

Untersuchung von miniaturisierten GaAs/AlGaAs Feldeffekttransistoren und GaAs/InGaAs/AlGaAs Flash-Speichern

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

vorgelegt von

Andreas Ulrich Schliemann

geboren in Würzburg

Würzburg, 28. Dezember 2004

Eingereicht am:
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

28. Dezember 2004

1. Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. Alfred Forchel

2. Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. Hartmut Buhmann

1. Prüfer der mündlichen Prüfung:

Prof. Dr. Alfred Forchel

2. Prüfer der mündlichen Prüfung:

Prof. Dr. Wolfgang Kinzel

Tag der mündlichen Prüfung:

Doktorurkunde ausgehändigt am:

D. K., vielen Dank für deine Geduld.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	6
Abstract	10
1 Einleitung	14
2 Charakteristische Transporteigenschaften niederdimensionaler Elektronensysteme	17
2.1 Kurzkanaleffekte	25
2.1.1 Schwellenspannung	27
2.1.2 Drain Induced Barrier Lowering (DIBL)	28
2.2 Quantentransport in niederdimensionalen Stromkanälen	29
2.2.1 Leitwertsquantisierung	31
2.2.2 Einzelelektronen-Transistor	34
2.2.3 Resonante Tunnelioden	39
3 Feldeffekt-Transistoren im ballistischen Regime	48
3.1 Aufbau	49
3.2 Charakteristische Kennlinienfelder	50
3.3 Leitwertanalyse	51
3.4 Signaturen ballistischen Transports in Feldeffekttransistoren	55
3.5 Quantentransport-Analyse von ballistischen Feldeffekt Transistoren	58
3.5.1 NANOTCAD-Simulation	58
3.5.2 DC-Analyse ballistischer Feldeffekttransistoren	59
3.5.3 Einfluss inelastischer Streuung	61
4 Resonante Tunnelioden	64
4.1 Untersuchung zur Größenskalierung	64

4.2	Untersuchung zur Temperaturabhängigkeit der Resonanz	70
4.3	Rauschanalyse	74
5	Quantenpunkt Speicher	80
5.1	Ladeenergien und Kapazitäten von selbstorganisierten InGaAs Quantenpunkten	85
5.2	Lebensdauer und Schaltzeiten von InGaAs Flash-Speichern	87
5.3	Einzelelektroneneffekte	88
	Literaturverzeichnis	93
	Danksagung	106
	Lebenslauf	107

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden elektronische Bauelemente wie Feldeffekttransistoren, elektronische Speicherelemente sowie resonante Tunnelioden hinsichtlich neuartiger Transporteigenschaften untersucht, die ihren Ursprung in der Miniaturisierung mit Ausdehnungen kleiner als charakteristische Streulängen haben. Die Motivation der vorliegenden Arbeit lag darin, die Physik nanoelektronischer Bauelemente durch einen neuen Computercode: NANOTCAD nicht nur qualitativ sondern auch quantitativ beschreiben zu können. Der besondere Schwerpunkt der Transportuntersuchungen lag im nicht-linearen Transportbereich für Vorwärtsspannungen, bei denen die Differenz der elektrochemischen Potentiale im aktiven Bereich der Bauelemente bei Weitem größer als die thermische Energie der Ladungsträger ist, da nur im nicht-linearen Transportbereich die für eine Anwendung elektronischer Bauelemente notwendige Gleichrichtung und Verstärkung auftreten kann. Hierzu war es notwendig, eine detaillierte Charakterisierung der Bauelemente durchzuführen, damit möglichst viele Parameter zur genauen Modellierung zur Verfügung standen. Als Ausgangsmaterial wurden modulationsdotierte GaAs/AlGaAs Heterostrukturen gewählt, da sie in hervorragender struktureller Güte mit Hilfe der Molekularstrahlolithographie am Lehrstuhl für Technische Physik mit angegliedertem Mikrostrukturlabor hergestellt werden können. Im Rahmen dieser Arbeit wurde zunächst ein Verfahren zur Bestimmung der Oberflächenenergie entwickelt und durchgeführt, das darauf beruht, die Elektronendichte eines nahe der Oberfläche befindlichen Elektronengases in Abhängigkeit unterschiedlicher Oberflächenschichtdicken zu bestimmen. Es zeigte sich, dass die so bestimmte Oberflächenenergie, einen äußerst empfindlichen Parameter zur Beschreibung miniaturisierter Bauelemente darstellt.

Um die miniaturisierte Bauelemente zu realisieren, kamen Herstellungsverfahren der Nanotechnik wie Elektronenstrahlolithographie und diverse Ätztechniken zum Einsatz. Durch Elektronenmikroskopie wurde die Geometrie der nanostrukturierten Bauelemente genau charakterisiert. Transportmessungen wurden durchgeführt, um die Eingangs- und Ausgangskennlinien zu bestimmen, wobei die Temperatur zwischen 1 K und Raumtemperatur variiert wurde. Die temperaturabhängigen Analysen erlaubten es, die Rolle inelastischer Streueignisse im Bereich

des quasi-ballistischen Transports zu analysieren. Die Ergebnisse dieser Arbeit wurden dazu verwendet, um die NANOTCAD Simulationswerkzeuge soweit zu optimieren, dass quantitative Beschreibungen von stark miniaturisierten, elektronischen Bauelementen durch einen iterativen Lösungsalgorithmus der Schrödingergleichung und der Poissongleichung in drei Raumdimensionen möglich sind.

Zu Beginn der Arbeit wurden auf der Basis von modulationsdotierten GaAs/AlGaAs Heterostrukturen eine Vielzahl von Quantenpunktkontakten, die durch Verarmung eines zweidimensionalen Elektronengases durch spitz zulaufende Elektrodenstrukturen realisiert wurden, untersucht. Variationen der Splitgate-Geometrien wurden statistisch erfasst und mit NanoTCAD-Simulationen verglichen. Es konnte eine hervorragende Übereinstimmung in der Schwellwertcharakteristik von Quantenpunktkontakten und Quantenpunkten gefunden werden, die auf der genauen Beschreibung der Oberflächenzustände und der Erfassung der realen Geometrie beruhen. Ausgehend von diesen Grundcharakterisierungen nanoelektronischer Bauelemente wurden 3 Klassen von Bauelementen auf der Basis des GaAs/AlGaAs Halbleitersystems detailliert analysiert.

Feldeffekttransistor im ballistischen Transportregime

Einen Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit bildete die Analyse von Feldeffekttransistoren (FETs) mit Gatelängen von nur wenigen 10 nm, wobei die Gates eine Breite von mehreren 10 μm hatten. Auf diese Weise war sicher gestellt, dass die Elektronen von Source nach Drain den aktiven Bereich unterhalb des Gates ballistisch passieren, jedoch laterale Quantisierungseffekte nicht auftreten. Die FETs wurden durch Definition eines metallischen Gates auf der Oberfläche einer modulationsdotierten GaAs/AlGaAs Heterostruktur realisiert. Die mittlere freie Weglänge der Elektronen bei tieferen Temperaturen betrug mehr als 20 μm . An diesen Kurzkanal-FETs wurde eine bis dahin nicht beobachtete Signatur im differentiellen Leitwert nachgewiesen, die auf den ballistischen Transport der Elektronen durch den FET zurückgeführt werden konnte. Es zeigte sich, dass bei Variation der Gatespannung der differentielle Leitwert im nicht-linearen Transportbereich je eine Stufe zeigt, wenn die elektrochemischen Potentiale des Source-Kontakt und des Drain-Kontakt dem Maximum des Leitungsbandes im Kanal entsprechen. Eine Ableitung des differentiellen Leitwerts nach der Gatespannung zeigte für Kurzkanal-FETs eine Doppelpeakstruktur, die in Abhängigkeit der Gatelänge, der Vorwärtsspannung und unterschiedlicher Temperaturen untersucht wurde. Es konnte gezeigt werden, dass der Abstand der Doppelpeaks mit abnehmender Gatelänge zunimmt. Der Peakabstand erlaubt es, direkt die Gateeffektivität des FET zu bestimmen. Eingehend wurden derartige Kurzkanal-FETs durch NanoTCAD-

Programme theoretisch analysiert. Ein Vergleich zwischen Theorie und Experiment stellte klar, dass die Doppelpeakstruktur auf dem ballistischen Transport der Elektronen beruht. Es konnte gezeigt werden, dass sich mit zunehmender Temperatur der Abstand der Peaks verringert und schließlich oberhalb einer kritischen Temperatur für eine gegebene Vorwärtsspannung nicht mehr beobachtet werden kann, was auf eine Änderungen des Transportprozesses in Abhängigkeit der Temperatur von ballistischen, zu quasi-ballistischen hin zu diffusiven Transport gewertet wurde.

