglich war.

Abstract

In this thesis single-quantum-dot memory-transistors (QPSTs) have been studied in experiment and the experimental findings have been reproduced by modeling. The studied single-quantum-dot memory transistor (QPST) is a device which has been realized by a novel process technique as regards layer composition and structuring. According to this there are two steps to be emphasized: First the memory element is based on site-controlled grown InAs quantum dots. The site control has been accomplished by structuring a periodic pattern of nanoholes into the sample surface, which serves as nucleation centers for quantum dot growth. Second, there has been used a unique dry etching technique to define narrow etched structures, which have been precisely aligned laterally with respect to the position of the quantum dots. Due to this method it was possible to realize transistor structures with single quantum dots centered in a quantum wire. The carrier transport takes place in an electron gas located parallel to the sample surface in the QPST. The vertical position of the quantum dots provides isolation to the transistor channel and the surface. Hence they are forming a floating gate. The device can be controlled electrically by the gate contacts aligned to both sides of the channel. The first the experimental chapter deals with the transport and memory properties of the QPSTs. In chapter 3.4 characteristic device dimensions have been used to model a capacitive network. Using this model experimental data has been simulated. In chapter 3.5 quantum-dot arrays have been studied according to indistinguishable charged states for the application as a cryptographic memory.

Electron transport and memory operation

In this chapter electron transport and memory operation of the QPST have been studied according to characteristic transport parameters, such as threshold voltages and gate efficiencies. It has been found that the threshold voltage depends sensitively on the minimum channel width in close vicinity to a single quantum dot. A change in channel width of only $60nm$ results in a threshold voltage shift of about $5V$. The gate efficiency of the transistor increases from 3% to 5% by shrinking device dimensions. Since the transistor design could be transferred with an aspect ratio > 1 , a precise study of the device dimensions and their role in the transport properties was possible. Transport spectroscopy showed that it is possible to use the QPST as single-electron transistor by applying low bias voltages. The InAs quantum dots induce potential barriers in the transistor channel and an electron island is formed in between two barriers. Due to transport measurements of such electron islands an energy level splitting up to $16meV$ caused by Coulomb blockade has been found. For this electron island calculations showed a diameter of about $25nm$.

A great deal of this work has been dedicated to the charging and discharging processes of the quantum dots. The IV-characteristics of the single-quantum-dot memory-transistor showed charging and discharging of single electrons for low temperatures as well as for room temperature. For selected working points low tunnel rates for charging and discharging processes have been observed in the order of several seconds. Similar to memory transistors with quantum dots grown by self organized method, single-quantum-dot memory-transistor shows an inversion of the hysteresis width for high bias voltages. According to this an inversion of stability of the charged and discharged states occurs and thus an inversion of the charging and discharging voltages takes place. The analysis of the charging and discharging voltages has shown that increasing device dimensions lead to an increase of the absolute value of both voltages. For an increase of the transistors width by $300nm$ the discharging voltage increases from $3,4$ to $5,2V$ and the charging voltage decreases from $-2,8$ to $-4,8V$. Both quantities are splitting apart nonlinearly for increasing size of the QPST. Furthermore the devices showed a shift of the discharging voltage to higher values if the initial charged state of the quantum dots has been increased. In addition to single-electron charging a carrier storage time of $60s$ and more has been found for room temperature operation. Within this time the ratio of the device current for discharged to charged state was > 2 .

The study of the QPST in a magnetic field showed three significant effects on the memory characteristic of the devices. For Y-branch devices there have been identified symmetric and asymmetric shifts of the hysteresis width by inversion of transport direction and for three orthogonal orientations of the magnetic field. For these findings the charging of the quantum dots has been found to be the significant process. For instance there has been found a ballistic impact due to the device's geometry for electron transport perpendicular to the magnetic field. The change of hysteresis width is in the order of $0,2V/T$ for a change of the magnetic field from -2 to $2T$. A second impact which was symmetric in the magnetic field was due to a diamagnetic shift of the energy levels with a maximum of $0,38V/T$. The third and largest impact was asymmetric for $B < 0T$ and $B > 0T$ and the asymmetry in the magnetic field for the hysteresis width was $1,3V/T$. A model to describe the magnetic field asymmetry has been proposed. It is based on the formation of vortices in the electron gas of the transistor channel at the position of the quantum-dot barrier. In combination with an external magnetic field it results in a change of the effective tunnel barrier by an amount of $\Delta W/B = 1,3nm/T$.

The vertical position of the quantum dots near the sample surface allows the application of a QPST as light sensor. Doing so, a change of the quantum dots charge has been observed for low temperatures as well as for room temperature due to absorbed photons. Hence charging of the quantum dots took place during illumination with a laser of the wavelength $\lambda = 1,3\mu m$ at room temperature. Here generation of electron-hole pairs was the underlying process. The different confinement of electron and hole leads to charge separation and a meta-stable charged state was realized. By alteration of illumination and dark phases the reversibility of this process has been demonstrated. In the course of decreasing temperature an increase in the number of electrons localized in the quantum dots has been observed for the dark state. Furthermore it has been found that the quantum dots become discharged by illumination at low temperatures.

Device modeling

Chapter 3.4 is dedicated to the modeling of the transport and memory properties taking into account the device dimensions. A capacitive network for modeling the electrostatic potentials of the transistor channel and quantum dot was introduced. By implementation of an operation amplifier the quantum dot's charge was taken into account and the charging and discharging processes was analyzed. Data from the first experimental chapter has been used to gain characteristic capacitances for the modeling and good agreement was achieved comparing experiment and model for the threshold voltage, gate efficiency, charging and discharging voltage and hysteresis width. According to the analysis of the charging and discharging process an energy gap was identified, which is caused by the formation of a potential barrier underneath the quantum dots. Due to this energy gap the discharging and charging voltage are largely separated much more than it is expected for pure Coulomb interaction of a single-electron box connected to an electron reservoir of same size.

QD-arrays and encrypted information

Due to the low quantum-dot density and the regular pattern it is possible to fabricate single-quantum-dot memory-transistors with arrays of quantum dots. Such quantum dot arrays have been studied with respect to their memory properties. The investigation showed a dependency of the hysteresis width on the maximum gate voltage. A voltage gap in the hysteresis width of about $1V$ was found. In the area of the voltage gap a regular alteration between large and small hysteresis, which are located at the top and the bottom of the voltage gap, has been observed. Gate cycles with constant parameters have been performed. In the experiment, series with a period of one large and one small hysteresis (2-series) and period of one large and two small hysteresis (3-series) with high accuracy were found. For an array of a central quantum dot near the bottleneck of the transistor channel and two satellite quantum dots near a broad channel section, it was possible to observe a high accuracy of cycling periods up to 99% by repeating a total of 2000 to 3000 gate cycles.

Based on the measured data a phenomenological model with anti-cyclic charging and discharging processes of the central and satellite quantum dots was proposed. Good agreement between experiment and simulation was achieved. Subsequently a protocol for encrypting charged states was developed on the basis of the experimental and modeled data. The application of mixed series, which serve as basis for writing and reading information in form of quantum dot charge, showed a significant higher error rate than the application of the same write and read cycles. For mixed series the error rate was 45% and by the usage of same gate cycles a reading accuracy up to 98% was possible.

1 Einleitung

Die Quanteninformationswissenschaft umfasst weite Bereiche, wobei es unterschiedliche Fachbereiche und technische Umsetzungsansätze gibt. Hier gelten vor allem auch Quantenpunkte mit diskreten Lade- und Spin-Zuständen als herausragende Kandidaten zur Realisierung von Qubits [1, 2]. Die Kontrolle von Qubits im Quantenpunkt kann zum Beispiel optisch erfolgen [3–5]. Weiterhin kommen Quantenpunkte in Einzelphotonenquellen [6, 7] oder auch als Detektoren [8, 9] zum Einsatz. Für die moderne Informationstechnologie, sei diese klassisch oder quantenmechanischer Natur, werden daher Systeme mit einer präzisen Integration von Quantenpunkten mit einer elektrischen Kontaktierung immer wichtiger. Diese Arbeit beschäftigt sich mit den physikalischen Eigenschaften einzelner Quantenpunkte, die an ein Elektronengas gekoppelte sind und somit einen Speichertransistor bilden. Diese sind auf Grund moderner Verfahrensweisen bei der Herstellung präzise positioniert und in der Struktur integriert. Dabei ist die Steuerung des Ladezustandes das maßgebliche Ziel der Strukturen, wobei dies elektrisch, magnetisch und induziert durch Photonen erfolgt. Gegliedert sind die weiteren Kapitel dieser Arbeit wie folgt:

In **Kapitel 2** werden die grundlegenden physikalischen und technologischen Grundlagen, die zum Verständnis dieser Arbeit beitragen sollen, dargelegt. Von großem Interesse sind dabei niederdimensionale Elektronensysteme, welche als Basiselemente für nanoelektronische Bauelemente dienen.

- Im ersten Grundlagenkapitel wird auf die Physik der Elektronensysteme, sowie den Transporteigenschaften dieser eingegangen. Weiterhin werden vor allem das zweidimensionale Elektronengas und Quantenpunkte im äußeren magnetischen Feld betrachtet.
- Das zweite Grundlagenkapitel beinhaltet die Funktionsprinzipien drei ausgewählter nanoelektronischer Bauelemente. Es werden dabei der Aufbau und die charakteristische Eigenschaften beschrieben. Der Reihe nach sind dies der Quantendrahttransistor, der Einzel-Elektronen-Transistor und der Floating-Gate Speicher.

In **Kapitel 3** wird der Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistor vorgestellt, sowie die experimentellen und durch Modellierung erzielten Ergebnisse diskutiert. Dieses ist in fünf Unterkapitel gegliedert. Zu Beginn wird auf das Design und Verfahren zur Herstellung der Bauelemente eingegangen. Dabei wird ein neuartige Prozess zur Strukturierung dieser Proben erläutert, welcher die detaillierte Untersuchung des Bauelementes bezüglich der

Größendimensionen erst ermöglichte. Die Größendimensionen des Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistors werden dabei im Detail dargelegt. Darauf folgt ein Kapitel zur Messmethode und Versuchsdurchführung. Die Ergebnisse der Arbeit sind in die folgenden drei Teile aufgliedert:

- In Kapitel 3.3 werden wesentliche experimentellen Ergebnisse zu den Transport- und Speichereigenschaften der Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistoren gezeigt. Die Charakterisierung erfolgte dabei in weiten Teilen in Abhängigkeit von den Größendimensionen des Bauelementes. Zu Beginn werden typische Kenngrößen von Transistoren, wie zum Beispiel Gateeffektivität und Schwellenspannung, behandelt. Im Anschluss daran werden Messungen zur Transportspektroskopie am Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistor gezeigt. Das dritte Unterkapitel ist den Lade- und Entladeprozessen im elektrischen Feld gewidmet und gewährt einen umfassenden Einblick in die Funktionalität dieses Bauelementes. Darauf folgen Untersuchungen zu den Speichereigenschaften bei Raumtemperatur und somit unter Bedingungen, welche für Anwenderelektronik von Interesse sind. In Kapitel 3.3.5 wurden die Transport- und Speichereigenschaften der Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistoren im Magnetfeld untersucht und die Ergebnisse hinsichtlich der Physik niederdimensionaler Elektronensysteme diskutiert. Das abschließende Kapitel der experimentellen Charakterisierung widmet sich der Anwendung als Lichtsensor bei telekommunikationsrelevanten Wellenlängen.
- Kapitel 3.4 ist der Modellierung des Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistors geschuldet. Dabei wird ein kapazitives Netzwerk mit Feedbackmechanismus herangezogen und mittels charakteristischer Kapazitäten die experimentellen Ergebnisse simuliert. Ein wesentlicher Teil der Modellierung befasst sich, wie schon das Experiment, mit den Größendimensionen der Bauelemente.
- Zum Abschluss werden in Kapitel 3.5 Messung zu den Speichereigenschaften von Quantenpunktzeilen behandelt und diese ebenfalls modelliert. Die Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistoren werden besonders im Hinblick auf versteckte und ununterscheidbare Ladezustände der Quantenpunkte untersucht. Dabei soll die Einsatzmöglichkeit für kryptographische Anwendungen geprüft und anhand eines Protokolls erläutert werden.

2 Physikalische und technologische Grundlagen

In diesem Kapitel wird auf die physikalischen und technologischen Grundlagen eingegangen, die wesentlich zum Verständnis dieser Arbeit beitragen. Der erste Teil beschäftigt sich mit der Physik mesoskopischer Systeme. Dabei liegt der Schwerpunkt auf niederdimensionalen Elektronensystemen und deren Transporteigenschaften. Der zweite Teil bezieht sich auf technologische Anwendungen und beschäftigt sich mit nanoelektronischen Bauelementen. Dabei wird auf charakteristische Eigenschaften des Quantendrahttransistors, des Einzel-Elektronen-Transistors und des Floating-Gate Speichers eingegangen und vor allem der Bezug zu den niederdimensionalen Elektronensystemen herausgestellt.

2.1 Physik der mesoskopischen Systeme

In der Physik der mesoskopischen Systeme liegen die Größendimensionen eines elektrischen Leiters im Bereich charakteristischer Größen wie der mittleren freien Weglänge λ , der Phasenkohärenzlänge l_ϕ und der Fermi Wellenlänge λ_F . Dies bedeutet, dass zur Beschreibung der physikalischen Eigenschaften auf quantenmechanische Zusammenhänge zurückgegriffen werden muss. Ein Teil dieser quantenmechanischen Zusammenhänge soll in diesem Kapitel daher näher erläutert werden. Zu Beginn wird der Transport in mesoskopischen Systemen im Bezug zu charakteristischen Größen beschrieben. Danach folgen Abschnitte zu niederdimensionalen Elektronensystemen. Im Anschluss werden physikalische Eigenschaften niederdimensionaler Systeme in einem externen magnetischen Feld erläutert.

2.1.1 Transport in mesoskopischen Systemen

Paul Drude [10, 11] beschrieb im Jahr 1900 den Elektronentransport im Festkörper. Das Drude-Modell besagt, dass sich Elektronen der Masse m_e wie in einem verdünnten Gas frei bewegen können bis sie gestreut werden. Der Ladungsträgertransport entspricht diffusem Transport. Diffuser Transport bedeutet, dass die Länge L und die Breite W des elektrischen Leiters größer sind als die mittlere freie Weglänge λ und die Phasenkohärenzlänge l_ϕ der Ladungsträger. Dies ist mit zwei weiteren Transportbereichen als schematische Übersicht in Abb. 2.1 zusammengefasst [12]. Abhängig davon ob die Länge L und Breite W des Leiters größer oder kleiner als die mittlere Freie Weglänge und Phasenkohärenzlänge sind, unterscheidet man (a) den diffusen, (b) den phasenkohärenten und (c) den ballistischen Transport. Auf diese Transportregime wird im Folgenden genauer eingegangen. Beim klassischen, diffusen Ladungsträgertransport gilt für den spezifischen Leitwert

und die mittlere freie Weglänge folgender Zusammenhang:

$$\sigma = \frac{e^2 n_e \lambda}{v_F m_e}. \quad (2.1)$$

Neben den bereits genannten Größen hängt der spezifische Leitwert σ von der Fermigeschwindigkeit $v_F = \hbar k_F/m_e$ und der Ladungsträgerdichte n_e ab. Diese ergibt sich aus der Fermiwellenzahl k_F , welche bei tiefen Temperaturen für 2D-Systeme aus der Ladungsträgerdichte n_e hervor geht [13]:

$$k_F = \sqrt{2 \pi n_e}. \quad (2.2)$$

Die mittlere freie Weglänge ist eine charakteristische Größe im Ladungsträgertransport und ist über die Fermigeschwindigkeit mit der Impulsrelaxationszeit τ_s verknüpft.

$$\lambda = v_F \tau_s \quad (2.3)$$

Dabei gibt die Impulsrelaxationszeit τ_s die mittlere Streuzeit zwischen zwei elastischen Stößen im Festkörper an [13]. Folglich ist die mittlere freie Weglänge die Strecke, die ein Ladungsträger zwischen zwei elastischen Streuprozessen zurück legt. Elastische Stöße finden zum Beispiel zwischen Ladungsträgern und geladenen Störstellen, die durch Fremdatome im Kristallgitter entstehen können, statt, wobei sich die Impulsrichtung ändert, die Energie und die Phaseninformation aber erhalten bleiben. Eine weitere wichtige Größe in diesem Zusammenhang ist die Beweglichkeit μ der Ladungsträger. Diese ist ein Maß dafür, wie stark der Ladungsträgertransport durch Streuprozesse beeinflusst wird. Die Beweglichkeit kann wie folgt berechnet werden:

$$\mu = \frac{e \lambda}{v_F m_e}. \quad (2.4)$$

Beweglichkeiten niederdimensionaler Elektronensysteme größer als $\mu = 10^7 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [14] können mit Methoden der Schichtabscheidung wie der Molekularstrahlepitaxie realisiert werden und es wird aktuell angestrebt, die Marke von $\mu = 10^8 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ zu erreichen [15]. Bei typischen Beweglichkeiten von $\mu = 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ liegt die mittlere freie Weglänge in GaAs bei $\lambda = 10 \mu\text{m}$. Neben elastischen Stößen treten in Festkörpern auch inelastische Streuprozesse auf, wodurch die Ladungsträger ihre Phaseninformation verlieren. Derartige Streuprozesse ereignen sich zum Beispiel an den Gitterschwingungen der Atome im Festkörper. Analog zur mittleren freien Weglänge, ist die Phasenkohärenzlänge l_ϕ der mittlere Abstand zwischen zwei inelastischen Stoßprozessen. Diese ist wie folgt definiert:

$$l_\phi = \bar{v} \tau_\phi. \quad (2.5)$$

Die Phasenrelaxationszeit τ_ϕ gibt dabei die mittleren Streuzeit zwischen zwei inelastischen Streueignisse an, wobei die Phaseninformation der Ladungsträger zerstört wird. Betrachtet man einen mesoskopischen elektrischen Leiter mit einer Phasenkohärenzlänge $l_\phi > L, W$, so findet phasenkohärenter Transport statt. Wie in Abb. 2.1(b) schematisch dargestellt bleibt die Phaseninformation der Ladungsträger über die Länge L des Leiters

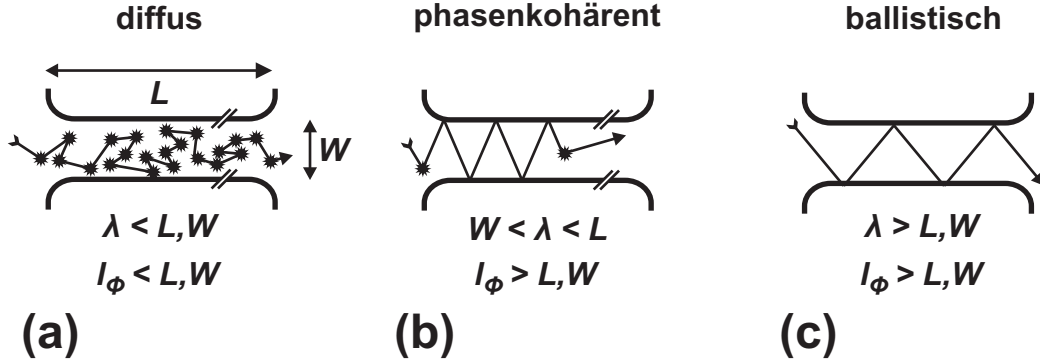


Abb. 2.1: Schematische Darstellung des (a) diffusen, (b) phasenkohärenten und (c) ballistischen Transports [12].

erhalten [16]. Befindet man sich in diesem Transportregime, so können auf Grund der Welleneigenschaft von Elektronen Interferenzphänomene auftreten. Als Beispiel ist hier der Aharonov-Bohm-Effekt [17] zu nennen.

Der dritte Transportbereich ist der des ballistischen Transports. Dieser ist in Abb. 2.1(c) schematisch gezeigt. Ballistischer Transport tritt auf, wenn $L, W < \lambda, l_\phi$. Somit findet über die gesamte Länge L keine Streuung der Ladungsträger statt. Dies bedeutet wiederum, dass Phase, Impuls und Energie erhalten bleiben. Basierend auf Formel 2.1 würde man erwarten, dass eine unendlich große Leitfähigkeit die Folge ist. Quantenmechanische Berechnungen zeigen allerdings, dass der Leitwert G diskrete Werte mit einem Vielfachen von $G_0 = 2e^2/h$ annimmt. Dies kann mit dem Landauer-Büttiker Formalismus [18–20] beschrieben werden.

2.1.2 Niederdimensionale Elektronensysteme

Einen makroskopischen Festkörper, in dem sich Elektronen frei in alle Raumrichtungen ausbreiten können, bezeichnet man als dreidimensionales Elektronensystem (3D). Als niederdimensionale Elektronensysteme bezeichnet man dagegen jene, in denen die Bewegung der Elektronen in einer oder mehreren Raumrichtungen eingeschränkt ist. Somit ist ein i -dimensionales ($i = 1, 2, 3$) Elektronensystem in $3 - i$ Raumrichtungen beschränkt. Die quantenmechanische Natur der niederdimensionalen Elektronensysteme tritt durch Lokalisierung der Ladungsträger auf ein Volumen, bei dem eine oder mehrere Dimensionen im Bereich der Fermiwellenlänge λ_F liegen, deutlich hervor. Die Fermiwellenlänge für 2D-Systeme ist durch die Fermiwellenzahl und somit durch die Ladungsträgerdichte bestimmt:

$$\lambda_F = \frac{2\pi}{k_F} = \sqrt{\frac{2\pi}{n_e}}. \quad (2.6)$$

Bei einer Ladungsträgerdichte von $n = 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^2}$ liegt die Fermiwellenlänge bei $\lambda_F =$

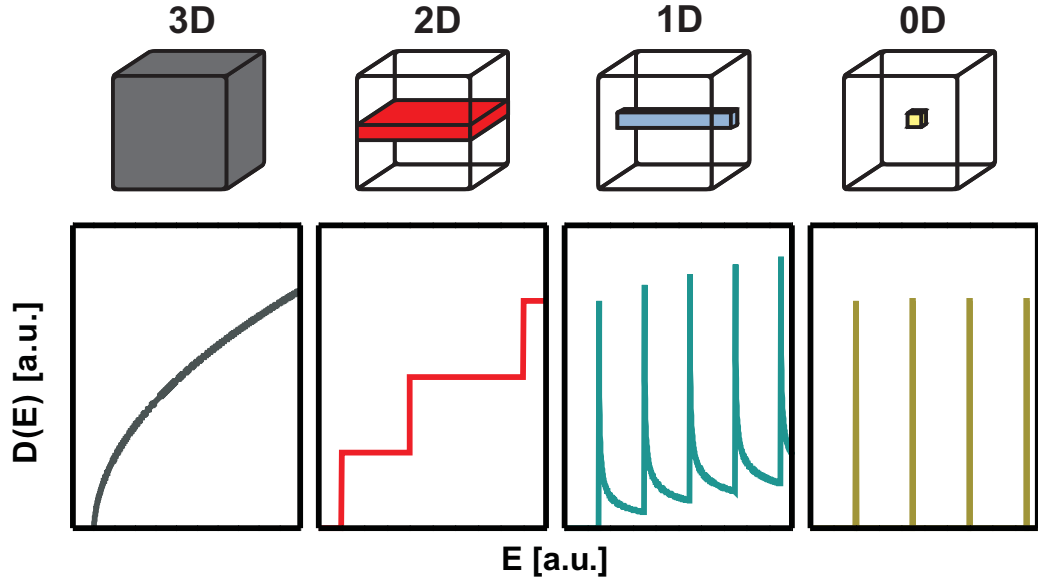


Abb. 2.2: Schematische Darstellung von Elektronensystemen mit Dimensionen 3D bis 0D und der dazugehörigen Zustandsdichte $D(E)$ als Funktion der Energie.

80nm . Sind eine oder mehrere Ausbreitungsrichtungen der Elektronen auf Längen $L_{x,y,z} \approx \lambda_F$ eingeschränkt, liefert die Lösung der Schrödingergleichung $H\Psi = E_{x,y,z}\Psi$ quantisierte Energieeigenwerte $E_{x,y,z}$ für die entsprechenden Raumrichtungen (x,y,z) [21, 22].

Eine wichtige Größe bei der Beschreibung solcher niederdimensionaler Systeme ist die Zustandsdichte $D(E)$. Diese gibt die Zahl der möglichen Zustände Z eines Volumens V in einem bestimmten Energiebereich an. Die Zustandsdichte ist gegeben durch [23]:

$$D(E) = \frac{dZ}{dE}. \quad (2.7)$$

In Tabelle 2.1 sind die Zustandsdichten von 3D bis 0D zusammengefasst [22, 24]. Eine entsprechende graphische Darstellung ist in Abb. 2.2 zu sehen. Die Zustandsdichte hat maßgeblichen Einfluss auf den Transport von Elektronen im Festkörper.

In der hier vorgestellten Arbeit spielt das zweidimensionale Elektronengas (2DEG) eine wichtige Rolle, da man ausgehend von diesem durch weitere Größenreduktion zu 1D und 0D Systemen übergehen kann. Das 2DEG kann zum Beispiel durch Schichtwachstum einer modulationsdotierten Halbleiterheterostruktur erzeugt werden. In Abb. 2.3 ist zu sehen, dass am Heteroübergang von AlGaAs/GaAs sich das 2DEG ausbildet. Da die Donatoratome räumlich getrennt vom 2DEG liegen und somit Streuprozesse verringert werden, kommen solche oder ähnliche Strukturen für den sogenannten HEMT (High Electron Mobility Transistor) zum Einsatz. Hohe Elektronenbeweglichkeiten wurden durch die Spacerschicht aus undotierten AlGaAs, zur räumlichen Trennung von geladenen Störstellen und 2DEG, erreicht. Wie aus der Abb. 2.2 und Tab. 2.1 zu entnehmen, nimmt

System	Zustandsdichte $D(E)$
3D	$D_{3d}(E) = \frac{(2m^*)^{\frac{3}{2}}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E}$
2D	$D_{2d}(E) = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \sum_{i=1}^N \Theta(E - E_i)$
1D	$D_{1d}(E) = \frac{\sqrt{2m^*}}{\pi\hbar} \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sqrt{E - E_i}}$
0D	$D_{0d}(E) = 2 \sum_{i=1}^N \delta(E - E_i)$

Tabelle 2.1: Zustandsdichten $D(E)$ für drei-, zwei-, ein- und nulldimensionale Elektronensysteme. Der Index i steht bei der Summation für das i -te Subband, welches sich aus der Quantisierungsbedingung ergibt, dabei ist m^* die effektive Masse der Ladungsträger im Festkörper.

die Zustandsdichte eines 2DEG für jedes im Energieintervall liegende Niveau um einen konstanten Betrag zu. Dabei lässt sich die Ladungsträgerdichte der Elektronen im 2DEG wie folgt aus der Zustandsdichte berechnen [22]:

$$n_e = \int_0^\infty D(E) f(T, E) dE. \quad (2.8)$$

Dabei spielt die Verteilungsfunktion der Zustände für die jeweilige Temperatur T und Energie E eine entscheidende Rolle. Für Elektronen ist diese Verteilungsfunktion die Fermiverteilung $f(T, E)$. Eine Größenreduktion des 2DEG in einer weiteren Dimension führt zum 1DEG. Dies ist zum Beispiel durch Ätzprozesse möglich, bei denen das 2DEG zu einem schmalen Steg eingeschränkt wird. Wie in Abb. 2.2 und Tab. 2.1 gezeigt ist die Zustandsdichte nicht mehr konstant, sondern proportional zu $1/\sqrt{E}$. Durch ein 1D-Elektronensystem wird zum Beispiel der Quanten-Punkt-Kontakt (QPC) beschrieben.

Das Elektronensystem mit der geringsten Dimensionalität ist der Quantenpunkt (QP) (Abb. 2.2). Dieser lässt sich sowohl durch Bottom-Up Verfahren, wie zum Beispiel dem Stranski-Krastanov-Wachstum [25] von Quantenpunkten auf verspannten Kristalloberflächen realisieren, oder durch Top-Down Verfahren, bei denen ein 2DEG zum Beispiel durch Ätztechniken oder auch durch elektrische Felder weiter eingeschränkt wird [26–28]. Die in dieser Arbeit untersuchten Quantenpunkte lassen sich vereinfacht durch einlaterale eingeschränktes 2DEG mit einem zweidimensionalen parabolischen Potential beschreiben. Dies ist möglich, da die Form der Quantenpunkte näherungsweise eine Scheibe darstellt [29]. Der Hamiltonoperator ist gegeben durch [30]:

$$H_{0D} = \frac{1}{2m^*} (\vec{p})^2 + \frac{1}{2} m^* \omega_0^2 (x^2 + y^2) + V(z). \quad (2.9)$$

Die Lösung der Schrödingergleichung liefert die Energieeigenwerte, wobei $\hbar\omega_0$ die Stärke des Einschlusspotentials darstellt:

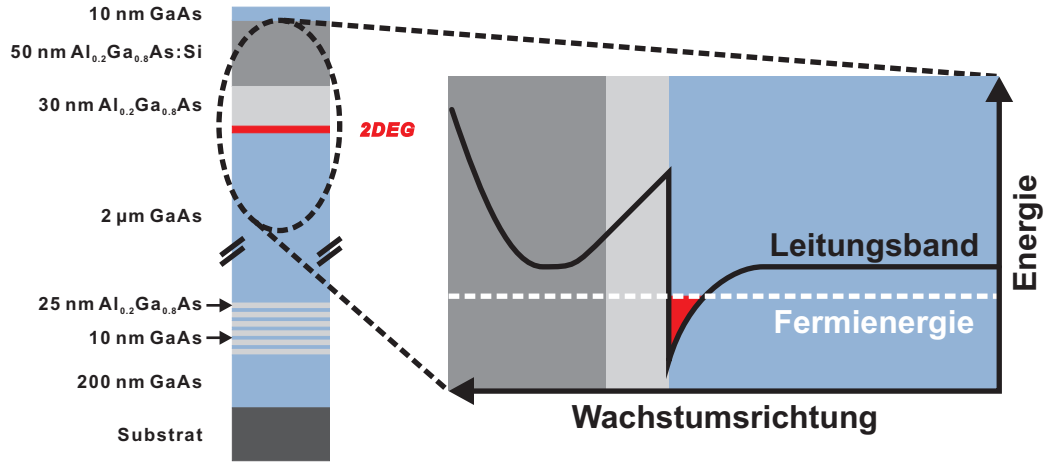


Abb. 2.3: Schichtstruktur einer modulationsdotierten AlGaAs/GaAs Heterostruktur zur Erzeugung eines 2DEG. Der Leitungsbandverlauf ist schematisch entlang der Kristallwachstumsrichtung gezeigt. Im Bereich des Heteroübergangs liegt das Leitungsband unterhalb der Fermienergie, wodurch sich das 2DEG ausbildet.

$$E_n = E_z + (n + 1) \hbar\omega_0. \quad (2.10)$$

Die Hauptquantenzahl n ist durch die Quantenzahlen der beiden Raumrichtungen $n_x, n_y \in \mathbb{N}_0$ mit $n = n_x + n_y$ gegeben. Im Vergleich mit dem eindimensionalen harmonischen Oszillator ist die Grundzustandsenergie um $\hbar\omega_0/2$ erhöht, die Energieabstände $\Delta E = \hbar\omega_0$ sind aber identisch. [31]. Wie an Tab. 2.1 zu erkennen ist, sind die Energieniveaus quantisiert und die Zustandsdichte $D(E)$ nimmt diskrete Werte an. Bei GaAs Quantenpunkten mit einem Durchmesser von ca. 100nm haben die Energieniveaus typischerweise einen Abstand $\hbar\omega_0 = 3\text{meV}$ [29].

2.1.3 Zweidimensionales Elektronengas im Magnetfeld

Für eine quantenmechanische Betrachtung eines Elektrons im 2DEG in einem äußeren magnetischen Feld \vec{B} senkrecht zum 2DEG mit $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ und $\vec{A} = 0,5(-yB, xB, 0)$ gilt:

$$H_{2D} = \frac{1}{2m^*} (\vec{p} + e\vec{A})^2 + V(z), \quad (2.11)$$

wobei $V(z)$ den in Abb. 2.3 skizzierten Leitungsbandverlauf beschreibt. Löst man die Schrödingergleichung, so folgt für die Energieeigenwerte E_n :

$$E_n = E_z + (n + 1) \hbar\omega_c. \quad (2.12)$$

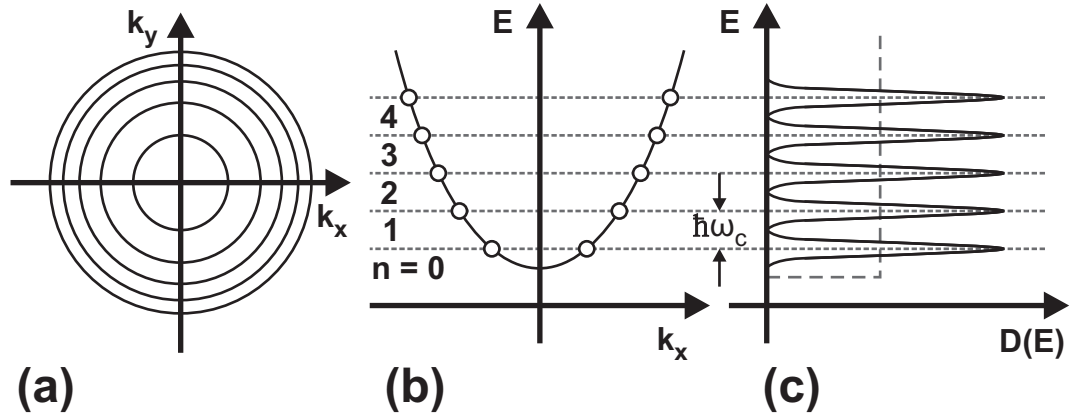


Abb. 2.4: 2DEG in einem Magnetfeld senkrecht zur xy -Ebene. (a) Landauaufspaltung in der $k_x k_y$ -Ebene des Impulsraumes. (b) Energieparabel und Landau-Zustände des ersten Subbandes entlang von k_x . (c) Zustandsdichte $D(E)$ des 2DEGs ohne (gestrichelt Linie) und mit (kompakte Linie) Magnetfeld. [22]

Der erste Teil des Energieterms E_z gibt die quantisierten Energieniveaus durch das Einschlusspotential in der z -Achse wieder. Für eine typische Fermienergie $E_F = 10\text{meV}$ wird in einem 2DEG nur der Grundzustand besetzt. In der Bewegungsrichtung senkrecht zur z -Achse und somit senkrecht zum Magnetfeld sind die Energieeigenwerte ebenfalls quantisiert. Die Bewegung gleicht der eines harmonischen Oszillator mit der Zyklotronfrequenz ω_c [22]:

$$\omega_c = eB/m^*. \quad (2.13)$$

Für ein in der xy -Ebene freies Elektron gilt eine parabolische Energiedispersion $E_{x,y} = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2)$, wie diese in Abb. 2.4(b) als durchgezogene Linie zu sehen ist. Durch das Magnetfeld sind die Energieeigenwerte quantisiert und die Elektronen „kondensieren“ auf den Landau-Niveaus [22]. Dies ist in Abb. 2.4(b) für $E(k_x)$ in Form von Kreisen gezeigt. Der Abstand der Energieniveaus ist dabei konstant und beträgt $\hbar\omega_c$.

In Abb. 2.4(c) ist die Zustandsdichte für das Grundniveau ohne Magnetfeld als gestrichelte Linie zu sehen. Durch das Magnetfeld wird die Zustandsdichte δ -förmig und ist mehrfach entartet. Anschaulich lässt sich die Entartung durch die Umverteilung der Zustände erklären.

Ein wichtiger Effekt im Bereich des Magnetotransport ist der Hall-Effekt [32]. Durch das senkrecht zur Bewegungsrichtung stehende Magnetfeld findet eine Anhäufung von Ladungsträger an dem Rand eines elektrischen Leiters statt. Als Folge kann eine Hallspannung senkrecht zur Bewegungsrichtung der Ladungsträger gemessen werden. Bei Hallmessung an einem 2DEG lässt sich für tiefe Temperaturen und große Felder der von K. v. Klitzing entdeckte Quanten-Hall-Effekt beobachten [33, 34]. Dadurch, dass die Ladungs-

träger im Zentrum des 2DEGes auf Kreisbahnen gezwungen werden, findet der Transport entlang der Ränder der Struktur statt. Am Rand der Proben schneiden die Landauniveaus durch die Potentialverbiegung die Fermienergie. Dadurch entstehen ungebundene Zustände als 1D-Randkanäle. Zwischen zwei gegenüberliegenden Kanälen ist Streuung stark unterdrückt. In der Analyse des Hall Widerstandes hat K. v. Klitzing festgestellt, dass dieser mit $R_H = h/i e^2$ ($i = 1,2,3,\dots$) quantisiert ist.

2.1.4 Quantenpunkte im Magnetfeld

Für die Diskussion von 0D-Elektronensystemen im Magnetfeld $\vec{B} = (0,0,B)$ ist es nützlich, den Hamiltonoperator aus Gleichung 2.9 um das Vektorpotential \vec{A} zu erweitern. Dabei steht das äußere magnetische Feld senkrecht auf der Ebene (x-y), in welcher das Einschlusspotential des Quantenpunktes liegt. Unter Vernachlässigung des Einschlusspotentials in z-Richtung ist der Hamiltonoperator dieses Systems gegeben durch:

$$H_{0D}^B = \frac{1}{2m} (\vec{p} - e\vec{A}(\vec{r}))^2 + \frac{1}{2}m^*\omega_0^2 (x^2 + y^2). \quad (2.14)$$

Durch Lösen der Schrödingergleichung erhält man die von V. Fock und C. G. Darwin zuerst bestimmten und nach ihnen benannten Energieeigenwerte [35, 36]:

$$E_{n,m} = (2n + |m| + 1) \hbar \sqrt{\omega_0^2 + \frac{\omega_c^2}{4}} + m \frac{\hbar\omega_c}{2}. \quad (2.15)$$

Die Hauptquantenzahl n ist als der Minimalwert der beiden Quantenzahlen n_+ und n_- definiert und die magnetische Quantenzahl m ergibt sich aus $m = n_+ - n_-$. In Abb. 2.5 sind die entsprechenden Energieeigenwerte im Magnetfeld nach Fock und Darwin dargestellt. Die Energieeigenwerte $E_{n,m}$ sind in Einheiten von $\hbar\omega_0$ und als Funktion von ω_c/ω_0 aufgetragen. Ohne Magnetfeld sind die Energieniveaus entartet und die Energiedifferenz zwischen benachbarten Zuständen beträgt $\hbar\omega_0$. Im Magnetfeld wird die Entartung der Energieeigenwerte aufgehoben. Dabei verschieben die jeweiligen Niveaus abhängig von der magnetischen Quantenzahl m zu größeren oder kleineren Werten bis zu einem kritischen Feld. Es kreuzen sich vermehrt Zuständen die ohne Magnetfeld eine unterschiedliche Hauptquantenzahl n haben. Bei gleich bleibender Anzahl von Elektronen findet ein Wechsel zwischen den besetzten und unbesetzten Zuständen statt. Für große Magnetfelder nähern sich die Zustände den Landau-Niveaus an.

Für ein Elektron im Quantenpunkt mit der effektiven Masse m^* ist ein zusätzlicher Term für die Zeeman-Energie zu berücksichtigen [37]. Dieser hängt vom Bohrschen Magneton $\mu_B = e \hbar / (2 m_e)$ und dem Drehimpulsoperator \hat{j}_z ab. Der Hamiltonoperator H_Z für den Zeeman-Effekt ist gegeben durch:

$$H_Z = -\frac{g\mu_B B \hat{j}_z}{\hbar}. \quad (2.16)$$

Der Landé Faktor g ist ein materialspezifischer Parameter und beträgt für GaAs $g_{GaAs} = -0,44$ und für reines InAs bis zu $g_{InAs} = -14,9$ [38]. Messungen des Landé Faktors für InAs-Quantenpunkte, wie sie in dieser Abreit untersucht wurden, haben ge-

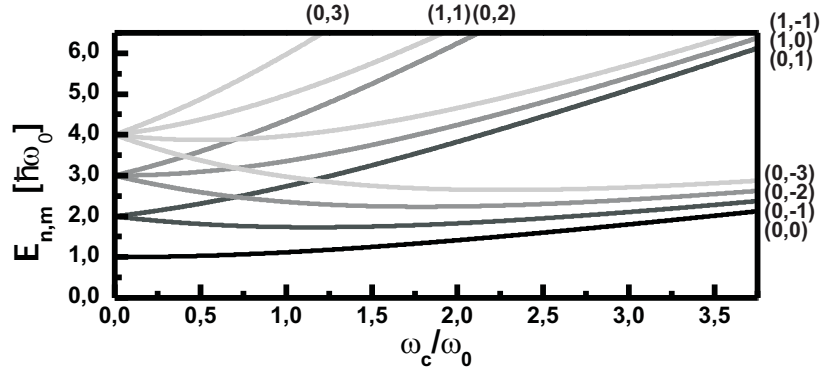


Abb. 2.5: Energieeigenwerte $E_{n,m}$ eines zweidimensionalen harmonischen Oszillators im Magnetfeld nach Fock und Darwin. Die Energien sind in Einheiten von $\hbar\omega_0$ und als Funktion von ω_c/ω_0 dargestellt. Für $\omega_c/\omega_0 \rightarrow \infty$ nähern sich die Zustände den Landau-Niveaus an.

zeigt, dass Werte von $g_{InAs} = 1.05$ und kleiner typisch sind [39]. Die Energieeigenwerte auf Grund der Zeeman-Aufspaltung sind:

$$E_{m_j} = m_j g \mu_B B. \quad (2.17)$$

Hier ist m_j die magnetische Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ aus Bahndrehimpuls und Spin [23]. Die Energieaufspaltung durch den Zeeman-Effekt ist folglich vom Bahndrehimpuls und Spin der Elektronen abhängig. Typische Energieaufspaltungen von $\Delta E = \mu_B B$ sind $\Delta E \approx 60 \mu eV/T$.

2.2 Nanoelektronische Bauelemente

Bei nanoelektronischen Bauelementen sind die charakteristischen Strukturgrößen üblicherweise kleiner als 100nm , was in etwa einem tausendstel des Durchmessers eines menschlichen Haares entspricht. Mit integrierten Schaltungen aus nanoelektronischen Bauelementen [40–42] können unter anderem logische Gatter realisiert werden, wobei die Kombination aus mehreren niederdimensionalen Elektronensystemen die gewünschten Funktionalität gewährleistet. Die in dieser Arbeit untersuchten Proben bestehen im Wesentlichen aus einer Kombination von 2D- und 0D-Elektronensystemen. Im Folgenden wird auf drei Bauelemente, in denen die niederdimensionalen Elektronensysteme auf unterschiedliche Weise implementiert sind, eingegangen. Zunächst wird der Quantendraht-Transistor als Spezialfall des Feldeffekttransistors behandelt. Danach folgt der Einzel-Elektronen-Transistor, der als Kombination von einem 0D-Elektronensystem für den Transport und mehrerer Kontaktreservoirs in Form von 2DEG betrachten werden kann. Abschließend wird der Floating-Gate Speicher, bestehend aus mehreren 0D-Elektronensystemen als Speicherelemente und einem Quantendrahttransistor für den Transport, besprochen.

2.2.1 Der Quantendraht-Transistor

Beim Quantendraht-Transistor (Quantum-Wire Transistor: QW-Transistor) beruht das Funktionsprinzip wie beim MOSFET (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) auf der Steuerung der Ladungsträgeranzahl im Kanal durch den Feldeffekt. Das Prinzip des Feldeffekttransistors wurde bereits in den 20er Jahren des 20. Jahrhunderts von J. E. Lilienfeld patentiert [43,44]. Beim QW-Transistor sind besonders HEMT Strukturen zu nennen, die auf einem 2DEG als leitfähiger Schicht mit hohen Elektronenbeweglichkeiten von über $10^6\text{cm}^2/\text{Vs}$ beruhen [45]. Werden beim QW-Transistor Kanal und Gatekontakte durch Ätzgraben von einander getrennt, liegen diese in einer Ebene und man spricht von einem Side-Gate. Die in dieser Arbeit untersuchten Proben sind Strukturen dieser Art und Details zur Herstellung und Schichtstruktur finden sich in Kapitel 3.1.