Lateral strukturierte Resonante Tunnelstrukturen

Vertikale, resonante Tunnelstrukturen (RTDs) auf der Basis von GaAs/AlGaAs/GaAs/AlGaAs/-GaAs Doppelbarrieren wurden mit Durchmessern bis hinab zu 75 nm hergestellt. Die so entstandenen RTD Türme wurde einzeln kontaktiert und bezüglich ihrer Strom-Spannungs-Charakteristiken in Abhängigkeit des Durchmessers und der Temperatur untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass hinsichtlich der Miniaturisierung zwei Transport-Bereiche unterschiedenen werden können. Für Strukturgrößen bis hinab zu 200 nm Durchmesser kann sowohl die Peakposition als auch der Maximalstrom beim resonanten Tunneln auf die Modifizierung des Ladewiderstands in den Kontakten durch die laterale Strukturierung zurückgeführt werden. Dies hebt deutlich die Rolle der Kontakte in nanoelektronischen Bauelementen hervorhebt und zeigt, dass diese in die entsprechenden Simulationen berücksichtigt werden müssen. Ab lateralen Strukturgrößen kleiner als 200 nm konnten Effekte der lateralen Quantisierung in der Doppelbarriere nachgewiesen werden, die zu einer Feinstruktur im Resonanzpeak führten. Auch für miniaturisierte RTDs war es möglich, mit Hilfe von NanoTCAD Simulationen eine quantitative Beschreibung der nanoelektronischen Eigenschaften mit einer hohen Präzision zu erhalten, was durch eine Berücksichtigung der Phononstreuung in der theoretischen Beschreibung erzielt wurde. RTDs wurden im Rahmen dieser Arbeit auch dazu genutzt, Rausch-Analysen miniaturisierter Bauelemente durchzuführen. Die Analyse zum Random-Telegraph Noise zeigte, dass eine Erhöhung des Fanofaktors für RTDs beim resonanten Tunneln auftritt. Dieses Ergebnis stellte klar, dass korrelierter Elektronentransport aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung auftritt und zu beachtlichen Modifikationen der Transporteigenschaften nanoelektronischer Bauelemente im nicht-linearen Transportbereich führen kann.

Flash-Speicher auf der Basis von selbstorganisierten Quantenpunkten

An nanostrukturierten Quantendrähten, in denen wenige, durch Selbstorganisation entstandene InGaAs Quantenpunkte eingebettet waren, konnte in der Strom-Spannungs-Kennlinie eine Verschiebung der Einsatzspannung von bis zu 3 V beobachtet werden, je nachdem, ob die Gatespannung von kleinen zu großen Spannungen oder umgekehrt variiert wurde. Ein direkter Vergleich mit ähnlichen Strukturen, die jedoch ohne InGaAs Quantenpunkte hergestellt worden sind, zeigte, dass die auftretende Hysterese auf das Laden bzw. Entladen der Quantenpunkte zurückgeführt werden kann. Eingehend wurden diese Quantenpunkt-Flashspeicher in Abhängigkeit unterschiedlicher Vorwärtsspannungen und Temperaturen untersucht. Speicherfunktionalität konnte für das Laden mit lediglich einem Elektron nachgewiesen werden. Durch Variation der Vorwärtsspannung war es möglich, das Laden der Quantenpunkte über ein in der Nähe der Quantenpunkte befindliches zweidimensionales Elektronengas zu beobachten. Aufgrund des geringen Abstands der Quantenpunkte zum leitfähigen Kanal und der geringen Abmessungen des Quantendrahtes konnte durch Laden der Quantenpunkte der Leitwert um bis zu 6 Größenordnungen verändert werden. Der Ladezustand wurde indirekt durch Messen des Leitwerts ermittelt und systematisch charakterisiert. Das Laden und Entladen der Quantenpunkte über ein zweidimensionales Elektronengas, das auf resonantem Tunnel und Coulombblockade beruht, könnte eine attraktive Alternative zum Fowler-Nordheim-Tunneln in aktuell verwendeten Flashspeichern sein, da die damit einhergehenden Alterungseffekte aufgrund des heißen Ladungsträgertransports vermieden werden.

Abstract

In this thesis electronic devices such as field effect transistors, electronic memory devices and resonant tunnelling have been examined with regard to new transport characteristics that have their origin in the miniaturization with extensions smaller than characteristic lengths. The motivation for this thesis was to be able to describe the physics of nanoelectronic devices via a new computer code: NANOTCAD not only by quality but also by quantity. The special emphasis of the transport examinations was on the non-linear transport regime for bias voltages with which the difference of the electro-chemical potentials in the active section of the devices is by far bigger than the thermic energy of the charges, for only in the non-linear transport regime we find the rectification and intensification necessary for the application of electronic devices. To achieve this it was necessary to characterize the devices in detail to have as many parameters for exact modelling as possible. Modulation-doped GaAs/AlGaAs heterostructures were chosen as basic material, for they can be produced in excellent structural quality with the help of molecular beam lithography at the Technical Physics department with attached microstructure laboratory. In this thesis first a method to determine the surface potential was developed and put into operation, a method that is based on the determination of the electron density of an electron gas near the surface in dependence of differently thick surface layers. We can see that the surface energy determined that way is an extremely sensible parameter for the description of miniaturized devices. To realize the miniaturized devices processing techniques of the nanostructure technology such as electron beam lithography and different etching techniques were used. With the electron microscopy the geometry of the nano-structured devices was exactly characterized. Transport measurements had been made to determine the input- and output characteristics with a temperature varying between 1 Kelvin and room temperature. The temperature-dependent analysis allow to analyze the role of inelastic scattering events in the sector of quasi-ballistic transport. The results of this thesis had been used to optimize the NANOTCAD simulation tools in a way that quantitative descriptions of strongly miniaturized electronic devices via an iterative solution algorithm of the Schroedinger equation and the Poisson equation in three dimensions are possible.

The thesis starts with an examination of many quantum dot contacts which had been realized by a depletion of an two-dimensional electron gas via tapered electrode structures. Variations of the split gate geometries had been registered statistically and then been compared to NANOTCAD simulations. An excellent accordance in the threshold characteristics of quantum dot contacts and quantum dots could be found which are based on the exact description of surface states and the registration of the real geometry that had been determined with the analysis of electron-microscopic recordings of the structures. From these basic characteristics of nanoelectronic devices three classes of devices on the basis of the GaAs/AlGaAs semiconductor systems had been analyzed in detail.

Field effect transistors in the ballistic transport regime

An emphasis of this thesis is the analysis of field effect transistors with gate lengths of only a few 10 nm, with gates widths of several 10 μm . So it was made sure that the electrons from source to drain pass the active sector underneath the gate ballistically, but without any lateral quantization effects. The FETs had been realized via definition of a metallic gate on the surface of a modulation-doped GaAs/AlGaAs heterostructure. The medium free length of the electrons with lower temperatures was more than 20 μm . On these short channel FETs in the differential conductance a signature was proved that has not been watched before; this signature could be traced back to the ballistic transport of the electrons by the FET. One could see that with a variation of the gate voltage the differential conductance in the non-linear transport sector shows one step each, if the electro-chemical potentials of the source-contact and the drain contact are equal to the maximum of the conductance band in the channel. A derivation of the differential conductance to the gate voltage clearly shows a double peak structure for short-channel FETs, which has been examined in dependence of the gate length, the bias voltage and different temperatures. One could see that the distance of the double peaks increases with decreasing gate lengths. The peak distance allows to determine the gate efficiency of the FET directly. Such short-channel FETs had thoroughly been analyzed theoretically by NANOTCAD programs. A comparison of theory and experiment made clear that the double peak structure is based on the ballistic transport of the electrons. It could be shown that the distance of the peaks decreases with rising temperatures and finally could not be watched at all above a critical temperature, which is an effect of a change in the transport process temperature-dependently from ballistic to quasi-ballistic to diffusive transport. . Laterally structured resonant tunnelling diodes

Laterally structured resonant tunneling diodes

Vertical resonant tunnelling diodes (RTDs) on the basis of al. doublebarriers have been miniaturized down to diameters of 75 nm. The RTDs were electrically contacted and investigated concerning the current-voltage-characteristics against the diameter and temperature. It is shown that two transport regimes can be distinguished by miniaturization. For diameters down to 200 nm both the peak position and the maximum current of the RTDs can be controlled by the serial resistor and emphasizes the role of the contact resistance. This clearly emphasizes the role of the contacts in nanoelectronic devices and shows that they have to be taken into consideration in the respective simulations. From lateral structure sizes smaller than 200 nm an effect of the lateral quantization in the double barrier could be proved that lead to a fine structure in the resonance peak. For diameters smaller than 200 nm lateral quantization effects could be observed. It is shown that the NANOTCAD software was capable of simulating these miniaturized RTDs quantitatively correct by implementing phonon scattering. Furthermore RTDs have been used for noise analysis of miniaturized devices. Random Telegraph Noise was investigated and the fano factor extracted from the Fourier spectra. It is shown that this fano factor is suppressed within the region before the maximum current and enhanced afterwards. Thereby it was demonstrated that correlated electron transport due to Coulomb interaction is the reason for a substantial modification of the transport properties of nanoelectronic devices in the non-linear transport regime.

Flash memories on the basis of self-assembled quantum dots

The threshold voltage shift in the current voltage characteristics of nanostructured quantum wires with few self-assembled quantum dots embedded have been investigated. Depending on the gate voltage a threshold voltage shift of up to 3 V was observed. Due to the fact that there was no threshold voltage shift in the characteristics of a quantum wire without quantum dots the findings were associated with the charging and discharging of the embedded quantum dots. Those quantum dot flash memories were tested for the dependence on bias, gate voltage and temperature. It is found that the memory was functional with the charging and discharging of a single electron. By variation of the bias voltage the charging of an electron close to a two dimensional electron gas could be demonstrated. Due to the small distance of the embedded Quantum dots the conductance of the channel could be changed by up to 6 orders of magnitudes. The charging state was identified by indirectly measuring the conductance through the quantum wire. The charging and discharging mechanism on the basis of direct tunnelling is an attractive alternative

to the Fowler-Nordheim tunnelling mechanism which is exploited for the present flash memories. Due to hot electrons in the Fowler-Nordheim tunnelling mechanism the material is subject to aging which is not the case for the direct tunnelling.

Kapitel 1

Einleitung

Im Jahr 1938 legte Claude Shannon mit *A Symbolic Analysis of Relay and Switching Circuits* die mathematischen Grundlagen der modernen Informationstheorie und Konrad Zuse stellte im selben Jahr mit dem ersten programmierbaren Automaten Z1 zur Lösung der 4 arithmetischen Grundoperationen den Grundstein der heutigen Computertechnik vor. Die Darstellung beliebiger Zahlen mittels des von Leibniz entwickelten Binärsystems erwies sich dabei als bis heute gültiges und erfolgreiches Grundprinzip jeden Rechners: *1* und *0* wurden direkt in messbare Größen wie *Strom ein* und *Strom aus* übersetzt. Nach den Gesetzen der Bool'schen Algebra war es möglich, diese logischen Zustände zu verarbeiten.

Ausgehend von der Z1 kam es zu einer Vielzahl von Weiterentwicklungen. So konnte 1941 bei dem Bau der Z3 vollständig auf Relais-technik umgestellt und der Prozessor von Speicher getrennt werden. Neben den Rechnern von Zuse wurde an der Universität von Pennsylvania der ENIAC entwickelt. Obwohl die Rechnerleistung im Laufe der Jahre stetig verbessert wurde, indem die Prozessoren komplexere Aufgaben u.a. durch einen größeren Speicher übernehmen konnten, blieb die Euphorie über die neue Entwicklung aus. Noch im Jahr 1943 schätzte IBM-Chef Thomas Watson den weltweiten Bedarf auf lediglich 5 Computer.

Die entscheidende Wendung ergab sich als 1948 Bardeen, Brittain und Shockley den ersten Transistor auf der Basis von Halbleitern entwickelten und sich mehrere Transistoren von Kilby und Noyce auf einem Kristall integrieren ließen (1959). Aus dieser monolithischen Integration resultierte eine drastische Verkleinerung der Prozessorabmessung und damit einhergehend ein starkes Ansteigen der Integrationsdichte. G. E. Moore formulierte 1965 aufgrund dieser rasanten Entwicklung das nach ihm benannte *Moore'sche Gesetz*, das eine Verdopplung der Packungsdichte etwa alle 18 Monate vorhersagt [Moo65] und bis heute ungebrochen gültig ist. Mittlerweile haben Standardprozessoren 6×10^6 Transistoren und eine Taktfrequenz von 4×10^9 Hz [Cor04].

Die größere Integrationsdichte bedingt eine größere Gesamtlänge der Leiterbahnen, die die Entwicklung der platzsparenden Multi-Layer-Technik forcierte. Der Nachteil dieser Technik ist die erschwerte Wärmeabfuhr aus dem Prozessor. Zwar kann durch Verringern der Versorgungsspannung die Verlustwärme reduziert werden, jedoch erhöht sich dadurch auch die Störanfälligkeit der Logikzustände, u. a. durch Miniaturisierungseffekte, wie z.B. Rauschen. Mit der weiteren Verkleinerung der Abmessungen von Transistor- und Speicherelementen beeinflussen Miniaturisierungseffekte zunehmend die Charakteristik des Bauelements, die auf die diskrete Ladung der Elektronen und der Wellennatur zurückgeht. Auch Rauschphänomene aufgrund der quantisierten Ladung der Elektronen gewinnen zunehmend an Bedeutung. Aus diesem Dilemma ergeben sich folgende Auswege: Zum einen kann die genaue Kenntnis über Quanteneffekte verwendet werden, die bestehenden Modelle zu erweitern, zum anderen könnten neuartige Ansätze für konventionelle Bauelemente den erhofften Ausweg bringen.

Das Ziel der in dieser Dissertation beschriebenen Arbeiten war die Untersuchung einer Reihe unterschiedlicher Miniaturisierungseffekte: Kurzkanaleffekte bei Feldeffekttransistoren, Rauschanalyse und Quantisierungseffekte bei Resonanten Tunneldioden und Coulombblockade bei Quantenpunktflashmemories. Zudem konnte eine bisher unbekannte Transporteigenschaft ballistischer Kurzkanalfeldeffekttransistoren beobachtet werden.