In Abb. 2.6(a) ist ein einfaches Modell eines QW-Transistors dargestellt. Die Besonderheit hierbei ist, dass sowohl das Gate als auch der Kanal und die Kontaktreservoirs an Source und Drain auf einem niederdimensionalen Elektronensystem basieren. Folglich bestimmt die Zustandsdichte der einzelnen Komponenten die charakteristischen Transistoreigenschaften maßgeblich. Für dieses Modell kann ein Kapazitätsnetzwerk, laut Abb. 2.6(b), zur Beschreibung der Elektrostatik des Systems aufgestellt werden. Neben der geometrischen Kapazität C_{gc} zwischen Gate und Kanal, sind hier auch die jeweiligen Quantenkapazitäten für das Gate C_{qg} , den Kanal C_{qc} und den Kontakten C_{qd} und C_{qs} zu berücksichtigen. Laut [46,47] kann eine Quantenkapazität wie folgt berechnet werden:

$$C_q = A e^2 D_i(E). \quad (2.18)$$

Dabei ist $D(E)$ die Zustandsdichte des i -dimensionalen Systems und A die charakteristische Größe. Für ein 2DEG entspricht demnach A der Fläche des Elektronengases. Man kann dieses Netzwerk heranziehen, um zum Beispiel die Gateeffektivität η_c zu bestimmen. η_c ist der Faktor, mit dem die Gatespannung auf das elektrostatische Potential des

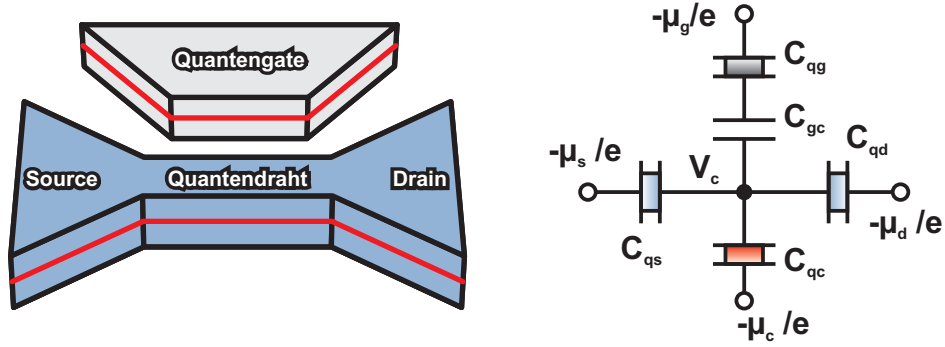


Abb. 2.6: (a) QW-Transistor als vereinfachtes Modell bestehend aus einem Quantendraht und -gate. Der Quantendraht ist an ein Source- und Drainreservoir gekoppelt. Die leitfähige Schicht ist ein Elektronengas, das hier in rot dargestellt ist. (b) Kapazitives Modell des QW-Transistors unter Berücksichtigung der Physik niederdimensionaler Systeme in Form von Quantenkapazitäten C_{qx} .

Kanals V_c wirkt. Dabei hängt die Gateeffektivität von der Gesamtkapazität des Systems ab. Analog zu einer Topgate-Struktur [47, 48] gilt für die Gateeffektivität:

$$\eta_c = \frac{V_c - (-\mu_c/e)}{-\mu_g/e - (-\mu_c/e)} = \frac{1}{1 + \frac{C_{qc} + C_{qd} + C_{qs}}{C_{gc}} + \frac{C_{qc} + C_{qd} + C_{qs}}{C_{qg}}}. \quad (2.19)$$

Wie zu erkennen ist, resultiert eine starke kapazitive Kopplung zwischen Gate und Draht sowie eine große Quantenkapazität im Gate in einer großen Gateeffektivität. Zum anderen wird die Gateeffektivität durch große Quantenkapazitäten des Kanals und der Kontaktreservoirs erniedrigt. Daher sind vor allem geringe Zustandsdichten im Kanal von Vorteil, um ein möglichst effektives Schalten des Transistors zu realisieren. Für vergleichsweise große Gatekontakte kann in erster Näherung $C_{qg} > C_{qc}$ angenommen werden, so dass der Term $\frac{C_{qc} + C_{qd} + C_{qs}}{C_{qg}}$ vernachlässigt werden kann. Für die Charakterisierung des Schaltverhaltens kann der Subthresholdswing S der IV-Kennlinie als Vergleichswert herangezogen werden. Im Gatespannungsbereich unterhalb der Schwellenspannung $V_g < V_{th}$ steigt der Kanalstrom exponentiell an [45]. Der Subthresholdswing gibt die Gatespannungsdifferenz an, die nötig ist, um eine Zunahme des Stromes um eine Dekade zu beobachten [45]. Dadurch ergibt sich folgender Zusammenhang für S und η_c :

$$S = \frac{\ln(10) k_B T}{\eta_c e} \quad (2.20)$$

Aus dieser Gleichung wird klar, dass der Subthresholdswing durch die thermische Energie $E_{th} = k_B T$ limitiert ist. So kann für Raumtemperatur und für einen theoretischen Wert von $\eta_c = 100\%$ ein minimaler Subthresholdswing $S = 60mV$ erreicht werden. Bei $T = 4K$ liegt dagegen der Subthresholdswing bei minimal $S = 0,8mV$.

2.2.2 Einzel-Elektronen-Transistor

Der Einzel-Elektronen-Transistor (single-electron transistor: SET) ist als Bauelement von besonderem Interesse, da bei entsprechender Wahl des Arbeitspunktes dieser nur von einem einzelnen Elektron passiert werden kann [49]. Da einzelne Elektronen zum Stromtransport beitragen, ist der SET für einen Einsatz als Stromnormal in der Metrologie geeignet [50, 51]. Beim SET findet der Effekt der Coulomb-Blockade eine sehr bedeutende Anwendung. Erstmals theoretisch beschrieben wurde dieser Effekt, der in Systemen mit kleinen Kapazitäten auftritt und auf der Coulombabstoßung der Ladungsträger beruht, von C. J. Gorter im Jahr 1951 [52]. Dabei ist die sehr kleine Kapazität C des niederdimensionaler Systeme ausschlaggebend. Betrachtet man einen Kondensator mit der Ladung $Q = C V$, der auf Grund der Spannung V geladen ist, so beträgt die gespeicherte Energie $E_C = \frac{Q^2}{2C}$. Für makroskopische Bauelemente entspricht $Q = n e$ einer großen Anzahl n von Elektronen und die Kapazität C ist vergleichsweise groß, wodurch einzelne Elektronen keinen merklichen Einfluss auf E_C haben. Für einen Quantenpunkt mit einer kleinen Kapazität C trifft dies nicht zu. Ist die Ausgangsbasis des Quantenpunktes ein 2DEG, welches zu einer kreisförmigen Scheibe mit dem Radius R reduziert wird, dann gilt für die Kapazität dieser Elektroneninsel in guter Näherung [13]:

$$C_{Scheibe} = 8 \epsilon_0 \epsilon_r R, \quad (2.21)$$

Eine Elektroneninsel mit Radius $R = 25nm$ und mit der Dielektrizitätszahl des umgebenden Materials $\epsilon_r(GaAs) = 12,9$ hat somit eine Kapazität von $C = 23aF$. Die Ladeenergie E_L , die notwendig ist, um ein Elektron auf diesen kleinen Kondensator zu bringen, kann dann wie folgt berechnet werden:

$$E_L = \frac{e^2}{2C}. \quad (2.22)$$

Vergleicht man $E_L = 7meV$ mit der thermischen Energie $E_{th}(T) = k_B T$ für Raumtemperatur ($E_{th}(300K) = 25,9 meV$), so wird klar, dass Coulomb-Blockade für tiefe Temperaturen oder sehr kleine Kapazitäten ($C < 6aF$ bei $T = 300K$) zu beobachten ist. Eine genaue Beschreibung der energetischen Zustände einer Elektroneninsel wurde 1991 von C. B. J. Beenakker [53] veröffentlicht. Dabei ist die Elektroneninsel über Tunnelkontakte an ein Source- und ein Drainreservoir (C_s, C_d) gekoppelt und kapazitiv mit einem Gatekontakt (C_g) verbunden. Somit berechnet sich die Ladung Q des Quantenpunktes aus den Kapazitäten der Tunnelkontakte, der Gatekapazität und den angelegten Spannungen (V_g, V_s, V_d) folgendermaßen [54, 55]:

$$Q = C V_I - C_s V_s - C_d V_d - C_g V_g. \quad (2.23)$$

Dabei gibt $C = C_s + C_d + C_g$ die Gesamtkapazität des Systems und V_I die Potentialdifferenz zwischen Elektroneninsel und Nullpotential an. Der Einfluss der externen Spannung kann mit $V_{ex} = \frac{C_s V_s + C_d V_d + C_g V_g}{C}$ zusammen gefasst werden. Die Gesamtenergie $E_C(N)$ der elektrostatischen Aufladung erhält man durch Integration von V_I bezüglich der Ladung:

$$E_C(N) = \int_0^{-Ne} V_I dQ = \frac{(N e)^2}{2 C} - N e V_{ex}. \quad (2.24)$$

Die Berechnung der Energieeigenwerte für eine Scheibe nach dem Modell des zweidimensionalen Quantentopf gemäß Gleichung 2.9 liefert diskrete Energien E_{n_x, n_y} . Diese Quantisierungsenergie muss zu $E_C(N)$ addiert werden, um die Gesamtenergie $E(N)$ des Elektronensystems zu erhalten:

$$E(N) = \frac{(N e)^2}{2 C} - N e V_{ex} + \sum_{n_x, n_y}^N E_{n_x, n_y}. \quad (2.25)$$

Das elektrochemische Potential für das N -te Elektron ergibt sich dann aus der Differenz der Energien für N und $N - 1$ Elektronen:

$$\mu(N) = E(N) - E(N - 1) = (N - \frac{1}{2}) \frac{e^2}{C} - e V_{ex} + E_N \quad (2.26)$$

Dabei gibt der Term E_N die Quantisierungsenergie an. Man erkennt zudem, dass $\mu(N)$ linear mit V_{ex} verschiebt. In der experimentellen Untersuchung der Coulomb-Blockade ist vor allem der Energieabstand $\Delta\mu$ der einzelnen chemischen Potentiale von Interesse. Dieser lässt sich wie folgt berechnen:

$$\Delta\mu = \mu(N + 1) - \mu(N) = \frac{e^2}{C} + E_{N+1} - E_N. \quad (2.27)$$

Wie zu erkennen ist, geht auch hier ein Term für die Quantisierungsenergie $\Delta E = E_{N+1} - E_N$ mit ein. Diese kann abhängig vom Materialsystem bis zu einer gewissen Quantenpunktgröße vernachlässigt werden. Die Energiedifferenz $\Delta\mu = \frac{e^2}{C} = 2 E_L$ auf Grund der Coulomb-Blockade beträgt somit das Zweifache der Ladeenergie E_L [54, 55].

Ein SET kann technologisch aus unterschiedlichen Materialsystemen und durch verschiedene Methoden hergestellt werden. Wie bereits beschrieben ist dies prinzipiell dadurch möglich, dass man einen Quantenpunkt über Tunnelkontakte an einen Source- und Drain-Kontakt koppelt. Weiterhin besteht eine kapazitive Kopplung an einen Gatekontakt. Durch Anlegen einer Spannung ist es somit möglich, das Potential am Ort des Quantenpunktes zu verschieben. Dies ist schematisch in Abb. 2.7 zu sehen. So kann ein SET z.B. aus einem Quantendrahttransistor erzeugt werden, indem man zwei Potentialbarrieren im Kanal erzeugt. Hierdurch schränkt man das Elektronengas in allen drei Raumrichtungen ein und es entsteht eine Elektroneninsel, die physikalisch einen Quantenpunkt darstellt. Bei einem SET sind spezielle Anforderungen an die Barrieren gestellt, um Coulomb-Blockade beobachten zu können. So beschränkt ein großer Tunnelwiderstand R_T den Strom im System. Außerdem ist durch die Energie-Zeit Unschärfe $\Delta\tau \Delta E > h$ eine untere Grenze für R_T definiert. Dabei gibt $\tau = R_T C$ die Lebensdauer der Elektronen im Quantenpunkt und $\Delta E \approx 2 E_L$ die Unschärfe des energetischen Zustandes an. Somit ergibt sich ein minimaler Widerstand für die Tunnelbarriere von $R_T > \frac{h}{e^2} = 25,8 \text{ k}\Omega$.

In Abb. 2.7(a) ist eine schematische Darstellung des Leitungsbandes für eine Elek-

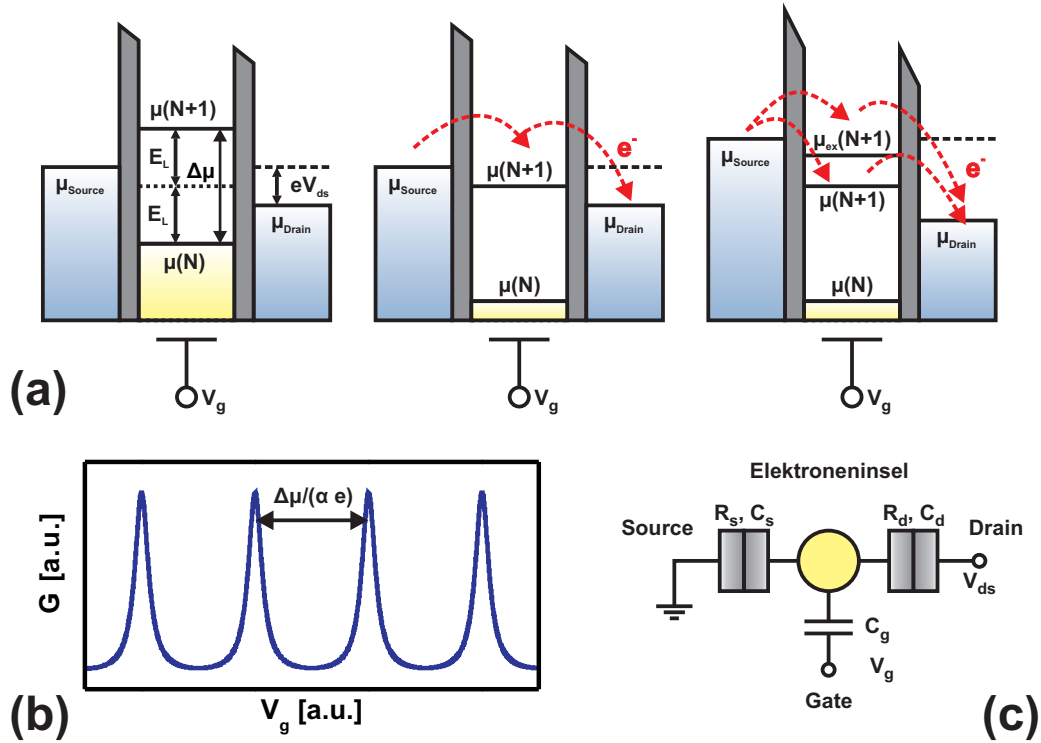


Abb. 2.7: (a) Schematischer Leitungsbandverlauf in einem SET für verschiedene Spannungen V_g und V_{ds} . Tunnelprozesse sind durch rote Pfeile angedeutet. (b) Leitwert eines SETs als Funktion der Gatespannung bei $V_{ds} < E_L$. (c) Modell einer Elektroneninsel mit Tunnelkopplung zu Source und Drain sowie kapazitiver Kopplung zum Gate. [54, 55]

troneninsel mit Source-, Drain- und Gatekontakt in drei verschiedenen Fällen gezeigt. Laut Gleichung 2.26 ist bei konstanter Sourcespannung V_s und Drainspannung V_d das elektrochemische Potential im Quantenpunkt proportional zu V_g . Dies bedeutet eine Änderung der Gatespannung überträgt sich linear auf das elektrochemische Potential der Elektroneninsel, wobei der Proportionalitätsfaktor α eingeht [26, 54, 55]:

$$\alpha = \frac{C_g}{C}. \quad (2.28)$$

Dieser entspricht der Gateeffektivität η_c im QW-Transistor aus Kapitel 2.2.1. Die Potentialdifferenz V_{ds} zwischen Source und Drain ist für die ersten beide Fälle in Abb. 2.7 gleich, wobei für das Transportfenster $eV_{ds} < \Delta\mu$ gilt. Im ersten Fall tritt kein Ladungsträgertransport auf, da kein elektrochemisches Potential innerhalb des Transportfensters liegt. Transport von Ladungsträgern von Source nach Drain kann daher nur für den zweiten Fall beobachtet werden, da hier das elektrochemische Potential für $N + 1$ Elektronen zwischen den Potentialen μ_s und μ_d liegt. Wichtig dabei ist, dass jeweils nur ein einziges Elektron die Elektroneninsel passieren kann. Dies wird sequentielles Tunneln genannt

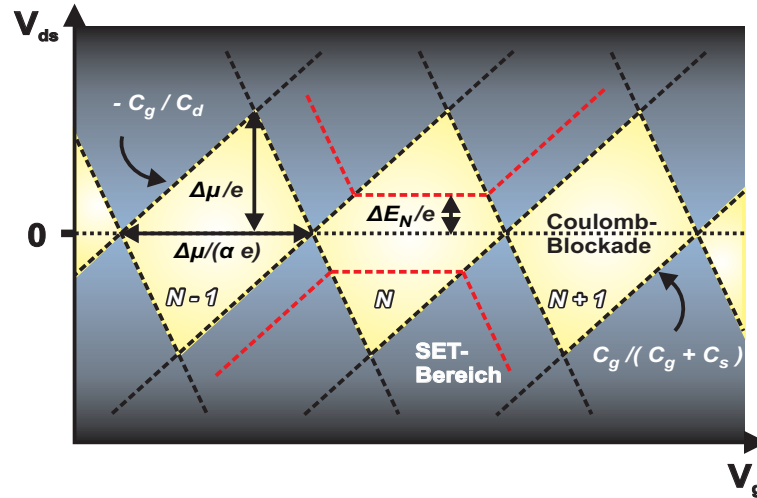


Abb. 2.8: Schematische Darstellung des Leitwerts eines SETs als Funktion von V_g und V_{ds} . Bereiche niedrigen Leitwerts sind hellgelb und Bereiche hohen Leitwerts dunkelblau hinterlegt. Für die verschiedenen Besetzungszahlen N ergeben sich Bereiche der Coulomb-Blockade und des Einzelelektronentransportes. Der Übergang zwischen diesen Bereichen, sowie Tunnelprozesse auf Grund von angeregten Zuständen sind durch Hilfslinien markiert. [54, 55]

und ist dadurch begründet, dass für ein zweites Elektron auf Grund der Coulomb-Blockade das elektrochemische Potential oberhalb des Transportfensters liegt. Der dritte Fall zeigt den Transport durch angeregte Zustände, dies wird später näher beschrieben. Stellt man den Leitwert G eines SETs als Funktion der Gatespannung V_g dar, so zeigt die IV-Kurve die für die Coulomb-Blockade charakteristischen, einzelnen Leitwertsspitzen. Dies ist in Abb. 2.7 zu sehen. In den Bereichen zwischen den Spitzen fließt kein Strom, d.h. der Leitwert G der Struktur ist Null, wobei der Abstand zwischen zwei Maxima von $\Delta\mu$ und α bestimmt wird. Die Halbwertsbreite einer solchen Leitwertsspitze ist dabei z.B. von der thermischen Energie der Elektronen abhängig [56, 57]. Bei steigenden Temperaturen verschmieren diese bis hin zum vollständigen Verschwinden bei $E_{th} \gg E_L$.

Der Leitwert G eines SETs kann als Kontourplot in Abhängigkeit von V_g und V_{ds} dargestellt werden. Das Schaubild einer solchen transportspektroskopischen Aufnahme ist in Abb. 2.8 gezeigt [54, 55]. Dabei geben hellgelbe Bereiche einen geringen und dunkelblaue Bereiche einen hohen Leitwert an. Typisch für die Coulomb-Blockade sind die Bereiche geringen Leitwertes, welche die Form von Rauten haben und in denen kein Strom fließt. Diese werden auch als Coulombdiamanten bezeichnet. Daneben liegen die SET-Bereiche in denen ein einzelnes Elektron zum Transport beiträgt. Für größere V_{ds} können zunehmend mehr Elektronen gleichzeitig am Transport teilnehmen, da immer mehr Niveaus innerhalb des Transportfensters liegen. Trägt man den Tunnelstrom als Funktion der Source-Drainspannung bei gleichzeitig konstantem V_g auf, so zeigt der Strom einen stu-

figen Anstieg. Mit größer werdender Potentialdifferenz eV_{ds} erhöht sich die Anzahl der zum Ladungsträgertransport beitragenden Niveaus [54, 55]. In der Transportspektroskopie hängt die Form der Rauten von den Kapazitäten C_g , C_s und C_d des SETs ab. So sind die beiden Steigung zwischen leitfähigen und nicht leitfähigen Bereich durch die Verhältnisse aus kapazitiver Kopplung C_g/C_d und $C_g/(C_g + C_d)$ gegeben. Zur Bestimmung von $\Delta\mu$ ist der charakteristische Spannungswert auf der V_{ds} -Achse, ab dem für jede beliebige Gatespannung Strom fließen kann, eine wichtige Kenngröße. Genau dann ist das Transportfenster eV_{ds} gleich dem Abstand benachbarter Energieniveaus $\Delta\mu = \frac{e^2}{C}$. Dies bedeutet, dass immer mindestens ein Energieniveau zwischen den Potentialen der Kontaktreservoirs liegt und daher stets Transport stattfinden kann.

Aus der Gleichung 2.27 ist außerdem ersichtlich, dass die Energiedifferenz $\Delta\mu$ einen Term für die Quantisierungsenergie $\Delta E(N)$ enthält. Bei genügend kleinen Elektroneninseln liegt $\Delta E(N)$ in der Größenordnung der Ladeenergie und spielt vor allem beim Transport durch angeregte Zustände eine wichtige Rolle. Aus Abb. 2.7(a) ist zu erkennen, dass zusätzlich zu dem Grundniveau $\mu(N + 1)$ ein angeregtes Niveau $\mu_{ex}(N + 1)$ innerhalb des Transportfensters liegt. Der energetische Abstand beträgt dabei $\Delta E(N)$. Beim Ladungsträgertransport findet aber weiterhin nur sequentielles Tunnel statt, da sonst die Ladeenergie für das zweite Elektron auch bereit gestellt werden muss. Dies bedeutet, es kann auch hier immer nur ein einzelnes Elektron den Quantenpunkt passieren. Der Transport durch angeregte Zustände ist in Abb. 2.8 durch rote Linien hervorgehoben. Diese treten ab einer Spannung $V_{ds} \geq \frac{E_{ex}}{e}$ auf, verlaufen parallel zu den Coulombdiamanten und geben Aufschluss über die Quantisierungsenergie. Es sei hierbei angemerkt, dass innerhalb des Coulomb-Blockade-Bereiches weiterhin kein Transport stattfindet. Die Ausnahmen bilden Mehrelektronenprozesse, die auf Grund der Heißenbergschen Unschärfere-lation auftreten können. Für diese sogenannten Cotunnel-Prozesse kann auch Transport im Coulomb-Blockade Bereich stattfinden [54, 55].

2.2.3 Floating-Gate Speicher

Der in dieser Arbeit untersuchte Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistor beruht auf dem Prinzip des Floating-Gate Speichers (FGS) [58], weshalb dieses im Folgenden erläutert werden soll. Der Floating-Gate Speicher selbst stellt einen Feldeffekttransistor mit zusätzlicher isolierter Gateelektrode, dem Floating-Gate, dar. Diese Elektrode hat keine leitfähige Verbindung zu einer äußeren Spannungsquelle, ist aber kapazitiv mit dem eigentlichen Gatekontakt und dem Transistorkanal gekoppelt. Bei entsprechend gewählten Arbeitspunkt kann ein Ladungstransfer über die Isolierung zwischen Floating-Gate und Kanal stattfinden. Die Ladungsdifferenz nach dem Umladen des Floating-Gates resultiert in einer Schwellenspannungsverschiebung [45]. Bei den typischen Floating-Gate Strukturen basierend auf MOSFET-Technologie finden diese Umladeprozesse hauptsächlich durch Fowler-Nordheim Tunneln oder „hot-carrier injection“ statt [58–60]. In Abb. 2.9 ist ein Floating-Gate Speicher basierend auf einer HEMT-Struktur mit Quantenpunkten schematisch dargestellt. Hier fungiert ein Ensemble aus InAs Quantenpunkten, die oberhalb des Kanals eines Quantendrahttransistors liegen, als Floating-Gate [61–63]. Der Abstand der Quantenpunkte zum 2DEG ist so gewählt, dass diese im Leitungsbandminimum des

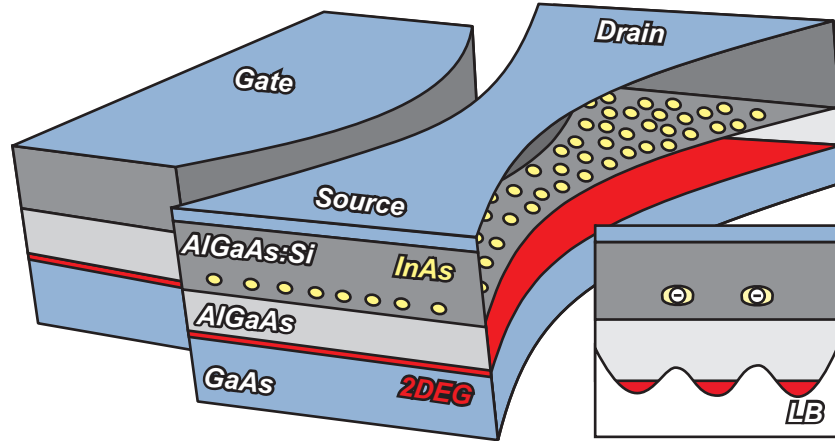


Abb. 2.9: Schematische Darstellung eines Quantenpunkt Floating-Gate Speichers. Der Speichertransistor basiert auf einer modulationsdotierten AlGaAs/GaAs Heterostruktur mit InAs Quantenpunkten (gelb), welche durch ein selbstorganisierten Wachstumsprozess implementiert wurden. Elektronen, die sich im Einschlusspotential der Quantenpunkte befinden, verarmen das Elektronengas (rot) im Transistorkanal.

dotierten AlGaAs liegen. Wie in der Darstellung angedeutet, bewirken geladene Quantenpunkte eine lokale Verarmung des Elektronengases. Dies führt zur Verschiebung der Schwellenspannung ΔV_{th} . In erster Näherung hängt ΔV_{th} von der Ladungsänderung ΔQ und der Kapazität C_{gc} zwischen Gate und Kanal wie folgt ab [45, 64]:

$$\Delta V_{th} = \frac{\Delta Q}{C_{gc}} \quad (2.29)$$

Beim FGS wird der Source-Drain-Strom I_{ds} über die Gatespannung gesteuert. Zusätzlich hierzu werden auch die Lade- und Entladevorgänge durch die Gatespannung kontrolliert. In Abb. 2.10 ist der schematische Schichtaufbau und Leitungsbandverlauf eines FGS mit InAs Quantenpunkten in Abhängigkeit der Wachstumsrichtung dargestellt. Im geladenen Zustand (a) befinden sich mehrere Elektronen im Potentialtrog der Quantenpunkte und das Kanalniveau liegt oberhalb des letzten besetzten QP-Niveaus. Wird eine positive Spannung V_g an die Gatekontakte angelegt, wird das Leitungsband im Wirkungsbereich des elektrischen Feldes zu niedrigeren Energien hin verbogen. Dies geschieht im Bereich des Kanals als auch im Bereich der Quantenpunkte. Wie in Abb. 2.9 ersichtlich, ist der Abstand zwischen Quantenpunkt und Gate größer als der Abstand zwischen Gate und Kanal, wodurch sich zwei unterschiedlich große Gateeffektivitäten für den Kanal η_c und die Quantenpunkte η_d mit $\eta_c > \eta_d$ ergeben. Folglich verschiebt das Kanalpotential stärker als das Quantenpunktspotential und es kommt für positive Gatespannungen zum Entladen der Quantenpunkte (Abb. 2.10(a)) [65].

Eine negative Gatespannung führt dagegen zu einer entgegengesetzten Leitungsbandverbiegung, wobei die Verbiegung im Kanalbereich wiederum stärker auftritt als

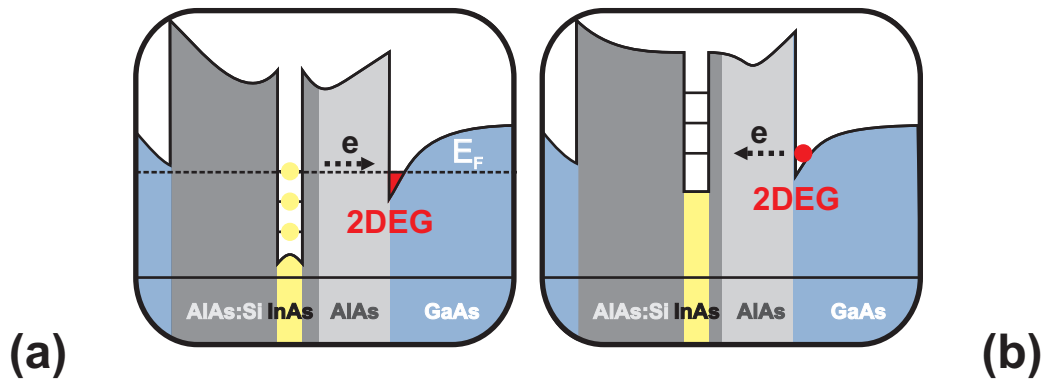


Abb. 2.10: Schematischer Leitungsbandverlauf im Floating-Gate Speicher in Abhängigkeit von der Schichtstruktur. (a) Positive Gatespannungen verbiegen das Leitungsband nach unten wodurch die Quantenpunkte durch Tunnelprozesse entladen werden. (b) Bei negativen Gatespannungen wird das Leitungsband nach oben gebogen und Laden der Quantenpunkte setzt ein [65].

am Quantenpunkt. Dies führt ab einer gewissen Gatespannung dazu, dass das Kanalniveau eine höhere Lage als das erste unbesetzte Quantenpunkt Niveau erreicht. Folglich setzen Ladeprozesse der Quantenpunkte ein, wie diese schematisch in Abb. 2.10(b) zu sehen sind. Die beiden Extremfälle, geladener QP und entladener QP, sind jeweils stabile Zustände. Bei der theoretischen Beschreibung von Ein-Elektron-Speichern wird oft ein nichtlinearer Tunnelwiderstand verwendet, um diese Bistabilität zu modellieren [66].

3 Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistor (QPST)

In der modernen Informationstechnologie kommen unterschiedlichste Speicherelemente zum Einsatz. Dabei sind vor allem die charakteristischen Merkmale Speicherzeit, Speicherdichte und Zugriffszeit wichtige Vergleichswerte. Diese hängen maßgeblich von den geometrischen Größen der Bauelemente ab. Je nach Einsatzgebiet des Speichermediums werden unterschiedliche Anforderungen an das Bauelement gestellt. So ist eine schnelle Zugriffszeit bei hoher Speicherdichte für den Random Access Memory (RAM) wichtig. Zum aktuellen Stand der Technik [67] sind RAM-Bausteine mit der Bezeichnung DDR3-2400, einer effektiven Taktfrequenz von 2133MHz und Datenraten bis zu 38GB/s erhältlich. Die Latenzzeiten derartiger Speicher liegen heute im Rahmen von 10ns . Bisher sind beim RAM allerdings flüchtige Speicher noch Standard. Weiterhin gibt es den Fall, dass eine hohe Speicherdichte bei gleichzeitig nicht flüchtiger Information nötig ist, dass heißt, die Speicherzeit ist theoretisch unendlich groß. Dies trifft auf den Standard Massenspeicher (Harddrive) zu. Hier werden aber bisher keine so hohen Zugriffszeiten wie beim RAM erreicht. Ein dritter Typ Speicher basiert auf der Floating-Gate-Technologie. Diese kommt vor allem im Gebiet kleiner, transportabler Medien zum Einsatz, wie sie in „Speichersticks“ mit USB Anschluss Verwendung finden. Lange Zeit war ein mit Datenverlust verbundene rasanter Alterungsprozess, ab in etwa 10000 Schreibzyklen, zu beklagen. Es kommen aber in jüngerer Zeit vermehrt nichtflüchtige Solid-state Festplatten auf den Markt, die schnelle Zugriffszeiten bei gleichzeitiger hoher Lebenszeit, mit mehr als 10^6 Schreibzyklen, vereinen. [58, 68].

Bei allen angeführten Speichermedien spielt die Bauelementgröße eine entscheidende Rolle für die Funktionalität. Dabei ist der Herstellungsprozess von großer Bedeutung, da dieser hohe Präzision und Reproduzierbarkeit gewährleisten muss. Vor allem bei den sogenannten Top-Down-Methoden stellt die Varianz der Bauelementgröße eine Herausforderung dar. In den folgenden Kapiteln wird ein sehr vielseitiger Typ eines Speichertransistors basierend auf einer neuartigen Verfahrensweise untersucht. Die Details zu den einzelnen Schritten der Herstellung sind in Kapitel 3.1 beschrieben. Das Speicherelement dieses Transistors sind einzelne positionskontrolliert gewachsene Quantenpunkte (QPe). Diese sind oberhalb eines leitfähigen Kanals und der zur Steuerung benötigten, seitlichen Gates implementiert, siehe Abb. 3.1. Somit bilden diese ein Floating-Gate. Quantenpunkte gelten insbesondere im Forschungsgebiet des Quantencomputers [1, 2] und der Quantenkryptographie [69, 70] als vielversprechende Objekte, da diese zum Speichern einzelner, so genannter Qubits [71, 72] genutzt werden können. Auch der Einsatz als Schnittstelle zwischen optischen und elektrischen Bits ist eine mögliche Anwendung [4, 5]. Daher wurden in dieser Arbeit sowohl die grundlegenden Transistorcharakteristiken als auch die

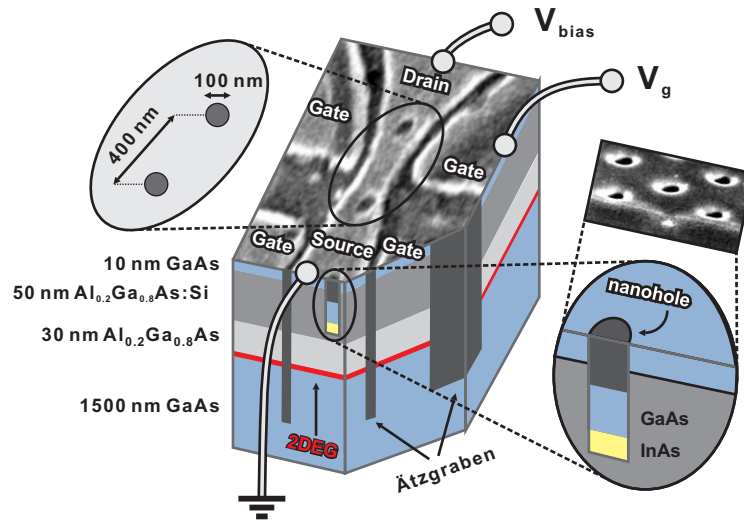


Abb. 3.1: Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistor. Das Bauelement basiert auf einer modulationsdotierten AlGaAs/GaAs Heterostruktur mit einem ca. 90nm unter der Oberfläche gelegenen 2DEG. Die geätzten Gräben und Vertiefungen (nanoholes), welche als Wachstumzellen für die InAs Quantenpunkte dienen, haben einen dunklen Kontrast in den mikroskopischen Aufnahmen. Das InAs ist als heller Kontrast erkennbar. Durch Anlegen einer Gatespannung kann der Probenstrom I_{ds} zwischen Drain und Source gesteuert und die Quantenpunkte geladen oder entladen werden.

Speichereigenschaften einzelner InAs Quantenpunkte untersucht. Dies war besonders im Hinblick auf Einzel-Elektron Effekte, Lade- und Entladeprozesse im elektrischen, magnetischen und elektromagnetischen Feld bei tiefen Temperaturen bis Raumtemperatur von Interesse. Weiterhin wird die Funktionalität des Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistor (QPST) mittels einer Modellschaltung simuliert. Dabei werden die aus den Messungen ermittelten charakteristischen Kenngrößen verwendet. Ein abschließendes Kapitel geht auf mögliche Anwendungen als kryptographischer Speicher ein. Im direkten Anschluss folgen zunächst die Kapitel zu Design, Herstellung, Messtechnik beziehungsweise zur Versuchsdurchführung.

3.1 Design und Herstellung

Im einführenden Abschnitt zu den Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistoren (QPSTen) wurde bereits ein detailliertes Schaubild (Abb. 3.1) gezeigt und vorgestellt. Wie man erkennen kann, ist für die Herstellung der QPSTen nicht nur die vertikale sondern auch die laterale Position der Quantenpunkte entscheidend. Daher wurde bei der Herstellung ein neues Verfahren angewendet. Ausgegangen wurde von einer modulationsdotierten AlGaAs/GaAs Struktur, wie sie in Abb. 3.2(a) gezeigt ist. Diese wurde über bewährte Me-

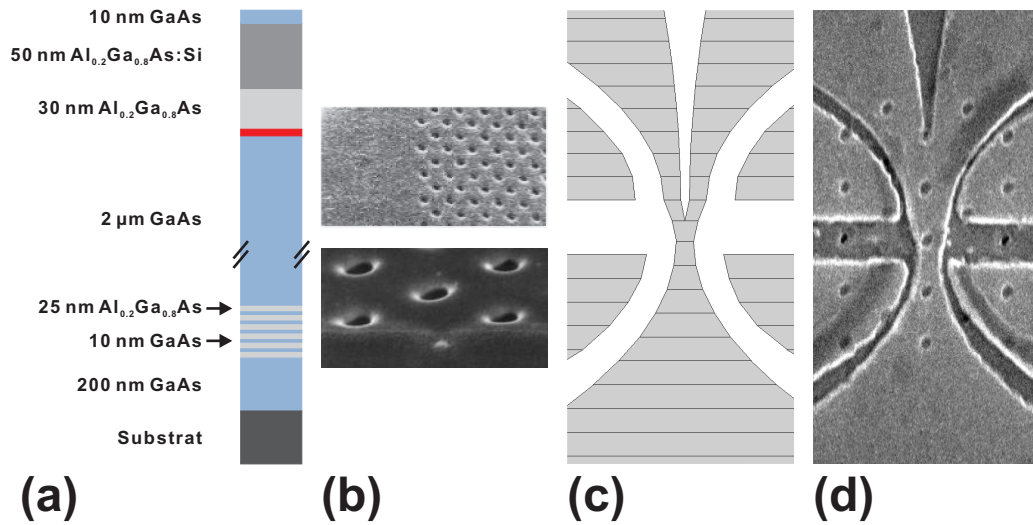


Abb. 3.2: (a) Aufbauskinne einer Halbleiterheterostruktur der untersuchten QPSTen. (b) Mikroskopische Aufnahmen des Gitters aus Vertiefungen in der Waferoberfläche mit InAs Quantenpunkten. (c) Transistorlayout für die Elektronenstrahlolithographie. (d) Mikroskopische Aufnahme eines fertigen QPSTs.

thoden im MBE-Verfahren (Molecular Beam Epitaxy) gewachsen. Das 2DEG bildet sich etwa 90nm unterhalb der Probenoberfläche aus. Nach abgeschlossenem Schichtwachstum wird mittels Elektronenstrahlolithographie und Maskenätztechnik ein regelmäßiges Muster aus Vertiefungen (nanoholes) auf die Waferoberfläche übertragen. Der Durchmesser der Vertiefungen beträgt an der Oberfläche ca. 100nm und die Tiefe ist 50nm . Ein Muster aus solchen Vertiefungen kann in Abb. 3.2(b) gesehen werden. Es wurden für diese Arbeit Proben mit einem regelmäßigen Lochabstand von 300nm bzw. 400nm hergestellt und untersucht. Bevor dann mit dem Wachstum der Quantenpunkte fortgefahren werden konnte, wurde die Waferoberfläche von etwaigen Oxidrückständen mittels aktiviertem Wasserstoff [73] gereinigt. Danach erfolgte ein weiterer Wachstumsschritt in der MBE-Anlage. Hierbei wurde InAs aufgewachsen, wobei die Vertiefungen als Keimzellen für das QP-Wachstum dienen [74]. Die so entstandenen Quantenpunkte wurden abschließend mit einer Deckschicht aus GaAs versiegelt. In Abb. 3.2(b) ist ein FIB-Schnitt (Focused Ion Beam) durch einen QP gezeigt. In der mikroskopischen Aufnahme erscheint das InAs mit einem helleren Kontrast im Vergleich zu dem dunklen AlGaAs/GaAs. Die Aufnahme verdeutlicht, dass die Position der Quantenpunkte nach Abschluss des letzten Wachstumsprozesses weiterhin unter dem Mikroskop zu erkennen ist.

Ausgehend von den 2DEG-Strukturen mit Quantenpunkten wurden über weitere Lithographie und Maskenätztechniken die einzelnen Bauelemente erzeugt. Zunächst wurden einzelne Hallbars und „Kontaktpads“ zur späteren elektrischen Kontaktierung der Probe definiert. Die Kontakte werden üblicherweise mit Au/Ge/Ni einlegiert [45], wodurch ein Ohmscher Kontakt mit dem 2DEG hergestellt wird. Der eigentliche Transistor be-

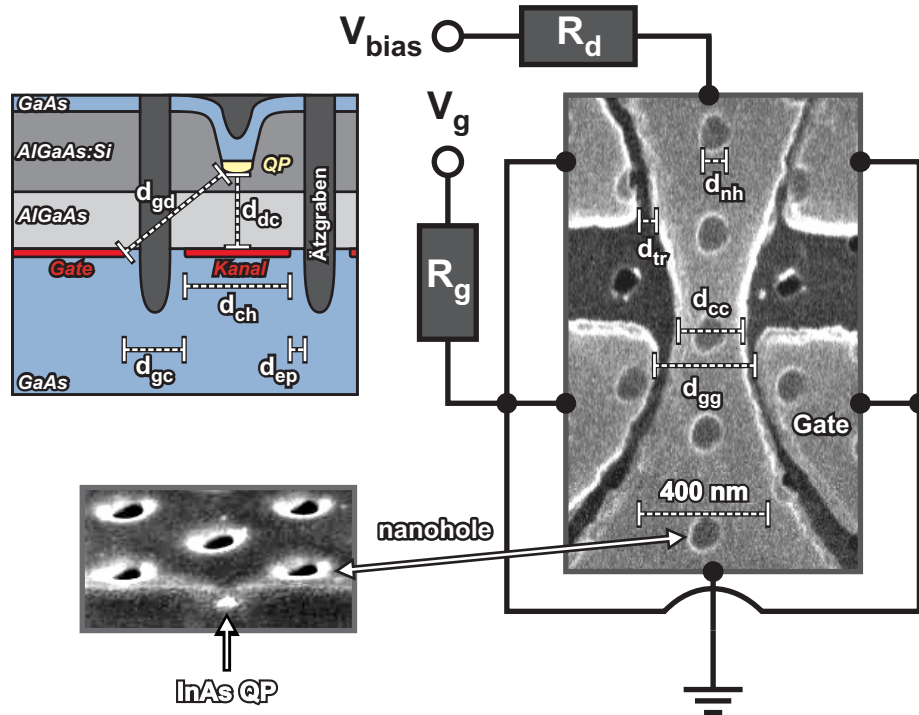


Abb. 3.3: Schaubild eines Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistors inklusive der Messbeschaltung. In der mikroskopischen Aufnahme haben geätzte Strukturen einen dunklen Kontrast. Die Position der Quantenpunkte ist durch die geätzten Vertiefungen (nanohole) zu erkennen. Im linken oberen Teil befindet sich ein schematisches Tiefenprofil der Halbleiterstruktur senkrecht zum Transistorkanal an der Position eines Quantenpunktes. Die zur Untersuchung der Struktur notwendigen Bauelementgrößen sind eingetragen und benannt.

stehend aus einem Kanal mit Drain- und Source-Kontakten, und den vier seitlich davon gelegenen Gates, wurde ebenso mittels Ätztechnik strukturiert. Dabei wurde durch Elektronenstrahlolithographie eine Maske für einen neuartigen Trockenätzprozess erzeugt. Das Maskenlayout für eine solche Struktur in Y-Form ist in Abb. 3.2(c) gezeigt. Die Proben wurden mittels einer ECR (Electron Cyclotron Resonance) Ätztechnik strukturiert, wobei ein Argon-Chlor Gasgemisch verwendet wurde. Durch niedriger ECR-Leistungen $P_{ECR} = 104W$ und HF-Leistung $P_{HF} = 40W$, bei geringem Druck $p = 10^{-3}mbar$ lagen die Ätzraten bei $20 - 30nm/min$. Dadurch konnte sowohl ein für Trockenätzen typisches Aspektverhältnis größer 1 als auch glatte Strukturkanten gewährleistet werden. Die geringe Partikelenergie verringert zudem die Implantationstiefe von Fremdatomen in den Wafer. Dieses Ätzverfahren erlaubt die Übertragung von komplexen Strukturen ohne Verlust der Bauelementfunktionalität durch raue Flächen oder Störstellen. Durch dieses Verfah-

ren ist es möglich, das Transistordesign von QPSTen mit verschiedenen Kanalbreiten mit hoher Passgenauigkeit zu übertragen. In Abb. 3.2(d) ist die geätzte Transistorstruktur zu sehen. Die relative Lage von Transistorkanal und Quantenpunkt kann dabei mit einer Genauigkeit von ca. $50nm$ realisiert werden [75]. Durch das hohe Aspektverhältnis der Ätzgräben können die mikroskopischen Aufnahmen der fertigen Bauelemente sehr exakt bezüglich typischer Dimensionen wie Kanalbreite oder Gateabstand ausgewertet werden.