Im folgenden Kapitel wird zunächst auf die theoretischen Grundlagen mesoskopischen Transports eingegangen, der in hochbeweglichen Halbleiterschichtproben mit einem zweidimensionalen Elektronengas vorherrschend ist. Anschließend wird der ballistische Transport in 1d Drähten mittels des Landauer-Büttiker-Formalismus erläutert. Transportphänomene von 0d-Systemen, wie bei Quantenpunkten auftretende Coulombblockade, werden im Fall des Einzelquantenpunkts und gekoppelten Quantenpunkte veranschaulicht. Zum Abschluss des Kapitels werden Rauschmechanismen bei Resonanten Tunneldioden beschrieben.

Kapitel 4 befasst sich mit der experimentellen Analyse von Kurzkanalfeldeffekttransistoren. Transportmessungen zeigen Abweichungen zu den Kurzkanaleffekten von MOSFETs und eine Signatur ballistischen Transport, der auf das Drain Induced Barrier Lowering zurückzuführen ist.

Im nachfolgenden 5. Kapitel, werden Splitgatestrukturen untersucht, um ein neues Simulationswerkzeug, das im Rahmen eines von der Europäischen Gemeinschaft geförderten Projektes erstellt wurde, durch experimentelle Arbeiten, die hier vorgestellt werden, zu verifizieren.

Kapitel 6 behandelt Miniaturisierungseffekte von Tunneldioden. Durch Größenvariation des RTD-Durchmessers konnten laterale Quantisierungseffekte nachgewiesen werden. Mittels zeitabhängigen Messungen wurden Rauschanalysen hinsichtlich des Random-Telegraph-Noise und des Fano-Faktors durchgeführt.

Anschließend wird das Quantenpunktflashmemory in Kapitel 7 vorgestellt. Hystereseeffekte, wie sie zur Anwendung bei Flash-Speichern notwendig sind, werden auf charakteristische Größen, wie Haltezeit/Schreib/Lösch Zeiten untersucht. Zudem konnten Einzelelektroneneffekte von gekoppelten Quantenpunkten nachgewiesen werden.

Die Weiterentwicklung in einem Doppelquantenpunktflashmemory wird in Kapitel 8 vorgestellt. Hierbei werden ebenfalls die Nenngrößen ausgewertet.

Kapitel 2

Charakteristische Transporteigenschaften niederdimensionaler Elektronensysteme

In diesem Kapitel werden Transporteigenschaften niederdimensionaler Elektronensysteme am Beispiel der in dieser Arbeit untersuchten, miniaturisierten Bauelemente wie Feldeffekttransistoren (FETs), resonanten Tunneldioden (RTDs) und Quantenpunktflashmemories (QDFMs), die kleiner als charakteristische Streulängen der Elektronen sind, vorgestellt. Hierzu wird zunächst auf Kurzkanaleffekte von FETs eingegangen, dann werden ballistische Stromkanäle, in denen nur wenige transversale Elektronenmoden existieren am Beispiel von Quantenpunktkontakten theoretisch analysiert. Den Abschluss bildet eine Einführung in die Beschreibung der Strom-Spannungskennlinien von RTDs und QDFMs, die für die Analyse der in dieser Arbeit vorgestellten Experimente wichtig sind.

Bei hinreichender Miniaturisierung von Halbleiterbauelementen können heutzutage Strukturgrößen realisiert werden, die kleiner als charakteristische Streulängen der Ladungsträger sind. Für derartige, zumindest in einer räumlichen Dimension auf Nanometerskala strukturierten Halbleiter, können Transportphänomene beobachtet werden, die weder quantitativ noch qualitativ durch Gleichungen, die für die Analyse makroskopischer Bauelemente ihre Gültigkeit haben, beschrieben werden können.

Die Wellennatur der Elektronen spielt eine wichtige Rolle in den Transporteigenschaften von Leitern mit Ausdehnungen im Bereich der de Broglie Wellenlänge $\lambda = h/p$. Zur Beschreibung elektrischer Ströme in miniaturisierten, elektronischen Bauelementen sind z.B. quantenmechanische Effekte wie das Tunneln von Elektronen durch Barrieren in die theoretischen Betrachtungen heranzuziehen. Als Orientierung sei hier ein typischer Wert von 39 nm für die de Brogliewellenlänge von Elektronen mit einer Fermienergie von 15 meV in GaAs genannt.

Eine wichtige Größe zur Beschreibung von Transporteigenschaften niederdimensionaler Halbleiter stellt die Zustandsdichte der Elektronen dar, da sie direkt in die analytische Beschreibung von Messgrößen eingeht, z.B. den Strom-Spannungs-Kennlinien. Im Unterschied zu Elektronen im Leitungsband von Volumenhalbleitern, denen ein kontinuierliches Energiespektrum zur Verfügung steht, wird die Zustandsdichte für ein zweidimensionales System durch die Stufenfunktion Θ beschrieben:

$$D_{2d} = \frac{g_s g_v m^*}{2\pi \hbar^2} \sum_n \Theta(E - E_n),$$

mit der Spin- und Valleyentartung g_s und g_v , der effektiven Masse m^* und der Energie des Subbands E_n .

Wird ein weiterer Freiheitsgrad der Bewegung durch Strukturierung auf der Skala der de Broglie-Wellenlänge eingeschränkt, können sich die Ladungsträger nur noch entlang einer Achse frei bewegen. Zwar können Quantisierungseffekte oft auf wenige Naturkonstanten wie z.B. die Ladung e des Elektrons und das Planck'sche Wirkungsquantum h zurückgeführt werden, dennoch ist bei weitem nicht die Physik von mesoskopischen Bauelementen verstanden. Dies gilt sicherlich für den sogenannten nicht-linearen Transport Bereich, wenn Potentialdifferenzen zwischen unterschiedlichen Kontakten die thermische Energie kT um ein Vielfaches übersteigen.

Im Folgenden wird für den linearen Transportbereich mit Hilfe der Zustandsdichte ein charakteristisches Kennzeichen ballistischen Transports in eindimensionalen Elektronensystem, die Quantisierung des Leitwerts, analog eines Ansatzes der auf R. Landauer [Lan57] zurückgeht, hergeleitet. Für den elektrischen Strom durch einen Leiter gilt:

$$I = \int_0^\infty dk v(k) D_{1d}(E) f_l(k) T(E) - \int_0^\infty dk' v(k') D_{1d}(E) f_r(k) T(E'),$$

mit der Geschwindigkeit der Elektronen $v(k)$, der Zustandsdichte D_{1d} , der Fermiverteilung $f_i(k)$ und der Transmissionswahrscheinlichkeit $T(E)$. Hierbei beschreibt der 1. Term den elektrischen Strom erzeugt durch Elektronen, die aus dem linken Elektronenreservoir l in das rechte Elektronenreservoir r durch einen eindimensionalen Kanal transmittiert werden. Der zweite Term berücksichtigt Elektronen, die den Kanal in entgegengesetzter Richtung passieren. Durch geeignete Substitution und Integration über alle möglichen Energiezustände gilt im Limit kleiner Temperaturen:

$$I = \frac{2e}{2\pi} \left(\int_0^{\mu_l} dE \frac{dk}{dE} v(k) T(E) - \int_0^{\mu_r} dE \frac{dk'}{dE} v(k') T(E) \right) = \frac{2e}{2\pi} \int_{\mu_r}^{\mu_l} dE T(E).$$

Für den linearen Transportbereich mit Vorwärtsspannungen kleiner als kT/e kann angenommen werden, dass die Transmissionswahrscheinlichkeit nicht von der Energie abhängt. Dann

gilt:

$$I = \frac{2e}{h}(\mu_l - \mu_r)T.$$

Die Reflexion von Elektronen wird hierbei durch folgenden Substitution berücksichtigt $eV = \mu'_l - \mu'_r$. Die Elektronendichte im linken Elektronenreservoir kann dann beschrieben werden:

$$n'_l = \frac{2}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dk f'_l(E) = \frac{2}{2\pi} \int_0^{\infty} dk [(1 + R)f_l(E) + Tf_r(E)].$$

Eine analoge Betrachtung für Elektronen aus dem linken Reservoir zeigt schliesslich, dass für Potentialdifferenzen gilt: $\mu'_l - \mu'_r = (1 - T)(\mu_l - \mu_r)$.

Für den Leitwert hinsichtlich einer 2 Terminal-Messung gilt unter Berücksichtigung von Reflexion:

$$G = G_0 \frac{T}{1 - T},$$

mit dem Leitwertquant

$$G_0 = \frac{2e^2}{h} \cong \frac{1}{12.907 \text{ k}\Omega}.$$

Hingegen erlaubt eine Messung mit 4 Kontakten, den Spannungsabfall eV direkt am 1d Kanal abzugreifen [PSP⁺01]. Dieser kann somit durch $eV = \mu_l - \mu_r$ ausgedrückt werden und es gilt für den Leitwert $G = G_0 T$. Diese von R. Landauer vorgestellte Theorie zur analytischen Beschreibung von Elektronentransport in einem 1d-Kanal im Rahmen eines kohärenten Streuprozesses wurde von M. Büttiker auf Bauelemente mit n Kontakten verallgemeinert. Dieser Formalismus wird daher in der Literatur als Landauer-Büttiker-Formel bezeichnet [BILP85].

Seit Anfang 1980 erlaubten die Methoden der Nanostrukturtechnik wie z.B. die Elektronenstrahlolithographie, Strukturen auf der Skala kleiner als 100 nm kontrolliert herzustellen. Diese Verfahren konnten inzwischen soweit verfeinert werden, dass Strukturauflösungen im Bereich weniger nm erreicht werden [KEKF99]. Die zunächst in metallischen Systemen studierten Kanaleinschnürungen [Sha69, SB69] wurden seit dieser Zeit intensiv in Halbleitern untersucht. Hierzu wurden z.B. aufeinander zulaufende, spitze Elektroden dazu verwendet, ein unterhalb der Elektroden liegendes 2D Elektronengas zu verdrängen. Diese Split-Gate-Strukturen ermöglichten es, selektiv in Abhängigkeit der Gate-Spannung 1D-Subbänder zu bevölkern [vWvHB⁺88, vHW92, TBS⁺89, BvH91]. An derartigen Split-Gate-Strukturen konnte erstmals die Leitwertquantisierung beobachtet werden, die als Kennzeichen ballistischen Transports gewertet wird. [vWvHB⁺88, WTN⁺88, GLKS88, WPN⁺89, WPN⁺89, vHW92].

Parallel zur experimentellen Beobachtung ballistischen Transports in niederdimensionalen Elektronensystemen beschäftigten sich eine Vielzahl theoretischer Arbeiten mit der quantenmechanischen Beschreibung mesoskopischer Transportphänomene. Es zeigte sich jedoch bald, obwohl typische Kennzeichen von ballistischen und kohärenten Transports wie z.B. die Höhe der Stufen bei der erwähnten Leitwertquantisierung analytisch beschrieben werden können, dass in extrem miniaturisierten Bauelementen kleine Störungen zu mitunter beachtlichen Veränderungen in den Transporteigenschaften führen, die nicht mit den gängigen Modellen erfasst werden konnten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Transportuntersuchungen an unterschiedlichen, auf Nanometerskala strukturierten Bauteil-Familien durchgeführt und eine möglichst detaillierte Charakterisierung zum Aufbau vorgenommen, um in Kooperation mit auf dem Gebiet der physikalischen Modellierung arbeitenden Arbeitsgruppen einen Code zu entwickeln, der eine möglichst detaillierte Beschreibung der Nanostrukturen hinsichtlich elektronischer Eigenschaften berücksichtigt. Insbesondere bestand ein Ansatz darin, die Lage des Ferminiveaus möglichst genau durch Analyse des Probenaufbaus, der Dotierung und der lateralen Strukturierung zu bestimmen, da die Lage des Fermi-Niveaus wichtige Parameter wie z.B. die Einsatzspannung bestimmt.

Ausgangsmaterial der Untersuchungen bildeten zweidimensionale Elektronengase (2DEG). Ein 2DEG kann sich an der Grenzschicht zweier Halbleiter unterschiedlicher Bandlücke formen, wie es in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt ist. Es kommt zur Bandverbiegung und es bildet wie in Abbildung 2.1 C schematisch dargestellt im Bereich des Heteroübergangs in erster Näherung ein Dreieckspotential aus [SDG⁺79b, FG97a].

Ist die Fermienergie so groß, dass in diesem Dreieckspotential nur das erste Subband besetzt ist, spricht man von einem zweidimensionalen Elektronengas (2DEG). 2DEGs bilden die Grundlage vieler mesoskopischer Strukturen. In der Literatur spielt daher die analytische Beschreibung von 2DEGs und auf 2DEGs basierenden niederdimensionalen Elektronensystemen eine wichtige Rolle. Eine Vielzahl der Ansätze zur theoretischen Beschreibung von 2DEGs basiert auf der iterativen Lösung der Schrödingergleichung und der Poissongleichung, die z.B. elektrische Felder durch ionisierte Donatoren berücksichtigt. Es zeigt sich aber, dass gerade für extrem miniaturisierte Bauelemente allein die Modellierung von Ladung innerhalb der Struktur keine zufriedenstellende Beschreibung von z.B. Strom-Spannungskennlinien liefert. Dies wurde unter anderem auf die Vernachlässigung von Oberflächenzuständen und der Rolle der Oberfläche überhaupt zurückgeführt [IMA⁺00]. So konnte bereits gezeigt werden, dass unter der Annahme eines perfekten Fermi-Level Pinnings [Sze02, LBL92] an der Oberfläche keine ausreichende quantitative Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen erreicht werden kann

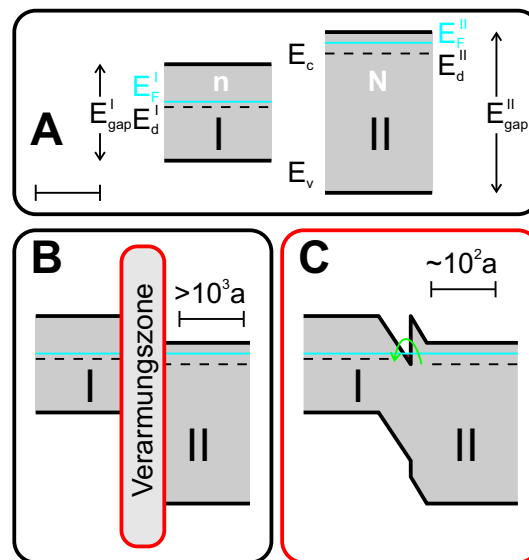


Abb. 2.1: Schematische Darstellung von zwei Halbleitern mit verschiedenen Energiebandlücken, wobei der rechte Halbleiter stark (N, II) dotiert ist, hingegen der linke intrinsisch leitend (n, I). a ist die Gitterkonstante. Bei elektrischem Kontakt findet ein Ladungstransport statt und es kommt zu einer Bandverbiegung. Elektronen werden an der Grenzschicht lokalisiert. Es bildet sich in guter Näherung ein Dreieckspotential aus.

[IMA⁺00]. Andere Ansätze, z.B. über Benedikt-Neumann-Randbedingungen [LS86, Sto93], konnten zwar eine qualitative Beschreibung liefern, jedoch erlauben auch diese Methoden keine zufriedenstellend quantitative Beschreibung der Experimente [May86, CP94, DL94, DL95, DLS95].