Die Bauelementdimensionen sind wichtig für die Interpretation der Messergebnisse und die Beschreibung dieser durch ein Modell. Daher wird im Folgenden auf die einzelnen Abmessungen eingegangen. In Abb. 3.3 ist ein Quantenpunkt-Speichertransistor im Detail dargestellt. Im linken oberen Teil des Bildes befindet sich ein schematisches Tiefenprofil. Dieses ist als Schnitt durch den Transportkanal mit der Breite d_{ch} und als Schnitt durch einen Quantenpunkt gezeigt. Die Ätzgräben zwischen den seitlichen Gates und Kanal durchtrennen die Grenzfläche zwischen GaAs und AlGaAs, an welcher sich das leitfähige Elektronengas ausgebildet hat. Auf Grund des Fermilevel pinnings an der Grenzfläche zwischen Luft und III-V Halbleiter [76] bildet sich eine Verarmungszone d_{ep} [77] aus. Die Ätzgräben sind in der mikroskopischen Aufnahme als dunkler Kontrast sichtbar und haben eine Breite $d_{tr} = 75nm$. Ebenso zu erkennen ist die Position der Quantenpunkte. Diese wachsen in den vorstrukturierten Vertiefungen mit dem Durchmesser $d_{nh} = 100nm$ und haben ebenso einen dunklen Kontrast in der mikroskopischen Aufnahme. Zudem ist ein Querschnitt durch einen Quantenpunkt gezeigt. Man erkennt, dass sich InAs durch einen helleren Kontrast vom GaAs abhebt. Der Abstand zwischen Quantenpunkt und Kanal $d_{dc} = 40nm$ ist durch die Äzttiefe der Vertiefungen gegeben. Der Gate-Quantenpunkt Abstand d_{gd} und der Gate-Kanal Abstand d_{gc} lassen sich aus der Breite der Ätzgräben, der Verarmungszone und dem in der mikroskopischen Aufnahme gut ersichtlichen Abstand d_{gg} zwischen zwei gegenüberliegenden Gates ermitteln. Eine weitere Größe, die vor allem bei der Diskussion der Transporteigenschaften von Bedeutung ist, ist die Breite d_{cc} der engsten Kanaleinschnürung an Position eines Quantenpunktes.

3.2 Messaufbau und Versuchsdurchführung

Die experimentelle Untersuchung der Proben erfolgte an einem Messaufbau wie er schematisch in Abb. 3.4 dargestellt ist. Hierfür werden diese wie folgt vorbereitet: Die zu untersuchende Probe wird aus dem Wafer mit einem Ensemble von Bauelementen heraus gespalten. Diese wird anschließend mittels Silberleitlack auf einem Keramik-Chipcarrier fixiert. Zur Herstellung einer elektrisch leitfähigen Verbindung werden die Kontaktpads der Probe über Bonddrähte aus Gold mit den Kontaktfüßen des Chipcarriers verbunden. Ein solcher Chipcarrier kann an einem Probenhalter angebracht in das Helium-Dewargefäß herabgelassen werden. Im einfachsten Aufbau befindet sich die Probe direkt im flüssige Helium mit $T = 4,2K$. Um eine von der Temperatur abhängige Messserie vorzunehmen, kann der Probenhalter auf eine beliebige Tiefe im Dewar eingestellt werden. Der vorherrschende Temperaturgradient im gasförmigen Helium ermöglicht Temperaturen zwischen $T = 4,2$ und $T = 300K$. Bei Messaufbauten mit einem Kryostaten befindet sich die Probe in einer evakuierten Kammer und ist über die Zuleitungen gekühlt. Zudem kann bei Verwendung des Kryostaten die Probenkammer mit einem supraleitenden Magneten umschlossen werden, wodurch am Ort der Probe ein homogenes magnetisches Feld erzeugt werden kann. Die Verkabelung der Probe mit den Messgeräten und Spannungsquellen erfolgt im Allgemeinen über den Probenhalter. Mittels der GPIB Schnittstelle eines PCs und diverse Labview Steuerungsprogramme werden die Messgeräte gesteuert und ausgelesen. Die grundlegende Beschaltung der Proben kann in Abb. 3.3 eingesehen werden. Am Drain-Kontakt wird eine Biasspannung angelegt und der Source-Kontakt

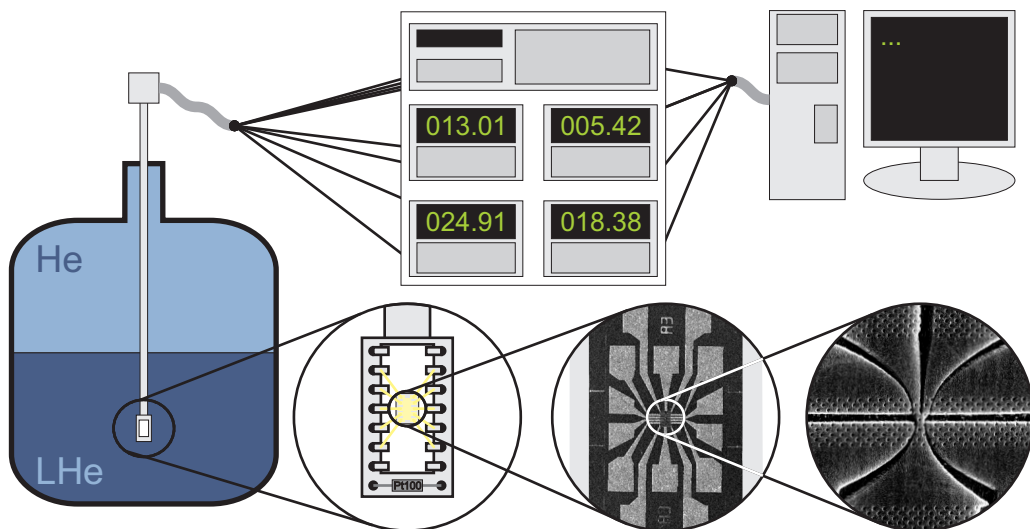


Abb. 3.4: Messaufbau zur Charakterisierung der Quantenpunkt-Speichertransistoren in schematische Darstellung. Die zu untersuchende Probe befindet sich auf einem Chipcarrier und ist mit Bonddrähten aus Gold mit diesem verbunden. Über die Verkabelung im Probenhalter erfolgt die Kontaktierung der Probe mit den Messgeräten.

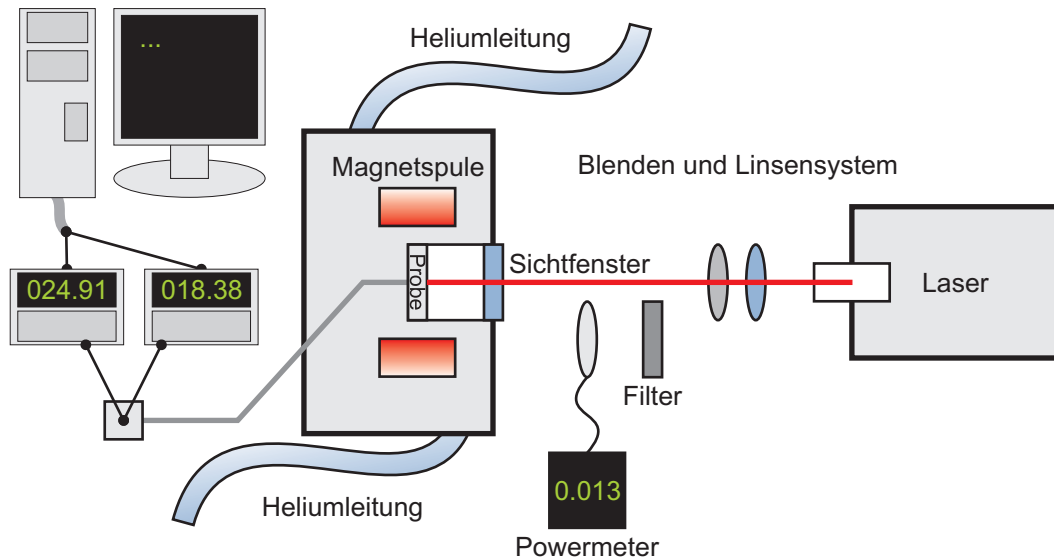


Abb. 3.5: Schematische Darstellung des Experiments für Messungen mit Lichteinkopplung. Der Magnetkryostat besitzt ein Sichtfenster, wodurch Laserlicht auf die zu untersuchende Probe geleitet werden kann. Diese ist für die Transportmessungen mit Spannungsquellen und über Messwiderstände mit den Messgeräten verbunden.

aufs Nullpotential gelegt. Die Drain-Source-Potentialdifferenz wird darüber hinaus mittels Vierpunktmessung ermittelt. Weiterhin werden die Gatekontakte bei der Standardmessung gekoppelt und mit einer Gatespannung angesteuert. An allen Kontakten wird auftretender Stromfluss über den Spannungsabfall an einen Messwiderstand bestimmt. Die Auswertung der Messdaten erfolgt anschließend mit Hilfe von Matrizenberechnungssoftware und anschließender Aufbereitung durch diverser Graphikprogramme.

Der Standard-Messaufbau ist geeignet, um Experimente durchzuführen, bei denen die Probe abgedunkelt ist. Dies ist meist nötig, da durch die direkte Bandlücke des GaAs-Materialsystem Streulichteffekte im Transport auftreten können. Für Experimente mit gezielter Einkopplung von Licht ist daher ein modifizierter Aufbau nötig. Wie in Abb. 3.5 gezeigt, kann Laserlicht über einen optischen Tisch gezielt auf die Probe geleitet werden. Dabei befindet sich diese in einem Magnetkryostaten mit optischem Fenster. Der Laserstrahl kann durch Filter im Strahlengang polarisiert, abgedunkelt oder komplett blockiert werden. Ebenso ist es mit einem Powermeter möglich, die Leistung des eingestrahnten Lichtes pro Fläche zu bestimmen.

3.3 Transport- und Speichereigenschaften

In diesem Kapitel wird auf Transport- und Speichereigenschaften des Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistors eingegangen. Ein großer Teil der Diskussionen in den Unterkapiteln bezieht sich dabei auf die zu Beginn des Hauptkapitels beschriebene Probengeometrie und Variation der Kanalbreite. Zu Beginn werden Transistorcharakteristik und Gateeffektivität dieser Struktur studiert und im Anschluss daran wird auf die Einsatzmöglichkeit als Einzel-Elektronen-Transistor eingegangen. Es folgen Untersuchungen zu den Lade- und Entladeprozessen der Quantenpunkte im elektrischen Feld. Hierbei werden Temperaturen von $T = 4,2K$ bis hin zu Raumtemperatur betrachtet. Zudem widmet sich Kapitel 3.3.5 der Magnetfeldabhängigkeit der Speichereigenschaften. Diese wird bezüglich Probengeometrie, Magnetfeldorientierung und Stromrichtung analysiert. Abschließend wird auf den Einsatzbereich als Lichtsensor und entsprechend dem Einsatz als Schnittstelle zwischen optischer und elektronischer Information eingegangen.

3.3.1 Transistorcharakteristik

Die Transfercharakteristik ($I_{ds}V_g$ -Kennlinie) des Speichertransistors ist grundsätzlich von Bedeutung bei der Verwendung als integriertes Bauelement, da hierdurch die Güte des Transistors im Einsatz als Schalter erkenntlich ist. In Abb. 3.6 sind die IV-Kennlinien für zwei ausgewählte Proben unterschiedlicher Breite im Gatespannungsbereich zwischen $V_g = -4V$ und $V_g = 4V$ bei $T = 4,2K$ und $V_{bias} = 0,1V$ zu sehen. Diese sind mit Pfeilen für steigende und fallende Gatespannungen gekennzeichnet. Die Probe mit dem breiteren Transistorkanal ist in grau, die Probe mit dem schmaleren Kanal in schwarz und mit unterbrochener Linie dargestellt. Für steigende Gatespannungen (Upsweep) liegen die Schwellenspannungen bei $V_{th,u} = 0V$ beziehungsweise $V_{th,u} = 2V$ und für fallende Gatespannungen (Downsweep) bei $V_{th,d} = -3V$ beziehungsweise $V_{th,d} = -1V$. Der maximale Strom beträgt $I_{ds} = 0,70\mu A$ beziehungsweise $I_{ds} = 0,30\mu A$ vor dem Entladen der Quantenpunkte und $I_{ds} = 0,90\mu A$ beziehungsweise $I_{ds} = 0,75\mu A$ nach dem Entladen. Das Entladen der Quantenpunkte findet für diese Proben bei ca. $V_g = 3,7V$ statt und ist durch den rapiden Stromanstieg leicht zu identifizieren. Die Entladespannung V_{dis} wird in späteren Kapiteln näher betrachtet. Aus dem Entladen der Quantenpunkte resultiert die ausgeprägte Schwellenspannungsverschiebung (Hysterese), die hier in beiden Fällen $\Delta V_{th} = 3V$ beträgt. Vergleicht man die Steigung der IV-Kennlinien, so fällt auf, dass die IV-Kennlinie bei der breiteren Probe im Downsweep steiler abfällt als im Upsweep und als die IV-Kennlinie bei der schmaleren Probe. Dies lässt darauf schließen, dass für diese Probe bereits das Rückladen der Quantenpunkte beginnt. Die Ladeprozesse der Proben wird ausführlich in Kapitel 3.3.3 untersucht.

Bei Feldeffekt-Transistoren unterscheidet man zwischen dem selbst-sperrenden und selbst-leitenden Typ, wobei unterschieden wird, ob bei $V_g = 0V$ und $V_{bias} \neq 0$ gilt $I_{ds} \neq 0$. Bei dem selbst-sperrenden Transistor fließt für $V_g = 0V$ kein Strom, beim selbst-leitenden dagegen schon. Für den Einsatz von Transistoren in integrierten Schaltungen und kundenspezifischer Elektronik ist daher eine präzise einstellbare Schwellenspannung wünschenswert. Aus den beiden Transferkennlinien in Teilbild (a) ist bereits ersichtlich, dass große

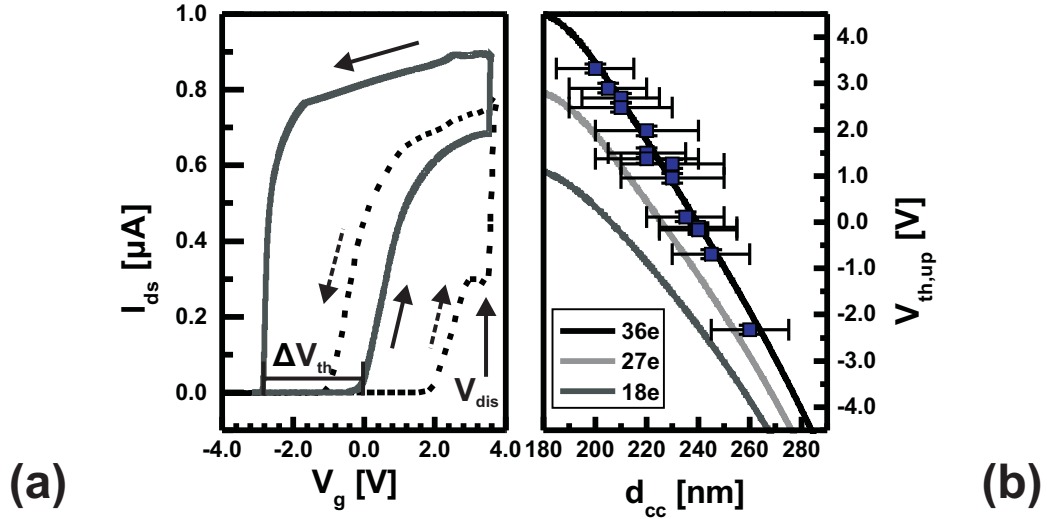


Abb. 3.6: (a) IV-Kennlinien zweier QPSTen für $V_{bias} = 0,1V$ und $T = 4,2K$. Die Pfeile markieren die Umlaufrichtung des Gatespannungszykluses. Kompakt-grau: Messkurve für QPST mit breitem Kanal; Gestrichen-schwarz: Messkurve für QPST mit schmalen Kanal. (b) Schwellenspannung bei maximal geladenen Quantenpunkten in Abhängigkeit von der Breite d_{cc} der Kanaleinschnürung unterhalb eines Quantenpunktes. Punktplot: Messdaten; Linienplot: Simulation (siehe Kapitel 3.4)

Unterschiede in der Schwellenspannung auftreten können. Daher soll im Folgenden $V_{th,u}$ in Abhängigkeit der Kanalbreite der Transistoren untersucht werden. In Abb. 3.6(b) ist $V_{th,u}$ in Abhängigkeit von d_{cc} als Punktdiagramm aufgetragen. Dabei bezeichnet d_{cc} die Breite des Kanals an der engsten Einschnürung mit Quantenpunkt. Man erkennt, dass $V_{th,u}$ zwischen $-2,5V$ und $3,5V$ liegt und im Bereich zwischen $d_{cc} = 200nm$ und $270nm$ stark von der Kanalbreite abhängt. Somit kann eine Verschiebung der Schwellenspannung um ca. $6V$ durch eine Variation der Kanalbreite um ca. $70nm$ erreicht werden. Die in der Graphik gezeigten Fehlerbalken resultieren für die X-Achse aus der Ablesegenauigkeit der Kanalbreite aus den mikroskopischen Aufnahmen. Dieser Fehler ist maßgeblich größer als der Y-Fehler, der sich aus der Abweichung der Messdaten vom Mittelwert ergibt. Neben den Messdaten sind in Abb. 3.6 drei berechnete Kurven für unterschiedlich große Quantenpunktladung gezeigt. Das Modell zur Berechnung der Kurven und die entsprechenden Abhängigkeiten werden in Kapitel 3.4 besprochen.

Die Untersuchung der Quantenpunkt-Speichertransistoren bezieht sich meist auf einen Arbeitspunkt mit fester Biasspannung $V_{bias} = 0,1V$. Im Folgenden soll dennoch kurz auf die Biasspannungsabhängigkeit der Transferkennlinien und der charakteristischen Schwellenspannungen eingegangen werden. In Abb. 3.7(a) sind sechs IV-Kurven für sowohl positive als auch negative Biasspannungen dargestellt. Zur besseren Übersicht sind die einzelnen Kurven prozentual versetzt, es gilt aber stets $I_{ds} = 0\mu A$ für $V_g = -4V$. Außerdem sind die Umlaufrichtungen der Kurven mit Pfeilen für steigende und fallende

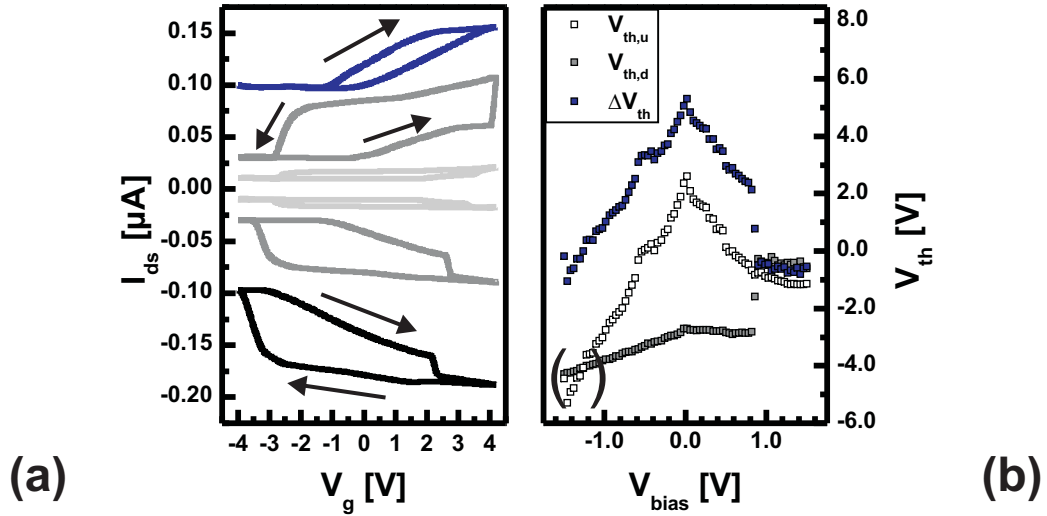


Abb. 3.7: (a) IV-Kennlinien eines QPSTs für sechs verschiedene Biasspannungen im Bereich $-1,5V < V_{bias} < 1,5V$. Die Kurven sind abhängig von ihren Maximalwerten mit prozentual versetzt dargestellt. Die Pfeile markieren die Umlaufrichtung der Gatespannung. (b) Schwellenspannungen und Hysteresebreite des kompletten Datensatzes aus (a). Die Messdaten nahe $V_{bias} = -1,5V$ sind durch eine Extrapolation der IV-Kurven ermittelt, da hier $I_{ds} \neq 0A$ für $V_g = -4V$

Gatespannungen hervorgehoben. Man erkennt, dass der absolute Strom I_{ds} mit steigender absoluten Biasspannung V_{bias} ansteigt und dass die Schwellenspannung und die Entladespannungen mit der Biasspannung verschiebt. Letzteres führt dazu, dass im Falle der in blau dargestellten, obersten Messkurve keine ausgeprägte Entladung mehr zu sehen ist und die Hysteresebreite einen Vorzeichenwechsel widerfährt. Dies wurde von [78] beobachtet und erklärt. In Kapitel 3.3.3 wird dies wieder aufgegriffen.

In Abb. 3.7(b) sind die Schwellenspannung für Upsweep und Downsweep, sowie die Hysteresebreite als Funktion der Biasspannung aufgetragen. Die Messpunkte nahe dem Extremwert $V_{bias} = -1,5V$ konnten nicht direkt aus den Messkurven abgelesen werden, da hier der Transistorkanal nicht mehr vollständig schließt. Daher sind diese Werte durch Extrapolation der IV-Kurven zu $I_{ds} = 0V$ ermittelt worden. $V_{th,u}$ hat für Biasspannungswerte um den Nullpunkt ein Maximum von ca. $2,5V$ und verschiebt asymmetrisch zu kleineren Werten. Dabei erreicht $V_{th,u} = -5,5V$ für $V_{bias} = -1,5V$ und $V_{th,u} = -1,0V$ für $V_{bias} = 1,5V$. Die Verschiebung zu negativeren Werten ist allgemein als DIBL-Effekt (drain-induced barrier lowering) bekannt und tritt vor allem bei Transistoren mit kurzen Kanallängen auf. Interessant ist, dass auf beiden Seiten der Biasspannung einzelne Plateaus auftreten gefolgt von einer Stufe bei $V_{bias} = -1,2; -0,6$ und $0,6V$. Dies lässt darauf schließen, dass die Anzahl der im Potentialtopf der Quantenpunkte eingefangenen Elektronen über Biasspannungsbereiche von mehreren hundert mV konstant ist. Ändert sich die Quantenpunktladung aber, so tritt eine Stufe auf. Der Verlauf der Downsweep

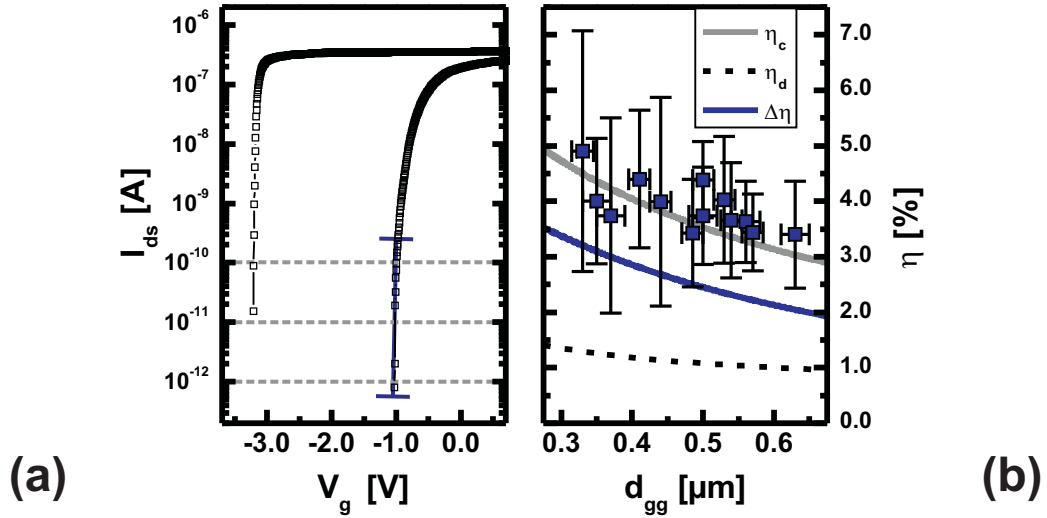


Abb. 3.8: (a) IV-Kennlinie eines QPSTs in logarithmischer Darstellung. Aus dem Subthresholdswing S lässt sich die Gateeffektivität η_c bestimmen. (b) Gateeffektivität η_c in Abhängigkeit des Gate-Gate Abstandes d_{gg} . Punktplot: Messdaten; Linienplot: Modellierung (Kapitel 3.4)

Schwellesspannung $V_{th,d}$ ist ebenfalls asymmetrisch zu $V_{bias} = 0V$, zeigt aber nur eine einzelne Stufe. Diese tritt bei $V_{bias} = 0,8V$ auf und spiegelt das Ausbleiben der tiefen Quantenpunktentladung wider. Die Lade- und Entladeprozesse der Quantenpunkte werden in Kapitel 3.3.3 näher untersucht. Zusätzlich zu den Schwellesspannungen ist auch die Hysteresebreite ΔV_{th} in Teilbild (b) gezeigt. Hier erkennt man gut die Plateaus und somit die Änderung der Quantenpunktladung mit der Biasspannung. Diese lässt sich damit erklären, dass die verwendete Struktur ein Y-förmiger Transistor ist. Die Biasspannung liegt dabei am Ast und der Massekontakt am Stamm an.

Im Kapitel 2.2.1 zum Funktionsprinzip des Floating-Gate-Speichers wurde bereits auf die Gateeffektivität von Transistoren eingegangen. Diese beschreibt den Faktor mit dem die angelegte Gatespannung bezüglich des Potentialhubs im Kanal oder Quantenpunkt skaliert. Untersuchungen von Quantendrahtstrukturen ohne Quantenpunkte haben gezeigt, dass die Gateeffektivität dieser Strukturen bei $\eta_c \approx 20\%$ liegt [79]. Die Gateeffektivität der QPSTen wurde in Abhängigkeit des Gate-Gate-Abstandes d_{gg} untersucht. Dabei wird der exponentielle Anstieg der IV-Kennlinie im Bereich unterhalb der Schwellesspannung ausgewertet, der sogenannte Subthresholdswing S [45]. Dieser gibt dabei die Gatespannungsdifferenz an, die nötig ist um den Strom um eine Dekade zu erhöhen. Über die Formel 2.20 sind S und η_c korreliert. Für $\eta_c = 100\%$ und $T = 4,2K$ kann ein maximalen Wert von $S = 0,83mV/Dekade$ angenommen werden. Die Auswertung des Subthresholdswings ist exemplarisch an einer ausgewählten IV-Kennlinie in Abb. 3.8(a) gezeigt. Hier nimmt I_{ds} in einem Gatespannungsintervall von $\Delta V_g = 24meV$ eine Dekade zu. Daraus folgt eine Gateeffektivität $\eta_c = 3,4\%$. Die Kenntnis der Gateeffektivität des

QPSTs ist für das Verständnis der Lade- und Entladeprozesse in Kapitel 3.3.3 wichtig.

In Abb. 3.8(b) sind die ermittelten Werte für η_c als Funktion von d_{gg} aufgetragen. Diese liegen für $d_{gg} = 300nm$ bis $d_{gg} = 650nm$ im Bereich von $\eta_c = 5\%$ bis $\eta_c = 3\%$. Somit sind die Gateeffektivität bei den Quantenpunktstrukturen mit $\eta_c \approx 4\%$ niedriger als für Strukturen ohne Quantenpunkte. Auf Grund der geringen Anzahl an Messpunkten im exponentiellen Bereich der IV-Kennlinie sind die Messgrößen mit einem relativ großen Fehler auf der Y-Achse behaftet. Der Fehlerbalken auf der X-Achse ermittelt sich aus der Ablesegenauigkeit mit der d_{gg} aus den mikroskopischen Aufnahmen bestimmt werden kann. Vergleiche hierzu Abb. 3.3. Der Trend im Verlauf von η_c ist wie folgt. Für eine schmale Probenstruktur kann eine größere Gateeffektivität als für eine breitere Probenstruktur beobachtet werden. Neben den Messwerten sind hier ebenso berechnete Kurven aus der Modellierung in Kapitel 3.4 in Form von Linienplots gezeigt. Diese geben den Verlauf der Gateeffektivität für den Kanal η_c , der Quantenpunkte η_d und der Differenz $\eta_c - \eta_d$ wider.

3.3.2 Transportspektroskopie

Bisher wurde hauptsächlich auf klassische Transistorcharakteristiken eingegangen. Daneben sind Untersuchungen zu Einzelelektronentransport von großem Interesse für nanoelektronische Bauelemente. Besonders auf Grund seiner geringen Leistungsaufnahme und seiner hohen Steilheit ist der Einzel-Elektronen-Transistor (single-electron transistor: SET) für integrierte logische Schaltungen interessant [54, 55, 80, 81]. Zudem werden SETs im Bereich der Metronomie für die Schaffung eines neuen Stromnormal untersucht [50, 51]. Geladene Quantenpunkte rufen eine Potentialbarriere im leitfähigen Kanal hervor und es muss daher eine vergleichsweise größere Gatespannung angelegt werden, um diese Barriere zu kompensieren [82]. Zudem nimmt die Leitfähigkeit im 2DEG ab, sobald die Oberfläche der Probe durch Ätzprozesse abgetragen wird [83]. Für einen QPST mit zwei zentralen Quantenpunkten kann somit ein Potentialverlauf wie er schematisch in Abb. 3.9 gezeigt ist angenommen werden. Es ist zu erkennen, dass die beiden zentralen Quantenpunkte jeweils eine Potentialbarriere erzeugen. Bei kleinen Biasspannungen und negativen Gatespannungen kann somit der Kanal komplett eingeschnürt werden. Folglich bildet sich eine Elektroneninsel im zentralen Kanalbereich aus. Diese wird in der Breite durch die gatespannungsabhängige elektronische Kanalbreite limitiert. Die Länge wird durch den Quantenpunktstand und Ladezustand der Quantenpunkte beeinflusst. Im Folgenden soll so eine Elektroneninsel durch Transportspektroskopie untersucht werden.

In Abb. 3.10 ist der berechnete, differentielle Leitwert dI/dV_{ds} als Falschfarbendarstellung in Abhängigkeit von V_g und V_{bias} gezeigt. Die Messung erfolgte bei $T = 4,2K$. Coulombdiamanten niedrigen Leitwertes (hellgelber Kontrast) sind deutlich zu erkennen. Der SET-Bereich (single electron transport) hat einen dunklen Kontrast. Im Gatespannungsbereich von $V_g = -0,35$ bis $0,75V$ sind drei Coulomb-Blockade Bereiche (CB) unterschiedlicher Elektronenbesetzungszahlen N zu erkennen. Aus der halben Diamantbreite, dem Abstand zwischen $V_{bias} = 0V$ und der Coulombdiamantspitze, lässt sich die Energieaufspaltung durch die Coulomb-Blockade abschätzen. Diese beträgt maximal $\mu = 16meV$. Laut Formel 2.27 beträgt die Gesamtkapazität der Elektroneninsel somit

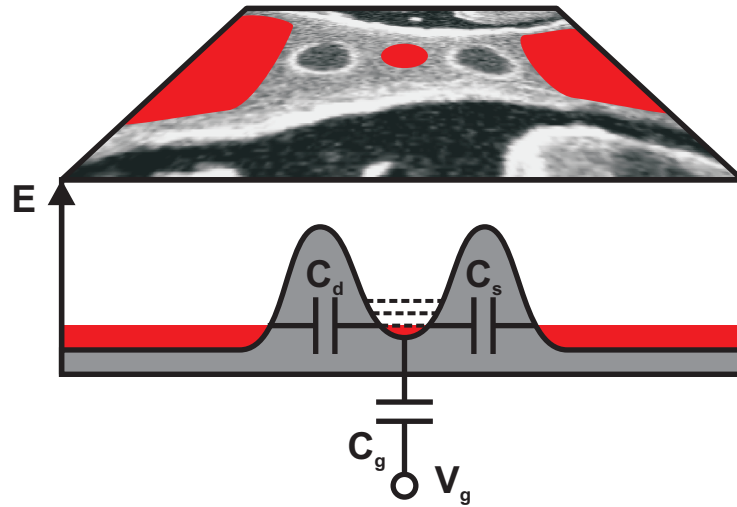


Abb. 3.9: Schematische Darstellung zur Entstehung einer Elektroneninsel im Kanal des Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistors. Die Quantenpunkte erzeugen einen Potentialberg im Bandverlauf des Kanals. Die dadurch entstehende Elektroneninsel und das 2DEG in den Kontaktreservoirs ist rot dargestellt. Die Elektroneninsel ist kapazitiv an den Gatekontakt C_g , den Drainkontakt C_d und den Sourcekontakt C_s gekoppelt.

$C = 10aF$. In Teilbild (b) ist ein Schaubild zur Auswertung der Messung gezeigt. Aus der Form der Rauten, lässt sich wie in Kapitel 2.2.2 beschrieben die kapazitive Ankopplung an das Drain- und Source-Reservoir, sowie an die Gateelektrode berechnen. Daraus folgt für die Gatekapazität $C_g = 1,1aF$ und eine Drain-Source Kapazität $C_{ds} = 8,9aF$. Die Elektroneninsel bildet sich im 2DEG der Halbleiterheterostruktur, weshalb für die Eigenkapazität und Inseldurchmesser ein Zusammenhang laut Formel 2.21 $C = 4\epsilon_r\epsilon_0d$ angenommen werden kann. Dies beschreibt die Kapazität einer flachen Scheibe eingebettet in GaAs ($\epsilon_r = 12,9$). Auf Basis der gemessenen Kapazität kann der Durchmesser der Elektroneninsel abgeschätzt werden, wobei dieser in der Größenordnung $d = 25nm \pm 5nm$ liegt. Zusätzlich zu den Coulombdiamanten erkennt man in Abb. 3.10 Transport durch angeregte Zustände. Diese sind als dunkle Kontrastlinien seitlich der hellen Diamanten zu erkennen. Die Energiedifferenz der angeregten Zustände liegt in der Größenordnung von $\Delta E = 3meV$.

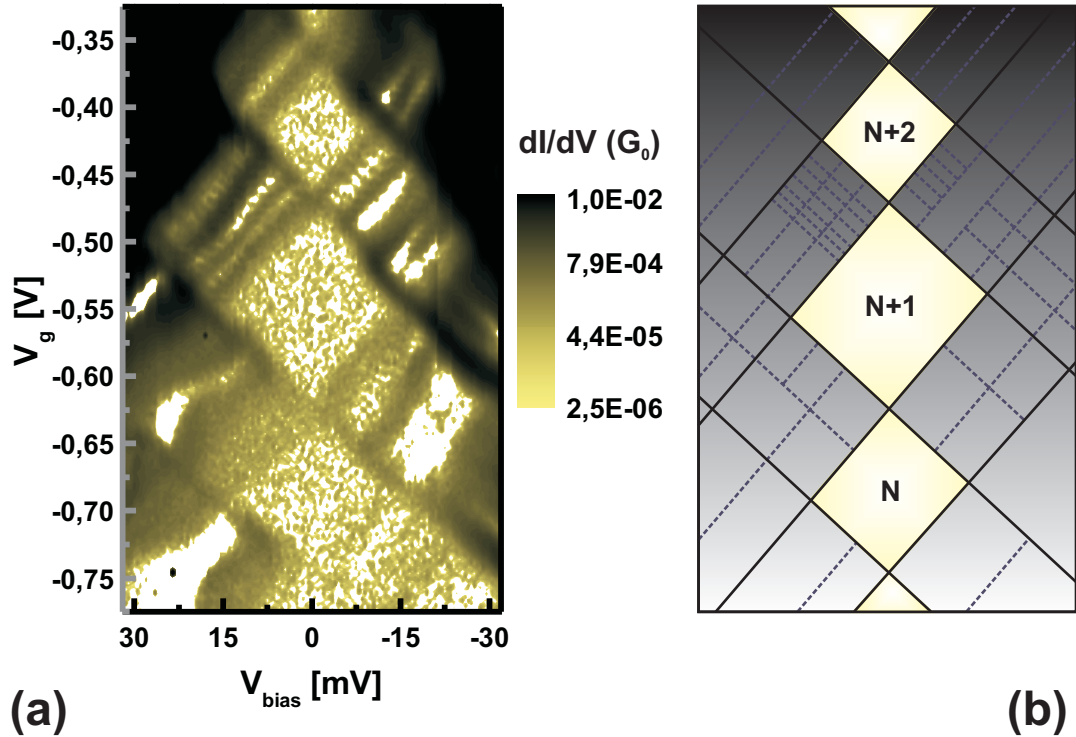


Abb. 3.10: (a) Differentieller Leitwert einer Elektroneninsel im QPST in Abhängigkeit von V_g und V_{bias} bei $T = 4,2K$. Heller Kontrast gibt einen geringen, dunkler Kontrast einen hohen Leitwert an. Es tritt der Effekt der Coulomb-Blockade auf, wodurch der Transport über einen großen Spannungsbereich (Coulomb Diamant) unterdrückt ist. (b) Schaubild zur Auswertung der Messung. Die Steigung der Hauptlinien ist durch die kapazitive Ankopplung an Source, Drain und Gate gegeben. Transport durch angeregte Zustände ist durch die unterbrochenen Linien verdeutlicht.

3.3.3 Lade- und Entladeprozesse im elektrischen Feld

In den vorangegangenen Kapiteln wurde bereits auf die Transistorcharakteristik und die Transporteigenschaften der Quantenpunkt-Speichertransistoren eingegangen. Hier sollen nun die Speichereigenschaften im elektrischen Feld untersucht werden. Es wird das elektrische Feld der seitlichen Gatekontakte genutzt um Laden bzw. Entladen der Quantenpunkte herbei zu führen. Speichertransistoren mit Quantenpunkten wurden bisher vor allem auf Siliziumbasis [64, 84, 85] und in Form von Quantenpunktensembles [86, 87] untersucht. Wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben, wird durch Anlegen einer Gatespannung das elektrostatische Potential im Kanal und im Quantenpunkt verschoben. Dadurch werden Tunnelprozesse zwischen QP und Kanal möglich und die Ladungskonfiguration der Quantenpunkte nimmt einen neuen stabilen Zustand ein. Anhand der Transferkennlinie lässt sich das Entladen der Quantenpunkte durch einen sprunghaften Anstieg des Stromes erkennen, siehe Abb. 3.11. Der Gatespannungswert, bei dem Entladen beobachtet werden kann, entspricht daher der Entladespannung V_{dis} .

Neben einer ausgeprägten, starken Entladung der Quantenpunkte, kommt es zudem auch zu Teilentladungen. Diese sind kleiner und meist im Bereich des Stromanstieges der IV-Kennlinie zu sehen. Besonders stark treten diese hervor, falls diese in einen Gatespannungsbereich mit maximaler Steilheit der Transferkennlinie auftreten. Dies ist für Messungen bei $T = 4,2K$ in Abb. 3.11 gezeigt. In Teilbild (a) sind mehrere Transferkennlinien desselben QPSTs gezeigt. Dabei wurden die Parameter für jede Messung konstant gehalten und mehrere Gatespannungszyklen aufeinander folgend aufgenommen. Wie zu erkennen ist, variiert $V_{th,u}$, trotzdem bleibt der generelle Kurvenverlauf für große Gatespannungen und für den DownswEEP nahezu identisch. In Teilbild (b) sind Ausschnitte aus den Kurven zu sehen und man erkennt, dass einzelne Entladeereignisse der Quantenpunkte auftreten. In diesem Beispiel ist zu sehen, dass die Stromkurven parallel verlaufen. Nach dem Entladen zeigen die Kurven zum Teil einen identischen Verlauf. Somit ist zu erwarten, dass eine statistische Untersuchung der Schwellenspannung eine Häufung für diskrete Werte zeigen sollte. Dies wird später in diesem Kapitel diskutiert. Weiterhin ist in Abb. 3.11(c) der zeitliche Verlauf einer Transferkennlinie bei $V_{bias} = 1,0V$ und konstanten $V_g = -1,2V$ gezeigt. Der Strom I_{ds} wurde hier über den Spannungsabfall an einem elektrischen Widerstand mittels Oszilloskop gemessen. Der QPST wurde vor Beginn der Messung durch Anlegen einer Gatespannung $V_g \approx -4V$ geladen und danach auf den genannten Arbeitspunkt verfahren. Wie man erkennt, steigt der Strom von $I_{ds} = 0,15\mu A$ bis $I_{ds} = 0,47\mu A$ in einzelnen Stufen über die Zeit an. Die Sprünge spiegeln einzelne Entladungen der Quantenpunkte wider, wobei die Ereignisse mehrere Sekunden auseinander liegen. Der Ladezustand der Quantenpunkte ist somit für diesen Arbeitspunkt zeitlich nicht stabil. Die lange Zeitkale lässt aber auf sehr geringe Tunnelraten von $0,25s^{-1}$ schließen. Zudem zeigen sich auch vereinzelt Rückladeprozesse, wie bei $t = 13s$. Dies ist als Abnahme von I_{ds} zu beobachten.

Für eine Messreihe zur statistischen Verteilung von V_{th} sind einige wichtige Grundsätze zu beachten. Aus den Messungen in Abb. 3.11 ist ersichtlich, dass die Schwellenspannungsverschiebung pro Entladung im Bereich von einigen wenigen meV liegen kann. Dies bedeutet, dass die Schrittweite der Gatespannung genügend klein gewählt werden muss.

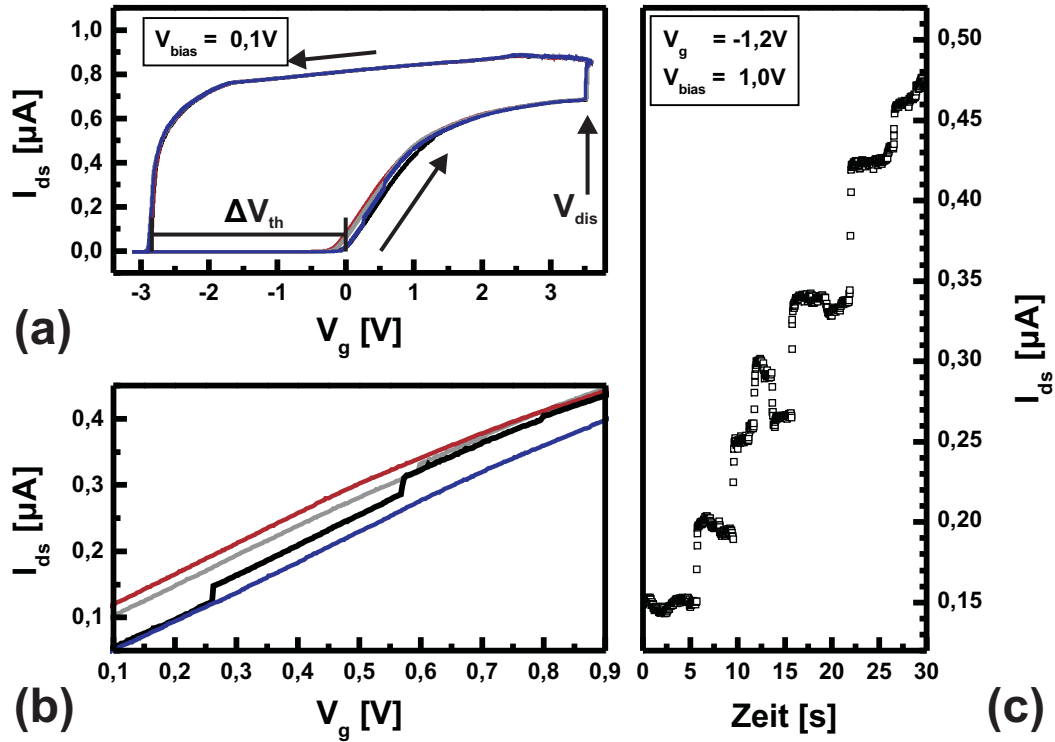


Abb. 3.11: (a) IV-Kennlinien eines QPSTs bei $V_{bias} = 0,1V$ und $T = 4,2K$. Die Hysteresebreite, die Position der Entladespannung und die Umlaufrichtung der Gatezyklen sind durch Pfeile gekennzeichnet. (b) Ausschnitt der IV-Kennlinien aus (a) für den Upsweep. (c) Zeitlicher Verlauf des Probenstromes I_{ds} für $V_{bias} = 1,0V$.

Zudem muss die Anzahl der Messpunkte genügend groß im untersuchten Messintervall sein. Für $V_{th,u}$ konnte dies nicht erreicht werden. In Abb. 3.12 ist daher die Verteilung von $V_{th,d}$ für Schrittweiten $\Delta V_g = 5,0mV$ als Histogramm gezeigt. Es wurden insgesamt 5000 Gatezyklen ausgewertet. Hierzu wurden die IV-Kurven zusätzlich interpoliert. Man erkennt, dass das Maximum der Verteilung bei $V_{th,d} = -2,97V$ liegt und die Verteilung eine Halbwertsbreite von ca. $0,04V$ hat. Zudem sind in regelmäßigen Abständen lokale Maxima zu beobachten. Allerdings entsprechen diese genau der Schrittweite der Messung $\Delta V_g = 5,0mV$. In Teilbild (b) ist daher der Betrag der Fouriertransformation als Funktion der Spannungsdifferenz zwischen den Maxima gezeigt. Man erkennt die Anhäufung bei $\Delta V_g = 5,0mV$. Ein weiterer interessanter Peak ist bei $\Delta V_g = 8,0mV$ zu sehen. Auf Grund der kleinen Werte wird angenommen, dass diese Schwellenspannungsverschiebung durch Entladungen von Quantenpunkten resultiert, die benachbart zum zentralen Quantenpunkt liegen.