In dieser Arbeit wurden nun eingehend nanoelektronische Bauelemente charakterisiert und deren Transporteigenschaften untersucht, um einen auf Arbeiten von Sze basierenden Ansatz [Sze81] zur Beschreibung von Metall-Halbleiter Kontakten hinsichtlich der Berücksichtigung von Oberflächenzuständen im Rahmen eines Lösungsalgorithmus von Poisson-Schrödinger Gleichungen zu testen. Im Wesentlichen basiert diese Methode auf 2 zusätzlichen Parametern zur Beschreibung von Oberflächenzuständen: der effektiven Arbeitsfunktion Φ^* der Oberfläche und der Zustandsdichte der Oberflächenzustände pro Flächeneinheit D_s [PIK⁺02, FIM02a, IMA⁺00, PI02]. Hierzu ist in Abbildung 2.2 schematisch das Energiediagramm eines Halbleiter-Luftübergangs dargestellt, in dem neben der eben erwähnten Zustandsdichte und effektiven Arbeitsfunktion auch die Elektronenaffinität χ und die Energiebandlücke E_g eingezeichnet wurde. Für den Grenzfall, dass es keine Oberflächenladungen gibt, ist die effektive Arbeitsfunktion $q\Phi^*$ durch den Energieunterschied aus Vakuum- und Fermienergie bestimmt, also $E_0 - E_F \mapsto q\Phi^*$. Für den anderen Grenzfall, $D_s \rightarrow \infty$, dominiert das Fermienergiepinning an der Oberfläche das Fermienergie des gesamten Halbleiters, so dass gilt $E_0 - q\Phi^* \mapsto E_F$ [CSSL88, Tun93] und $q\Phi^*$

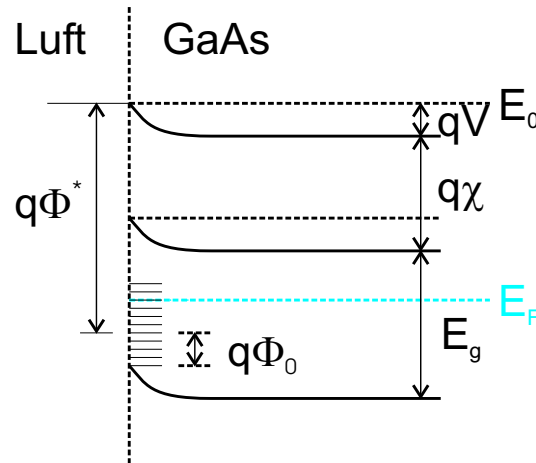


Abb. 2.2: Energiebanddiagramm für einen Halbleiter-Luftübergang. Neben der Fermienergie E_F ist auch die effektive Austrittsarbeit Φ^* gezeigt. Über die Elektronenaffinität χ und die Energielücke E_g kann in Grenzfällen die effektive Austrittsarbeit berechnet werden.

wird dabei zu einer normalen Arbeitsfunktion, wie es z.B. bei einem Metall-Halbleiterübergang der Fall ist [Sze02].

Die Oberflächenladungsdichte ergibt sich damit zu $\rho_{ss} = -qD_s [E_F - (E_0 - q\Phi^*)]$. Mit dem elektrischen Feld $\vec{E}\vec{n} = \rho_{ss}/\epsilon$ und der Oberflächennormalen \vec{n} wird zur Berechnung der Energieverhältnisse im Halbleiter von der Poissongleichung ausgegangen:

$$\nabla[\epsilon(x)\nabla\phi(x)] = -\rho(x), \quad (2.1)$$

mit dem Potential $\phi(x)$, der Dielektrizitätskonstante $\epsilon(x)$. $\rho(x)$ berücksichtigt die Ladungsträgerdichte, von Löchern, Elektronen, ionisierten Donatoren und Akzeptoren aber auch Oberflächenladungen. Die Lösung dieser Poissongleichung wird als Leitungsbandterm in die Schrödingergleichung zur Beschreibung des 2DEGs substituiert und numerisch gelöst¹. Schließlich ergibt sich die Elektronendichte n im 2DEG zu:

$$n(x) = \frac{g}{\pi} \frac{2m_x k_b T}{\hbar^2} \sum_i |\psi_i(x)|^2 \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_i}{k_b T} \right) \right], \quad (2.2)$$

mit g dem Entartungsfaktor (1 für GaAs) und E_i den Eigenwerten zu den Eigenfunktion ψ_i . Der Berechnung lag eine selbstkonsistente, iterative Methode zu Grunde.

Um die für diese Berechnungen entscheidenden Parameter Φ^* und D_s möglichst genau angeben zu können, ist es entscheidend, sowohl die Hintergrunddotierung N_a [LHM90, SBE⁺99],

¹Das entsprechende Simulationstool ist im Internet unter <http://vonbiber.iet.unipi.it/> (Stand: April 2004) zugänglich [Ian01, Ian02, Ian03].

z.B. durch Hintergrundverunreinigung, als auch die aktive Dotierung N_d möglichst genau bestimmen zu können [CP94, DL94, DL95, DLS95, LS86, Sto93]. Nur so kann eine auch quantitativ richtige Beschreibung erreicht werden. Hierzu wurde zunächst die Sensitivität der 2DEG-Elektronendichte in Abhängigkeit z.B. der Oberflächenschichtdicken benutzt, um Φ^* und D_s zu bestimmen. Für große Spacerschichtdicken hängt n_{2d} hauptsächlich von N_a ab und nur wenig von N_d , D_s und Φ^* (Verhältnis von 10^3 bis 10^5). N_a wird folglich bei maximaler Spacerschichtdicke extrahiert, um dann aus einer Variation der Schichtdicken, die durch Abtragen der oberen Strukturschichten mittels nasschemischem Ätzen erreicht wurden, N_d zu erhalten. Die restlichen beiden Parameter Φ^* und D_s können im Bereich größerer Variationen der Spacer und Capschichtdicke gefittet werden.

Um eine derartige Analyse durchführen zu können, wurden zwei unterschiedliche Probensätze von modulationsdotierten GaAs/AlGaAs Heterostrukturen hergestellt und die Elektronenkonzentration mittels Hall-Messungen für verschiedene Schichtdicken bestimmt (Abbildung 2.1). Die hierfür verwendeten Proben sind in derselben Molekularstrahlepitaxie-Anlage² in zeitlich direkter Reihenfolge hergestellt worden. Mit Hilfe dieser Anlage war es möglich, 2DEGs hoher Güte die nur 50 nm unterhalb der Probenoberfläche liegen mit Beweglichkeiten von 10^6 cm²/Vs zu realisieren. Gerade für die Herstellung von hochmobilen 2DEGs ist es essentiell, dass Wachstumsparameter wie Ofen- und Substrattemperaturen präzise [FHKP98, DFM⁺82, WWE89, MSWE80, SS84] eingestellt werden können und dass ungewollte Dotierung als auch Materialfluktuationen möglichst gering gehalten werden. Für die nachfolgend angeführte Analyse wurde daher davon ausgegangen, dass die Dotierungskonzentration (N_a und N_d) bei gleichen Wachstumsparameter in den verschiedenen Strukturen annähernd gleich ist. Abbildung 2.1 zeigt schematisch den Unterschied zwischen den beiden Probenserien: links wurde die Deckschicht sukzessive durch nasschemischen Ätzprozess entfernt, rechts wurde eine unterschiedlich dicke Spacerschicht gewachsen. Die Beweglichkeit der Elektronen im 2DEG und deren Konzentration wurde zum einen an einem Probensatz bestimmt, bei dem die Dicke der undotierten AlGaAs Spacerschicht zwischen 20 und 60 nm in Schritten von 10 nm variiert wurde, wobei alle anderen Wachstumsparametern konstant gehalten wurden. Die so gewonnenen Ladungsträgerkonzentrationen³ in Abhängigkeit der Schichtdicke sind im linken Teilbild von Abbildung 2.4 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass n_{2d} mit zunehmender Dicke des Spacer von 20 nm nach 60 nm um mehr als die Hälfte nach 1×10^{11} cm⁻² abnimmt. Zum anderen wurde n_{2d} in Proben bestimmt bei denen die Capschicht in Schritten zwischen 5-10 nm suk-

²MBE-Anlage: Eiko C

³Die Bestimmung sowohl der Beweglichkeit als auch der Elektronendichte erfolgte mittels einer Standard-DC-Hall-Messung in van-der-Pauw-Geometrie [NCWB89].