Die Bestimmung der Ladespannung V_{cha} ist im Gegensatz zu V_{dis} nicht direkt möglich. Ersichtlich wird dies insofern, als beim Entladen der Transistorkanal einen elektrischen

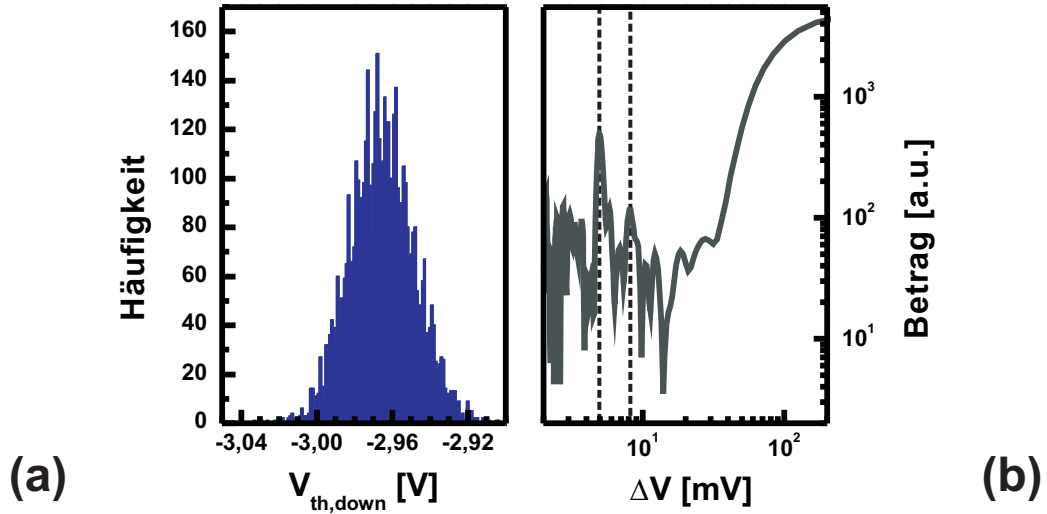


Abb. 3.12: (a) Histogramm der Downsweep Schwellenspannung $V_{th,d}$ aus 5000 Gatezyklen. (b) Betrag der Fouriertransformation der in (a) dargestellten Messdaten.

Strom führt und somit sensitiv für die nahe gelegene Ladung der Quantenpunkte ist. Dies führt dazu, dass es bei einer Entladung der QPe zu einem Stromanstieg kommt. Im Gegensatz dazu muss zur Bestimmung der Ladespannung eine negative Gatespannung angelegt werden. Hierbei ist der Kanal bereits abgeschnürt und es fließt kein Strom. Eine Änderung des Ladezustandes ist also nicht durch eine Stromänderung ersichtlich. Eine Untersuchung von V_{cha} kann somit nur über eine Messreihe mit variabler, minimaler Gatespannung $V_{g,min}$ erfolgen.

In Abb. 3.13(b) sind IV-Kennlinien desselben QPSTs für verschiedene minimale Gatespannungen gezeigt. Zur besseren Übersicht sind die Messkurven mit einem konstanten Versatz auf der Y-Achse dargestellt. Der Strom bei $V_{g,min}$ beträgt jeweils $I_{ds} = 0A$. Wie zu erkennen ist, nimmt $V_{th,u}$ zu, wenn $V_{g,min}$ erniedrigt wird. Daher zeigt die oberste, in blau dargestellte Kurve mit größtem $V_{g,min}$, die kleinste Schwellenspannung $V_{th,u} = -1,5V$ und daher auch die kleinste Hysterese $\Delta V_{th} = 1,5V$. Bei der untersten, in rot dargestellte Kurve beträgt $V_{th,u} = 2,5V$ und die Hysterese $\Delta V_{th} = 5,5V$. Für $V_{g,min}$ wurde hier der niedrigste Wert dieser Messreihe gewählt. Trägt man die Hysteresebreite als Funktion der minimalen Gatespannung auf, so kann dies zur Ermittlung der Ladespannung herangezogen werden. Dies ist in Abb. 3.13(b) für eine ausgewählte Probe gezeigt. Die ermittelten Spannungswerte beziehen sich dabei auf die in Teilbild (a) gezeigten IV-Kennlinien. Im Bereich von $V_{g,min} = -3,1V$ bis $V_{g,min} = -3,85V$ vergrößert sich die Hysterese um ca. $4V$ auf $\Delta V_{th} = 5,5V$. Man erkennt mehrere Sprünge, die auf einen Wechsel im stabilen Ladezustand der Quantenpunkte schließen lassen. Zur Verdeutlichung sind diese durch Hilfslinien hervorgehoben. Die Plateaus haben einen mittleren Abstand von $\Delta V_{g,min} = 9mV$ auf der X-Achse und $\Delta V = 0,67V$ auf der Y-Achse. Für $V_{g,min} < -3,65V$ kann keine nennenswerte Änderung der Hysteresebreite mehr festgestellt werden. Diesem Sättigungs-

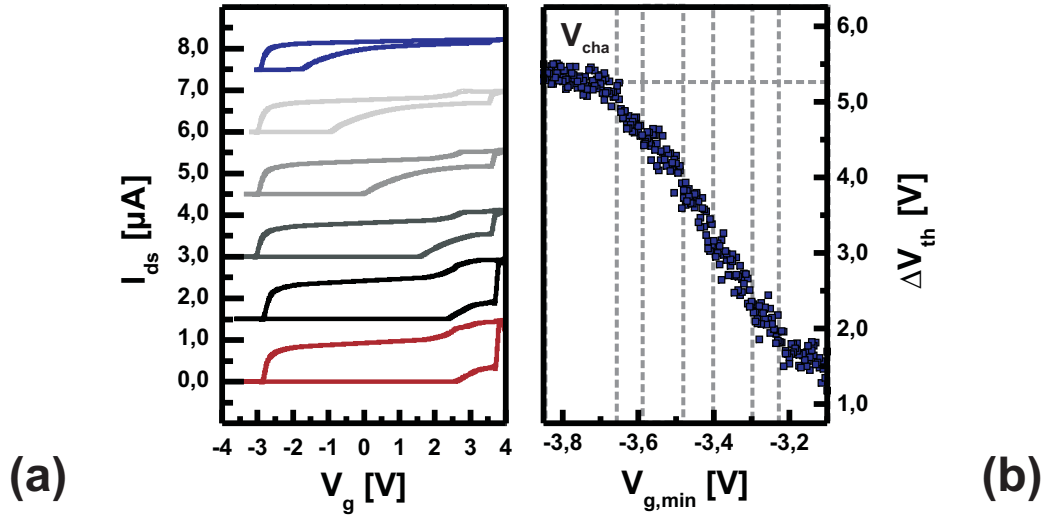


Abb. 3.13: (a) IV-Kennlinien eines QPST für unterschiedliche minimale Gatespannungen $V_{g,min}$, $V_{bias} = 0,1V$ und $T = 4,2K$. Es gilt $V_{g,min}(blau) > V_{g,min}(rot)$. (b) Verlauf der Hysteresebreite ΔV_{th} in Abhängigkeit von $V_{g,min}$. Die Lage der Ladespannung V_{cha} und einzelne Sprünge in der Messkurve sind durch Hilfslinien hervorgehoben.

bereich wird somit die Ladespannung $V_{cha} = -3,65V$ zugeordnet. Diese Vorgehensweise war für die Bestimmung der Ladespannungen weiterer Speichertransistoren identisch.

In Abb. 3.14 sind (a) die Entladespannung und (b) die Ladespannung verschiedener Quantenpunkt-Speichertransistoren als Punktdiagramm dargestellt. Diese sind in Abhängigkeit des Abstandes zwischen zwei gegenüberliegenden Gatekontakten d_{gg} dargestellt. Die Biasspannung beträgt stets $V_{bias} = 0,1V$ und die Temperatur $T = 4,2K$. Die Messpunkte wurden entsprechend der Abb. 3.11(a) und Abb. 3.13 ausgewertet. Dabei ist die Abweichung in d_{gg} aus der Ablesegenauigkeit der mikroskopischen Aufnahmen bestimmt. Der Fehler im Y-Wert ist durch statistische Mittelung gegeben. Es ist zu erkennen, dass mit zunehmendem Gate-Gate-Abstand die Entladespannung von $V_{dis} = 3,4V$ nach $V_{dis} = 5,2V$ über einen Bereich von $300nm$ ansteigt. Der Gate-Gate-Abstand nimmt in diesem Bereich von $d_{gg} = 350nm$ nach $d_{gg} = 650nm$ zu. Für denselben Bereich von d_{gg} nimmt die Ladespannung von $V_{cha} = -2,75V$ nach $V_{cha} = -4,75V$ ab. Vergleicht man V_{dis} und V_{cha} , so laufen beide Kurven auseinander. Somit müssen für größere Bauteile weitaus größere absolute Gatespannungen angesteuert werden, um eine Umladung der Quantenpunkte herbei zu führen. Dieser Trend ist im Einklang mit den bereits in Abb. 3.8 dargestellten Verlauf der Gateeffektivität. Somit kann davon ausgegangen werden, dass die Potentialverschiebung im Kanal die maßgebliche Größe für die Speichereigenschaft des QPSTs darstellt. Neben den Messkurven zu V_{dis} und V_{cha} ist jeweils ein Linienplot mit berechneten Werten gezeigt. Diese werden in Kapitel 3.4 ausführlich erörtert und im Vergleich zu den Messdaten diskutiert.

In Abb. 3.15(a) sind die IV-Kennlinien aus Kapitel 3.3.1 für zwei ausgewählte Pro-

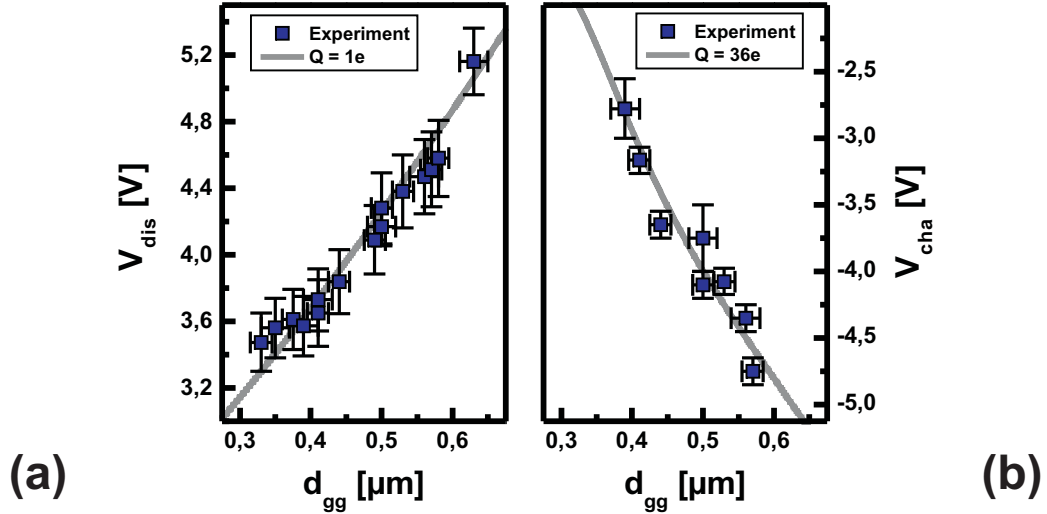


Abb. 3.14: (a) Entladespannung V_{dis} und (b) Ladespannung V_{cha} Quantenpunkt-Speichertransistoren unterschiedlicher Breite. Die Messdaten (Punktdiagramme) sind in Abhängigkeit des Gate-Gate Abstandes d_{gg} aufgetragen. Berechnete Daten laut Modell in Kapitel 3.4 sind als Linienplot gezeigt.

ben im Gatespannungsbereich zwischen $V_g = -4V$ und $V_g = 4V$ bei $T = 4,2K$ und $V_{bias} = 0,1V$ zu sehen. Diese sind mit Pfeilen für steigende und fallende Gatespannungen gekennzeichnet. Die Probe mit dem breiteren Transistorkanal ist in grau, die Probe mit dem schmaleren Kanal in schwarz und mit unterbrochener Linie dargestellt. Wie bereits in vorangegangenen Kapiteln beschrieben, beträgt in beiden Fällen $\Delta V_{th} = 3V$. Vergleicht man die Steigung der IV-Kennlinien, so fällt auf, dass die IV-Kennlinie der breiteren Probe im Downsweep steiler abfällt als im Upsweep und als die IV-Kennlinie der schmaleren Probe. Dies lässt darauf schließen, dass für diese Probe bereits das Rückladen der Quantenpunkte beginnt. Somit tragen nicht mehr alle in den Quantenpunkten lokalisierten Ladungsträger zur Hysterese bei. Daher ist es von Interesse die Hysteresebreite als Funktion der Kanalbreite zu studieren. Dies ist in Abb. 3.15(b) dargestellt. Hier ist ΔV_{th} als Punktdiagramm in Abhängigkeit von d_{cc} aufgetragen. Die Fehlerbalken ergeben sich wiederum aus der Ablesegenauigkeit der Probengröße und aus der Fehlerfortpflanzung nach Bestimmung von V_{th} . Man erkennt, dass ΔV_{th} über den gezeigten Bereich von $d_{cc} = 180nm$ bis $d_{cc} = 290nm$ stark variiert. Mit Hinblick auf die IV-Kennlinien in Abb. 3.15 ist dieses Ergebnis wenig erstaunlich, da nicht immer die maximale Hysteresebreite ausgeschöpft werden kann. Die als Linienplot dargestellten Kurven ergeben sich aus Rechnungen zum Modell in Kapitel 3.4. Hier werden drei unterschiedliche Anzahlen, zur Hysteresebreite beitragende Elektronen als Parameter herangezogen. Die Beschreibung zu den Rechnung erfolgt im entsprechenden Kapitel. Bereits jetzt wird ersichtlich, dass im Experiment eine unterschiedliche Anzahl an Ladungsträgern zur Hysteresebreite beitragen können.

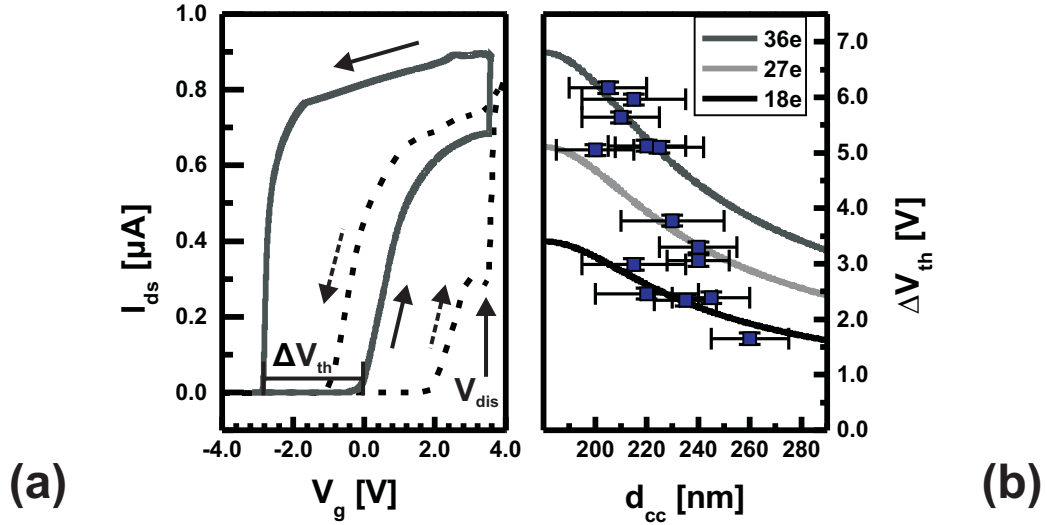


Abb. 3.15: (a) IV-Kennlinien zweier QPSTen für $V_{bias} = 0,1V$ und $T = 4,2K$. Die Pfeile markieren die Umlaufrichtung des Gatespannungszykluses. Kompakt-grau: Messkurve für QPST mit breitem Kanal; unterbrochen-schwarz: Messkurve für QPST mit schmalen Kanal. (b) Hysteresebreite ΔV_{th} in Abhängigkeit der Breite der Kanaleinschnürung an Position eines Quantenpunktes d_{cc} . Messdaten: Punktdiagramm. Berechnete Daten, laut Modell 3.4, sind als Linienplot für unterschiedliche Quantenpunktladung gezeigt.

Wie aus den Messungen zur Bestimmung der Ladespannung ersichtlich, führt eine Erhöhung der Quantenpunktladung Q zu einer relativen Verschiebung der Schwellenspannung. Somit ist die Upsweep Schwellenspannung $V_{th,u}$ ein Maß für die Quantenpunktladung. Im Umkehrschluss ist es jetzt von Interesse ob $V_{th,u}$ und somit Q Einfluss auf die Entladespannung V_{dis} nimmt. Hierzu wird analog zur Bestimmung von V_{cha} die minimale Gate-spannung $V_{g,min}$ der Gatezyklen variiert. Aus dieser Messung wird die Entladespannung bestimmt. Dies ist in Abb. 3.16 gezeigt. Hier ist der Mittelwert und die Standardabweichung von V_{dis} für die jeweilige Upsweep Schwellenspannung dargestellt. Es zeigt sich, dass für steigende $V_{th,u}$ und somit für steigender Quantenpunktladung Q die Entladespannung von $V_{dis} = 3,42V$ nach $V_{dis} = 3,54V$ verschiebt. Bei $V_{th,u} = 1,5V$ ist ein leichter Knick in der Steigung zu erkennen. Die Schwellenspannung liegt dabei im Bereich von $V_{th,u} = 0,5V$ bis $V_{th,u} = 3,0V$. Dies lässt zwei Annahmen zu. Zum einen, dass der Quantenpunkt bis zum Erreichen eines kritischen minimalen Kanalpotentials geladen bleibt. Da bei höheren Q auch das Kanalpotential höher liegt, muss V_{dis} größer werden. Zum anderen zeigt sich, dass ein dynamischer Prozess beim Entladen der Quantenpunkte in Betracht gezogen werden muss. Da bei der Bestimmung der Entladespannung die maximale Gatespannung für alle Messungen konstant ist, ist unabhängig vom Anfangsladezustand der Quantenpunkte der Endzustand für alle Messkurven gleich. Somit wird davon ausgegangen, dass für größeres Q das System aus Quantenpunkt und Kanal eine längere Zeit beim Übergang vom geladenen in den ungeladenen Zustand benötigt. Abschließend lässt sich sagen, dass

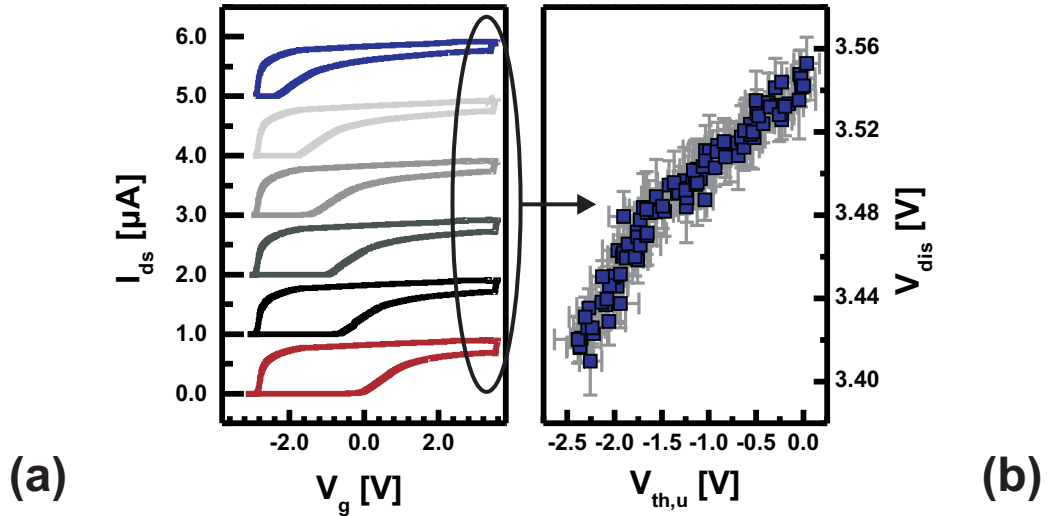


Abb. 3.16: (a) IV-Kennlinien eines QPST für unterschiedliche minimale Gatespannungen $V_{g,min}$, $V_{bias} = 0,1V$ und $T = 4,2K$. Es gilt $V_{g,min}(blau) > V_{g,min}(rot)$. (b) Entladespannung V_{dis} als Funktion der Upsweep Schwellenspannung $V_{th,u}$. Die Datenpunkte sind Mittelwerte aus neun Messungen und die Fehlerbalken die Standardabweichung von diesen Mittelwerten.

für stark geladene Quantenpunkte die maximale Entladung bei größeren Gatespannungen eintritt als für schwächer geladene Quantenpunkte.

Zuletzt sollen in diesem Kapitel die Entladeprozesse der Quantenpunkte in Abhängigkeit von der Biasspannung erläutert werden. In Abb. 3.17(a) sind IV-Kennlinien eines QPSTs für unterschiedliche Biasspannungen gezeigt. Hier tritt bei $V_{bias} > 1V$ (siehe die oberste, blaue Kurve) keine ausgeprägte Entladung mehr auf. Zur besseren Übersicht ist in Teilbild (b) der Verlauf der Entladespannung in Abhängigkeit von V_{bias} aufgetragen. Im Bereich von $V_{bias} = -1,5V$ bis $V_{bias} = 1V$ verschiebt die Entladespannung um ca. $3V$ hin zu positiveren Werten. Dabei sind Sprünge in den Messdaten, beziehungsweise ein Abknicken der Kurve bei $V_{bias} = -1,2; -0,6; 0$ und $0,6V$ zu erkennen. An diesen Positionen sind ebenso Sprünge in der Schwellenspannung (siehe Abb. 3.7) zu sehen. Die Verschiebung der Entladespannung und somit eine Verkleinerung der Hysteresebreite bis hin zum Vorzeichenwechsel wurde bereits durch [78] beobachtet. Dies wurde an Quantenpunkt-Speichertransistoren mit einem Ensemble aus selbstorganisiert gewachsenen Quantenpunkten gemessen. Der Übergang zwischen positiver und negativer Hysteresebreite verlief dabei fließend. Dies wurde auf eine Änderung der kapazitiven Ankopplung zu den Kontaktreservoirs zurückgeführt. Dabei wechselt die Differenz $\Delta\eta = \eta_c - \eta_d$ das Vorzeichen. Der abrupte Übergang zwischen positiver und negativer Hysteresebreite in dieser Arbeit lässt sich mit der geringen Anzahl an Quantenpunkten und der geringen Dichte der Quantenpunkte erklären. So trägt hier maßgeblich nur ein einzelner zentraler Quantenpunkt in der Kanaleinschnürung zur Schwellenspannungsverschiebung bei. Interessant

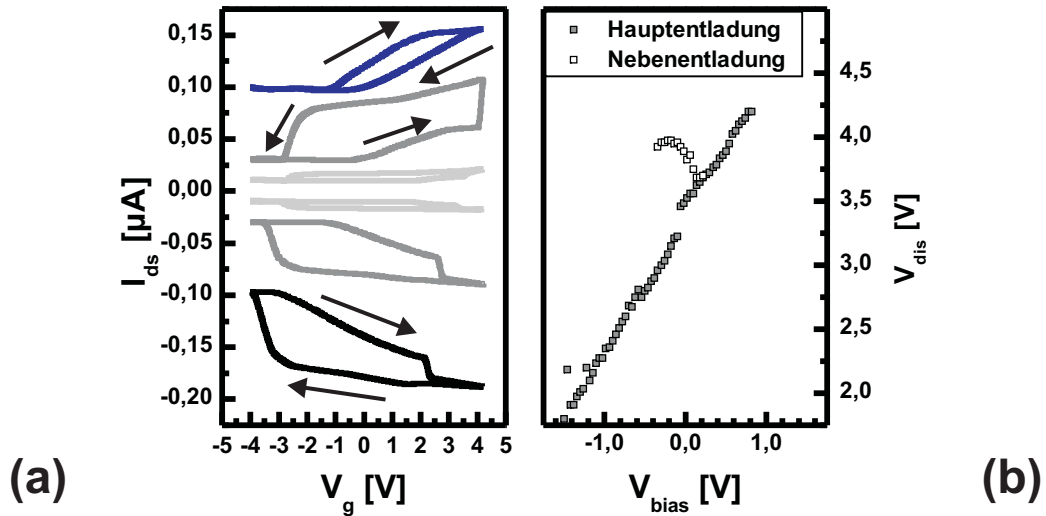


Abb. 3.17: (a) IV-Kennlinien eines QPSTs für sechs verschiedene Biasspannungen im Bereich $-1,5V < V_{bias} < 1,5V$. Die Kurven sind abhängig von ihren Maximalwerten mit prozentual versetzt dargestellt. Die Pfeile markieren die Umlaufrichtung der Gatespannung. (b) Abhängigkeit der Entladespannung V_{dis} von der Biasspannung V_{bias} .

ist zudem, dass für diese Messung für kleine Biasspannungswerte um Null die ausgeprägte Entladung in zwei getrennten Entladungen auftritt. Diese hier als Nebentladung bezeichnete, zweite Entladung ist ebenso in Abb. 3.17 dargestellt. Zunächst tritt die Nebentladung am Umkehrpunkt des Gatespannungszyklus, der maximalen Gatespannung (hier $4,2V$) auf und verschiebt für positive Biasspannungen zu kleineren Werten, bis wieder nur noch eine Entladung zu beobachten ist.

3.3.4 Temperaturabhängigkeit der Speicherfunktionalität

In der Forschung zu nanoelektronischen Bauelementen spielen neben der Grundlagenphysik auch Anwendungen eine wichtige Rolle. Hierbei ist die Rolle der Temperaturabhängigkeit der Speicherfunktionalität wichtig, da für einen Einsatz in anwendungsorientierter Elektronik die Funktionalität vor allem bei Raumtemperatur gegeben sein muss. In diesem Zusammenhang ist besonders die Nutzung als Einzelelektronenspeicher zu nennen [64, 88–90]. Analog zu dem Lade- und Entladeprozessen der QPSTen bei tiefen Temperaturen lassen sich Messungen bei Raumtemperatur durchführen. In Abb. 3.18(a) ist die Transferkennlinie eines QPSTs bei Raumtemperatur zu sehen. Wie zu erkennen beträgt die Hysteresebreite $\Delta V_{th} = 0,25V$ und es tritt keine ausgeprägte Entladung auf. Betrachtet man aber einen Ausschnitt der Transferkennlinie für $V_g = -1,78V$ bis $V_g = -1,53V$ so sind auch hier kleinere Entladungen der Quantenpunkte in Form von Plateaus zu erkennen. Auf Grund der hohen thermischen Energie sind diese aber stark verschmiert. In Teilbild (c) ist analog zu den Messungen bei Tieftemperatur der zeitliche

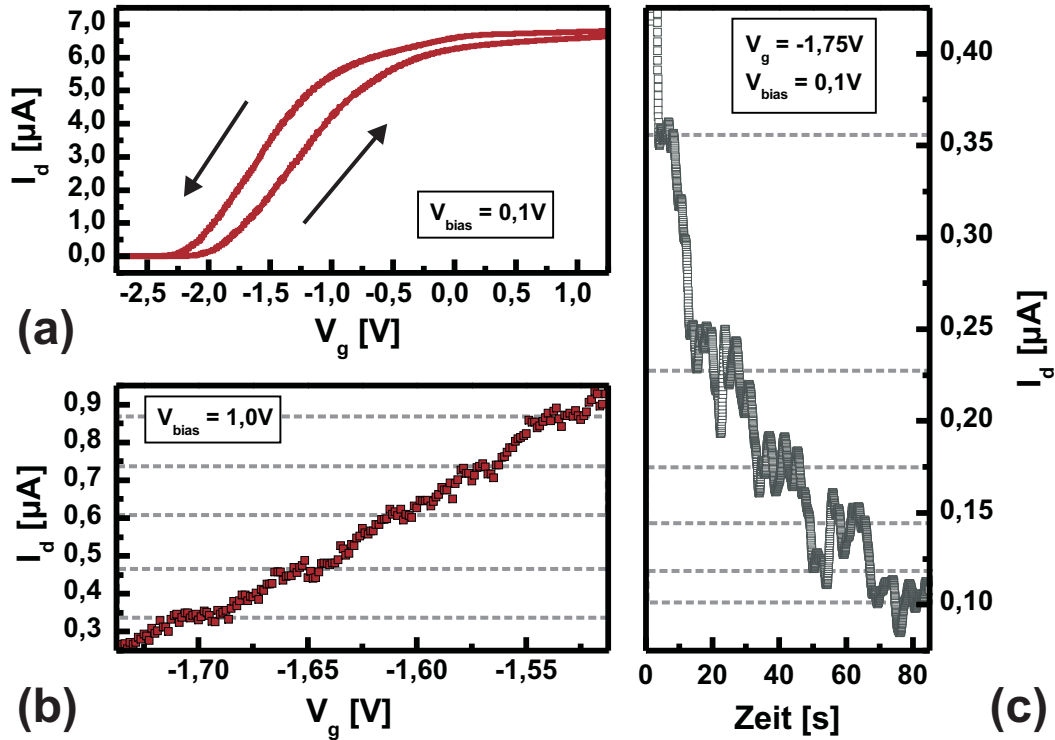


Abb. 3.18: (a) IV-Kennlinie eines QPSTs bei $V_{bias} = 0,1V$ und $T = 300K$. Die Umlaufrichtung der Gatespannung ist durch Pfeile gekennzeichnet. (b) Ausschnitt einer IV-Kennlinien für den Upsweep, einzelne Entladeereignisse sind durch Hilfslinien hervorgehoben. (c) Zeitlicher Verlauf des Probenstromes I_{ds} für $V_{bias} = 1,0V$ und $V_g = -1,75V$.

Verlauf von I_{ds} bei konstanter Gatespannung $V_g = -1,75V$ gezeigt. Wie zu erkennen ist fällt der Strom im gezeigten Intervall von $I_{ds} = 0,4\mu A$ auf $I_{ds} = 0,1\mu A$ ab. Es treten auch hier einzelne Stufen auf, die durch Hilfslinien hervorgehoben sind. Im Gegensatz zur Tieftemperaturmessung tendieren die Quantenpunkte an diesem Arbeitspunkt zu einem stärker geladenen Zustand. Dies wird durch die Abnahme des Probenstromes deutlich (Vergleiche Abb. 3.11).

In Abb. 3.19 ist der Verlauf der (a) Schwellenspannungen und der (b) Hysteresbreite eines QPSTs in Abhängigkeit von der Temperatur gezeigt [91]. Mit steigender Temperatur nimmt $V_{th,u}$ ab $T = 150K$ rapide ab und erreicht bei $T = 300K$ einen Minimalwert von $V_{th,u} = -0,25V$. III-V Halbleiter Strukturen mit selbstorganisiert gewachsenen Quantenpunkten zeigen eine ähnliche Temperaturabhängigkeit [61]. Zum einen wird angenommen, dass durch die Zunahme der thermischen Energie die effektive Kanalbreite zunimmt. Der breitere Kanal führt dann wiederum zur Verschiebung der Schwellenspannung, wie in Abb. 3.6 gezeigt. Weiterhin führt die steigende Temperatur zu insgesamt geringer geladenen Quantenpunkten, da durch die thermische Energie die höher gelegenen Quantenpunkt

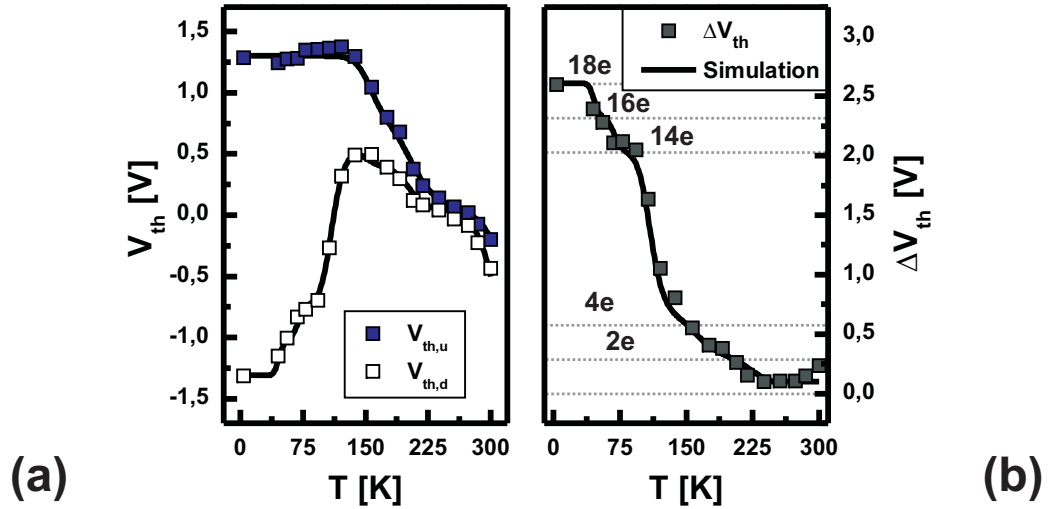


Abb. 3.19: (a) Schwellenspannungen für den Upsweep $V_{th,u}$ und Downsweep $V_{th,d}$ in Abhängigkeit der Proben­temperatur. (b) Die Hysteresebreite ΔV_{th} als Funktion der Proben­temperatur [91]. Die theoretische Lage von ΔV_{th} für n Elektronen ist durch Hilfslinien hervorgehoben.

Niveaus nicht mehr stabil besetzt werden.

Der Verlauf von $V_{th,d}$ hingegen zeigt zunächst eine Verschiebung zu positiveren Werten ab $T = 50\text{K}$, folgt dann aber dem Verlauf von $V_{th,u}$ und knickt ab $T = 250\text{K}$ ab und verläuft steiler als $V_{th,u}$. Die Verschiebung zu positiveren Werten im Temperaturbereich von $T = 50\text{K}$ zu $T = 150\text{K}$ kann mit einer Abnahme der Gateeffektivität begründet werden, da diese von der effektiven Kanalbreite abhängt. Dies bedeutet, dass bei festen Parametern eines Gatespannungszyklus die Quantenpunkte mit steigender Temperatur weniger stark entladen werden können. Ab $T = 150\text{K}$ folgt $V_{th,d}$ der Schwellenspannung für den Upsweep. Weiterhin wird angenommen, dass ab $T = 250\text{K}$ verstärkt thermisches Entladen der Quantenpunkte einsetzt. Dies ist als Abknicken von $V_{th,d}$ zu erkennen. In Abb. 3.19(b) ist die resultierende Hysteresebreite dargestellt. Diese nimmt ab $T = 50\text{K}$ stark ab und erreicht bei $T = 250\text{K}$ ein Minimum. Danach ist ein leichter Anstieg zu erkennen. Dieser Anstieg kann mit dem bereits beschriebenen thermisch unterstützten Entladen der Quantenpunkte erklärt werden. Zur Verdeutlichung sind die zu erwartenden Hysteresebreiten für $N = 18; 16; 14; 4;$ und 2 Elektronen bei $T = 4,2\text{K}$ als Hilfslinien gezeigt. Für die Simulation der Messdaten wurde angenommen, dass die Energieniveaus im Quantenpunkt wie bei [92] in Form von Schalen aufgespalten sind. Aus der IV-Kennlinie bei $T = 4,2\text{K}$ wurden Spannungsdifferenzen zwischen ausgeprägten Entladeprozessen ausgelesen und als Parameter für den Energieabstand der Quantenpunktniveaus herangezogen. Wie bereits beschrieben, wird angenommen, dass die effektive Kanalbreite mit der Temperatur zunimmt. Daher nimmt laut Gleichung 2.19 die Gateeffektivität im Kanal ab und somit auch die Differenz der Gateeffektivitäten $\Delta\eta = \eta_c - \eta_d$. Wird der Gatespannungszy-

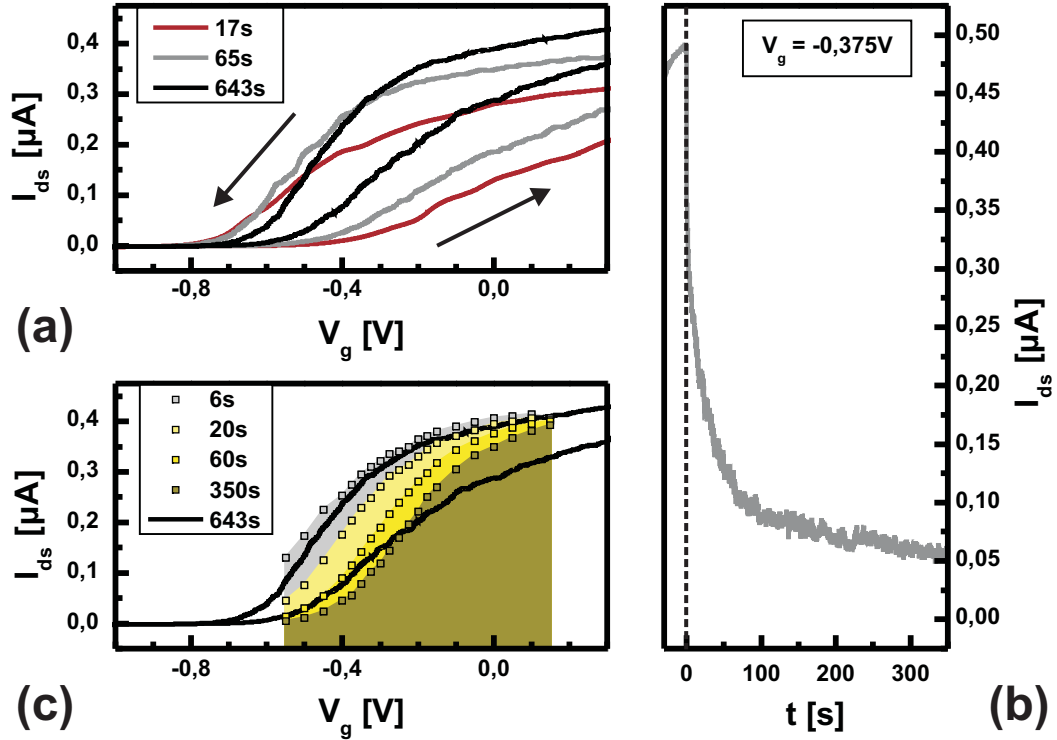


Abb. 3.20: (a) IV-Kennlinien eines QPSTs bei Raumtemperatur und $V_{bias} = 0,1V$. Die Messkurven unterscheiden sich durch die Gesamtmessdauer t . (b) Probenstrom für hohe positive Gatespannungen $t < 0s$ und fester Gatespannung $V_g = -0,375V$ für $t > 0s$. (c) Linienplot: IV-Kennlinie mit maximaler Messzeit aus (a); Punktplot: Strom nach der Zeit t für konstante Gatespannungen aus (b).

klus konstant gehalten, folgt aus der Abnahme von $\Delta\eta$, dass mit steigender Temperatur zunächst die tiefer gelegenen Energieniveaus und anschließend die höher gelegene Energieniveaus nicht mehr entladen werden können. Für die Simulation wurde angenommen, dass das tiefste Niveau mit zwei Elektronen stets geladen bleibt, während die höheren Schalen mit vier, sechs und acht Elektronen [29] erst durch die Temperaturzunahme nicht mehr entladen werden können und geladen bleiben. Die Gesamtzahl der Elektronen entspricht den Berechnungen zur Hysteresebreite für die gegebene Gatekapazität $C_{gc} = 1,1aF$ laut Gleichung 2.29.

Neben der Hysteresebreite bei Raumtemperatur ist auch die Speicherzeit von Interesse. Um diese zu untersuchen, wurden zunächst Gatespannungszyklen mit verschiedener Gesamtmessdauer aufgenommen und die Hysteresebreite bestimmt. Diese sind in Abb. 3.20(a) dargestellt. Man erkennt, dass für die Messung mit der kürzesten Gesamtmessdauer ($t_{meas} = 17s$: rot) die Hysterese das größte Spannungsfenster von $\Delta V_{th} = 0,35V$ zeigt. Die beiden weiteren Kurven ($t_{meas} = 65s$: grau; $t_{meas} = 643s$: schwarz) zeigen

$\Delta V_{th} = 0,25V$ und $\Delta V_{th} = 0,10V$. Weiterhin ist zu erkennen, dass bei diesen Kurven der Verlauf während des Upsweeps unterschiedlich steil ansteigt und der maximale Strom mit steigender Messdauer zunimmt. Dies lässt darauf schließen, dass in den Messungen mit kurzer Messdauer die Zeit nicht genügt, damit die Quantenpunkte vollständig laden beziehungsweise entladen können. In Teilbild (b) ist der Probenstrom im zeitlichen Verlauf für eine feste Gatespannung $V_g = -0,375V$ im Bereich des Hysterese zu sehen. Zu dem Zeitpunkt $t < 0s$ liegt eine positive Spannung an, damit die Quantenpunkte entladen werden. Ab $t = 0s$ befindet sich V_g am genannten Arbeitspunkt. Man erkennt, dass der Strom beim Umschalten des Arbeitspunktes exponentiell abnimmt. Bei genauer Betrachtung sind auch wieder Stufen in der Stromkurve zu erkennen. Für Zeiten größer $t = 100s$ wird die Kurve flach und ändert sich nur noch schwach. Aus dieser und weiteren Messkurven für verschiedene Gatespannungen wurde der Strom für feste Zeiten ausgelesen. In Abb. 3.20(c) sind die ausgelesenen Werte für I_{ds} bei den Zeiten $t = 6s; 20s; 60;$ und $350s$, sowie die IV-Kurve mit der höchsten Gesamtmesszeit aus (a) gezeigt. Für $V_g < -0,3V$ ist nach $t = 60s$ kein signifikanter Unterschied zwischen der Upsweep IV-Kurve und den Messpunkten erkennbar. Hier sind daher Speicherzeiten $t_{sp} < 60s$ festzustellen. Dagegen ist für $V_g > -0,2V$ selbst nach $t = 350s$ der Strom noch weit von der Upsweep IV-Kennlinie entfernt und somit beträgt die Speicherzeit $t_{sp} > 350s$. Am Extrempunkt $V_g < 0,15V$ ist sogar kaum eine Abnahme im Strom zu sehen und es finden somit nur wenige Ladeprozesse der Quantenpunkte statt. Es zeigt sich hiermit, dass die QPSTen bei Raumtemperatur eine Speicherzeit von $t_{sp} = 20s$ bis $t_{sp} = 350s$ haben und sehr stabil sind.

3.3.5 Speicherfunktion im magnetischen Feld

Bei der Erforschung von Speicherbauelementen sind seit einigen Jahren MRAMs (Magnetoresistive Random Access Memory) von großem Interesse. Hierbei beruht die Speicherfunktion auf einem magnetfeldabhängigen Widerstand des Bauelements [54], wie zum Beispiel der Riesenmagnetowiderstand [93,94] oder der Magnetische Tunnelwiderstand [95]. Bei einem MRAM wird die Information in der Magnetisierung gespeichert und bleibt daher auch ohne Stromversorgung bestehen. Die in dieser Arbeit untersuchten QPSTen bestehen, wie in Kapitel 3.1 zu sehen, aus einem Materialsystem, das keine ausgezeichneten ferro- oder paramagnetischen Eigenschaften besitzt, daher sind eigentlich starke magnetische Effekte nicht zu erwarten. Interessanterweise konnten gerade in jüngerer Zeit in niederdimensionalen Elektronensystemen im magnetischen Feld neuartige und ausgeprägte physikalische Eigenschaften beobachtet werden [96], wie zum Beispiel der Quanten Spin Hall Effekt [97–99]. Im Folgenden wird gezeigt, dass die Speichereigenschaften des QPSTs empfindlich von der Stärke eines im äußeren magnetischen Feld abhängen. Hierzu wurden QPSTen mit einem Kanal in Y-Form bei $T = 4,2K$ hinsichtlich der Hysteresebreite und der Entladespannung untersucht. Dabei wurde ein Messaufbau nach Abb. 3.4 mit einem supraleitenden Magneten für Felder bis $B = \pm 2T$ verwendet. Es wurde dabei auf die Probengeometrie, unterschiedliche Transportrichtungen und magnetische Anisotropie der Speichereigenschaft eingegangen. Für eine ausgewählte Magnetfeldorientierung wurde die Speicherfunktion zudem bis $B = \pm 5T$ studiert.

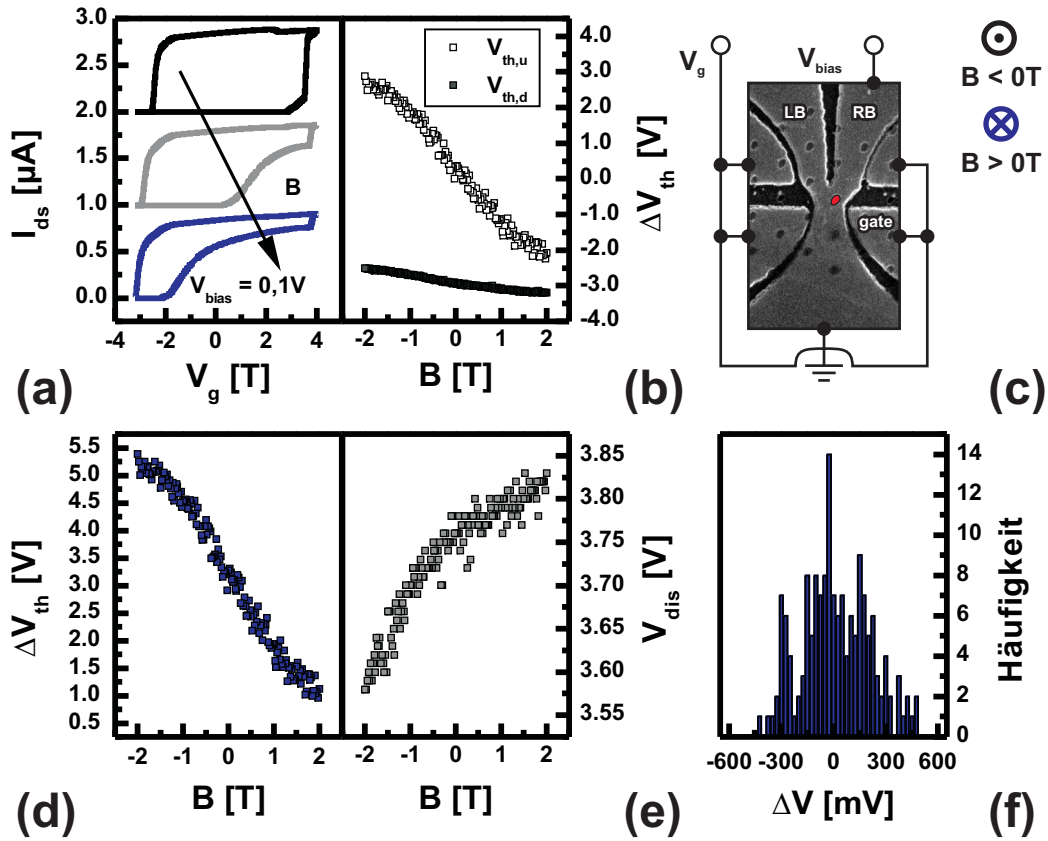


Abb. 3.21: (a) IV-Kennlinien eines QPSTs für drei verschiedene magnetische Felder $B = 0T$ und $\pm 2T$. (b) Schwellenspannung des Upsweeps und Downsweeps als Funktion von B . (c) Mikroskopische Aufnahme des QPSTs mit Messbeschaltung und Magnetfeldorientierung. Der QP an der engsten Kanaleinschnürung ist farblich hervorgehoben. (d) Hysteresebreite ΔV_{th} und (e) Entladespannung V_{dis} in Abhängigkeit von B . (f) Histogramm zur Differenz der Hysteresebreite für aufeinander folgende Messungen.

Eine mikroskopische Aufnahme der Probe und die Orientierung dieser im Magnetfeld sind in Abb. 3.21(c) zu sehen. Dabei liegt das Feld senkrecht zur Probenoberfläche und somit auch senkrecht zur Transportrichtung der Elektronen im Kanal an. Der Kanal der Probe hat eine Y-förmige Struktur, wobei entweder der linke Ast (*LB*: left branch), beziehungsweise der rechte Ast (*RB*: right branch) als Drainkontakt dient und der Stamm mit dem Massekontakt verbunden ist. Transporteigenschaften von Y-förmigen Verzweigungen wurden eingehend untersucht [100–102]. Aus den vorangegangenen Kapiteln wurde zudem ersichtlich, dass die Quantenpunkte an der engsten Kanaleinschnürung die Speicherfunktion am stärksten beeinflussen. Dieser QP ist im mikroskopischen Bild rot markiert. Für einen festen Gatespannungsbereich zwischen $-2,5V < V_g < 4,0V$ sind in Abb. 3.21(a) IV-Kennlinien für drei unterschiedliche magnetische Felder und $V_{bias} = 0,1V$ gezeigt. So-

weit vorhanden geben die Datenpunkte den Mittelwert und die Standardabweichung aus mehreren Messungen wider. Wie in der Abbildung zu erkennen ist, tritt für $B < 0T$ eine Hysteresebreite von über $\Delta V_{th} = 5V$ auf und wird für steigende magnetische Felder kleiner und beträgt nur noch $\Delta V_{th} = 1V$ bei $B > 0T$. Aus dem Verlauf der Hysteresebreite als Funktion des magnetischen Feldes wird ersichtlich, dass diese im Bereich von $\pm 1T$ annähernd linear vom Magnetfeld abhängt, siehe Teilbild (d). Im linearen Bereich des Kurvenverlaufes zeigt sich, dass die Hysteresebreite mit $1,5V/T = 0,15mV/Gauss$ verschiebt. Diese ausgeprägte Magnetfeldasymmetrie für $0T < B < 0T$ ist außergewöhnlich für nichtmagnetische Materialien. Für auf GaAs/AlGaAs basierende Bauelemente wird eine hohe Symmetrie $I(B) = I(-B)$ erwartet. Prinzipiell wäre somit das hier vorgestellte Bauelement als Magnetfeldsensor interessant. Der Bereich der Magnetfeldsensoren deckt typischerweise Feldstärken von $10^{-8}Gauss$ bis 10^8Gauss ab, wobei man im Bereich von $1\mu Gauss$ bis $10Gauss$ von Erdfeld Sensoren spricht [103].

Weiterhin sind in Abb. 3.21(b) die Schwellenspannungen für den Upsweep und den Downsweep in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke gezeigt. Wie zu erkennen ist, ändert sich $V_{th,u}$ von ca. 3 nach $-2V$. Dies lässt darauf schließen, dass das Laden der Quantenpunkte stark vom Magnetfeld abhängt. Zudem wurde bei der Messung $V_{g,max}$ so gewählt, dass stets ausgeprägtes Entladen auftritt und daher das Entladen nicht oder kaum beeinflusst wird. $V_{th,d}$ verschiebt mit $< 1V$ schwach im Vergleich zu $\Delta V_{th,u}$. Da die Hysteresebreite in den QPSTen meist durch das Einsetzen von ersten Ladeprozessen limitiert ist (siehe Kapitel 3.3.3), deutet die Verschiebung von $V_{th,d}$ an, dass sich entweder die Ladespannung oder die Tunnelzeit mit dem Magnetfeld ändert. In Abb. 3.21(e) ist V_{dis} in Abhängigkeit von B aufgetragen. V_{dis} steigt nichtlinear von ca. 3,55 auf 3,85V an. Aus einem exponentiellen Fit $\Delta V_0 + \Delta V_1 \exp((-B_0 + B)/\alpha_B)$ kann $\alpha_B = 1,72T$ bestimmt werden. Das letzte Teilbild in Abb. 3.21(f) zeigt ein Histogramm zur Differenz ΔV der Hysteresebreite zwischen zwei aufeinander folgenden Messungen. Man erkennt, dass vor allem für $\Delta V = \pm 150mV$ und $\Delta V = \pm 300mV$ eine Häufung auftritt. Vergleicht man dies mit Abbildung 3.15, so entspricht dies in etwa einer Ladungsdifferenz von einem bzw. zwei Elektronen.

Um ein besseres Verständnis der hier beobachteten Magnetfeldabhängigkeit zu bekommen und den Einfluss ballistischer Effekte auf Grund der Transportrichtung zu bestimmen, wurden im Folgenden die Speichereigenschaften eines weiteren QPSTs im Magnetfeld untersucht. Dabei wurden beiden Äste beschaltet, aber einzeln betrieben und für gegensätzliche Transportrichtungen studiert. Die Ausrichtung des magnetischen Feldes liegt dabei entlang einer der drei Raumrichtungen. In Abb. 3.22 sind zunächst die Messungen für ein Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche gezeigt. Der untersuchte QPST ist in Teilbild (c) dargestellt und die zur Hysterese beitragenden Quantenpunkte sind farblich markiert. In der Abbildung (a+b) sind die IV-Kennlinien für jeweils einen Ast und für drei unterschiedliche Magnetfelder zu sehen. Für einen besseren Überblick sind die Messdaten für $V_{bias} \pm 0,1V$ gezeigt. Werden die Äste einzeln betrieben, so zeigt sich auch für diesen QPST eine Abnahme der Hysteresebreite beim Wechsel der Magnetfeldrichtung von negativen nach positiven Vorzeichen. Dies tritt in beiden Ästen unabhängig von einander auf. Vergleicht man den linken Ast (LB) mit den rechten Ast (RB) so fällt auf, dass ΔV_{th} für den LB und den RB unabhängig von der angelegten Biasspannung den

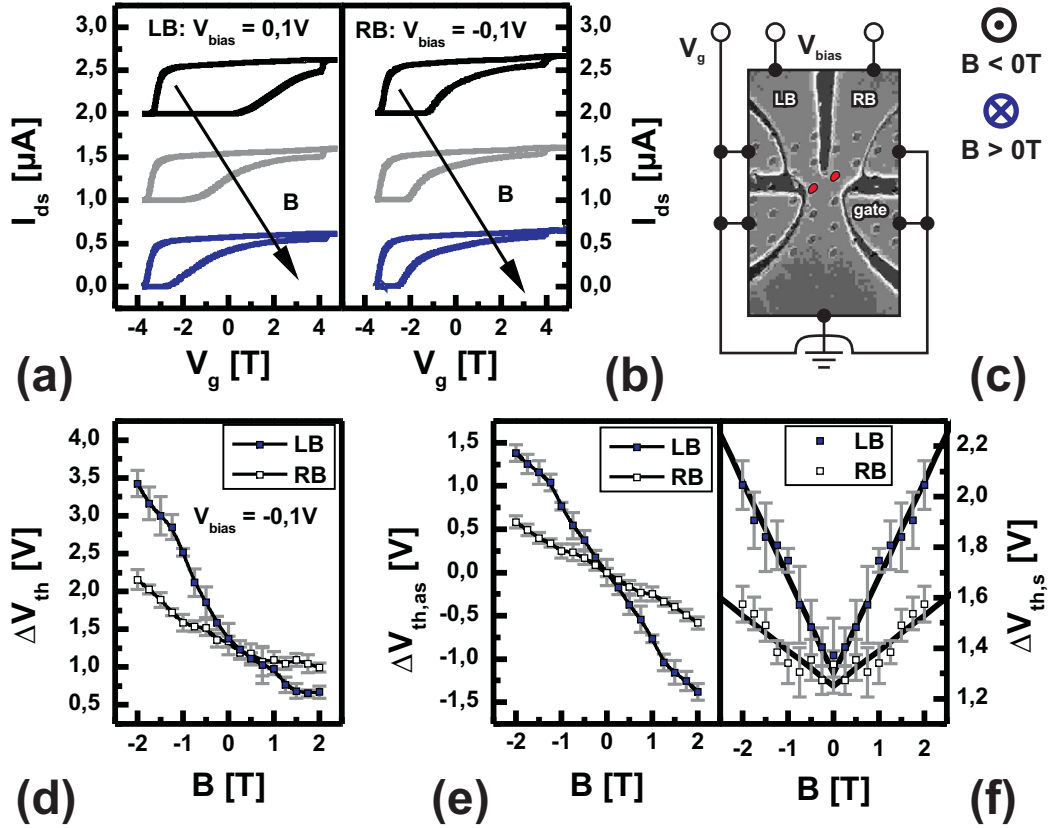


Abb. 3.22: IV-Kennlinien eines QPSTs für den (a) *LB* bzw. (b) *RB* bei drei verschiedene magnetische Felder $B = 0\text{T}$ und $\pm 2\text{T}$, sowie für $V_{bias} = \pm 0,1\text{V}$. (c) Mikroskopische Aufnahme des QPSTs mit Messbeschaltung und Magnetfeldorientierung. Der QP an der jeweils engsten Kanaleinschnürung ist farblich hervorgehoben. (d) Hysteresebreite ΔV_{th} in Abhängigkeit vom Magnetfeld bei $V_{bias} = -0,1\text{V}$ für den *LB* und *RB*. (e) Asymmetrischer $\Delta V_{th,as}$ und (f) symmetrischer $\Delta V_{th,s}$ Anteil der Hysteresebreitenverschiebung für beide Äste.

gleichen Verlauf haben. Trägt man, wie in Teilbild (d) zu sehen ist, die Hysteresebreite als Funktion der Magnetfeldstärke auf, so ist zu erkennen, dass sich $\Delta V_{th,L}$ um ca. $1,0\text{V/T}$ und $\Delta V_{th,R}$ um $0,25\text{V/T}$ ändert. Es zeigt sich, dass der *LB* stärker vom Magnetfeld abhängt und beide Messkurven sich kreuzen. Aus diesen beiden Kurven lasen sich jeweils ein asymmetrischer Anteil $\Delta V_{th,as} = (\Delta V_{th}(B) - \Delta V_{th}(-B))/2$ und ein symmetrischer Anteil $\Delta V_{th,s} = (\Delta V_{th}(B) + \Delta V_{th}(-B))/2$ extrahieren. Für beide Äste sind $\Delta V_{th,as}$ in Teilbild (e) bzw. $\Delta V_{th,s}$ in Teilbild (f) gezeigt.

Der symmetrische Anteil an der Hysteresebreitenänderung in Abb. 3.22 (f) zeigt für kleine Magnetfelder einen annähernd linearen Anstieg. Dabei ist die Steigung für den *LB* größer als für den *RB*. Für größere Magnetfelder tritt eine Stufe auf und im Anschluss

ist ein erneuter linearen Verlauf zu erkennen. Die Steigung beträgt $S_{LB} = 0,38V/T$ für den LB und $S_{RB} = 0,14V/T$ für den RB . Für beide Fälle sind Fitkurven mit entsprechender Steigung als kompakte schwarze Linie dargestellt. Wie aus den Kapiteln 2.1.4 zu entnehmen, verschieben die Energieniveaus in einem Quantenpunkt unabhängig von der Magnetfeldrichtung. Dabei ist die Energie durch Gleichung 2.15 gegeben. Für das Elektrogenas, welches den Quantenpunkt umgibt, gilt Gleichung 2.12. Da beide Systeme eine Energieverschiebung erfahren, ist die relative Verschiebung zueinander wesentlich. Eine Abschätzung der energetischen Verschiebung kann an dieser Stelle qualitativ erfolgen. Aus den Fock-Darwin Spektren der Quantenpunkte im Magnetfeld ist ersichtlich, dass die entarteten Eigenzustände im Magnetfeld aufspalten und für hohe Besetzungszahlen die minimale Energie kaum noch variiert. Für das niedrigste Energieniveau des 2DEGes gilt Gleichung 2.12. Als Abschätzung zur Energieverschiebung wird $\Delta E = \hbar\omega_c^{GaAs}$, mit der Zyklotronresonanzfrequenz ω_c für GaAs laut Gleichung 2.13, angenommen. Diese hängt von den effektiven Massen $m_{GaAs}^* = 0,067m_e$ ab, woraus folgt: $\frac{\Delta E}{B} = 1,76meV/T$ [29]. Aus den Messungen zur Bestimmung der Ladespannung, wie diese in Abb. 3.13 zu sehen sind, ist bekannt, dass bei diesem QPST eine Gatespannungsänderung ΔV_g zu einer Änderung der Hysteresebreite im Verhältnis $\frac{\Delta V_{th}}{\Delta V_g} = 14$ führt. Aus diesen Größen lässt sich die Differenz der Gateeffektivitäten von Kanal und Quantenpunkt mit $\Delta\eta = \frac{\Delta V_{th}}{\Delta V_g} \frac{\Delta E}{eB} \frac{1}{S} = \frac{\Delta E}{e\Delta V_g}$ bestimmen. Für den LB erhält man so $\Delta\eta_{LB} = 6,6\%$ und für den RB $\Delta\eta_{RB} = 2,4\%$.

Der asymmetrische Anteil an der Hysteresebreitenänderung in Abb. 3.22 (e) zeigt für beide Äste einen linearen Verlauf über weite Teile von B . Hier ist deutlich ein Kreuzen der beiden Kurven zu erkennen. Die Größe der Asymmetrie beträgt hier $\Delta V_{th,as}/B = 1V/T$ für den LB und $\Delta V_{th,as}/B = 0,25V/T$ für den RB . Werden die ermittelten Gateeffektivitäten herangezogen, so kann eine Energieverschiebung abgeschätzt werden. Diese beträgt für den $\Delta E_{LB} = 4,6meV/T$ und $\Delta E_{RB} = 1,2meV/T$. Dies ist wesentlich größer als die Zeeman-Aufspaltung in InAs Quantenpunkte, weshalb diese als zugrunde liegende Ursache ausgeschlossen wird. Für die Verschiebung der Hysteresebreite kommen als Gründe eine Änderung der Tunnelzeit zwischen QP und Kanal und ballistische Effekte auf Grund der Magnetfeldorientierung in Frage. Der ballistische Anteil der Asymmetrie wird im nächsten Abschnitt untersucht.

Im Folgenden wurde die Magnetfeldabhängigkeit für eine Magnetfeldorientierung laut Abb. 3.23(b) bis $B = \pm 5T$ untersucht. Dabei befand sich der QPST in einem Durchlauf gekühlten Magnetkryostat (siehe Abb. 3.5) für spektroskopische Anwendungen. In Abb. 3.23(a) sind IV-Kennlinien für $V_{bias} = 0,1V$ und $B = 0, \pm 5T$ gezeigt. Die IV-Kurven zeigen auch hier die Asymmetrie der Hysteresebreite im Magnetfeld. Besonders gut ist dies in Abb. 3.23(c) am Verlauf der Hysteresebreiten für die Messungen beider Äste zu erkennen. Wie zuvor zeigt der LB die ausgeprägtere Asymmetrie und die Kurven für den LB und RB schneiden sich für $B > 0T$. Im Folgenden wurde der Unterschied zwischen den Ästen hinsichtlich ballistischer Effekte untersucht. Hierzu ist in 3.23(d) die Differenz $\Delta V_{th,L} - \Delta V_{th,R}$ dieser für $V_{bias} = 0,1V$ aufgetragen. Die Differenz der Hysteresebreiten gibt Aufschluss über den Einfluss der Transportrichtung und der Probenstruktur. So ist für $V_{bias} = 0,1V$ die Bewegungsrichtung der Elektronen vom Stamm zum Ast. Die Quantenpunkte sitzen an der Schnittstelle der Äste zum Stamm. Folglich werden die

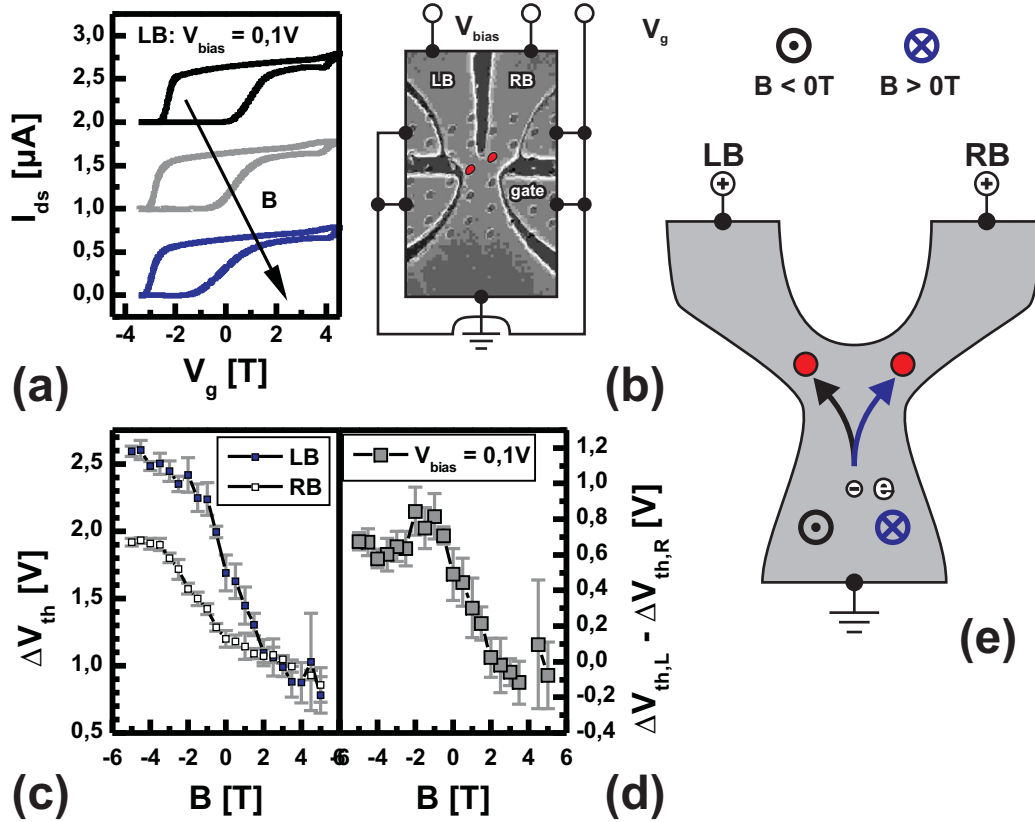


Abb. 3.23: (a) IV-Kennlinien eines QPSTs für den *LB* bei drei verschiedene magnetische Felder $B = 0T$ und $\pm 5T$, sowie $V_{bias} = 0,1V$. (b) Mikroskopische Aufnahme des QPSTs mit Messbeschaltung und Magnetfeldorientierung. Der QP an der jeweils engsten Kanaleinschnürung ist farblich hervorgehoben. (c) Hysteresebreite ΔV_{th} in Abhängigkeit vom Magnetfeld B für den *LB* und den *RB*. (d) Differenz $\Delta V_{th,L} - \Delta V_{th,R}$ für $V_{bias} = 0,1V$. (e) Schaubild für den Transport im QPSTs in einem Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche. Für positive Biasspannungen werden die Elektronen abhängig vom Magnetfeld entweder in den *LB* oder *RB* geleitet.

Elektronen je nach Magnetfeldrichtung zum *LB* bzw. *RB* abgelenkt. Da bei $B > 0$ mehr Elektronen gegen die Potentialbarriere im *LB* „anlaufen“ und für $B < 0$ der entgegengesetzte Fall zutrifft, zeigt $\Delta V_{th,L} - \Delta V_{th,R}$ eine Stufe um $B = 0T$. Dabei beträgt die Differenz $\Delta V_{th,L} - \Delta V_{th,R}$ für $B < 0T$ ca. $0,7V$ und für $B > 0T$ ca. $-0,1V$. Somit kann die Magnetfeldasymmetrie auf Grund von ballistischen Effekten zu $0,8V$ über den gesamten Messbereich bestimmt werden. Die Elektronenbahnen beim Transport im senkrechten Magnetfeld sind zur Verdeutlichung in Abb. 3.23(e) dargestellt. Für $B = 2,5T$ und einer Geschwindigkeit $v = \sqrt{2E/m^*}$ mit $E \approx 0,1eV$ folgt ein Zyklotronradius $R_Z = 110nm$. Dies entspricht in etwa der halben Kanalbreite.

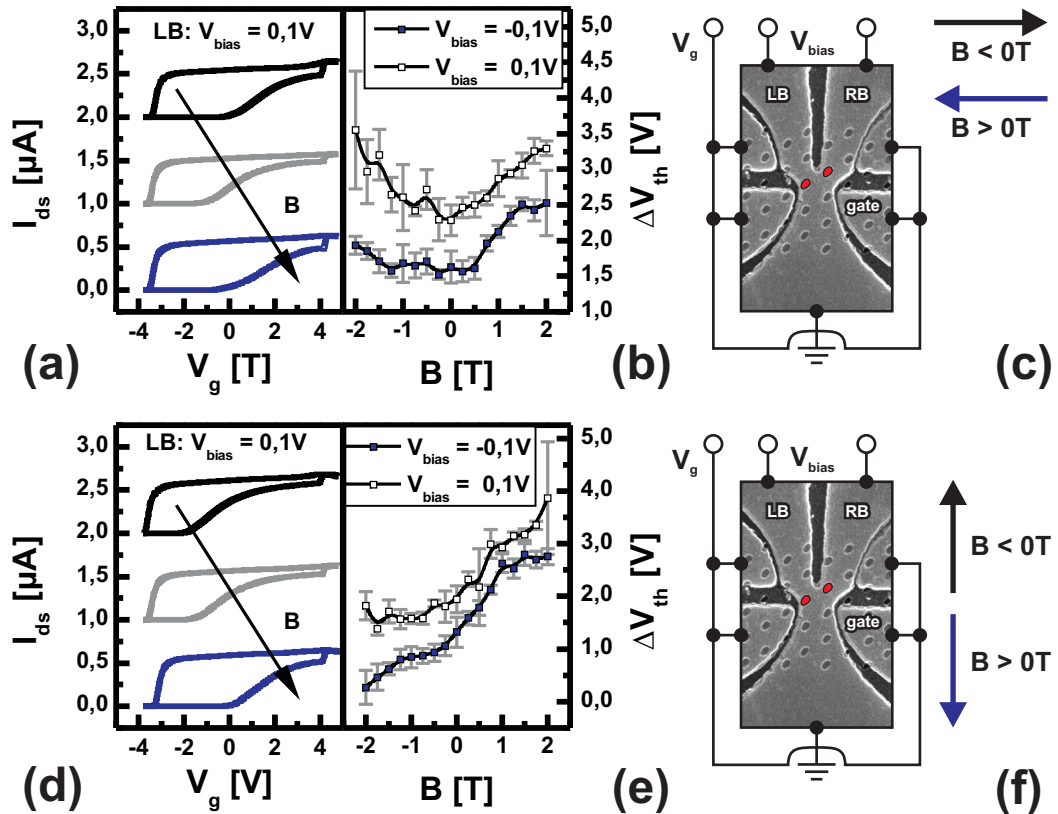


Abb. 3.24: IV-Kennlinien eines QPSTs bei drei verschiedene magnetische Felder $B = 0T$ und $\pm 2T$, sowie für $V_{bias} = \pm 0,1V$ für: (a) Magnetfeld parallel zur Oberfläche und senkrecht zum Kanal (b) Magnetfeld parallel zur Oberfläche und parallel zum Kanal. (b+e) Hysteresebreite ΔV_{th} in Abhängigkeit vom Magnetfeld für $V_{bias} = \pm 0,1V$ für den LB. (c+e) Mikroskopische Aufnahme des QPSTs mit Messbeschaltung und Magnetfeldorientierung. Der QP an der jeweils engsten Kanaleinschnürung ist farblich hervorgehoben.

Zur weiteren Untersuchung der QPSTen im Magnetfeld wurde die Orientierung von B um 90° gedreht. Das Magnetfeld liegt nun parallel zur Probenoberfläche und senkrecht zur Transportrichtung, wie in Abb. 3.24(c) gezeigt. An den IV-Kennlinien in (a) lässt sich bereits erkennen, dass ΔV_{th} für den LB bei $B = 0T$ den kleinsten Wert hat und mit steigendem B zunimmt. ΔV_{th} ist in Abb. 3.24(b) als Funktion von B aufgetragen. Der LB zeigt vor allem für $V_{bias} = 0,1V$ einen symmetrischen Verlauf mit einem Minimum von $2,5V$ bei $B = 0T$ und Maxima von $3,5V$ bei $B = \pm 2T$. Für $V_{bias} = -0,1V$ ist zwar immer noch ein Minimum bei $B = 0T$ vorhanden, aber der Verlauf von ΔV_{th} ist nicht gänzlich symmetrisch.

Durch eine weitere Drehung der Magnetfeldrichtung um 90° , diesmal in der Ebene der Probenoberfläche, wird die dritte Orientierung von B erreicht. Das Magnetfeld ist

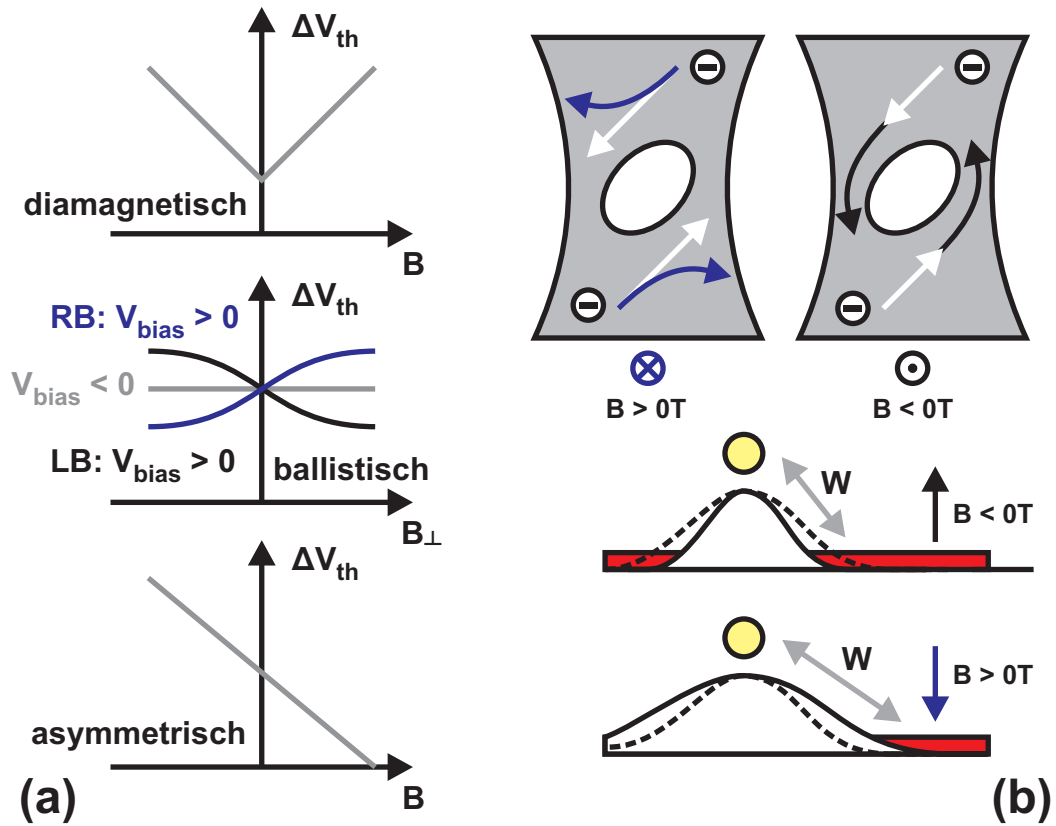


Abb. 3.25: (a) Abhängigkeit der Hysteresebreite eines QPSTs vom Magnetfeld in schematischer Form. Die drei magnetfeldabhängigen Anteile sind separat gezeigt. (b) Schaubild zur Erklärung der asymmetrischen Verschiebung der Hysteresebreite im Magnetfeld. Es wird angenommen, dass durch eine asymmetrische Potentialbarriere im Kanal eine Vorzugsrichtung beim Ladungsträgertransport vorbei an der Barriere vorliegt. Dieser Wirbel resultiert in einer Änderung effektiven Breite W der Tunnelbarriere in Abhängigkeit von der Ausrichtung des Magnetfeldes.

somit parallel zur Probenoberfläche und parallel zur Transportrichtung ausgerichtet, was in Abb. 3.24(f) gezeigt wird. Wie in Teilbild (c) an den IV-Kennlinien für $B = 0T$ und $\pm 2T$ zu erkennen ist, nimmt die Hysteresebreite von negativen hin zu positiven Vorzeichen von B zu. Es tritt also wie bei der Orientierung senkrecht zur Probenoberfläche eine Asymmetrie in den Hysteresebreiten auf. Im Teilbild (e) sind die Graphen für ΔV_{th} als Funktion von B und $V_{bias} = \pm 0,1V$ dargestellt. Für die beiden untersuchten Biasspannungen ist ein ähnlicher Verlauf der Hysteresebreite zu erkennen. Die Asymmetrie zwischen $B < 0T$ und $B > 0T$ beträgt dabei ca. $2V$. Vergleicht man dies mit den Messungen im Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche, dann entspricht dies in etwa dem Beitrag der Magnetfeldasymmetrie dort.

Auf Grund der gezeigten Messungen kann unter Berücksichtigung aller drei Magnetfeldorientierungen angenommen werden, dass sich die Ladespannung im Magnetfeld durch drei Einflüsse ändert. Diese Beiträge der Hysteresebreitenänderung sind in Abb. 3.25(a) schematisch gezeigt. Zum einen ein diamagnetischer Anteil auf Grund einer linear in B und symmetrisch zu $B = 0T$ Verschiebung des Energieniveaus im Kanal. Dieser resultiert in einer linearen Änderung der Hysteresebreite von maximal $\Delta V = 1,0V$. Zum zweiten ein ballistischer Anteil, da durch ein senkrecht zur Bewegungsrichtung der Elektronen stehendes Magnetfeld die Elektronenbahnen entweder in den LB oder RB gelenkt werden. Hierdurch kommt es zu einer Asymmetrie zwischen den beiden Ästen, welche $0,2V/T$ beträgt. Zuletzt durch einen bisher nicht weiter identifizierten, asymmetrischen Anteil der bei einer Magnetfeldorientierung parallel zum Kanal oder senkrecht zur Probenoberfläche zu beobachten ist und abzüglich ballistischer Effekte maximal $\Delta V/B = 1,3V/T$ beträgt. Bei Tunnelprozessen an einer Barriere ist die Tunnelrate Γ proportional zur Transmission $T \propto \exp(-W/\beta)$, wobei für große Tunnelbarrieren der Breiten W näherungsweise $\beta = 2\sqrt{2}m^*\Delta E/\hbar$ gilt [13]. Für $\Delta E = 0.01V$ und $m^* = 0.067m_e$ resultiert daher aus dem Quotienten der Hysteresebreiten $\Delta V_{th}^{-2T}/\Delta V_{th}^{2T} = \exp(\Delta W/\beta)$ für $B = \pm 2T$ eine Breitenänderung $\Delta W = 5,2nm$ und somit eine magnetfeldabhängige Änderung von $1,3nm/T$.

Um den asymmetrischen Verlauf von ΔV_{th} zu erklären wird im folgenden ein Modell vorgestellt. Aus den experimentellen Daten wurde eine Änderung um $1,3nm/T$ für die effektiven Tunnelbarriere der Ladungsträger berechnet. Dies bedeutet, dass die Elektronenbahn für $B \leq 0T$ näher am Quantenpunkt und für $B > 0T$ weiter weg vom Quantenpunkt liegen muss. Wie die Messungen gezeigt haben, weist der asymmetrische Magnetfeldeffekt für entgegengesetzte Transportrichtung das gleiche Vorzeichen auf. Somit muss die Symmetrie im Ladungsträgertransport gebrochen sein. Es wird daher angenommen, dass die geätzten Vertiefungen und die darin liegenden InAs Quantenpunkte eine asymmetrische Potentialbarriere im Kanal erzeugen. In Abb. 3.25(b) ist dies in den oberen Teilbildern gezeigt. Auf Grund dieser Asymmetrie folgen die Ladungsträger unabhängig von der Transportrichtung einer Vorzugsrichtung beim passieren der Barriere. Es bildet sich somit ein Wirbel aus, der ohne Magnetfeld stets die gleiche Drehrichtung vorweist. In Kombination mit einem äußeren Magnetfeld wird die Wirbelbildung entweder verstärkt oder abgeschwächt. Verstärkung liegt vor, wenn die Ablenkung im Magnetfeld der Drehrichtung des Wirbels folgt und abgeschwächt wird diese wenn die Elektronen in entgegengesetzter Richtung gelenkt werden. Somit sind die Ladungsträger in Abhängigkeit vom Magnetfeld unterschiedlich weit entfernt vom Quantenpunkt vorzufinden. Unter dieser Annahme lässt sich eine Veränderung der effektiven Barrierenbreite um $\Delta W/B = 1,3nm/T$ argumentieren.

3.3.6 Durch Photonen induzierte Lade- und Entladeprozesse

Nanotechnologische Bauelemente mit Quantenpunkten kommen im Forschungsgebiet der Optoelektronik in unterschiedlichen Anwendungen zum Einsatz [104–106]. So sind sowohl Einzelphotonenquellen [6, 7] als auch Detektoren [8, 9] von großem Interesse. Besonders bei der Quantenkryptographie [69, 70, 107], der sicheren Übertragung von Schlüsseln und Nachrichten, bilden Bauelemente mit Quantenpunkten einen Fokus der Forschung. Der QPST bietet auf Grund der präzise positionierten Quantenpunkte nahe der Probenoberfläche ideale Voraussetzungen für optoelektronische Anwendungen. Daher soll im Folgenden die Anwendung des QPST als Lichtsensor für Wellenlängen $\lambda = 1,3\mu\text{m}$ untersucht werden.

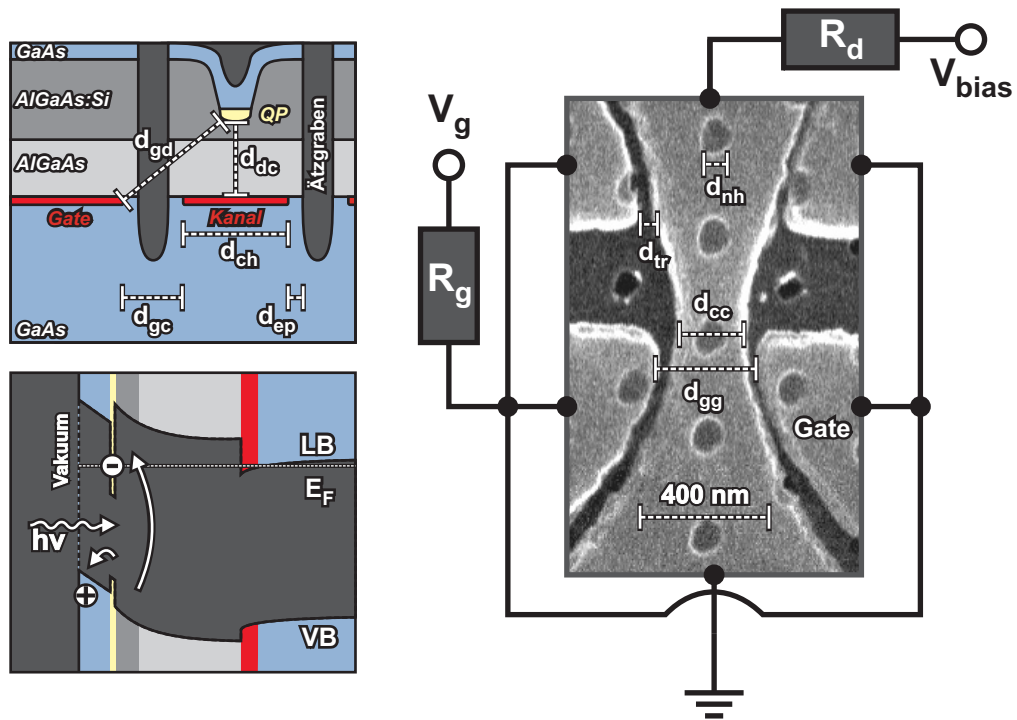


Abb. 3.26: Schaubild eines Quantenpunkt-Speichertransistors inklusive der Messschaltung. In der mikroskopischen Aufnahme haben geätzte Strukturen einen dunklen Kontrast. Die Position der Quantenpunkte ist durch die geätzten Vertiefungen zu erkennen. Im linken oberen Teil befindet sich ein schematisches Tiefenprofil der Halbleiterstruktur senkrecht zum Transistorkanal an der Position eines Quantenpunktes. Im linken unteren Teil sind schematische Bandverläufe des Leitungsbandes (LB) und Valenzbandes (V) entlang der Wachstumsrichtung durch einen Quantenpunkt gezeigt. Die Darstellung zeigt den Ladeprozess der Quantenpunkte durch Licht bei Raumtemperatur.

In Abb. 3.26 ist der Probenaufbau und die Messbeschaltung des QPSTs gezeigt. Im linken unteren Teil der Abbildung befindet sich zudem ein schematischer Bandverlauf entlang der Wachstumsrichtung an der Position eines Quantenpunktes. Der Bandverlauf wurde mittels Simulationssoftware (WinGreen [108]) erstellt. Für die Untersuchung von durch Photonen induzierte Lade- und Entladeprozesse ist entscheidend, dass die Photonenergie E_{ph} größer als die Bandlücke von InAs E_{gap}^{InAs} ist. Außerdem muss die Photonenergie im Vergleich zur Bandlücke von GaAs E_{gap}^{GaAs} gelten: $E_{ph} < E_{gap}^{GaAs}$, sonst kommt es zur Anregung von Elektronen aus der dem Valenzband in das 2DEG. Für das Experiment diente ein Festkörper-Laser als Photonenquelle, wobei die für Telekommunikation relevante Wellenlänge $\lambda = 1,3\mu m$ gewählt wurde. Beim Experiment wird der Laserstrahl über einen optischen Aufbau auf den QPST fokussiert, siehe Abb. 3.5. Hierfür befindet sich die Probe in dem in Kapitel 3.2 beschriebenen Magnetkryostat mit optischen Fenster bei Messungen für tiefe Temperaturen. Messungen bei Raumtemperatur konnten mittels einer geschlossenen Probenhalterung mit Lichtspalt durchgeführt werden. Um Streulichteffekte zu minimieren, wurde ein Teil des Strahlengangs in eine Verschaltung eingefasst.

In Abb. 3.27 sind IV-Kennlinien eines QPSTs bei Raumtemperatur gezeigt. Die als Punktplot dargestellte, schwarze Kurve gibt die Messung mit abgedunkelter Probe, der rote Linienplot die Messung unter Beleuchtung wider. Zur Verdeutlichung ist die Umlaufrichtung der Gatespannung durch Pfeile gekennzeichnet. Der Graph zeigt den Strom im Gatespannungsintervall von $V_g = -1,5V$ bis $V_g = 0,15V$. Die Kurve ohne Beleuchtung zeigt die typische Speicherhysterese der QPSTen, wobei hier die Schwellenspannung im Bereich von $V_g = -2V$ liegt und die Hysteresebreite ca. $0,5V$ beträgt. In Teilbild (b) ist ein Ausschnitt dieser Kurve vergrößert dargestellt. Hier sind analog zu den Tieftemperaturmessungen aus Kapitel 3.3.3 einzelne Plateaus in Verbindung mit steilen Anstiegen des Probenstromes zu erkennen. Diese können wiederum als einzelne Entladungen der Quantenpunkte gedeutet werden. Unter Beleuchtung zeigt die IV-Kurve in (a) eine Schwellenspannung die von ca. $-2V$ leicht zu positiveren Werten verschoben ist. Daneben sind im Vergleich zu der Messung im Dunkeln vor allem drei Unterschiede zu erkennen. Zum einen verschiebt die Schwellenspannung für den Downsweep um ca. $0,25V$ zu höheren Werten und der maximale Strom bei $V_g = 0,25V$ nimmt um ca. $0,5\mu A$ ab. Zudem verringert sich die Hysteresebreite auf ca. $0,2V$. Unter Berücksichtigung der Messungen aus den vorangegangenen Kapiteln, lässt dies darauf schließen, dass sich im Zuge der Beleuchtung mehr Elektronen im Potentialtopf des Quantenpunktes befinden als für den Fall ohne Beleuchtung. Da sich die Hysteresebreite unter Beleuchtung ebenfalls ändert, wird die Anregung von Störstellen als Ursache für die Schwellenspannungsverschiebung ausgeschlossen. Der Bandverlauf in Abb. 3.26 zeigt schematisch den Prozess der Absorption eines eingestrahlt Photons. Dabei wird im Quantenpunkt ein Elektron-Loch-Paar erzeugt. Durch das geringe Einschlusspotential der Löcher im Valenzband, dem Starkeffekt und die nahe gelegene Probenoberfläche verweilen die Löcher nur kurz im Quantenpunkt bevor Tunnelprozesse zur Probenoberfläche erfolgen. Somit findet Ladungstrennung statt und es bleibt eine negative Elementarladung lokalisiert am Ort der Quantenpunkte zurück. Durch das hohe Einschlusspotential der Elektronen im Leitungsband ist die Lebensdauer stark erhöht im Vergleich zu der Lebensdauer der Löcher.