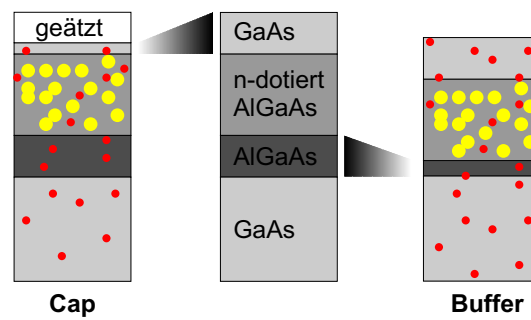


Abb. 2.3: Die Beweglichkeit und Konzentration der Ladungsträger eines HEMTs (mitte) wurde in Abhängigkeit der Ätztiefe (links) und der Buffer-Schicht (rechts) untersucht. Dadurch konnte sowohl die ungewollte Hintergrunddotierung N_a (rot), als auch die gewollte Dotierung N_d (gelb) ermittelt werden.

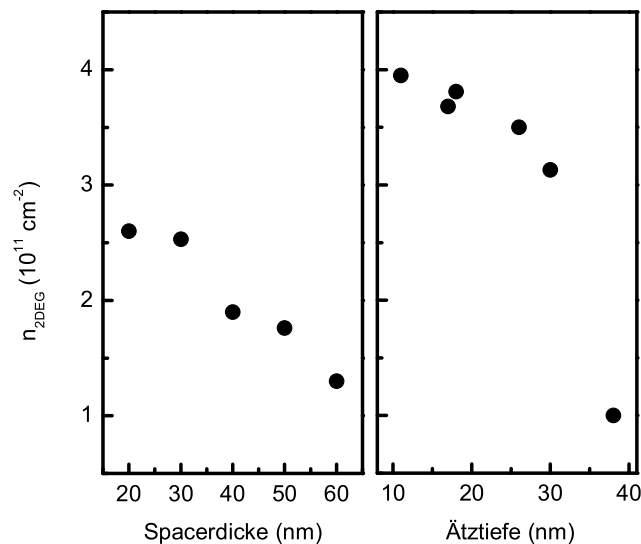


Abb. 2.4: Elektronenträgerkonzentration in Abhängigkeit der Spacerschichtdicke (linkes Teilbild) und in Abhängigkeit der Tiefe, der durch nasschemisches Ätzen abgetragenen oberen Halbleiterschicht (rechtes Teilbild).

zessive nasschemisch abgeätzt worden ist (rechtes Teilbild). Zur weiteren Auswertung wurden unterschiedliche Teile des Graphen verwendet. Einerseits der Teil in dem die Proben dem ursprünglichen Aufbau am nächsten kommen, d.h. bei maximaler Spacer- und Capschichtdicke, und andererseits der Teil bei dem Spacer und Cap sehr stark variiert wurden. Im ersten Bereich wird durch kleine Variation der Cap- und Spacerschicht der grundlegende Aufbau der Probe nicht verändert, so dass bei der Berechnung der Energiebänder des Halbleiters hauptsächlich die Dotierkonzentrationen eingehen. Um einen Prozessierungsbedingten Einfluss auf

	geringe Äztiefe quasi GaAs	große Äztiefe quasi AlGaAs
	Oberfläche	
N_a	$3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$	
N_d	$5 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$	
D_s	$5 \times 10^{16} \text{ eV}^{-1} \text{ m}^{-2}$	$6 \times 10^{16} \text{ eV}^{-1} \text{ m}^{-2}$
Φ^*	4.85 eV	4.15 eV

Tab. 2.1: Parametersatz zur Beschreibung der in Abb. 2.4 gezeigten Elektronenkonzentrationen in Abhängigkeit der Spacerdicke und Tiefe der durch Ätzverfahren abgetragen obereren Schichten einer GaAs/AlGaAs HEMT Struktur.

n_{2d} auszuschließen, wurde auch bei maximaler Capschichtdicke ein nasschemischer Ätzprozess eingeschaltet. Wie vorher beschrieben wird auf diese Weise N_a und N_d bestimmt. Sehr viel gravierender sind die Auswirkungen auf das System Halbleiter im zweiten Bereich, wenn die Capschicht oder die Spacerschicht sehr stark verändert wird und so die geometrischen Abmessungen nicht mehr zu vernachlässigen sind. So liegt im Fall einer geringen Äztiefe eine quasi reine GaAs Grenzschicht vor, die durch hinreichend tiefes Ätzen in eine reine AlGaAs Grenzschicht übergeht. Ähnlich ist der Einfluss einer verringerten Spacerschicht. Dadurch werden Parameter, wie effektive Arbeitsfunktion oder Oberflächenzustandsdichte, drastisch verändert. Aus der gezeigten Abhängigkeit kann auf diese Weise durch die NANOTCAD-Simulation die entsprechenden Parameter mittels Anpassung extrahiert werden, die die Grundlage für später beschriebene, elektrische Beschreibungen zu aus 2DEGs basierten Bauelementen bilden.

Eine detaillierte Simulation der hier erwähnten und im Rahmen dieser Arbeit experimentell untersuchten Schichten erlaubte es [PI02, FIM⁺02b, FIM02a], die für eine theoretische Beschreibung von auf GaAs/AlGaAs basierenden, miniaturisierten Bauelemente notwendigen Systemparameter (Φ^* , D_s , N_a , N_d) zu bestimmen, die in Tabelle 2.1 zusammengefasst sind.

2.1 Kurzkanaleffekte

Bei hinreichender Miniaturisierung elektronischer Bauelemente werden Abmessungen erreicht, so dass die Ladungsträger aktive Bereiche, wie den Kanal unterhalb eines Gates zwischen Source und Drain eines Transistors passieren können, ohne inelastisch gestreut zu werden. Dieser ballistische Transportbereich ist für die Anwendung von Transistoren besonders attraktiv. Die Geschwindigkeit der Elektronen entspricht der Fermigeschwindigkeit der Elektronen im

Sourcekontakt und kann Werte im Bereich 1 % von c_0 erreichen⁴. Ballistische Transistoren können daher für Gatelängen im Bereich von nur wenigen 10 nm Schaltzeiten im Bereich von THz besitzen [AFS⁺95, KSC88]. Zudem zeichnet sich ballistischer Transport dadurch aus, dass die Elektronen nicht inelastisch streuen und somit nicht zu einer Erwärmung des Bauteils beitragen. Mit der Verkleinerung von Transistoren gehen aber auch für den Betrieb von Transistoren als negativ erachtete Effekte einher, die auf das Tunneln von Elektronen durch z.B. die Kanalbarriere oder den zunehmenden Einfluß der Vorwärtsspannung auf die Kanalbarriere zurückgeführt werden können. Negativ deshalb, weil entweder der Tunnel-/Leck-Strom an sich das Bauteil in seiner Qualität⁵ herabsetzt oder weil die entsprechenden Effekte mit handelsüblichen Simulationswerkzeugen, wie z.B. TITAN, nicht genau genug erfasst werden können. Die Transistorenmodelle behandeln und kennen verschiedene Miniaturisierungseffekte. So gibt es neben den hier vorgestellten Kurzkanaleffekten auch Transistoreigenschaften, die auf einen engen Kanal zurückgeführt werden können. Sie wurden als Kurz- und Schmalkanal-Effekte zusammengefasst.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Hochbeweglichkeitstransistor untersucht, die zwar eine große Kanalweite besitzen, deren Gatelänge jedoch sehr gering war, so dass Kurzkanaleffekte zu erwarten waren. Bei der Klasse der Kurzkanaltransistoren spielt das laterale, elektrische Feld mit der Verkürzung der Gatelänge bezüglich der Verarmung des Kanals eine zunehmend wichtige Rolle. Im folgenden werden sogenannte Kurzkanaleffekte vorgestellt und deren Ursprung durch Modelle theoretisch analysiert.