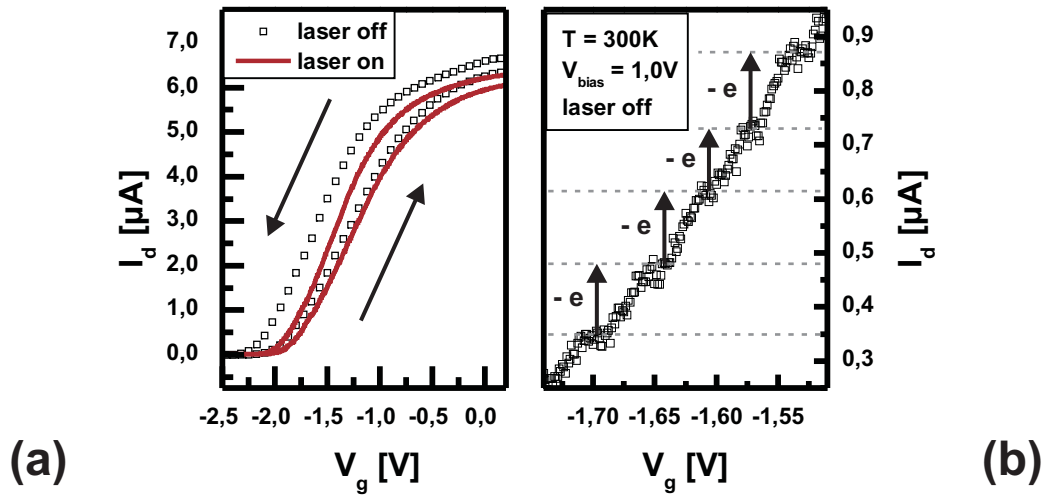


Abb. 3.27: (a) IV-Kennlinien eines QPSTs bei Raumtemperatur und $V_{bias} = 1,0V$. Punktplot: Messung abgedunkelt; Linienplot: Messung bei Beleuchtung mit Laserlicht der Wellenlänge $\lambda = 1,3\mu m$. (b) Abgedunkelte IV-Kennlinie im Ausschnitt mit Hilfslinien zur Verdeutlichung von Entladeereignisse der Quantenpunkte.

Zur weiteren Untersuchung der Ladeprozesse durch Licht wurde die Schwellenspannungsverschiebung in Abhängigkeit der eingestrahlenen Laserleistung betrachtet. Hierbei wurde die Laserleistung variiert und vor dem Beleuchten der Probe bestimmt. In Abb. 3.28(a) ist V_{th} für den Upsweep und Downsweep in Abhängigkeit von der Laserleistung pro cm^2 gezeigt. Es ist zu erkennen, dass mit steigender Leistung die Schwellenspannungen zu höheren Werten verschieben. Dabei sättigt $V_{th,u}$ bei einem Werte von ca. $-1,7V$, wohingegen $V_{th,d}$ im Bereich der Leistungsserie von ca. $-2,1V$ auf ca. $-1,85V$ zunimmt. Die Leistungsabhängigkeit der Schwellenspannungsverschiebung lässt darauf schließen, dass für den Gleichgewichtsladezustand der Quantenpunkte zwei zeitabhängige Prozesse eine Rolle spielen. Zum einen ist die Zeitkonstante t_g , mit der neue Elektron-Lochpaare erzeugt werden, wichtig. Diese hängt von der Effizienz, mit der einfallende Photonen absorbiert werden, und der Anzahl der Photonen pro Zeitintervall ab. Zum anderen ist der Ladezustand durch die Lebensdauer t_l der im Quantentopf eingeschlossenen Elektronen beschränkt. Betrachtet man für hohe Anregungsleistungen die Upsweep Schwellenspannung $V_{th,u}$, dann muss für diesen Arbeitspunkt $t_g \ll t_l$ gelten. Somit ist ein Überschuss an Photonen vorhanden und es können stets freie Zustände im Quantenpunkt neu besetzt werden.

Aus dem vorangegangenen Kapitel 3.3.4 wurde ersichtlich, dass sich der Ladezustand der Quantenpunkte stark mit der Temperatur ändert. So nimmt dieser mit steigender Temperatur immer weiter ab. Daher ist es von Interesse, wie sich dies auf die Lichtabsorption auswirkt. In Abhängigkeit von der Probertemperatur ist in Abb. 3.28(b) die Upsweep Schwellenspannung für Messung im Dunkeln und Messung unter konstanter Be-

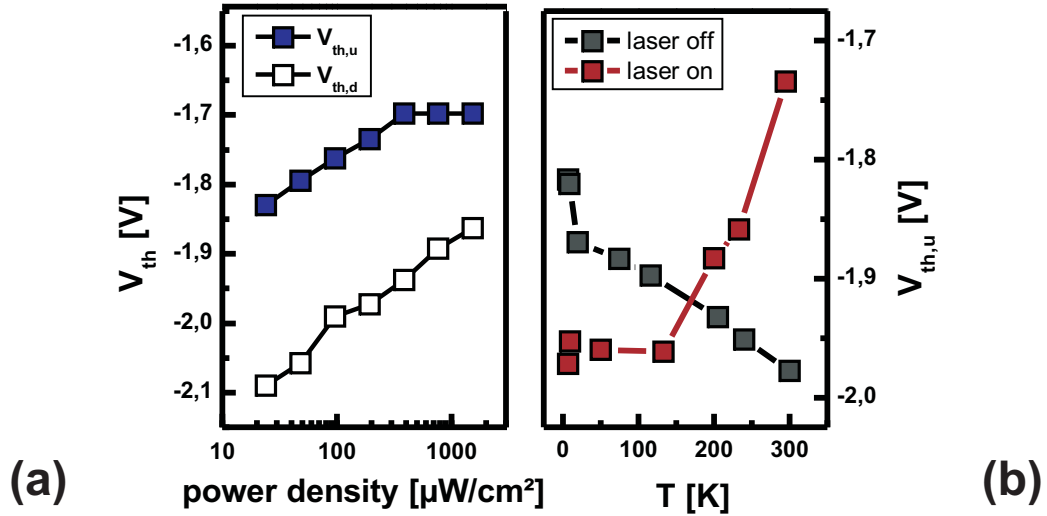


Abb. 3.28: (a) Abhängigkeit der Schwellenspannungen von der eingestrahlten Lichtleistungsdichte bei $T = 300\text{K}$. (b) Upsweep Schwellenspannung als Funktion der Proben-temperatur unter Beleuchtung (rot) und bei abgedunkelter Messung (grau).

leuchtung gezeigt. Im Fall der unbeleuchteten Probe sinkt die Schwellenspannung von $V_{th,u} = -1,83\text{V}$ bis $V_{th,u} = -1,98\text{V}$ für $T = 7\text{K}$ bis $T = 300\text{K}$. Im Falle der Messung unter Beleuchtung nimmt die Schwellenspannung $V_{th,u} = -1,975\text{V}$ bis $V_{th,u} = -1,725\text{V}$ im gleichen Temperaturintervall zu. Die Messkurven verlaufen folglich komplett gegensätzlich und Kreuzen sich bei $T \approx 180\text{K}$. Somit liegt die Schwellenspannungen bei Temperaturen größer 200K oberhalb der Messung für die abgedunkelte Probe. Dieser Verlauf der beiden Messkurven lässt darauf schließen, dass das Laden der Quantenpunkte bei Raumtemperatur nicht auf Grund von Heizeffekten verursacht wird, da eine Temperatursteigerung eine gegensätzliche Schwellenverschiebung hervorruft. Die Ergebnisse zeigen zudem, dass unter Beleuchtung für $T < 200\text{K}$ die Quantenpunkte bevorzugt entladen werden und für $T > 200\text{K}$ bevorzugt geladen werden.

Die bisherigen Messungen bezogen sich auf die Auswertung der Schwellenspannung eines geschlossenen Gatespannungszykluses. Es wird davon ausgegangen, dass sich der Ladezustand der Quantenpunkte aus dem Verhältnis der Zeitkonstanten für Lebensdauer und Generation von eingeschlossenen Elektronen ergibt. Demnach ist anzunehmen, dass es sich bei dem lichtinduzierten Laden der Quantenpunkte um einen reversiblen Prozess handelt. Daher wird im Folgenden die Lade- und Entladeprozesse im zeitlichen Verlauf untersucht. In Abb. 3.29 ist der Probenstrom als Funktion der Zeit für einen festen Arbeitspunkt aufgetragen. Um den Wechsel zwischen Beleuchtungs- und Dunkelphase hervorzuheben, haben die Messpunkte unterschiedliche Farben. Die Dunkelphase ist als schwarze Rechtecke und die Beleuchtungsphase als rote Rauten dargestellt. Zum Zeitpunkt $t < 0\text{s}$ ist der Laserstrahl blockiert und die Probe ist somit abgedunkelt. Ab $t = 0\text{s}$ wird der Laserstrahl zum ersten Mal auf die Probe geleitet und bei $t = 60\text{s}$

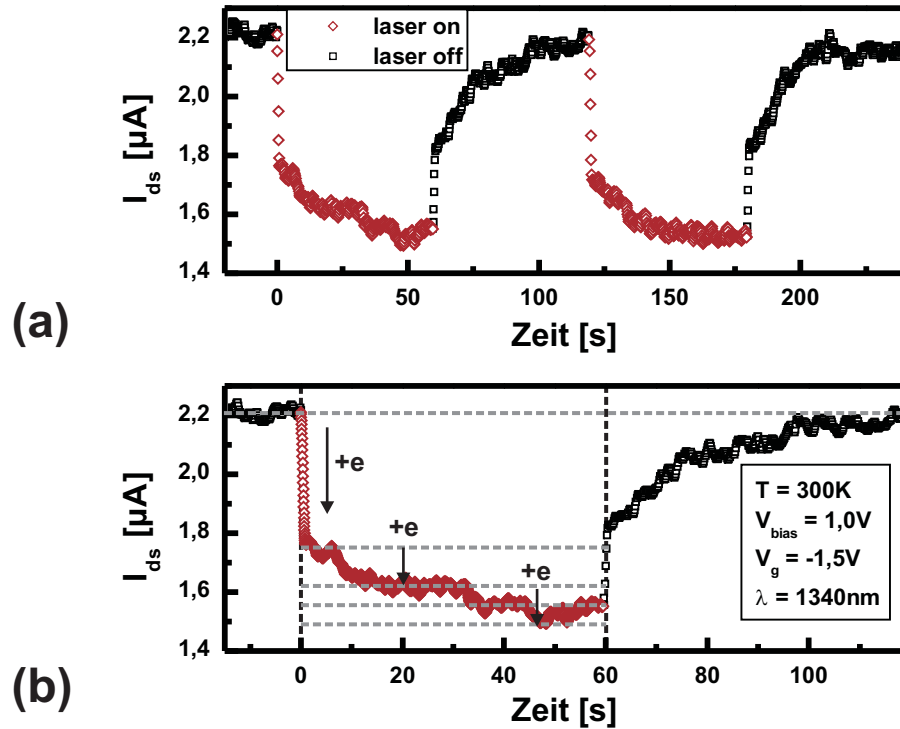


Abb. 3.29: Probenstrom I_{ds} eines QPSTs bei festem Arbeitspunkt in Abhängigkeit der Messzeit. (schwarz) Probe ist abgedunkelt (rot) Probe wird mit Laserlicht $\lambda = 1,3\mu m$ beleuchtet (a) Wechsel zwischen Laserbeleuchtung und Dunkelphase in Intervallen von $t = 60s$. (b) Vergrößerte Darstellung des ersten Beleuchtungszyklus. Für $t < 0s$ ist die Probe im Dunklen, danach erfolgt Beleuchtung. Hilfslinien verdeutlichen die Umschaltpunkte, die Ausgangsströme sowie einzelne Entladeereignisse.

wieder blockiert. Dies wird nach weiteren 60s wiederholt. Im Verlauf der Stromkurve ist eine Abnahme von ca. $0,45\mu A$ in einem Zeitraum von $\Delta t < 1s$ zu erkennen. Im weiteren Verlauf nimmt der Probenstrom langsamer ab und erreicht bei $t = 60s$ ein Minimum von $I_d = 1,55\mu A$. Nachdem der Laserstrahl blockiert wird, steigt der Strom innerhalb $\Delta t < 1s$ um $\Delta I_d < 0,3\mu A$. Nach insgesamt 60s erreicht der Strom den Ausgangswert $I_{ds} = 2,2\mu A$ von $t < 0s$. Wie in Teilbild (a) zu erkennen, lässt sich dieser Prozess wiederholen, ohne dass der Arbeitspunkt der Probe neu eingestellt werden muss. Somit ist gezeigt, dass es sich tatsächlich um einen reversiblen Prozess handelt. Es ist zudem zu erkennen, dass mit den Prozessen des Ladens und Entladens der Quantenpunkte, mehrere unterschiedliche Zeitkonstanten einher gehen. So tritt jeweils ein schneller $\Delta t < 1s$ Prozess auf, gefolgt von einem zweiten mit wesentlich größerer Zeitkonstante. Zudem erkennt man in der Stromkurve einzelne Plateaus, welche auf Quantenpunktzustände konstanter Ladung schließen lassen. Zur Veranschaulichung ist in Abb. 3.29(b) der erste Beleuchtungsphasen-

wechsel im Details dargestellt. Das Auftreten einzelner Plateaus mit konstantem Strom ist durch Hilfslinien hervorgehoben und die angenommene Ladungsdifferenz mittels Pfeile verdeutlicht.

Aus der vorangegangenen Diskussion lässt sich somit der Prozess zur Lichtdetektion bei Raumtemperatur folgendermaßen beschreiben. Auf Grund der hohen thermischen Energie sind die Quantenpunkte nur geringfügig mit Elektronen besetzt. Durch Absorption eines Photons der Wellenlänge $\lambda = 1,3\mu m$ kommt es ausschließlich im InAs Quantenpunkt und nicht im GaAs zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares. Auf Grund des schwachen Einschlusspotential für Löcher im Valenzband (siehe Abb. 3.26) und des Quantum-confined Stark Effekt [109] können die Löcher innerhalb kurzen Zeitskalen den Quantenpunkt in Richtung Probenoberfläche verlassen. Dieser Tunnelprozess ist thermisch unterstützt. Das Einschlusspotential der Elektronen ist um ein Vielfaches größer, weshalb die Lebensdauer der Elektronen im Quantenpunkt im Bereich von Sekunden liegt. Da die Photonenenergie begrenzt ist, können keine beliebig hoch gelegenen Energieniveaus der Quantenpunkte besetzt werden. Allerdings führt eine Zunahme der Laserleistung dazu, dass unabhängig von der Photonenausbeute alle freien Energieniveaus, die im Energiebereich der Photonenenergie liegen, besetzt werden. Elektronen, die das Einschlusspotential durch Tunnelprozesse verlassen, können somit innerhalb kurzer Zeitskalen neu besetzt werden. Dieser Zustand ist nur unter Beleuchtung stabil und nach dem Abdunkeln der Probe liegt ein großes Ungleichgewicht vor. Elektronen die sich im Quantenpunkt auf höher gelegenen Energieniveaus befinden, haben eine relativ hohe Tunnelrate [110], wodurch der Strom nach dem Abschalten der Beleuchtung zu Beginn stark ansteigt. Somit hängt das Erreichen des Gleichgewichtszustandes von der niedrigsten Tunnelrate der tiefer gelegenen Energieniveaus ab.

3.4 Bauelementmodellierung

Im Folgenden werden die experimentellen Ergebnisse zu den Transport- und Speichereigenschaften mit Hilfe einer geeigneten Ersatzschaltung modelliert. Zu Beginn des Kapitels wird die Ersatzschaltung vorgestellt und durch Gleichungen beschrieben. Der darauf folgende Abschnitt widmet sich der Bestimmung der charakteristischen Parameter und der Größenabhängigkeit dieser. Anhand der Größenabhängigkeit werden theoretische Kurven berechnet und anschließend mit den Messdaten verglichen. An dieser Stelle soll angemerkt werden, dass bei der Modellierung mit Spannungen gearbeitet wurde. Dies ist bei allen beschriebenen Potentialen zu beachten, wobei diese über den Faktor $-e$ ins energetische Bild zu transferieren sind.

3.4.1 Gekoppeltes kapazitives Netzwerk

Die Modellierung der Transport- und Speichereigenschaften erfolgt analytisch anhand der in Abb. 3.30(a) gezeigten Ersatzschaltung. Hierbei werden die drei elektronischen Systeme des QPSTs: das Gate, der Kanal und der Quantenpunkt kapazitiv und durch einen Operationsverstärker (Op-Amp) gekoppelt. Der Quantenpunkt und der Kanal haben jeweils eine eigene Gesamtkapazität C_{tot} , die sich aus den geometrischen Kapazitäten und der Eigenkapazität, der Quantenkapazität zusammensetzt. Der Op-Amp sorgt dafür, dass durch seine Ausgangsspannung V_Q die Coulombwechselwirkung der Quantenpunktladung untereinander und mit den Elektronen im Kanal berücksichtigt wird. Weiterhin wird der Operationsverstärker genutzt, um das Quantenpunktpotential V_d mit dem Kanalpotential V_c zu vergleichen. Diese Potentiale liegen an den Eingängen (V^+ , V^-) des Op-Amp an, wodurch die Lade- Entladebedingung bestimmt werden können. Dabei ändert sich die Ausgangsspannung des Op-Amps, sobald die Differenz der Eingangsspannungen $V^+ - V^-$ das Vorzeichen wechselt. Dies entspricht somit einem Umladeprozess des Quantenpunktes. Eine theoretische Beschreibung eines Top-Gate Speichertransistors findet sich in [66,111] und von InAs Quantenpunkten in GaAs in [92].

Auf Grund des Op-Amp können das Quantenpunkt- und Kanalsystem getrennt voneinander beschrieben werden. Zunächst soll der Transistorkanal beschrieben werden, im speziellen das elektrostatische Potential V_c des Kanals. Dieses ist durch vier parallel geschaltete Kondensatoren an die folgenden Potentiale gekoppelt: Zum einen über die Gate-Kanal Kapazität C_{gc} an die Gatespannung. Weiterhin über die intrinsische Kanal-kapazität C_c an das elektrochemische Potential μ_c . Dieses entspricht der Fermienergie des Systems und wird daher als Massepotential definiert. Zusätzlich ist das elektrostatische Potential V_c durch die Source-Drain Kapazität an die elektronischen Reservoirs der Kontakte gekoppelt. Die letzte kapazitive Kopplung C_{dc} besteht zur Ausgangsspannung V_Q des Op-Amps und somit zwischen Kanal und Quantenpunkt. Dieser Knotenpunkt entspricht in der Modellierung dem elektrochemischen Potential des Quantenpunktes μ_d . Je nach Ladezustand mit einer festen Anzahl n an Elektronen des Quantenpunktes wird $V_Q = -ne/C_{dc}^0$ erhöht oder erniedrigt. Folglich resultiert eine Änderung des Ladezustandes der Quantenpunkte in einer Verschiebung des elektrostatischen Potentials V_c . Die Kapazität C_{dc}^0 ist unabhängig von der Kanalbreite und durch den minimalen Abstand

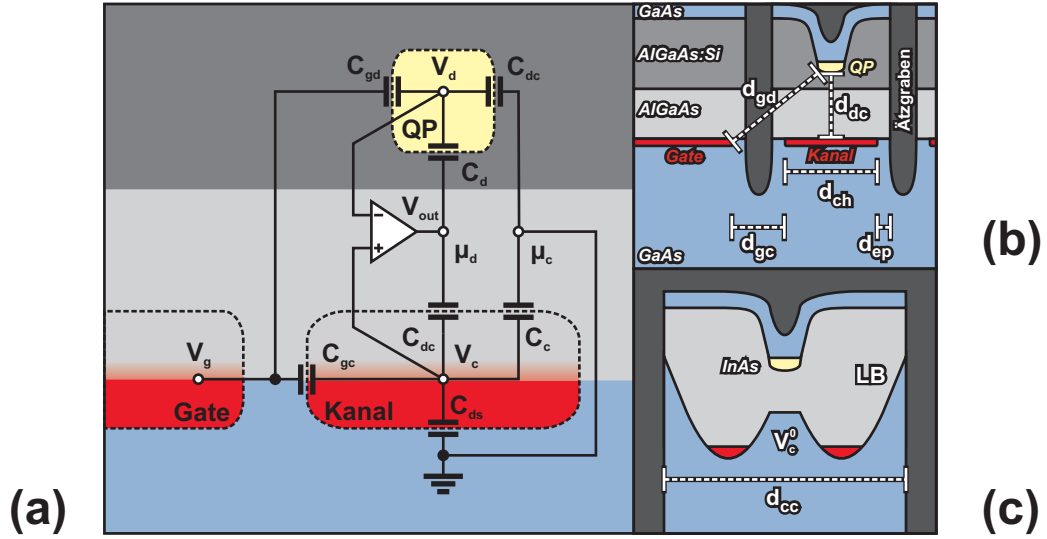


Abb. 3.30: (a) Modell des QPSTs zur Berechnung der charakteristischen Spannungsgrößen. Die kapazitive Ersatzschaltung des Bauelements ist in drei Teile: Gate, Quantenpunkt und Kanal; gegliedert. Diese sind miteinander durch einen Operationsverstärker gekoppelt, welcher der Simulation der Quantenpunktladung und der Bestimmung der Lade- und Entladespannungen dient. (b) Dimensionierung des Transistorkanals an Ort eines Quantenpunktes (c) Schematischer Leitungsbandverlauf im Kanal des Transistors unterhalb eines Quantenpunktes.

zwischen Quantenpunkt und Kanal gegeben. In Anbetracht aller angeführten Kopplungen berechnet sich die Gesamtkapazität des Kanals zu $C_{tot,c} = C_{gc} + C_{ds} + C_c + C_{dc}$. Wendet man die Kirchhoff'schen Gesetze an, so berechnet sich V_c wie folgt:

$$V_c = \eta_c \left(V_g - \frac{C_{dc} V_Q}{C_{gc}} \right) + \tilde{V}_c^0. \quad (3.1)$$

Da die Ersatzschaltung Änderungen der Potentiale beschreibt kann das Kanalpotential auf einen Absolutwert geeicht werden. Dies wird durch den Term \tilde{V}_c^0 berücksichtigt. Hierdurch kann die Lage des Leitungsbandes bei $V_g = 0V$ beschrieben werden. Weiterhin ist zu erkennen, dass das Kanalpotential eine Funktion der Gatespannung ist. Dabei stellt η_c die Gateeffektivität dar, die gegeben ist durch:

$$\eta_c = \frac{C_{gc}}{C_{tot,c}}. \quad (3.2)$$

In Gleichung 3.1 steht der Term: $\frac{C_{dc} V_Q}{C_{gc}}$, welcher eine wichtige Kenngröße für Speicherbauelemente widerspiegelt. Dies ist die Schwellenspannungsverschiebung hervorgerufen durch eine Änderung der Anzahl Δn von Elektronen im Quantenpunkt. Diese beträgt im einfachsten Fall mit $C_{dc}^0 = C_{dc}$ und $V_Q = -ne/C_{dc}^0$: $\Delta V_{th} = \frac{ne}{C_{gc}}$ [64, 112] und bezieht sich

auf das Kanalpotential direkt gegenüber des Quantenpunktes. Im Wesentlichen hängt die Hysteresebreite von der Kapazität zwischen dem Gate und dem Kanal ab. Für das in Abb. 3.30 gezeigte Netzwerk gilt:

$$\Delta V_{th} = \frac{\Delta n e C_{dc}}{C_{gc} C_{dc}^0}. \quad (3.3)$$

Die Hysteresebreite gibt hier die relative Verschiebung der Schwellenspannung durch Ladungsträgeränderung Δn im Quantenpunkt an. Zur Berechnung der absoluten Schwellenspannung ist wiederum das Ausgangspotential \tilde{V}_c^0 mit einzubeziehen. Aus der Bedingung $V_c = 0$ ergibt sich diese zu:

$$V_{th} = \frac{-n e C_{dc}}{C_{gc} C_{dc}^0} + \frac{\tilde{V}_c^0}{\eta_c}. \quad (3.4)$$

Die Beschreibung des Quantenpunktentials V_d erfolgt analog zum Kanalpotential. So ist der Quantenpunkt ebenso kapazitiv mit dem Gate verbunden über C_{gd} und es besteht eine kapazitive Kopplung zwischen Quantenpunkt und Kanal C_{dc} . Wie der Kanal hat auch der Quantenpunkt eine Eigenkapazität, die intrinsische Quantenkapazität C_d . Dieser Kondensator verbindet elektrostatisches und elektrochemisches Potential des Quantenpunktes. Zieht man alle genannten kapazitiven Kopplungen in Betracht so beträgt die Gesamtkapazität des Quantenpunktes $C_{tot,d} = C_{gd} + C_d + C_{dc}$. Durch Anwendung der Kirchhoff'schen Gesetze lässt sich dann das elektrostatische Potential des Quantenpunkt V_d wie folgt berechnen:

$$V_d = \eta_d \left(V_g - \frac{C_{dc} V_Q}{C_{gd}} \right) + V_d^0. \quad (3.5)$$

Man erkennt, dass V_d ebenfalls eine Funktion der Gatespannung V_g ist. Dabei stellt V_d^0 die Anfangsbedingung des Quantenpunktentials dar und gibt somit die Lage des Energieniveau im Quantenpunkt wieder. Der Term $\frac{C_{dc} V_Q}{C_{gd}}$ entspricht dem Blockadepotential und wird deshalb als Coulomb-Blockade bezeichnet. Weiterhin ist die in Gleichung 3.5 aufgeführte Gateeffektivität η_d gegeben durch:

$$\eta_d = \frac{C_{gd}}{C_{tot,d}}. \quad (3.6)$$

Für die Modellierung wird angenommen, dass eine Umladung stattfindet, sobald unter Variation der Gatespannung die Potentialdifferenz $V^- - V^+$ einen Vorzeichenwechsel widerfährt. Dies sind die beiden Eingänge des Operationsverstärkers, wobei V^- dem elektrostatischen Potential des Quantenpunktes und V^+ dem elektrostatischen Potential des Kanals entspricht. In diesem Fall ist die Bedingung für den Lade- beziehungsweise Entladeprozess gleich: $V_d = V_c$. Da nun die Bedingung für das Umladen der Quantenpunkte definiert ist, kann durch Einsetzen und Auflösen nach V_g die Umladespannung V_U bestimmt werden. Diese unterscheidet zunächst nicht die beiden Fälle fürs Laden beziehungsweise Entladen. V_U ist gegeben durch:

$$V_U = \frac{\left(V_d^0 - \tilde{V}_c^0\right) + \left(\frac{C_d}{C_{tot,d}} - \frac{C_{dc}}{C_{tot,c}}\right) V_Q}{\eta_c - \eta_d}. \quad (3.7)$$

Dabei gibt die erste Klammer die Differenz der elektrostatischen Potentiale von Quantenpunkt und Kanal ohne äußere Spannungen an. Die zweite Klammer berücksichtigt, dass die Potentiale im Quantenpunkt und Kanal unterschiedlich stark durch eine im Quantenpunkt lokalisierte Ladung verschieben. Der Nenner der Gleichung ist die Differenz der Gateeffektivitäten $\Delta\eta = \eta_c - \eta_d$. Folglich ist er ein Maß für die relative Verschiebung der Potentiale zueinander in Abhängigkeit von der angelegten Gatespannung. Dies bedeutet, dass eine große, positive Differenz zu kleinen Umladespannungen führt. Im Gegensatz dazu kann es bei $\Delta\eta = 0$ zu keiner Umladung kommen. Für den Fall eines Vorzeichenwechsels von $\Delta\eta$ kommt es gar zur Umkehr des Lade- und Entladeprozesse, was letztendlich einen Vorzeichenwechsel der Hysteresebreite zur Folge hat. Im Folgenden Kapitel wird daher auf die Bestimmung der Kapazitäten und dem funktionalen Zusammenhang mit der Bauelementgröße eingegangen.

3.4.2 Größenabhängigkeit der Speicherfunktion

Im Folgenden wird das vorgestellte Modell mit den experimentellen Daten verglichen, welche an Bauelementen mit unterschiedlichen Kanalbreiten gemessen wurden (siehe Kapitel 3.3). Hierzu wird die Größenabhängigkeit auf die entsprechenden Kapazitäten aus dem Modell in Abb. 3.30 übertragen. Die Ätzgrabenbreite $d_{tr} = 75nm$ ist bei allen Proben konstant und für die Verarmungsbreite wird $d_{ep} = 40nm$ angenommen. Bei Quantendrähten mit nasschemisch geätzten Gräben liegt diese Größe bei $15nm$ unter einer Gatespannung $V_g = 1,1V$ [113]. Folglich führt eine Verbreiterung des Kanals im Wesentlichen zu einer Änderung folgender Bauteildimensionen: Es ändert sich der Gate-Gate Abstand d_{gg} und folglich der Gate-Quantenpunkt Abstand d_{gd} , sowie die geometrische Kanalbreite an der engsten Einschnürung mit Quantenpunkt d_{cc} . Aus Abb. 3.31 lässt sich erkennen, dass die elektronische Kanalbreite d_{ch} und der Gate-Gate-Abstand d_{gg} wie folgt von einander abhängen:

$$d_{ch} = d_{gg} - 2 d_{tr} - 2 d_{ep}. \quad (3.8)$$

Weitere konstante Größen sind der Gate-Kanal Abstand $d_{gc} = 155nm$ und der Durchmesser der Vertiefungen (nanohole) $d_{nh} = 100nm$. Die Form des Quantenpunktes wird vereinfacht als Scheibe betrachtet und es wird angenommen, dass der Durchmesser des Quantenpunktes $d_{dot} = 70nm$ beträgt. Eine weitere von der Kanalbreite abhängige Dimension, der Gate-Quantenpunkt Abstand d_{gd} , lässt sich durch den Satz des Pythagoras berechnen:

$$d_{gd} = \sqrt{(d_{ep} + 0,5 d_{gg})^2 + (d_{dc})^2}. \quad (3.9)$$

Für die untersuchten Proben ist es wichtig, den Quantenpunkt-Kanal Abstand d_{dc} genauer zu bestimmen. So ist zwar der minimale Abstand d_{dc}^0 durch den Aufbau der

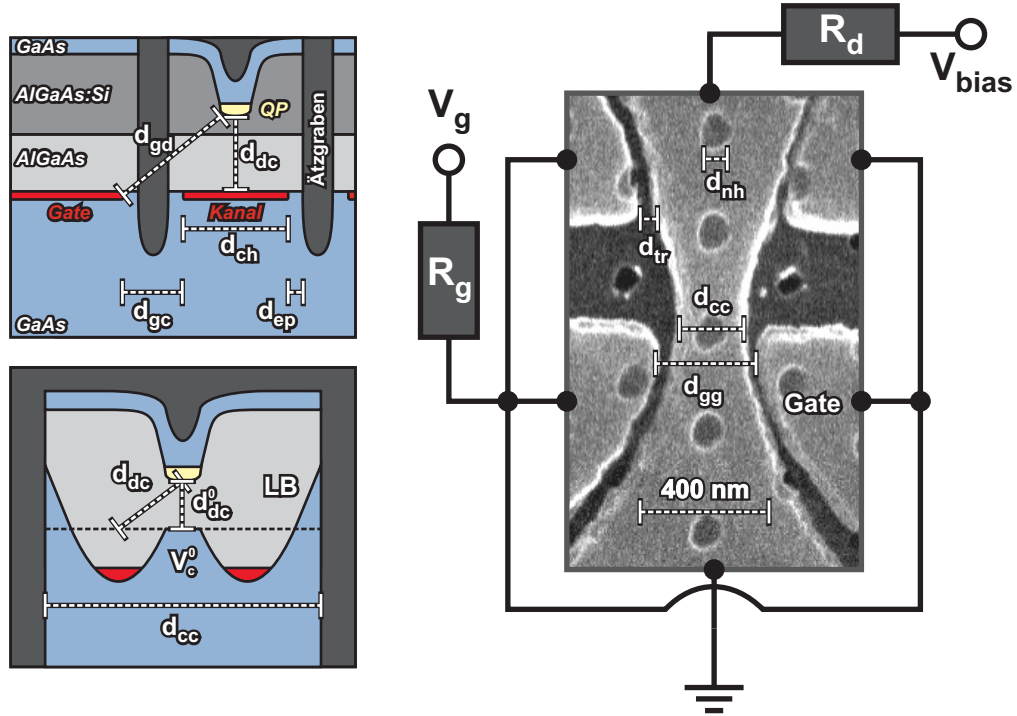


Abb. 3.31: Mikroskopische Aufnahme und Querschnitt durch den Kanal eines Quantenpunkt-Speichertransistors mit schematischen Tiefenprofil der Halbleiterstruktur. In den Teilbildern sind die zur Modellierung notwendigen charakteristischen Bauelementgrößen dargestellt. Im linken unteren Bild ist zudem der qualitative Leitungsbandverlauf im Kanals unterhalb eines Quantenpunktes gezeigt.

Schichtstruktur gegeben, aber der Abstand zwischen Quantenpunkt und Minimum des Leitungsbandes im Kanal d_{dc} kann sich für unterschiedliche Bauelemente unterscheiden. Dies ist figurativ in Abb. 3.31 dargestellt. Zur Bestimmung von d_{dc} wurde wie folgt verfahren: Es wird davon ausgegangen, dass direkt unterhalb des Quantenpunktes das Leitungsband einen Potentialberg zeigt. Das Minimum des Leitungsbandes liegt dann näherungsweise zentral zwischen Quantenpunkt und Ätzgraben. Es gilt:

$$d_{dc} = \sqrt{(0,5 (d_{cc} - d_{dot}) - d_{ep})^2 + (d_{dc}^0)^2}. \quad (3.10)$$

Gleichung 3.10 beschreibt die Position des Potentialminimums im Ortsraum. Der Potentialverlauf wird als parabolisch angenommen. Daraus ergibt sich für das Minimum V_c^0 folgender Zusammenhang mit der Kanalbreite:

$$\Delta V_c^0 = \alpha (0,5 (d_{cc} - d_{dot}) - d_{ep})^2 + \hat{V}_c^0 \quad (3.11)$$

Der Faktor α ist ein Maß für die Krümmung des Potentialverlaufes und \hat{V}_c^0 ist der maximale Wert des Potentials direkt unterhalb des Quantenpunktes. Diese Größen werden später als Parameter für die Berechnungen benötigt. Für die Modellierung werden auf Basis der aufgeführten Bauteildimensionen folgende Kapazitäten mit der Breite des Kanals variiert: Die Kapazität des Gate-Quantenpunkt Kondensators C_{gd} , die Kanalkapazität C_c und die Kapazität der Kopplung zwischen Quantenpunkt und Kanal C_{dc} . Dies erfolgt in Abhängigkeit von d_{gg} beziehungsweise d_{cc} , weil diese Größen sich aus den mikroskopischen Aufnahmen leicht bestimmen lassen. Die weiteren Kapazitäten können für die Modellierung der Gateeffektivität und der Lade- bzw. Entladespannung als konstant angenommen werden. Im Folgenden werden die einzelnen Kapazitäten näher bestimmt.

Für die Modellierung wird zunächst ein vollständiger Satz von Kapazitäten C^0 eines QPSTs benötigt. Diese Werte für eine konstante Kanalbreite dienen dann als Anfangsbedingung für die Berechnungen. Es wurden die materialspezifischen Permittivitätszahlen $\epsilon_{GaAs}^{GaAs} = 12,9$ und $\epsilon_r^{AlGaAs} = 12,3$ verwendet. Durch die Messungen zur Transportspektroskopie am QPST aus Kapitel 3.3.2 sind bereits folgende Kapazitäten bekannt: Die Gate-Kanal Kapazität $C_{gc}^0 = 1,1aF$ und die Drain-Source Kapazität $C_{ds}^0 = 8,9aF$. Die Gesamtkapazität des Quantenpunktes kann über die Geometrie der Struktur ermittelt werden. Für eine flache in AlGaAs eingebettete, freistehende Scheibe gilt somit laut Gleichung 2.21: $C_{tot,d} = 4 \epsilon_0 \epsilon_r^{AlGaAs} d_{dot} = 30,6aF$. Weiterhin wird angenommen, dass der scheibenförmige Quantenpunkt mit dem Kanal einen Plattenkondensator ausbildet.

$$C_{dc} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r^{AlGaAs} \pi (d_{dot})^2}{4 d_{dc}} \quad (3.12)$$

Der minimale Plattenabstand beträgt $d_{dc}^0 = 40nm$ und die Fläche ist durch $A_{dot} = \frac{1}{4} \pi d_{dot}^2$ gegeben, wodurch sich $C_{dc}^0 = 10,5aF$ ergibt. Für die Berechnung der Gate-Quantenpunktkapazität C_{gd} wird die Konstellation aus Gate und Quantenpunkt vereinfacht als Kombination aus zwei sehr kurzen elektrischen Leitern, im Speziellen aus zwei Platten der Höhe $h = 3nm$ im Abstand d_{gd}^0 , gesehen. Man erhält:

$$C_{gd} = \frac{\pi \epsilon_0 \epsilon_r h}{\text{arccosh}(d_{gd}/d_{dot})}. \quad (3.13)$$

Daraus ergibt sich für $d_{gd}^0 = 231nm$ und ein effektives $\epsilon_r = 8,3$ eine Gate-Quantenpunktkapazität $C_{gd}^0 = C_{gd}(d_{gd}^0) = 0,4aF$. Aus der Gesamtkapazität des Quantenpunktes und den bereits ermittelten Kapazitäten lässt sich die Eigenkapazität C_d des Quantenpunktes zu $C_{qd}^0 = C_{tot,d}^0 - C_{dc}^0 - C_{gd}^0 = 19,7aF$ berechnen. Die letzte zu bestimmende Größe ist die Eigenkapazität des Kanals. Diese hängt von der Fläche des zweidimensionalen Elektronensystems [46, 47] wie folgt ab:

$$C_c = A_{ch} e^2 D(E) \quad (3.14)$$

Die Fläche beträgt hier: $A_{ch}^0 = \frac{1}{4} \pi (d_{ch}^0)^2$ mit $d_{ch}^0 = 140nm$. Durch Gleichung 2.8 ist ein Zusammenhang zwischen Ladungsträgerdichte n und Zustandsdichte $D(E)$ gegeben. Für letztere wird ein Wert von $n = 1 \times 10^{10} 1/cm^2$ angenommen, wodurch man $C_{qc}^0 = 5,3aF$ erhält. Bei einem Transistor diesen Typs ohne Quantenpunkte sind die typische Ladungs-

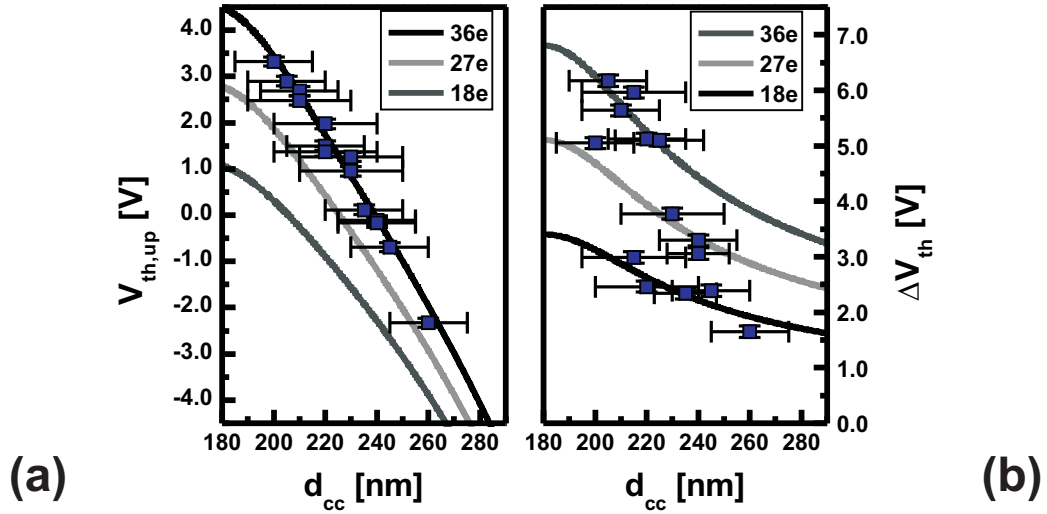


Abb. 3.32: (a) Schwellenspannung bei maximal geladenen Quantenpunkten in Abhängigkeit von der Breite d_{cc} der Kanaleinschnürung unterhalb eines Quantenpunktes. Punktplot: Messdaten; Liniendiagramm: Simulation. (b) Hysteresebreite ΔV_{th} in Abhängigkeit der Breite der Kanaleinschnürung d_{cc} . Messdaten: Punktdiagramm. Berechnete Daten sind als Liniendiagramm für unterschiedliche Quantenpunktladung gezeigt

trägerdichten um eine Größenordnung größer. Die Fläche des Elektronengases im Kanal wurde für C_c^0 als kreisförmig angenommen. Für abweichende Kanalbreiten wird diese durch die Fläche einer Ellipse beschrieben: $A_{ch} = \frac{1}{4} \pi d_{ch}^0 d_{ch}$. Die für das Modell benötigten Kapazitäten sind jetzt vollständig bestimmt und es folgt der Vergleich zwischen Experiment und Modell.

In Abbildung 3.32(a) sind die Upsweep Schwellenspannung $V_{th,u}$ aus dem Experiment (Punktdiagramm) als auch die durch Modellierung berechnete Kurven für drei verschiedene Quantenpunktladungen (Liniendiagramme) in Abhängigkeit von d_{cc} gezeigt. Hierzu wurden die Gleichungen 3.4 und 3.11 herangezogen und zusätzlich zu den zu Beginn des Kapitels beschriebenen Kapazitäten die Parameter $\alpha = 3,2 \mu V/(nm^2)$ und $\hat{V}_c^0 = 0,11V$ verwendet. Da in den QPSTen nicht nur ein einzelner Quantenpunkt implementiert ist, wurde zusätzlich zu dem zentralen Quantenpunkt zwei benachbarten Quantenpunkte berücksichtigt mit $\frac{-n e C_{dc}^n}{C_{gc} C_{dc}^0}$ wie er aus Gleichung 3.4 bekannt ist. Dabei stellt C_{dc}^n , die Kopplung zwischen Kanal und benachbarte Quantenpunkte dar und berechnet sich analog zu Formel 3.12, aber mit einem Abstand d_{dc}^n der um den Quantenpunktastand $300nm$ bzw. $400nm$ vergrößert ist. Es konnte eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messdaten und Modellierung erreicht werden. Auf Basis dieser Berechnung wird angenommen, dass die Quantenpunkte einen maximalen Ladezustand von 36 Elektronen haben. In Teilbild (b) ist die Hysteresebreite in Abhängigkeit der Kanalbreite d_{cc} gezeigt. Die Modellierung wurde hier nach Gleichung 3.3 und ebenso mit zwei benachbarten Quantenpunkten vor-

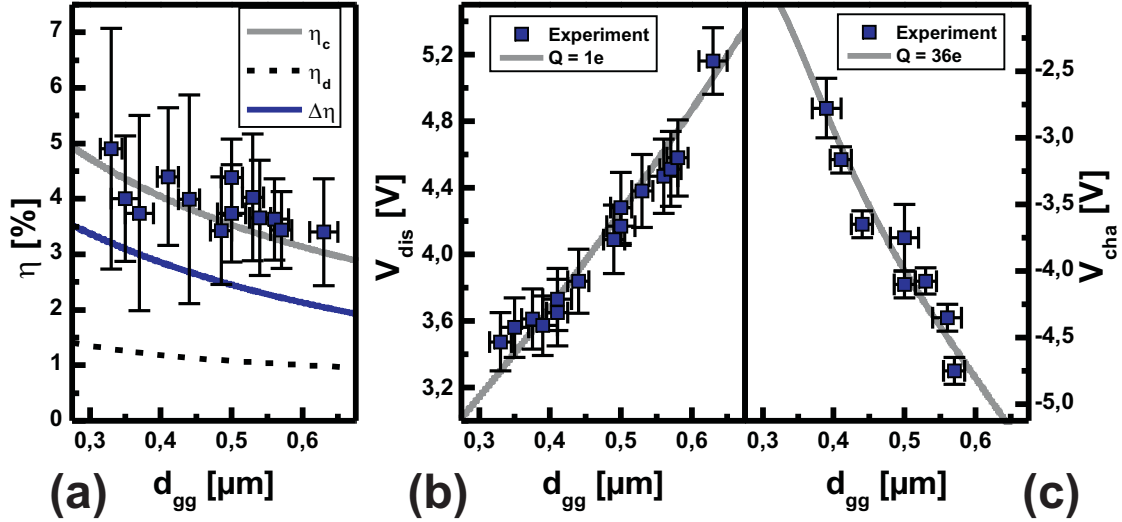


Abb. 3.33: (a) Gateeffektivität η_c in Abhängigkeit des Gate-Gate Abstandes d_{gg} . Punktplot: Messdaten; Linienplot: Modellierung. (b) Entladespannung V_{dis} und (c) Ladespannung V_{cha} mehrerer Quantenpunkt-Speichertransistoren unterschiedlicher Breite. Die Messdaten (Punktdiagramme) sind in Abhängigkeit des Gate-Gate Abstandes d_{gg} aufgetragen. Berechnete Daten laut Modell sind als Linienplot gezeigt.

genommen. Der Vergleich zwischen Messung und Rechnung zeigt, dass die Hysterese von ca. 18 bis 36 Elektronen pro Quantenpunkt getragen wird.

In Abb. 3.33(a) sind sowohl die Messdaten als auch die nach dem Modell berechneten Kurven zu den Gateeffektivitäten in Abhängigkeit von d_{gg} zu sehen. Die Messungen waren wie bereits geschildert nur für die Kanaleffektivität η_c auszuwerten. Durch Berechnung wurden auch die Quantenpunkt-Gateeffektivität η_d , so wie die Differenz $\eta_c - \eta_d$ ermittelt. Dies erfolgte entsprechend der Gleichungen 3.6 und 3.2. Wie bereits erläutert, zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment. Vor allem wegen der statistischen Abweichung in den Messdaten, liefert dieser Vergleich einen ersten sehr guten Anhaltspunkt zu den Lade- und Entlademechanismen. Wie zu erkennen ist, hängt die Gateeffektivität des Quantenpunktes kaum von der Kanalbreite ab und liegt im Bereich von 1,5% bis 1,0%. Weshalb davon ausgegangen wird, dass hauptsächlich die Potentialverschiebung im Kanal das Laden und Entladen kontrolliert.

Wie bereits im vorherigen Kapitel bei der Berechnung der Umladespannung V_U beschrieben, muss zwischen Lade- und Entladespannung eine Fallunterscheidung betrieben werden. Im Fall der Entladespannung gelten die bereits ausführlich beschriebenen Parameter der Modellierung. Laut Gleichung 3.7 und 3.11 mit $\alpha = 0$ ergibt sich somit:

$$V_{dis} = \frac{\left(V_d^0 - \hat{V}_c^0\right) - \frac{n e}{C_{dc}} \left(\frac{C_d}{C_{tot,d}} - \frac{C_{dc}}{C_{tot,c}}\right)}{\eta_c - \eta_d}. \quad (3.15)$$

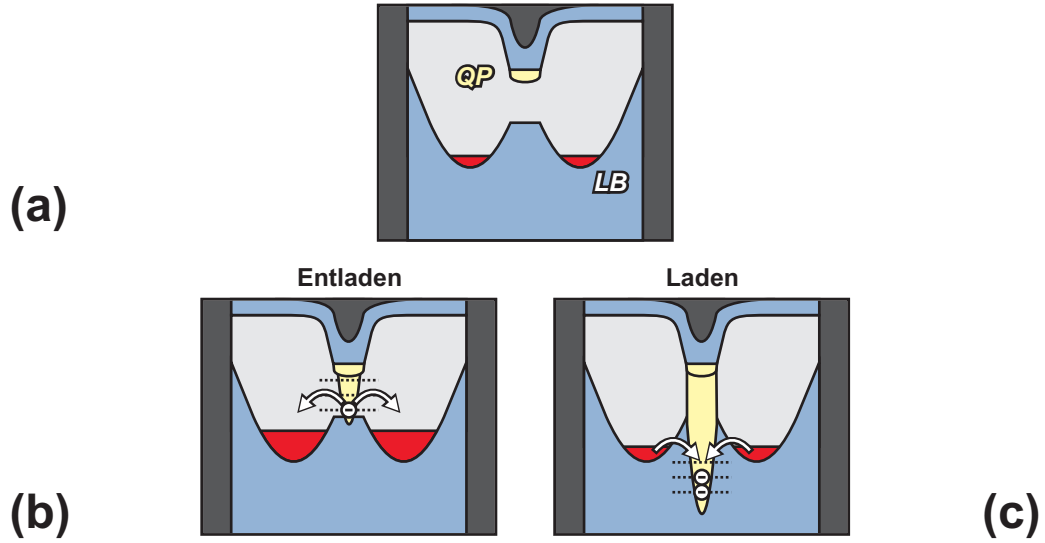


Abb. 3.34: (a) Querschnitt durch den Kanal eines QPSTs an Position eines Quantenpunktes. Im Verlauf des Leitungsbandes entsteht unterhalb des Quantenpunktes ein Potentialberg und seitlich davon zwei Transportkanäle. (b+c) Schematische Darstellung des Lade- und Entladeprozesses. Die elektrostatischen Potentiale sind derart verschoben, dass (a) das QP-Niveau oberhalb des Potentialberges liegt oder (b) das QP-Niveau unterhalb des Leitungsbandminimums liegt.

Während des Ladeprozesses unterliegt das System aus Quantenpunkt und Kanal einigen Unterschieden. Denn zum einen verschiebt das Kanalpotential nach dem Entladen eines Elektrons, wodurch Laden bei einer geringfügig unterschiedlichen Gatespannung als das Entladen stattfindet. Ein weiterer, wesentlich stärkerer Unterschied entsteht dadurch, dass beim Laden der Transistorkanal stark eingeschnürt ist. Somit muss angenommen werden, dass $A_{ch} \rightarrow 0$ gilt, und dass zudem die Kontaktreservoirs weiter auseinander liegen. Somit folgt: $C_c \rightarrow 0$ und $C_{ds}^L = k C_{ds}$ mit $0 < k < 1$. Unter Berücksichtigung von Gleichung 3.7 und 3.11 mit $\alpha = 3,2 \mu V/nm^2$ gilt für die Ladespannung:

$$V_{cha} = \frac{(V_d^0 - V_c^0) - \frac{e}{C_{dc}^0} \left(\frac{C_d n}{C_{tot,d}} - \frac{C_{dc}(n-1)}{C_{tot,c}} \right)}{\eta_c - \eta_d}. \quad (3.16)$$

In Abb. 3.33(b+c) sind die Lade- und Entladespannung im Vergleich zwischen Experiment und Rechnung gezeigt. Bei der Entladespannung wurde das letzte im Quantenpunkt befindliche Elektron ($Q = n e = 1e$) und $V_d^0 = 0,22V$, beim Laden das letzte fehlende Elektron ($Q = -n e = 36e$) und $V_d^0 = 0,06V$ berücksichtigt. Die Differenz der Ausgangspotentiale $\Delta V_d^0 = 0,16V$ entspricht der Energieaufspaltung zwischen der ersten und sechsten Schale in einem parabolischen Potential mit $\hbar\omega = 32,3meV$ [29]. Dies liefert sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Modell.

Wie in Gleichungen 3.16 und 3.15 zu erkennen unterscheiden sich die Gleichungen für

das Laden und Entladen durch das Kanalpotential V_c^0 bzw. \hat{V}_c^0 , das als Anfangsbedingung gewählt wurde. Dies resultiert aus Gleichung 3.11 mit $\alpha \neq 0$ bzw. $\alpha = 0$ und hat eine Potentiallücke zur Folge, ohne die eine Übereinstimmung zwischen Experiment und Modell nicht zu erzielen möglich war. Der Ursprung dieser Energielücke ist zur Veranschaulichung in Abb. 3.34 schematisch gezeigt. Direkt unterhalb des Quantenpunktes befindet sich ein Potentialberg und seitlich davon der eigentliche Transportkanal mit parabolischen Bandverlauf. Während des Entladeprozesses ist der Kanal bevölkert mit Ladungsträger. Außerdem sind Kanal und Quantenpunktniveau relativ zueinander verschoben, so dass der Potentialberg im Kanal energetisch tiefer liegt als die Quantenpunktniveaus. Dies hat zur Folge, dass Elektronen aus dem Quantenpunkt in den Kanal tunneln können. Dabei sind viele freie Zustände vorhanden und die räumliche Trennung ist gering. Beim Laden ist der Kanal entvölkert. Darum muss das Quantenpunktniveau energetisch tiefer liegen als das Potentialminimum des Kanals, damit Laden einsetzen kann. Es wird angenommen, dass dieser Prozess langsamer verläuft als der Entladeprozess, da die Tunnelbarriere größer ist. Dies spiegelt sich im Experiment zur Bestimmung der Ladespannung in Abb. 3.13 wider. Es ist zu erkennen, dass der Ladeprozess über einen weiten Gatespannungsbereich stattfindet, während Entladen bei definierten Entladespannungen stattfindet.

3.5 QP-Reihen und verschlüsselte Information

Die bisherigen Untersuchungen am Quantenpunkt-Speichertransistor wurden bezüglich der klassischen Speichereigenschaften durchgeführt. So wurde der maximalen Ladezustand beziehungsweise die maximale Hysteresebreite betrachtet. Bei Speicherelementen die aus einem Ensemble von vielen Quantenpunkten aufgebaut sind, kann die Hysteresebreite einen beliebigen Wert zwischen Null und einem Maximalwert von einigen Volt annehmen. Dabei sind die messbaren Hysteresebreiten abhängig von der Anzahl der beitragenden Quantenpunkten. Bei Bauelementen mit einzelnen Quantenpunkten als Speicherelement sind diskrete Hysteresebreiten gemäß den diskreten Ladezuständen zu erwarten [64]. Dies ist zum Teil in Kapitel 3.3.3 untersucht worden. Für auf Silizium basierende Topgate-Strukturen mit einer Anordnung von einigen, einzelnen Quantenpunkten in seriellen und parallelen Reihen relativ zur Transportrichtung eines gleichförmigen Kanals wurden die Speichereigenschaften von [114, 115] studiert. Die Speicherzustände und die zu erwartende Hysteresebreite werden dabei durch logische Verknüpfungen beschrieben. In dieser Arbeit wurden QPSTs mit Reihen aus zwei bis fünf Quantenpunkten untersucht. Dabei liegen nur einzelne zentrale Quantenpunkte im Bereich der engsten Kanaleinschnürung, während weitere Quantenpunkte im breiten Kanalbereich liegen. In diesem Kapitel werden daher QPSTs hinsichtlich multipler Speicherzustände in den Quantenpunktreihen untersucht. Dabei wird zunächst auf eine Struktur mit drei Quantenpunkten eingegangen und die Hysteresebreite in Abhängigkeit der maximalen Gatespannung und der Anzahl der durchfahrenden Gatezyklen (Superzyklen) untersucht. Es folgt ein Modell zur Beschreibung dieser Speicherzustände. Dies wird zusätzlich mit den Messungen für einen QPST mit einem einzelnen beitragenden Quantenpunkt verglichen. Im abschließenden Teil wird auf die mögliche Anwendung dieser Strukturen für die Kryptographie eingegangen und ein Protokoll zur Datenverschlüsselung vorgestellt.

3.5.1 Multiple Speicherzustände durch Gatespannungs-Superzyklen

In Abb. 3.35 ist eine schematische Darstellung eines QPSTs für eine Reihe von drei Quantenpunkten zu sehen. Der zentrale Quantenpunkt sitzt oberhalb der flaschenhalsförmigen Einschnürung des Kanals. An der Position der äußeren beiden Quantenpunkte ist der Kanal um einen Faktor 1,4 bis 2,2 breiter. Die Zentren der Quantenpunkte sind jeweils $d_{dd} = 400\text{nm}$ voneinander entfernt, weshalb nur ein geringer Einfluss auf die Hysteresebreite von den äußeren Quantenpunkten zu erwarten ist (siehe Kapitel 3.3.3). In der Abbildung sind zudem ein Querschnitt und ein Längsschnitt durch den Kanal gezeigt. Der Schichtaufbau ist aus den vorangegangenen Kapiteln bekannt. Außerdem ist bereits bekannt, dass die geätzten Vertiefungen und Quantenpunkte einen Potentialberg im Kanal zur Folge haben. Weiterhin sei angemerkt, dass die Quantenpunkte im Materialbereich des mit Silizium dotierten AlGaAs und somit in näherer Umgebung zu den ionisierten Donatoratomen liegen.

In Kapitel 3.3.3 wurde bereits die Hysteresebreite und die Entladespannung mehrerer QPSTs ausführlich untersucht. Dabei war stets die maximale Hysteresebreite von Interesse. Im Folgenden werden QPSTs bezüglich der Hysteresebreite in Abhängigkeit

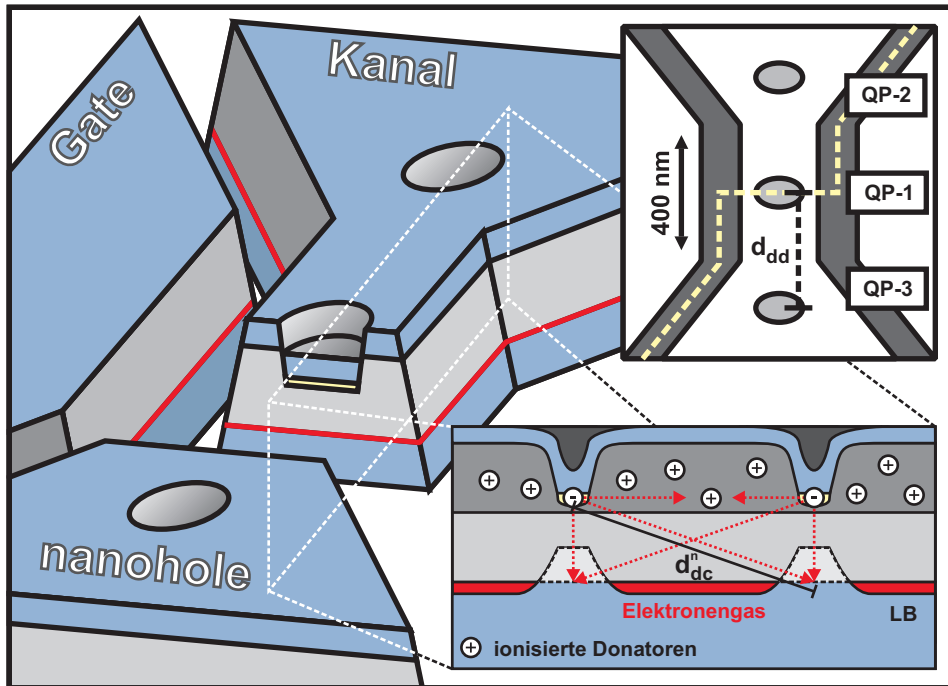


Abb. 3.35: Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistor als schematische Darstellung mit einer Reihe aus drei Quantenpunkten. Es befindet sich ein zentraler Quantenpunkt in der Engstelle des Kanals und zwei benachbarten Quantenpunkten an breiten Kanalstellen. Der Längsschnitt durch den Kanal zeigt den Potentialverlauf unterhalb der Quantenpunkte und die Lage der Quantenpunkte im Silizium dotierten AlGaAs.

der maximalen Gatespannung untersucht. Dabei wird analog zur Bestimmung der Ladespannung verfahren. Für drei unterschiedlich große $V_{g,max}$ zwischen 3,3V und 3,7V sind die entsprechenden Gatespannungszyklen in Abb. 3.36(a) gezeigt. Die IV-Kurven sind als Ausschnitt im Bereich $V_g = -2,5V$ bis 2,5V und mit einem vertikalen Versatz von $1\mu A$ auf der Y-Achse dargestellt. Man erkennt, dass mit steigender maximaler Gatespannung die Hysteresebreite von anfänglich $\Delta V_{th} = 0V$ auf $\Delta V_{th} = 2V$ ansteigt. In Abb. 3.36(b) ist ΔV_{th} als Funktion von $V_{g,max}$ über einen größeren Bereich für einen QPST mit dem in Abb. 3.35 gezeigten Layout zu sehen. Man erkennt, dass bis zu $V_{g,max} = 3,35V$ keine Hysterese auftritt. Ab diesen Spannungswert bis $V_{g,max} = 3,5V$ steigt ΔV_{th} nichtlinear bis zu einem Wert von $\Delta V_{th} = 0,9V$ an. Für größere Gatespannungswerte nimmt die Hysteresebreite sprunghaft zu und erreicht einen Maximalwert von $\Delta V_{th} = 2,0V$. Zwischenwerte von $0,9V < \Delta V_{th} < 1,75V$ treten nicht auf. Allerdings sind im Bereich von $V_{g,max} = 3,5V$ bis $V_{g,max} = 3,55V$ sowohl kleine Hysteresebreiten mit 0,9V als auch große Hysteresebreiten mit 2,0V zu beobachten. Für Werte größer $V_{g,max} = 3,55V$ tritt nur $\Delta V_{th} = 2,0V$ auf. Dies lässt darauf schließen, dass der zentrale Quantenpunkt bis zu $V_{g,max} = 3,5V$ nur teilweise und ab $V_{g,max} = 3,55V$ maximal entladen wird. Für den Bereich dazwischen

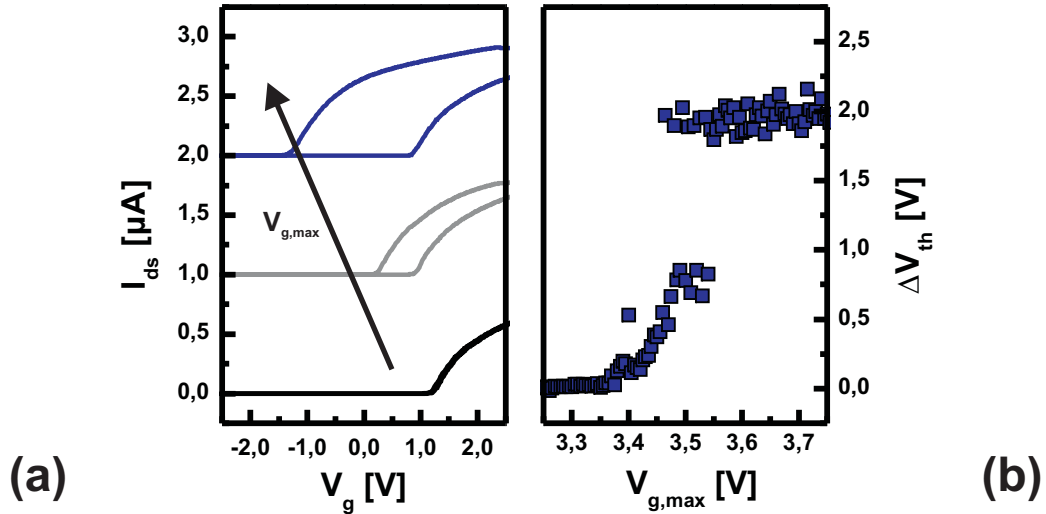


Abb. 3.36: (a) IV-Kennlinien eines QPSTs für drei unterschiedliche, maximale Gate-Spannungen $V_{g,max}$ im Gatespannungsbereich $-2,5V < V_g < 2,5V$. (b) Abhängigkeit der Hysteresebreite ΔV_{th} von der maximalen Gatespannung $V_{g,max}$.

muss es einen zusätzlichen Parameter zu $V_{g,max}$ geben, der eine maximale Entladung der Quantenpunkte herbeiführt. Im Folgenden wird dies untersucht.

Abbildung 3.37(a) zeigt wiederum mehrere Transferkennlinien für vier verschiedene maximale Gatespannungen. Dabei sind für jede Parameterspannung sieben aufeinander folgende IV-Kurven mit einem Versatz auf der Y-Achse gezeigt. Im ersten Teilbild (∞) für $V_{g,max} = 3,35V$ sind ausschließlich Messkurven mit kleiner Hysteresebreite $\Delta V_{th} = 0,5V$ (grau) zu beobachten. Im zweiten Teilbild (3) für $V_{g,max} = 3,55V$ folgen auf eine große Hysterese $\Delta V_{th} = 2,0V$ (blau) jeweils zwei kleine Hysteresen. Das dritte Teilbild (2) zeigt die IV-Kurven für $V_{g,max} = 3,6V$ und es treten hier große und kleine Hysteresekurven im Wechsel auf. Im letzten Teilbild (1) mit $V_{g,max} = 3,7V$ treten nur noch große Hysteresebreiten auf. Es ist somit zu erkennen, dass abhängig von $V_{g,max}$ die große Hysterese mit unterschiedlicher Regelmäßigkeit und Häufigkeit auftritt. In Abbildung 3.37(b) ist die relative Häufigkeit mit der die große Hysterese H_{gr} (blau) beziehungsweise die kleine Hysterese H_{kl} (grau) auftritt als Funktion von $V_{g,max}$ dargestellt. Für die Messung wurden jeweils 150 Wiederholungen von vollständigen Gatezyklen mit konstanten $V_{g,max}$ aufgenommen und ausgewertet. Die Lage der IV-Kurven aus Abb. 3.37(a) ist dabei hervorgehoben. Im Bereich von $3,40V < V_{g,max} < 3,65V$ steigt die relative Häufigkeit der großen Hysterese H_{gr} von 0% auf 100% an. Für einen klassischen Speicher erwartet man für den Verlauf eine einzelne Stufe (siehe auch Kapitel 3.5.2). Es ist zu erkennen, dass H_{gr} zunächst kontinuierlich ansteigt und mehrere Plateaus bei 25%, 33% und 50% auftreten. Der gezeigte Verlauf für die Häufigkeit der großen bzw. kleinen Hysterese widerspricht dem Bild des klassischen Floating-Gate Speichers. Neben den Messdaten sind durch ein Modell bestimmte Kurven als Linienplot gezeigt, diese werden im nächsten Kapitel erör-

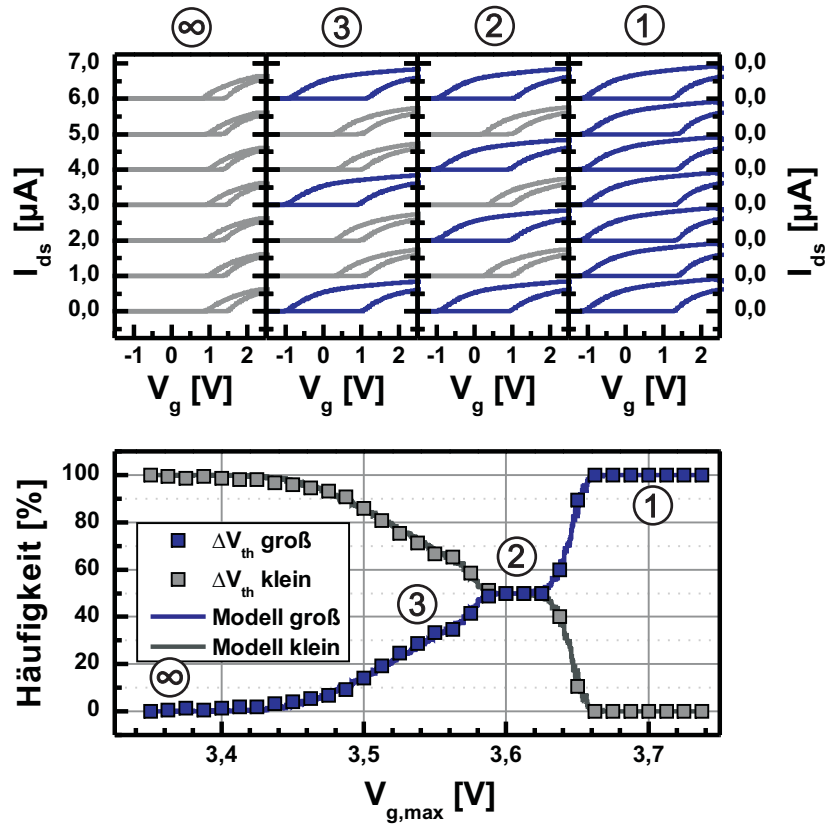


Abb. 3.37: (a) IV-Kennlinien für vier verschiedene $V_{g,max}$ und jeweils sieben aufeinander folgende Gatespannungszyklen. Messkurven mit großer Hysterese sind blau mit kleiner Hysterese grau dargestellt. (b) Häufigkeit der großen H_{gr} bzw. kleinen H_{kl} Hysterese in Abhängigkeit von $V_{g,max}$ für jeweils 150 Gatezyklen. Die Position der IV-Kennlinien aus (a) ist hervorgehoben. Die Messdaten sind als Punktdiagramm, die durch Modellierung bestimmten Kurven (siehe Kapitel 3.5.2) als Linienplot gezeigt.

tert.

Die bisher gezeigten Messungen lassen vermuten, dass der Wechsel von großer und kleiner Hysterese sehr regelmäßig erfolgt. Daher ist in Abb. 3.38 die Hysteresebreite für drei unterschiedliche maximale Gatespannungen gezeigt. Die Teilbilder sind wie folgt einzuordnen: (a) $H_{gr} = 50\%$, (b) $H_{gr} = 33\%$ und (c) $H_{gr} = 25\%$. Man erkennt, dass für die Fälle (a) und (b) ein regelmäßiger Wechsel zwischen großer und kleiner Hysterese stattfindet. Im Fall (c) jedoch gelegentliche Abweichungen auftreten. Somit ergibt sich der Wert $H_{gr} = 50\%$ daraus, dass mit jedem zweiten Gatezyklus eine große Hysterese auftritt. Im Folgenden soll dies als *2er*-Serie bezeichnet werden. Analog dazu definieren sich die *3er*-Serie (b), *4er*-Serie (c) und Serien höherer Ordnung. Messungen mit über 2000 Gatezyklen haben gezeigt, dass die Regelmäßigkeit der *2er*-Serie bei 99% und die

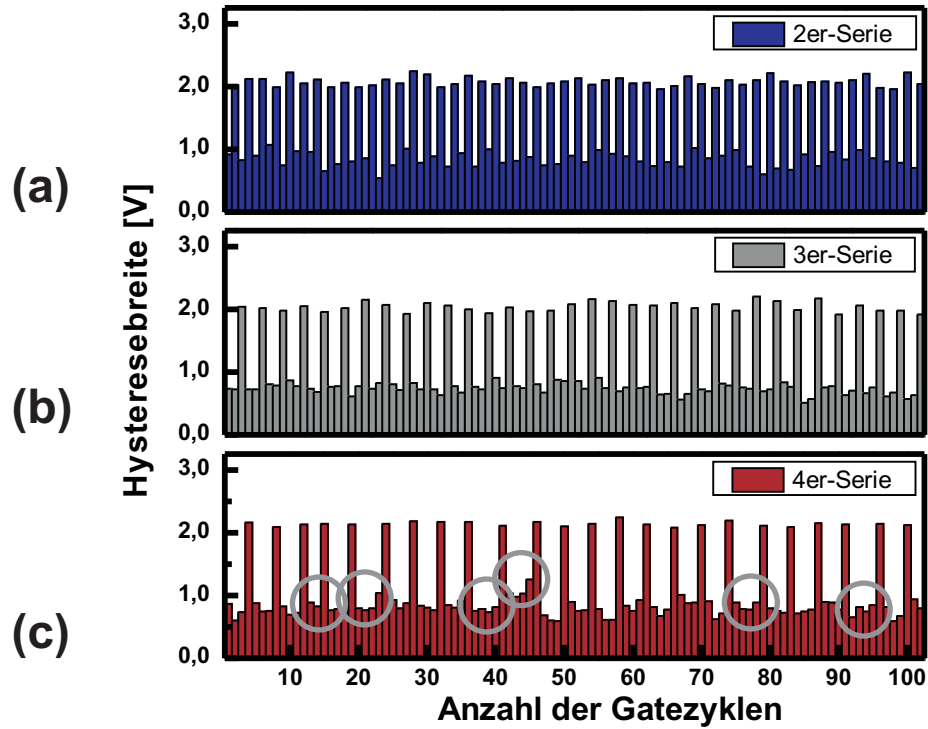


Abb. 3.38: Hysteresebreite für drei verschiedene $V_{g,max}$ und jeweils 100 aufeinander folgende Gatespannungszyklen. Die 2er-Serie entspricht $H_{gr} = 50\%$, die 3er-Serie $H_{gr} = 33\%$ und die 4er-Serie $H_{gr} = 25\%$. Fehler im regelmäßigen Wechsel aus großer und kleiner Hysterese sind hervorgehoben.

Regelmäßigkeit der 3er-Serie bei 96% liegt. Eine Regelmäßigkeit von 99% gibt an, dass z.B. bei der 2er-Serie auf 100 Sequenzen mit einem Wechsel zwischen großer und kleiner Hysterese eine Sequenz einen Fehler aufweist. Dieser regelmäßige Wechsel der Hysteresebreiten ist durch einen stochastische Prozesse nicht zu erklären und entspricht dem Prinzip einer Zählerstufe. Für dessen Realisierung ist in der Regel eine komplexe Schaltarchitektur nötig [116]. Im folgenden Kapitel wird daher ein Lösungsansatz vorgestellt, warum diese Zählerfunktion für den QPST auftritt.

3.5.2 Modell der QP-Superzyklen

Die Untersuchung der Speichereigenschaften eines QPSTs mit einer QP-Reihe hat gezeigt, dass ein Wechsel in der Hysteresebreite mit ausgezeichneten Superzyklen auftritt. So können regelmäßige Serien mit 2er, 3er oder höherer Ordnung beobachtet werden. Dies ist nach dem Modell eines klassischen Speichers nicht vereinbar. Im Folgenden soll nun ein Modell zur Beschreibung dieser Superzyklen vorgestellt werden. Im Anschluss daran wird dieses Modell mit den Messdaten verglichen. Zudem erfolgt eine Diskussion anhand

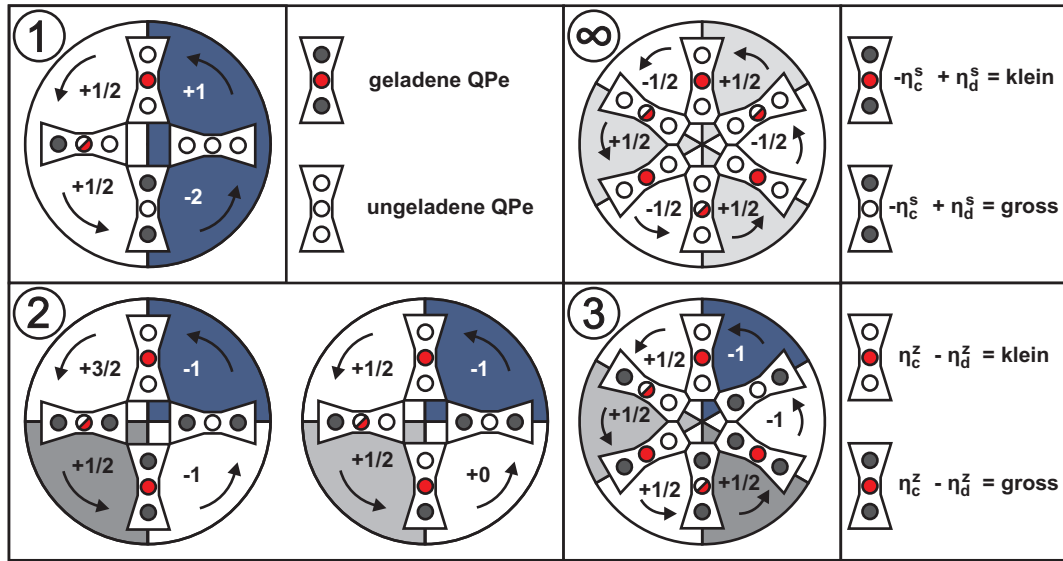


Abb. 3.39: Modell zum Wechsel der Ladungskonfiguration in der QP-Reihe für unterschiedliche $V_{g,max}$. Gatespannungszyklen sind durch den Wechsel aus weißen (Upsweep) und farbigen (Downsweep) Hintergrund hervorgehoben, wobei das Auftreten der kleinen Hysterese in grau und das der große Hysterese in blau dargestellt ist. Die Pfeile markieren die Umlaufrichtung der Gatezyklen und die Beschriftung gibt die Änderung der Ladungskonfiguration in Einheiten einer QP-Ladung an. Die Serien (1),(2),(3) und (∞) entsprechen denen aus vorangegangenen Kapiteln.

von experimentellen Daten, bei denen keine regelmäßigen Serien auftreten, sondern ein stochastischer Wechsel aus großer und kleiner Hysterese stattfindet.

In Abb. 3.39 ist das Modell zur Beschreibung der Superzyklen anhand des Wechsels der Ladezustände in der Quantenpunkte-Reihe skizziert. Es sind jeweils der Kanal und drei Quantenpunkte dargestellt, wobei geladene Quantenpunkte farblich und ungeladene QP weiß ausgefüllt sind. Es werden die Fälle der 1er-, 2er-, 3er- und ∞ -Serie behandelt. Die entsprechenden Superzyklen sind als geschlossener Kreis gezeigt und in Abschnitte für die Gatezyklen unterteilt. Die Umlaufrichtung ist mittels Pfeile markiert, dabei sind Bereiche steigender Gatespannung weiß und Bereiche fallender Gatespannung farblich hinterlegt. So stellt (1) einen kompletten Gatespannungszyklus dar, danach befindet sich das System wieder im Ausgangszustand. In (2) sind zwei Gatespannungszyklen zum Erreichen des Ausgangszustandes nötig. Zudem sind hier zwei mögliche Superzyklen gezeigt. Für den Fall (3) sind drei Gatespannungszyklen nötig und für (∞) sind zwar drei Gatespannungszyklen gezeigt, das System befindet sich aber nach einem schon wieder im Ausgangszustand. Die Beschriftung der Pfeile gibt den Ladungswechsel der Quantenpunkte an. So bedeutet zum Beispiel $+1$, dass in der Summe ein QP geladen wird und $-1/2$, dass in der Summe ein QP zur Hälfte entladen wird. Der zentrale Quantenpunkt ist farblich abgesetzt und es wird für diesen auch der Fall betrachtet, dass dieser nur teilwei-

se geladen ist. Die Fälle vollständig geladen, teilweise geladen und vollständig entladen, spiegeln die drei auftretenden Schwellenspannungen und folglich die zwei beobachtbaren Hysteresebreiten des Experiments wider. Im Folgenden werden die einzelnen Superzyklen besprochen.

Der Fall (1) beschreibt das Auftreten der großen Hysterese bei jedem Gatespannungszyklus. Dies bedeutet, der zentrale Quantenpunkt muss stets vollständig entladen und geladen werden. Ist dieser vollständig geladen und der Gatespannungszyklus befindet sich im Upsweep (weiß), ist eine hohe Schwellenspannung zu beobachten. Am Ende des Upsweeps, wenn $V_g = V_{g,max}$ muss der zentrale Quantenpunkt vollständig entladen sein. Zu Beginn des Downsweeps (blau) ist der Quantenpunkt vollständig entladen und die Schwellenspannung ist minimal, folglich tritt eine große Hysterese auf. Zum Ende des Downsweeps $V_g = V_{g,min}$ wird der zentrale QP wieder vollständig geladen. Zusätzlich zu den beiden Extremfällen $V_{g,min}$ und $V_{g,max}$ sind in (1) noch zwei Zwischenschritte gezeigt. Diese werden für die anderen Superzyklen nicht weiter aufgeführt und sollen den Wechsel im Ladezustand verdeutlichen. Die äußeren Quantenpunkte spielen für (1) eine untergeordnete Rolle, da (1) im Grunde das Modell eines klassischen Speichers beschreibt. Im Hinblick auf die weiteren Superzyklen sollen diese aber genauer beschrieben werden. Für die geschlossenen Gatespannungszyklen wird angenommen, dass ebenso Umladung in den beiden äußeren Quantenpunkten stattfindet. Für die spätere physikalische Betrachtung hat es sich als sinnvoll herausgestellt, folgende Annahmen zu machen: Die äußeren QPe werden bei positiven Gatespannungen geladen und bei negativen Gatespannungen entladen. Somit tritt bei den äußeren Quantenpunkten antizyklisches Laden im Vergleich zum zentralen Quantenpunkt. Für den Fall (1) bedeutet dies, dass die äußeren Quantenpunkte zu Beginn des Gatespannungszyklus entladen sind, am Ende des Upsweeps geladen werden und zum Ende des Downsweeps wieder entladen sind. Eine physikalische Diskussion zu den Lade- und Entladeprozessen der Quantenpunkte erfolgt am Ende dieses Kapitels.

Im Fall (2) tritt während des Downsweeps sowohl eine kleine (weiß/grau) als auch große (weiß/blau) Hysterese auf. Während der einzelnen Gatespannungszyklen muss daher der zentrale Quantenpunkt stets komplett geladen werden. Anderenfalls würde die Schwellenspannung beim Upsweep zu negativen Werten verschieben. Wie gezeigt, sind zwei Gatespannungszyklen nötig, bis eine vollständige Entladung des zentralen QPs erreicht wird. Da zwischen dem ersten (weiß/grau) und zweiten (weiß/blau) Gatezyklus ein Unterschied im Ausgangszustand vorliegen muss, kann dieser nur durch eine geänderte Ladungskonfiguration in den äußeren Quantenpunkten beschrieben werden. Würde kein Unterschied im Ausgangszustand vorliegen, gäbe es keine Superzyklen. Dabei sind zwei mögliche Pfade als eigenständige Superzyklen gezeigt. Die Ladung auf den äußeren Quantenpunkten erhöht sich nach jedem Gatezyklus, bis bei vollständig geladenen äußeren Quantenpunkten das Entladen des zentralen Quantenpunktes ausgelöst wird.

Der Fall (3) unterscheidet sich nur geringfügig von (2). Es wird angenommen, dass auf Grund der kleineren maximalen Gatespannung eine geringere Umladung in den äußeren Quantenpunkten statt findet. Dadurch ist ein weiterer geschlossener Gatespannungszyklus (weiß/grau) nötig bis die äußeren Quantenpunkte maximal geladen sind und folglich die Entladebedingung des zentralen Quantenpunktes eintritt. Im Fall (∞) wird dagegen die Entladebedingung nie erreicht, weshalb stets nur die kleine Hysterese auftritt.

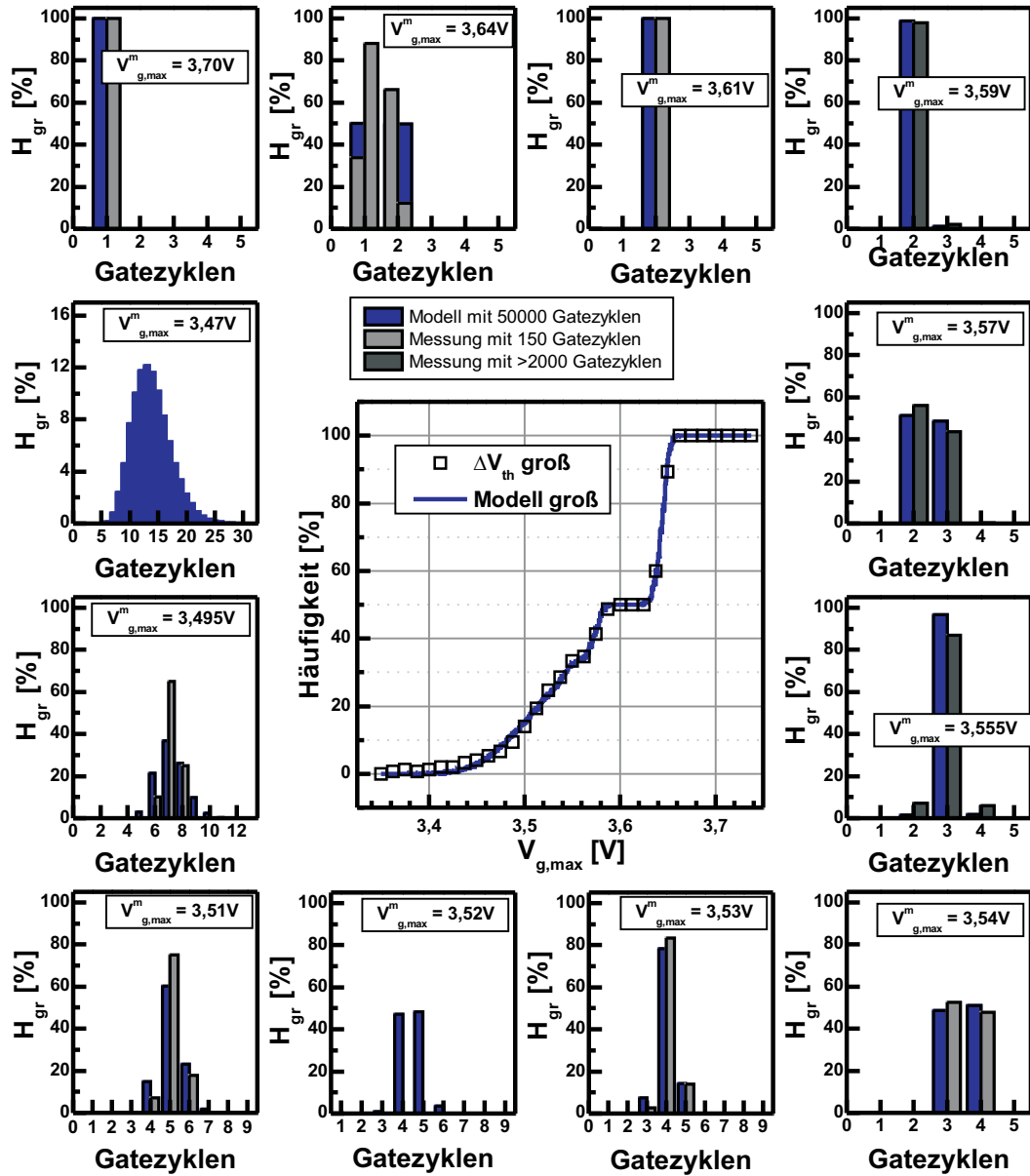


Abb. 3.40: Häufigkeit H_{gr} des Auftretens der großen Hysterese in Abhängigkeit von der maximalen Gatespannung (innen) für Experiment (Punktplot) und Modell (Linienplot) bei jeweils 150 Gatespannungszyklen. Die äußeren Graphen zeigen H_{gr} in Abhängigkeit des Gatezykluses bei welchen die große Hysterese auftritt. Für das Modell (blau) sind jeweils 50000 Gatezyklen bei $V_{g,max}^m$ ausgewertet worden. Für das Experiment (grau) wurden zwischen 150 Gatezyklen und 2000 bis 3000 Gatezyklen ausgewertet.

Ausgehend von dem in Abb. 3.39 gezeigten Modell wurde das Auftreten der großen Hysterese simuliert. Hierzu wurden folgende Annahmen gemacht: Die maximale Ladung der Quantenpunkte beträgt jeweils $Q = 18e$ und es werden nur ganzzahlige Werte von Q berücksichtigt. Die Anzahl der umgeladenen Elektronen ΔQ hängt zudem exponentiell von $(V_{g,max} - V_0)/s$ und der Gesamtladung $3Q$ ab. Die Steigung s kann dabei aus Abb. 3.36 ermittelt und die Position auf der X-Achse durch den Fitparameter V_0 berücksichtigt werden. Weiterhin wird angenommen, dass nach jedem Gatezyklus der Ladestandard der äußeren QP beibehalten wird und nur der zentrale Quantenpunkt mit Q_{min} zurück geladen wird. Somit summiert sich die Ladung mit jedem Gatezyklus auf. Da es in einem realen System zu Unregelmäßigkeiten kommt, wird zusätzlich eine Gaußverteilte Fluktuation bei der Umladung angenommen. Aus der statistischen Verteilung der Schwellenspannung (analog zu Abb. 3.12) wird für diese $\pm Q/6$ angenommen. Für jeden Gatezyklus wird der Term $\Delta Q - Q_{min} \pm Q/6$ aufaddiert. Erreicht man bei einem Gatezyklus den Wert $3Q - Q_{min}$ tritt die große Hysterese auf und das System wird in den Ausgangszustand zurück gesetzt. Die in Abb. 3.37 gezeigten Linienplots sind nach diesem Algorithmus erstellt worden. Dabei wurden, entsprechend zu dem Experiment, pro maximaler Gatespannung 150 Gatezyklen betrachtet und daraus die Häufigkeit der großen bzw. kleinen Hysterese berechnet. In Abb. 3.40 sind sowohl die Messdaten als auch berechnete Werte für die Häufigkeit der großen Hysterese gezeigt. Zum einen sind diese in Abhängigkeit der maximalen Gatespannung aufgetragen und zeigen dass typische stufige Anstiegen von H_{gr} mit $V_{g,max}$ und den ausgeprägten Plateaus bei 33% und 50%. Die Simulation stimmt hierbei sehr gut mit den experimentellen Daten überein. Das Plateau der 2er-Serie ist vergleichsweise breit und kann durch die zwei möglichen Pfade für die Superzyklen in Abb. 3.39 erklärt werden. Zusätzlich zu dem $H_{gr}V_{g,max}$ -Plot sind auch die Häufigkeiten der großen Hysterese für feste $V_{g,max}$ als Funktion des Gatezykluses gezeigt. Die Spannung $V_{g,max}^m$ gibt jeweils den Wert der maximalen Gatespannung für die Simulation mit 50000 Gatezyklen an. Die Messungen sind entweder aus dem $H_{gr}V_{g,max}$ -Plot mit 150 Gatezyklen entnommen, oder durch Messserien mit 2000 bis 3000 Gatezyklen in einem eigenen Experiment bestimmt worden. Auch hier zeigt sich gute Übereinstimmung in der statistischen Verteilung.

In Abb. 3.41 ist die Hysteresebreite eines weiteren QPSTs in Abhängigkeit der maximalen Gatespannung gezeigt. Auch hier nimmt ΔV_{th} mit $V_{g,max}$ zu und erreicht ein Plateau von $0,8V$. Ab $V_{g,max} = 4V$ springt die Hysteresebreite auf den Maximalwert von $1,6V$. Zwischenwerte können nicht beobachtet werden, allerdings treten sowohl große als auch kleine Hysteresebreiten auf. Im Teilbild (b) ist wiederum die Häufigkeit der großen bzw. kleinen Hysterese gezeigt. Hier treten keine Plateaus auf, nur eine Stufe von 0% auf 100%, wobei diese eine endliche Breite besitzt. Diese Daten wurden ebenso nach dem vorangegangenen Modell berechnet und es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment. Hier wurde aber ausschließlich ein zentraler Quantenpunkt berücksichtigt. Somit gibt es keinen Speichermechanismus durch die äußeren Quantenpunkte. Die Verteilung der großen und kleinen Hysterese ist in diesem Fall zufällig und folgt keiner Regelmäßigkeit. Der Wechsel beruht somit ausschließlich auf der Ladungsfluktuation ΔQ .

Bisher wurde ausschließlich auf das phänomenologische Modell eingegangen, daher soll nun auf die physikalischen Zusammenhänge beim Laden und Entladen der Quanten-

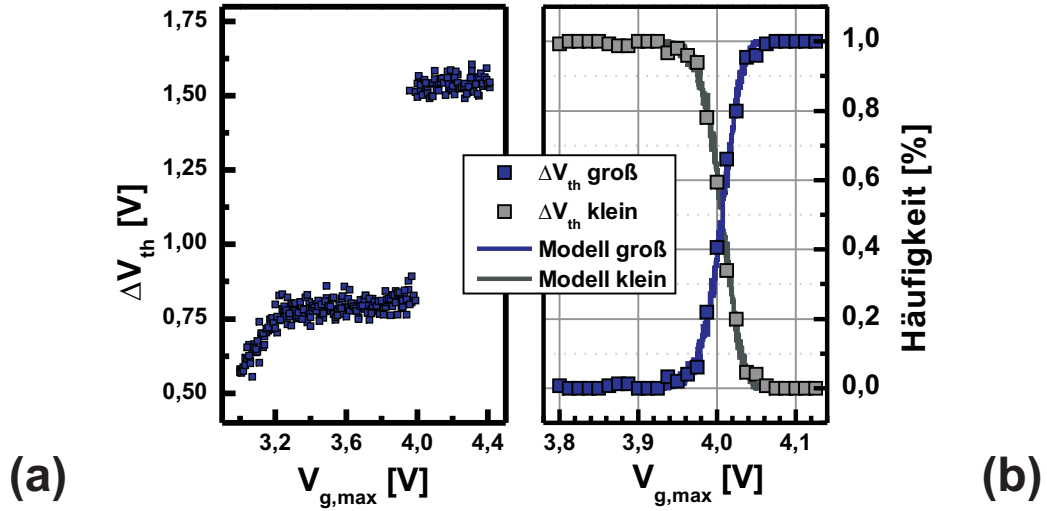


Abb. 3.41: (a) Hysteresebreite ΔV_{th} in Abhängigkeit der maximalen Gatespannung $V_{g,max}$ eines QPSTs. (b) Häufigkeit des Auftretens von kleiner Hysterese (grau) bzw. großer Hysterese (blau) im Vergleich zwischen Experiment (Punktplot) und Modell (Linienplot) für einen einzelnen Quantenpunkt.

punktreihe eingegangen werden. Wie bereits zu Beginn dargestellt, liegen die äußeren Quantenpunkte in einem Kanalbereich, der wesentlich breiter ist als der Kanal am zentralen Quantenpunkt. Dies erhöht die Gesamtkapazität und hat somit eine Änderung des Ladeprozesses zur Folge. Wie in Kapitel 3.3.3 und durch [78] beschrieben, kommen beim Speichertransistor auch Hysteresebreiten mit invertierten Vorzeichen vor. Dabei laden die Quantenpunkte in positiven und entladen bei negativen Gatespannungen. Dies wird für die äußeren beiden Quantenpunkte angenommen, während der zentrale Quantenpunkt reguläre Speichereigenschaften zeigt. Weiterhin befinden sich alle Quantenpunkte in der Schicht aus hoch dotiertem AlGaAs, siehe Abb. 3.35. Da die Debye-Länge stark von der Dotierung abhängt [117, 118], wird angenommen, dass diese zwischen zwei Quantenpunkten wesentlich kürzer ist als zwischen einem Quantenpunkt und Kanal unterhalb des benachbarten Quantenpunktes. Da außerdem der Abstand zwischen zwei benachbarten Quantenpunkten d_{dd} geringer ist als der Abstand zwischen einem Quantenpunkt und dem Kanal unterhalb des benachbarten Quantenpunktes d_{dc}^m soll folgende Annahme gelten: Die im Potentialtrog eines Quantenpunktes eingefangene Ladung verschiebt die elektrostatischen Potentiale des benachbarten Quantenpunktes und Kanals annähernd gleich stark. Diese Potentialverschiebung ändert folglich nicht die Entlade- oder Ladespannung. Es wird aber angenommen, dass durch die Potentialverschiebung im Kanal die Fläche des Elektronengases zu beziehungsweise abnehmen kann. Dies führt, wie in Kapitel 3.4 ausführlich beschrieben, zu einer Änderung der Gesamtkapazität und somit zu einer Änderung der Gateeffektivität des Kanals η_c . Folglich erhöhen geladene Quantenpunkte die Gateeffektivität des benachbarten Kanals und entladene Quantenpunkte

erniedrigen die Gateeffektivität. Zur Veranschaulichung ist in Abb. 3.39 die Differenz der Gateeffektivität von Kanal η_c und Quantenpunkt η_d für den zentralen η^z und die äußeren Quantenpunkte η^s anhand von vier Beispielen gezeigt. Für das Modell der Superzyklen bedeutet dies folgendes: Werden die äußeren Quantenpunkte mit jedem Gatezyklus stärker geladen, wird mit jedem Gatezyklus die Entladespannung des zentralen Quantenpunktes herabgesetzt, bis im Rahmen eines statischen Systems gilt: $V_{dis} < V_{g,max}$. Im Gegenzug muss auch gelten, dass die äußeren Quantenpunkte erst dann entladen werden, wenn der zentrale Quantenpunkt vorher vollständig entladen wird. Denn für die äußeren Quantenpunkte gilt auf Grund des antizyklischen Lade- und Entlademechanismus: $\eta_c < \eta_d$. Somit wird der zentrale Quantenpunkt nur dann vollständig entladen, wenn die äußeren Quantenpunkte geladen sind und die äußeren Quantenpunkte können nur dann vollständig entladen werden, wenn der zentrale Quantenpunkt entladen ist. Die vollständige Entladung des zentralen Quantenpunktes und die Rückkehr in den ursprünglichen Ladezustand bildet letztendlich einen Reset. Es wird dadurch die gesamte in der Ladungsverteilung gespeicherte Information gelöscht und kann nicht wieder hergestellt werden.

3.5.3 Anwendungsmöglichkeit für kryptographische Speicher

In den beiden vorangegangenen Kapiteln wurde ausführlich über die regelmäßigen Serien im Auftreten der großen und kleinen Hysterese gesprochen. Neben diesen „reinen“ Zuständen aus der *2er*- und *3er*-Serien sind im Experiment und Modell auch Kombination aus beiden möglich. Hierzu werden definierte Ladezustände ($2L$, $2R$, $3R$, $3L1$, $3L2$) geschrieben und dann das System zum Lesen in einer beliebigen Basis (2 , 3) übergeben. Die Bezeichnung L steht für ein System, dass nach einer kleinen Hysterese übergeben wurde und R steht dafür, dass das System nach der großen Hysterese übergeben wurde. Der nachgestellte Zahlenwert gibt an, ob in der Basis 3 die erste (1) oder zweite (2) kleine Hysterese übergeben wurde. Lesen und Schreiben in der gleichen Basis ergibt wieder die „reinen“ Zustände und die bekannten Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der großen Hysterese. Das Auftreten der großen Hysterese kann aber auch für gemischte Basen untersucht werden, wobei Abweichungen in der Regelmäßigkeit erwartet werden. In Abb. 3.42 ist die aus den Messungen und der Modellierung bestimmte Wahrscheinlichkeitsverteilung im Auftreten der großen Hysterese gezeigt. Dies ist in Abhängigkeit von der jeweiligen Basis und des Gatezykluses, bei welchen die große Hysterese auftritt, dargestellt. Wie zu erwarten sind vor allem beim Mischen der Basen kaum Vorhersagen über die große Hysterese zu machen. Im Experiment beträgt H_{gr} beim Schreiben von $3L1$ und Lesen in der Basis 2 : $H_{gr} = 33\%$ während des ersten Gatezykluses und $H_{gr} = 67\%$ während des zweiten Gatezykluses. Für Schreiben von $2L$ und Lesen in 3 wird das selbe Ergebnis erwartet, die Messung zeigte dies aber nicht. Es wird angenommen, dass hierbei eine zu große maximale Gatespannung $V_{g,max}$ gewählt wurde und daher die Abweichung zustande kommt. Aus dem Modell in Abb. 3.39 und der Simulation mit 50000 Gatezyklen wurde für beide Fälle eine Wahrscheinlichkeit von $H_{gr} = 50\%$ erreicht. Für große Serien, wie sie in Abb. 3.40 zu sehen sind, nimmt die Halbwertsbreite der Wahrscheinlichkeitsverteilung stark zu, weshalb mit diesen Serien keine präzise Aussage darüber gemacht werden kann Welcher Zustand geschrieben wurde. Da die Simulation sehr gute Voraussagen liefert wur-

		Schreiben											
		Basis	GZ	2R		2L		3R		3L1		3L2	
				Ex	Sim	Ex	Sim	Ex	Sim	Ex	Sim	Ex	Sim
Lesen	2	1	0%	0%	99%	99%	0%	0%	33%	51%	96%	99%	
		2	99%	99%	1%	1%	99%	99%	67%	49%	4%	1%	
		3	1%	1%	0%	0%	1%	1%	0%	0%	0%	0%	
		4	0%	0%	0%	0%	0%	0%	0%	0%	0%	0%	
	3	1	0%	0%	99%	50%	0%	0%	2%	1%	98%	98%	
		2	2%	1%	1%	50%	2%	1%	96%	97%	2%	2%	
		3	96%	97%	0%	0%	96%	97%	2%	2%	0%	0%	
		4	2%	2%	0%	0%	2%	2%	0%	0%	0%	0%	

Abb. 3.42: Wertetabelle für das Auftreten der großen Hysterese in Abhängigkeit von der Basis (2, 3) beim Schreiben und Lesen. Die Tabelle enthält die Werte für das Experiment und für die Simulation (aus 50000 Gatezyklen). Für die Zustände $2R$ und $3R$ wird das System nach der großen Hysterese ausgelesen. Bei $2L$ wird mit einer kleinen Hysterese in $2er$ -Basis geschrieben, bei $3L1$ gilt Schreiben mit einer kleinen Hysterese in der $3er$ -Basis und bei $3L2$ Schreiben mit zwei kleinen Hysteresen in der $3er$ -Basis.

de, im Weiteren mit dieser gearbeitet. Dies ermöglicht die Untersuchung bezüglich eines kryptographischen Protokolls nach Vorbild des $BB84$ -Protokolls [107, 119]. Dabei wird von einem Speichermedium mit beliebig vielen QPSTen als Basiselement ausgegangen und Information mit zwei verschiedenen Basen geschrieben bzw. ausgelesen.

In Abb. 3.43(a) ist eine Wertetabelle gezeigt, mit welcher dem Auftreten der großen Hysterese eine binäre Information zugeordnet wird. Hier entspricht das Auftreten der großen Hysterese in der $2er$ -Basis beim ersten Gatezyklus der logischen 1 und das Auftreten beim zweiten oder dritten Gatezyklus der logischen 0. In der $3er$ -Basis entsprechen der erste und zweite Gatezyklus der 0 und der dritte und vierte Gatezyklus der 1. Analog dazu kann man den Ladezuständen ($2R$, $2L$, $3R$, $3L1$, $3L2$) einen logischen Wert zuordnen. Dies ist in Teilbild (b) zu sehen. Hier werden außerdem den einzelnen Zuständen eine feste Verteilung zwischen 5% und 45% zugeordnet. Die Summe der Zustände addiert sich folglich zu 100% wobei $2er$ - und $3er$ -Basis zu gleichen Teilen zum Schreiben verwendet werden. Desweiteren sind die relativen P_{rel} und absoluten P_{abs} Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der großen Hysterese gezeigt. Diese basieren auf den simulierten Daten aus Abb. 3.42, wobei eine etwas höhere Fehlerquote angenommen wird. Die Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Basen addieren sich zu je 100% und im Gesamten zu 200%, was beim Interpretieren der Tabelle zu berücksichtigen ist. Den Ergebnissen beim Auslesen werden zudem logische Werte entsprechend der Tabelle in (a) zugeordnet. Aus dem Vergleich mit den Binärwerten fürs Schreiben kann das Auslesen der Information als richtig (T : true) oder als falsch (F : false) eingeordnet werden. Ergebnisse die trotz der richtigen Wahl der Basis einen falschen Wert liefern sind grau hinterlegt. Ergebnisse die einen richtigen Wert (T) ergeben trotz falscher Basis, sind orange hinterlegt.

Zur besseren Übersicht ist in Teilbild (c) die Wahrheitstabelle nach Anzahl der Gatezyklen und für die beiden möglichen Basen getrennt dargestellt. Die Summe der Wahrchein-

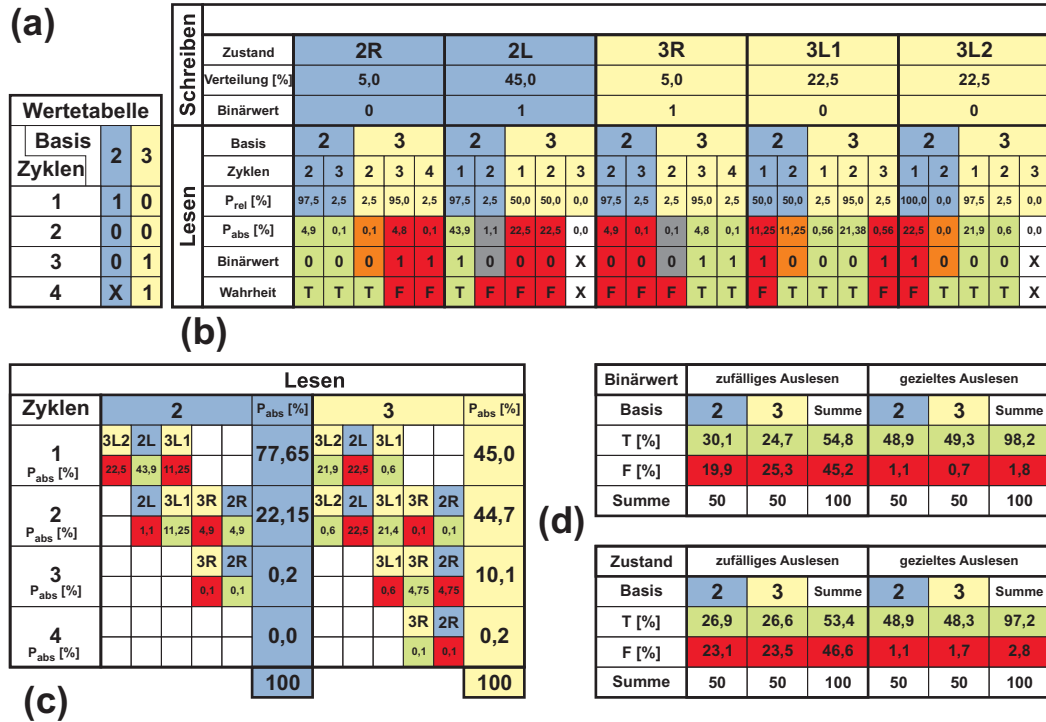


Abb. 3.43: (a) Wertetabelle: Der Kombination aus Basis und Gatezyklus wird ein Binärwert zugewiesen. (b) Verteilung der Zustände 2R, 2L, 3R, 3L1 und 3L2 und die zu erwartenden Wahrscheinlichkeiten beim Auslesen mit den beiden unterschiedlichen Basen 2 und 3. (c) Wahrheitstabelle in Abhängigkeit des Gatezykluses und der Basis. (d) Wahrheitstabelle zum Vergleich von gezieltem und zufälligen Auslesen der im Ladezustand beziehungsweise im Binärwert gespeicherten Information.

lichkeiten beträgt wiederum 100% pro Basis. Betrachtet man die einzelnen Zeilen für die Gatezyklen (1 bis 4), so ist zu erkennen, dass in jeder Zeile unterschiedliche Zustände auftreten. Anschaulich bedeutet dies, dass man z.B. beim Auslesen mit der 2er-Basis für das Auftreten der großen Hysterese beim Gatezyklus 1 drei verschiedene Zustände annehmen kann. Für die gegebene Verteilung der Zustände entfallen somit 22,5% auf den Zustand 3L2, 43,9% auf den Zustand 2L und 11,25% auf den Zustand 3L1. Wie zu erkennen ist, liegt das Verhältnis aus korrekt ausgelesenem Wert (T) zu falsch ausgelesenem Wert (F) in der gleichen Größenordnung. Summiert man die Wahrscheinlichkeiten für T und F auf, so erhält man beim Auslesen mit einer zufällig gewählten Basis nur zu 54,8% den korrekten Binärwert. Im Vergleich dazu liegt die Erfolgswahrscheinlichkeit beim Auslesen mit der jeweils richtigen Basis bei T = 98,2% für den Binärwert. Dies ist in Abb. 3.43(d) zu sehen. Da ununterscheidbare Zustände unterschiedliche Binärwert haben können, wie zum Beispiel 2R und 3R, ist zunächst anzunehmen, dass sich der Zustand des QPSTs

mit höherer Wahrscheinlichkeit bestimmen lässt als der Binärwert. Wie in Teilbild (d) ebenfalls dargestellt liegt hier T bei 53,4% und ist somit noch schwieriger zu bestimmen. Im Fall der richtigen Basis gilt wiederum $T = 97,2\%$ für das Auslesen des Zustandes. Dies ist ein signifikanter Unterschied der eine Verschlüsselung der Daten möglich macht. Um allerdings erkennen zu können, ob ein Versuch unternommen wurde, die Daten unbefugt auszulesen, muss man einen Schritt weiter gehen. Im nächsten Abschnitt wird daher angenommen die Daten wurden ausgelesen und es wird versucht diese bestmöglich wieder herzustellen.

Ist einem möglichen Manipulator die Verteilung der Zustände bekannt, so können nach dem Auslesen der Daten bei ausschließlicher Benutzung der $3er$ -Basis, diese zum Teil wieder verschlüsselt werden. Für die gegebene Verteilung ist eine maximale Wiederherstellung von ca. 87% anzunehmen. Dies setzt voraus, dass alle Zustände für die der Gatezyklus 1 ausgelesen wurde, als $3L2$ geschrieben werden. Dies ist beim erneuten Auslesen mit der $2er$ -Basis nicht zu bemerken. Zudem sind $2R$ und $3R$ nicht unterscheidbar und daher auch leicht zu schreiben. Werden zudem die Zustände, die mit dem Gatezyklus 2 ausgelesen werden, mit einem „unsauberen“ Zustand zwischen $3L1$ und $2L$ geschrieben (siehe Abb. 3.40), beträgt die mittlere Fehlerquote durch falsch geschriebene Zustände ca. 13%. Dies ist immer noch signifikant größer als die „natürliche“ Fehlerquote von 1,8%. Durch Variation und Anpassung bei der Verteilung der geschriebenen Zustände lässt sich dieses Verhältnis so verschieben, dass es mehr Sicherheit gewährt. Abschließend lässt sich somit sagen, dass es möglich wäre, durch geschickte Wahl der Basis und entsprechender Verteilung der Zustände ein Speichermedium auf Basis der hier untersuchten Einzel-Quantenpunkt-Speichertransistoren für kryptographische Anwendungen zu realisieren.

Literaturverzeichnis

- [1] D. Loss and D. P. DiVincenzo. Quantum computing with quantum dots. *Phys. Rev. A*, 57:120, 1998.
- [2] T. D. Ladd, R. F. Jelezko, Laflamme, Y. Nakamura, C. Monroe, and J. L. O'Brien. Quantum computers. *Nature*, 464:45, 2010.
- [3] J. M. Elzerman, R. Hanson, L. H. Willems van Beveren, B. Witkamp, L. M. K. Vandersypen, and L. P. Kouwenhoven. Single-shot read-out of an individual electron spin in a quantum dot. *Nature*, 430:431, 2004.
- [4] M. Kroutvar, Y. Ducommun, D. Heiss, M. Bichler, D. Schuh, G. Abstreiter, and J. J. Finley. Optically programmable electron spin memory using semiconductor quantum dots. *Nature*, 432:81, 2004.
- [5] D. Press, T. D. Ladd, B. Zhang, and Y. Yamamoto. Complete quantum control of a single quantum dot spin using ultrafast optical pulses. *Nature*, 456:218, 2008.
- [6] P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, L. Zhang, E. Hu, and A. Imamoglu. A quantum dot single-photon turnstile device. *Science*, 290:2282, 2000.
- [7] C. Schneider, T. Heindel, A. Huggenberger, P. Weinmann, C. Kistner, M. Kamp, S. Reitzenstein, S. Höfling, and A. Forchel. Single photon emission from a site-controlled quantum dot-micropillar cavity system. *Appl. Phys. Lett.*, 94:111111, 2009.
- [8] J. J. Finley, M. Skalitz, M. Arzberger, A. Zrenner, G. Böhm, and G. Abstreiter. Electrical detection of optically induced charge storage in self-assembled inas quantum dots. *Appl. Phys. Lett.*, 73:2618, 1998.
- [9] A. J. Shields, M. P. O'Sullivan, I. Farrer, D. A. Ritchie, R. A. Hogg, M. L. Leadbeater, C. E. Norman, and M. Pepper. Detection of single photons using a field-effect transistor gated by a layer of quantum dots. *Appl. Phys. Lett.*, 76:3673, 2000.
- [10] P. K. L. Drude. Zur elektronentheorie der metalle. *Annalen der Physik*, 1:566–613, 1900.
- [11] P. K. L. Drude. Zur ionentheorie der metalle. *Physikalische Zeitschrift*, 1:161–165, 1900.
- [12] David J. Lockwood. *Nanoelectronics and Photonics*. Springer, 2008.

- [13] D. K. Ferry and S. M. Goodnick. *Transport in Nanostructures*. Cambridge University Press, Cambridge, 1997.
- [14] L. N. Pfeiffer, K.W. West, H.L. Stormer, and K.W. Baldwin. Electron mobilities exceeding 107 cm²/vs in modulation doped gaas. *Appl. Phys. Lett.*, 55:1888, 1989.
- [15] E.H. Hwang and S. D. Sarma. Limit to two-dimensional mobility in modulation-doped gaas quantum structures: How to achiev a mobility of 100 million. *Phys. Rev. B*, 77:235437, 2008.
- [16] Supriyo Datta. *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*. Cambridge University Press, 2009.
- [17] Y. Aharonov and D. Bohm. Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory. *Phys. Rev.*, 115(3):485–491, Aug 1959.
- [18] R. Landauer. Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction. *IBM, J. Res. Dev.*, 1:1–223, 1957.
- [19] R. Landauer. Electrical resistance of disordered one-dimensional lattices. *Phil. Mag.*, 21:863–876, 1970.
- [20] M. Büttiker and R. Landauer. Traversal time for tunneling. *Phys. Rev. Lett.*, 49:1739–1742, 1982.
- [21] Haken and Wolf. *Atom- und Quantenphysik*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, eighth edition, 2004.
- [22] Ibach and Lüth. *Festkörperphysik*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, sixth edition, 2009.
- [23] W. Demtröder. *Experimentalphysik 3*. Springer, 2010.
- [24] Neil W. Ashcroft and N. David Mermin. *Festkörperphysik*. Oldenburg Verlag, München Wien, second edition, 2005.
- [25] I.N. Stranski and L. Krastanov. Zur theorie der orientierten ausscheidung von ionenkristallen aufeinander. *Sitzungsber. Akad. Wiss. Wien. Math.-Naturwiss.*, 146:797–810, 1938.
- [26] J. Weis, R. J. Haug, k. von Klitzing, and K. Ploog. Transport spectroscopy of a confined electron system under a gate tip. *Phys. Rev. B*, 46:12837, 1992.
- [27] A. T. Johnson, L. P. Kouwenhoven, W. de Jong, N. C. van der Vaart, C. J. P. M. Harmans, and C. T. Foxon. Zero-dimensional states and single electron charging in quantum dots. *Phys. Rev. Lett.*, 69:1592–1595, 1992.
- [28] H. Pothier, J. Weis, R. J. Haug, and K. von Klitzing. Realization of an in-plane-gate single-electron transistor. *Appl. Phys. Lett.*, 62:3174, 1993.

- [29] L. P. Kouwenhoven, D. G. Austing, and S. Tarucha. Few-electron quantum dots. *Rep. Prog. Phys.*, 64(6):701–736, 2001.
- [30] H. Kroemer. *Quantum mechanics: for engineering, material science, and applied physics*. Prentice Hall, 1994.
- [31] T. Fließbach. *Quantenmechanik. Lehrbuch zur Theoretischen Physik 3*. Spektrum Akademischer Verlag, 2005.
- [32] E. H. Hall. On a new action of the magnet on electric currents. *American Journal of Mathematics*, 2:287–292, 1879.
- [33] Th. Englert and K. v. Klitzing. Analysis of ρ_{xx} minima in surface quantum oscillations on (100) n-type silicon inversion layers. *Surface Science*, 73:70–80, 1978.
- [34] K. v. Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper. New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized hall resistance. *Phys. Rev. Lett.*, 45, 1980.
- [35] V. Fock. Bemerkung zur quantelung des harmonischen oszillators im magnetfeld. *Z. Phys.*, 47:446–448, 1928.
- [36] C. G. Darwin. The diamagnetism of the free electron. *Proc. Cambridge Phi. Soc.*, 27:86–90, 1931.
- [37] P. Zeeman. The effect of magnetisation on the nature of light emitted by a substance. *Nature*, 55:347, 1897.
- [38] J.-M. Jncu, R. Scholz, E. A. de Andrada e Silva, and G. C. La Rocca. Atomistic spin-orbit coupling and kp parameters in iii-v semiconductors. *Phys. Rev. B*, 72:193201, 2005.
- [39] S. Reitzenstein, S. Münch, P. Franek, A. Rahimi-Iman, A. Löffler, S. Höfling, L. Worschech, and A. Forchel. Control of the strong light-matter interaction between an elongated in0.3ga0.7as quantum dot and a micropillar cavity using external magnetic fields. *Phys. Rev. Lett.*, 103:127401, 2009.
- [40] L. Worschech, S. Reitzenstein, P. Hartmann, S. Kaiser, M. Kamp, and A. Forchel. Self-switching of branched multiterminal junctions: a ballistic half-adder. *Appl. Phys. Lett.*, 83:2462, 2003.
- [41] B. Lau, D. Hartmann, L. Worschech, and A. Forchel. Cascaded quantum wires and integrated designs for complex logic functions: Nanoelectronic full adder. *IEEE Transactions On Electron Devices*, 53:1107–1111, 2006.
- [42] H. Yan, H. S. Choe, S-W Nam, Y. Hu, S. Das, J. F. Klemic, J. C. Ellenbogen, and C. M. Lieber. Programmable nanowire circuits for nanoprocessors. *Nature*, 470:240, 2011.

- [43] J. E. Lilienfeld. Method and apparatus for controlling electric currents, 1928.
- [44] Lilienfeld Julius Edgar. Method and apparatus for controlling electric currents, January 1930.
- [45] S. M. Sze and Kwok K. Ng. *Physics of semiconductor devices*. WILEY-INTERSCIENCE, Hoboken, New Jersey, third edition, 2007.
- [46] M. Büttiker. Capacitance, admittance, and rectification properties of small conductors. *J. Phys.: Condens. Matter*, 5:9361–9378, 1993.
- [47] S. Luryi. Quantum capacitance devices. *Appl. Phys. Lett.*, 52:501, 1988.
- [48] Jan-Olof J. Wesström. Signal propagation in electron waveguides: Transmission-line analogies. *Phys. Rev. B*, 54(16):11484–11491, Oct 1996.
- [49] Yasuo Takahashi, Yukinori Ono, Akira Fujiwara, and Hiroshi Inokawa. Silicon single-electron devices. *J. Phys.: Condens. Matter*, 14(39):R995–R1033, 2002.
- [50] I. M. Mills, P. J. Mohr, T. J. Quinn, B. N. Taylor, and E. R. Williams. Redefinition of the kilogram, ampere, kelvin and mole: a proposed approach to implementing cipm recommendation 1 (ci-2005). *Metrologia*, 43:227–246, 2006.
- [51] B. Kaestner, C. Leicht, V. Kashcheyevs, K. Pierz, U. Siegner, and H. W. Schumacher. Single-parameter quantized charge pumping in high magnetic fields. *Appl. Phys. Lett.*, 94:012106, 2009.
- [52] C. J. Gorter. *Physica*, 17:777, 1951.
- [53] C. B. J. Beenakker. Theory of coulomb-blockade oscillations in the conductance of a quantum dot. *Phys. Rev. B*, 44(4):1646–1656, 1991.
- [54] R. Waser. *Nanoelectronics and Information Technology*, volume 3: Information Technology I. WILEY-VCH, 2005.
- [55] R. Waser, G. Schmid, H. Krug, V. Vogel, H. Fuchs, M. Grätzel, K. Kalyanasundaram, and L. Chi. *Nanotechnology*, volume 4: Information Technology II. WILEY-VCH, 2008.
- [56] U. Meirav, M. A. Kastner, and S. J. Wind. Single-electron charging and periodic conductance resonances in gaas nanostructures. *Phys. Rev. Lett.*, 65(6):771–774, 1990.
- [57] E.B. Foxman, U. Meirav, P. L. McEuen and M.A. Kastner, O. Klein, P.A. Belk, D. M. Abusch, and S. J. Wind. Crossover from single-level to multilevel transport in artificial atoms. *Phys. Rev. B*, 50(19):14193–14199, 1994.
- [58] P. Pavan, R. Bez, P. Olivio, and E. Zanoni. Flash memory cells - an overview. *Proceedings of the IEEE*, 85:1248, 1997.

- [59] R. H. Fowler and L. Nordheim. Electron emission in intense electric fields. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 119:173–181, 1928.
- [60] R. S. Muller and T. I. Kamins. *Device Electronics for Integrated Circuits*. Wiley, 2002.
- [61] A. Schliemann, L. Worschech, S. Reitzenstein, S. Kaiser, and A. Forchel. Large threshold hysteresis in a narrow algaas/gaas channel with embedded quantum dots. *Appl. Phys. Lett.*, 81(11):2115–2117, 2002.
- [62] C. R. Müller, L. Worschech, and A. Forchel. Memory inhibition in quantum-wire transistors controlled by quantum dots. *Phys. Stat. Sol. (c)*, 3(11):3794–3797, 2006.
- [63] C. R. Müller, L. Worschech, J. Heinrich, S. Höfling, and A. Forchel. Room temperature memory operation of a single inas quantum dot layer in a gaas/algaas heterostructure. *Appl. Phys. Lett.*, 93:063502, 2008.
- [64] Lingjie Guo, Effendi Leobandung, and Stephen Y. Chou. A silicon single-electron transistor memory operating at room temperature. *Science*, 275:649–651, 1997.
- [65] C. R. Müller, L. Worschech, A. Schliemann, and A. Forchel. Bias voltage controlled memory effect in in-plane quantum-wire transistors with embedded quantum dots. *IEEE Electron Device Letter*, 27:955, 2006.
- [66] K. Yano, T. Ishii, T. Hashimoto, T. Kobayashi, and F. Murai. Room-temperature single-electron memory. *IEEE Transactions on Electronic Devices*, 41:1628, 1994.
- [67] United States. Patentnumber: 7,606,034, 2009.
- [68] A. Fitzgerald. Flash disk reliability begins at the ic level. *COTS*, 2004.
- [69] L. D. Contreras-Pulido and F. Rojas. Dynamic generation of bell states in a double-quantum array including electron-phonon interaction. *Phys. Rev. A*, 77:032301, 2008.
- [70] Z. Yuan, B. E. Kardynal, R. M. Stevenson, A. J. Shields, C. J. Lobo, K. Cooper, N. S. Beattie, D. A. Ritchie, and M. Pepper. Electrically driven single-photon source. *Science*, 295:102, 2002.
- [71] J. C. Egues. Fingerprinting spin qubits. *Science*, 309:565, 2005.
- [72] L. Jiang, J. S. Hodges, J. R. Maze, P. Maurer, J. M. Taylor, D. G. Cory, P. R. Hemmer, R. L. Walsworth, A. Yacoby, A. S. Zibrov, and M. D. Lukin. Repetitive readout of a single electron spin via quantum logic with nuclear spin ancillae. *Science*, 326:267, 2009.
- [73] C. Schneider, A. Huggenberger, T. Sünner, T. Heindel, M. Strauß, S. Göpfert, P. Weinmann, S. Reitzenstein, L. Worschech, M. Kamp, S. Höfling, and A. Forchel. Single site-controlled in(ga)as/gaas quantum dots: growth, properties and device integration. *Nanotechnology*, 20:434012, 2009.

- [74] P. Atkinson, M. B. Ward, S. P. Bremner, D. Anderson, T. Farrow, G. A. C. Jones, A. J. Shields, and D. . Ritchie. Site control of inas quantum dot nucleation by ex situ electron-beam lithographic patterning of gaas substrates. *Physica E*, 32:21–24, 2006.
- [75] C. Schneider, M. Strauß, T. Sünner, A. Huggenberger, D. Wiener, S. Reitzenstein, M. Kamp, S. Höfling, and A. Forchel. Lithographic alignment of site-controlled quantum dots for device integration. *Appl. Phys. Lett.*, 92:183101, 2008.
- [76] E. Spenke. *Elektronische Halbleiter*. Springer, 1955.
- [77] Y. Hirayama, A. D. Wieck, and K. Ploog. Low-temperature transport characteristics of algaas-gaas in-plane-gated wires. *J. Appl. Phys.*, 72:3022, 1992.
- [78] C. R. Müller, L. Worschech, and A. Forchel. Inversion of hysteresis in quantum dot controlled quantum-wire transistor. *Phys. Rev. B*, 79:205307, 2009.
- [79] L. Worschech, D. Hartmann, S. Reitzenstein, and A. Forchel. Nonlinear properties of ballistic nanoelectronic devices. *J. Phys. Condens. Matter*, 17:R775–R802, 2005.
- [80] Q. Zhang, W. Zhao, and A. Seabaugh. Low-subthreshold-swing tunnel transistors. *IEEE Electron Device Letter*, 27:297, 2006.
- [81] C. P. Heij, P. Hadley, and J. E. Mooij. Single-electron inverter. *Appl. Phys. Lett.*, 78:1140, 2001.
- [82] A. Kawaharazuka, T. Saku, C. A. Kikuchi, Y. Horikoshi, and Y. Hirayama. Free gaas surfaces studied using a back-gated undoped gaas/alxga1-xas heterostructure. *Phys. Rev. B*, 63:245309, 2001.
- [83] A. Scherer, H. G. Craighead, M. L. Roukes, and J. P. Harbison. Electrical damage induced by ion beam etching of gaas. *J. Vac. Sci Technol. B*, 6:277, 1988.
- [84] S. Tiwari, F. Rana, H. Hanafi, A. Hartstein, E. F. Crabbé, and K. Chan. A silicon nanocrystals based memory. *Appl. Phys. Lett.*, 68:1377–1379, 1996.
- [85] M. Saitoh, E. Nagata, and T. Hiramoto. Large memory window and long charge-tretention time in ultranarrow-channel silicon floating-dot memory. *Appl. Phys. Lett.*, 82:1787, 2003.
- [86] G. Yusa and H. Sakaki. Inas quantum dot field effect transistor. *Superlattices and Microstructures*, 25:247, 1999.
- [87] A. Marent, T. Nowozin, M. Geller, and D. Bimberg. The qd-flash: a quantum dot-based memory device. *Semicond. Sci. Technol.*, 26:014026, 2011.
- [88] E. Kapetanakis, P. Normand, D. Tsoukalas, and K. Beltsios. Room-temperature single-electron charging phenomena in large-area nanocrystal memory obtained by low-energy ion beam synthesis. *Appl. Phys. Lett.*, 80:2794, 2002.

- [89] G. Molas, B. De Salvo, D. Mariolle, G. Ghibaudo, A. Toffoli, N. Buffet, and S. Deleonibus. Single electron charging and discharging phenomena at room temperature in a silicon nanocrystal memory. *Solid-State Electronics*, 47:1645–1649, 2003.
- [90] C. Pace, F. Crupi, S. Lombardo, C. Gerardi, and G. Cocorullo. Room-temperature single-electron effects in silicon nanocrystal memories. *Appl. Phys. Lett.*, 87:182106, 2005.
- [91] D. Spanheimer. *Dynamische Leistungsverstärkung bei GHz Frequenzen und Speichereigenschaften von nanoelektronischen GaAs/AlGaAs Transistoren*. PhD thesis, Julius-Maximilians-Universität Würzburg, 2009.
- [92] P. Coli and G. Iannaccone. Modelling of self-organized InAs quantum dots embedded in an AlGaAs/GaAs heterostructure. *Nanotechnology*, 13:263, 2002.
- [93] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, and H. Sowers. Layered magnetic structures: Evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers. *Phys. Rev. Lett.*, 57:2442, 1986.
- [94] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 61:2472, 1988.
- [95] M. Julliere. Tunneling between ferromagnetic films. *Physics Letters*, 54A:225–226, 1975.
- [96] S. Tarucha, D. G. Austing, T. Honda, R. J. van der Hage, and L. P. Kouwenhoven. Shell filling and spin effects in a few electron quantum dot. *Phys. Rev. Lett.*, 77:3613, 1996.
- [97] B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang. Quantum spin hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells. *Science*, 314:1757, 2006.
- [98] M. König, S. Wiedmann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X. L. Qi, and S. C. Zhang. Quantum spin hall insulator state in HgTe quantum wells. *Science*, 318:766, 2007.
- [99] M. Büttiker. Edge-state physics without magnetic fields. *Science*, 325:278, 2009.
- [100] L. Worschech, H. Q. Xu, A. Forchel, and L. Samuelson. Bias-voltage-induced asymmetry in nanoelectronic Y-branches. *Appl. Phys. Lett.*, 79:3287, 2001.
- [101] J.-O. J. Wesström. Self-gating in the electron Y-branch switch. *Phys. Rev. Lett.*, 82:2564, 1999.
- [102] L. Worschech, B. Weidner, S. Reitzenstein, and A. Forchel. Investigation of switching effects between the drains of an electron Y-branch switch. *Appl. Phys. Lett.*, 78:3325, 2001.

- [103] M. J. Caruso, T. Bratland, C. H. Smith, and R. Schneider. A new perspective on magnetic field sensing. *Sensor Magazine*, 15, 1998.
- [104] G. Yusa and H. Sakaki. Trapping of photogenerated carriers by inas quantum dots and persistent photoconductivity in novel gaas/n-algaas field-effect transistor structures. *Appl. Phys. Lett.*, 70:345, 1997.
- [105] T. Lundstrom, W. Schoenfeld, H. Lee, and P. M. Petroff. Exciton storage in semiconductor self-assembled quantum dots. *Science*, 286:2312, 1999.
- [106] C. Simon, M. Afzelius, J. Appel, A. Boyer de la Giroday, S. J. Dewhurst, N. Gisin, C.Y. Hu, F. Jelezko, S. Kröll, J. H. Müller, J. Nunn, E. S. Polzik, J. G. Rarity, H. De Riedmatten, W. Rosenfeld, A. J. Shields, N. Sköld, R. M. Stevenson, R. Thew, I. A. Walmsley, M. C. Weber, H. Weinfurter, J. Wrachtrup, and R. J. Young. Quantum memories. *Eur. Phys. J. D*, 58:1–22, 2010.
- [107] C. H. Bennett and G. Brassard. Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing. In *in Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems, and Signal Processing, Bangalore, India*, 1984.
- [108] K. M. Indlekofer and J. Malindretos. Wingreen simulation software, 2002.
- [109] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, and C. A. Burrus. Band-edge electroabsorption in quantum well structures: The quantum-confined stark effect. *Phys. Rev. Lett.*, 22:2173, 1984.
- [110] B. Marquardt, M. Geller, A. Lorke, D. Reuter, and A. D. Wieck. Using a two-dimensional electron gas to study nonequilibrium tunneling dynamics and charge storage in self-assembled quantum dots. *Appl. Phys. Lett.*, 95:022113, 2009.
- [111] G. Iannaccone, A. Trellakis, and U. Ravaioli. Simulation of a quantum-dot flash memory. *J. Appl. Phys.*, 84:5032, 1998.
- [112] L. Guo, E. Leonbandung, L. Zhuang, and S. Y. Chou. Fabrication and characterization of room temperature silicon single electron memory. *J. Vac. Sci Technol. B*, 15:2840, 1997.
- [113] L. Worschech, F. Beuscher, and A. Forchel. Quantized conductance in up to 20 μm long shallow etched gaas/algaas quantum wires. *Appl. Phys. Lett.*, 75:578, 1999.
- [114] A. Nakajima, T. Fujiaki, and Y. Fukuda. Dependence of charge storage and programming characteristics on dot number of floating dot memory. *Appl. Phys. Lett.*, 92:223503, 2008.
- [115] A. Nakajima, T. Fujiaki, and T. Ezaki. Impact of floating dot distribution on memory characteristics of self-aligned dots-on-nanowire memory. *J. Appl. Phys.*, 105:114505, 2009.

- [116] U. Tietze and Ch. Schenk. *Halbleiter- Schaltungstechnik*. Springer, Berlin Heidelberg, 12th edition, 2002.
- [117] A. N. Chakravarti and S. Swaminathan. Influence of magnetic quantization on the debye screening length in degenerate semiconductors having parabolic energy bands. *Czech. J. Phys. B*, 25:712–714, 1975.
- [118] K. P. Ghatak, A. K. Chowdhury, S. Ghosh, and A. N. Chakravatri. Temperature dependence of the debye screening length in heavily doped semiconductors having gaussian band-tails. *Czech. J. Phys. B*, 30:925, 1980.
- [119] C. H. Bennett, G. Brassard, and N. D. Mermin. Quantum cryptography without bell's theorem. *Phys. Rev. Lett.*, 68:557, 1992.

Veröffentlichungen des Autors

Teile dieser Arbeit wurden bereits veröffentlicht:

- **„Room temperature single-electron memory and light sensor with three-dimensionally positioned InAs quantum dots“**
S. Göpfert, L. Worschech, S. Lingemann, C. Schneider, D. Press, S. Höfling, and A. Forchel
Appl. Phys. Lett. 97, 222112 (2010)
- **„Near-infrared semiconductor-nanostructured light detectors“**
S. Höfling, S. Göpfert, F. Hartmann, C. Schneider, D. Bisping, D. Press, M. Kamp, L. Worschech, and A. Forchel
Proc. SPIE 8154, 81540G (2011)
- **„Single site-controlled In(Ga)As/GaAs quantum dots: growth, properties and device integration“**
C. Schneider, A. Huggenberger, T. Sünner, T. Heindel, M. Strauß, S. Göpfert, P. Weinmann, S. Reitzenstein, L. Worschech, M. Kamp, S. Höfling and A. Forchel
Nanotechnology, 20, 434012 (2009)

Danksagung

Eine langjährige Arbeit diesen Umfangs kann nicht ohne Unterstützung entstehen. Daher möchte ich mich an dieser Stelle bei allen Personen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Vielen Dank auch denen, die nicht persönlich genannt werden.

- Herrn Prof. Dr. Alfred Forchel für die Möglichkeit, diese Arbeit am Lehrstuhl für Technische Physik anzufertigen und für die Bereitstellung der experimentellen Ausstattung. Zudem den Vertretern des Lehrstuhls: Prof. Dr. Lukas Worschech und Prof. Dr. Martin Kamp.
- Ganz besonderen Dank gilt Prof. Dr. Lukas Worschech für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe und die Betreuung dieser Arbeit. Die Förderung, Unterstützung und Vertrauen in meine Arbeit haben wesentlich zum Fortgang beigetragen. Ganz speziell möchte ich mich für die Wertschätzung meiner Gedanken und Ideen bedanken.
- Sehr großer Dank gilt den technischen Assistenten, ganz besonders Monika Emmerling für die Prozessierung der Proben, sowie Selina Handel und Theresa Steinl.
- Auch möchte ich allen danken, die zur Realisierung der hier untersuchten Halbleiterstrukturen beigetragen haben: Christian Schneider, Jonas Gessler, Sven Höfling und Kollegen.
- Dank allen noch anwesenden und allen ehemaligen Kollegen, der Nanoelectronics-Gruppe, für Ihre Hilfe aller Art und die angenehme Büroatmosphäre: Fabian Hartmann, Stefan Kremling und den vielen Studenten.
- Dank gilt natürlich auch den Menschen, mit denen ich am Institut jenseits der Physik eine schöne Zeit verbringen durfte: Angelika Berger, Daniela Spanheimer, Andreas Vetter und Roland Völker.
- Danke auch allen Läufern am Lehrstuhl und am Institut, die sich haben motivieren lassen, bei den diversen Laufevents in Würzburg teilzunehmen. Diese Momente bleiben unvergessen.
- Nicht zuletzt möchte ich Holger Thierschmann für das Korrekturlesen dieser Arbeit danken.
- Mein abschließender Dank gilt aber meiner Freundin: Tirza. Vielen Dank für das schöne Leben, welches wir uns teilen und vor allem Danke für die Unterstützung in den letzten Monaten.

Vielen Dank!

Versicherung an Eides statt

gemäß §5 Abs. 2 Ziff. 2 und 5
der Promotionsordnung vom 22. September 2003
der Fakultät für Physik und Astronomie
der Universität Würzburg

Hiermit versichere ich an Eides statt, dass ich die Dissertation selbständig und ohne Hilfe eines Promotionsberaters angefertigt und keine weiteren als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Die Dissertation wurde bisher weder vollständig noch teilweise einer anderen Hochschule, mit dem Ziel einen akademischen Grad zu erwerben, vorgelegt. Am 18. Februar 2009 wurde mir von der Universität Würzburg der akademische Grad „*Dipl.-Ing.(Univ.)*“ verliehen. Weitere akademische Grade habe ich weder erworben noch versucht zu erwerben.

Würzburg, den 12.03.2012
Sebastian Göpfert