Das Prinzip eines Feldeffekttransistors beruht auf der Kontrolle des Kanalwiderstands über bis zu 8 Größenordnungen⁶ für z.B. Si MOSFETs⁷ durch ein Gate. Eine Spannungsdifferenz zwischen Gate und Kanal erzeugt ein elektrisches Feld, das den Widerstand des Kanals effektiv kontrolliert. Eine sehr bildliche und eindrucksvolle Darstellung zur Wirkungsweise ist u.a. im Internet⁸ zu finden.

Die MOSFET Charakteristiken können generell in verschiedene Bereiche aufgliedert werden: linearer Arbeitsbereich, Sättigungs- und Sperrbereich. Im linearen, sogenannten ohmschen Bereich ist der Strom durch den MOSFET direkt proportional zur angelegten Vorwärtsspannung und wird durch die Schwellenspannung V_{th} vom Sperrbereich und durch die Knickspannung V_{sat} vom Sättigungsbereich abgegrenzt. Aufgrund der endlichen Anzahl freier Ladungsträger

⁴Unter der Annahme einer Fermienergie von 15 meV.

⁵z. B. Stromverbrauch und damit Wärmeproduktion

⁶Fairchild Semiconductors MOSFET 2N7000

⁷Andere Abkürzungen sind: MISFET für metal-insulator-semiconductor field-effect transistor, MOST für metal-oxide-semiconductor transistor und IGFET für insulating-gate field-effect transistor.

⁸<http://www.kjanssen.de/Studium/Forschungen/Diplomarbeit/da/weTEiS/weteis/> (Stand: April 2004)

im leitenden Kanal gibt es eine maximale Stromdichte durch einen MOSFET. Beide Kenngrößen können durch Verändern der Gatespannung beeinflusst und durch Formeln beschrieben werden, die lineare Abhängigkeiten von den geometrischen Abmessungen des MOSFETs enthalten. Die genaue Kenntnis über diese Kenngrößen definieren die Einsatzfähigkeit des MOSFETs.

2.1.1 Schwellenspannung

Während die Schwellenspannung bei großen Gatelängen unabhängig von der angelegten Source-Drainspannung ist, verschiebt sich diese bei geringen Gatelängen zu geringeren Werten [ISK⁺99, CCW⁺02], was über das Modell der gemeinsamen Ladungen [Yau74] erklärt wird.

Die Gleichungen zur Beschreibung der elektrischen Charakteristik eines Transistors konzentrieren sich auf die Raumladungszone des Gates [Sze02, TS02, Hof03]. Durch Anlegen einer entsprechenden Spannung wechselwirken die Ladungsträger der Gate-Raumladungszone mit dem elektrischen Feld des Gates, wodurch effektiv die Leitfähigkeit des Kanals beeinflusst wird. In dem Gebiet von Source und Drain existiert neben der Raumladungszone des Gates auch die von Source und Drain. Die Ladungsträger in diesen Bereichen zählen jeweils zu zwei Raumladungszonen, wodurch der Begriff der gemeinsamen Ladung zustande kommt und unter diesem auch die Erklärung eines Kurzkanaleffekts zu finden ist. In Abbildung 2.5 ist der Querschnitt durch ein MOSFET schematisch gezeigt. Aus dem oberen Teilbild kann man die rechteckige, gelb hinterlegte Raumladungszone unterhalb des Gates erkennen, die durch die dotierten Kontaktbereiche eingegrenzt wird und bei entsprechenden Spannungen den leitfähigen Kanal bildet. Das untere Teilbild zeigt den Nahbereich des Übergangs von Kontakt zu Kanal. Die Punkt-Linie deutet den elektrostatischen Einfluss und damit die Raumladungszone der Kontakte an und die Strich-Punkt-Linie die des Gates. Da die Ladungsträger in diesem Bereich quasi gleichermaßen mit Gate- und Kontaktfeld wechselwirken, das einer Aufteilung der Ladungsträger entspricht, muss eine effektive Gatelänge L' eingeführt werden. In dieser neuen Betrachtungsweise werden nur noch die Ladungsträger in dem gelb hinterlegten Bereich dem Gate zugerechnet, die in dem rot hinterlegten Dreieck (Δ) dagegen dem Kontakt. Für hinreichend große Gatelängen $L \gg \Delta$ ist daher kein Gatelängeneinfluss in der Einsatzspannung zu erkennen, für kleine Gatelängen dagegen schon.

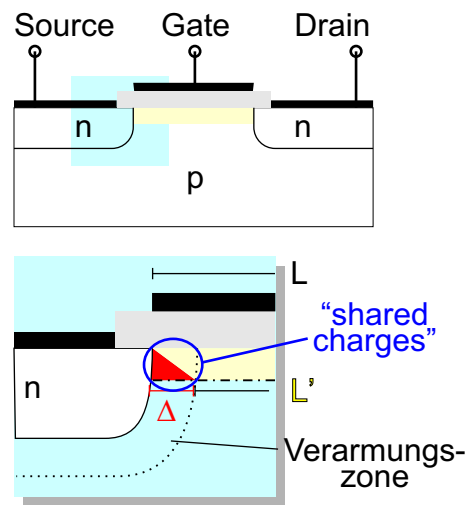


Abb. 2.5: Schematische Darstellung des Querschnitts durch ein n-MOSFET. Oberes Teilbild: MOSFET mit Source-, Drainkontakt und metallischem Gate, mit entsprechenden n und p dotierten Bereichen. Unteres Teilbild: Kontakt-Kanalübergang im Nahbereich mit entsprechenden Verarmungszonen als Strich/Strich-Punkt-Linie gekennzeichnet. Ladungsträger im Übergangsbereich werden durch elektrische Felder des Kontakts als auch vom Gate kontrolliert.

2.1.2 Drain Induced Barrier Lowering (DIBL)

Werden die Gatelängen weiter verkleinert, so muss das Modell der geteilten Ladung auf die gesamte Kanallänge angewandt werden⁹. Abbildung 2.6 veranschaulicht diesen Effekt durch Vergleich zweier MOSFETs unterschiedlicher Gatelänge. Das obere Teilbild (grün hinterlegt) zeigt schematisch den Querschnitt durch ein MOSFET, bei dem die kleine Gatelänge eine Einsatzspannungverschiebung erwarten lässt¹⁰. Das Beispiel eines MOSFETs mit noch stärker reduzierter Gatelänge ist in dem unteren Teilbild (blau hinterlegt) gegeben. Während in dem vorher diskutierten Fall der Einsatzspannungverschiebung die gemeinsamen Ladungen auf der Source- und Drainseite unabhängig voneinander behandelt werden konnten, ist dies für noch geringere Gatelängen nicht mehr möglich. Beide Kontaktbereiche beeinflussen das Potential über den gesamten Kanal hinweg.

Im mittleren Teilbild von Abbildung 2.6 ist der entsprechende Potentialverlauf längs des Kanals für die gegebenen Beispiele für unterschiedliche Vorwärtsspannungen gezeigt. Bei großen Gatelängen (grün) verändert sich das Potentialbild für unterschiedliche Vorwärtsspannungen kaum. Bei den blau angedeuteten kleinen Gatelängen jedoch gibt es einen signifikanten Unterschied zwischen unterschiedlichen Vorwärtsspannungen. Aufgrund des elektrostatischen Ein-

⁹Dies ist ein nur sehr unzulängliches, dafür aber gut vorstellbares Modell.

¹⁰siehe Abschnitt 2.1.1

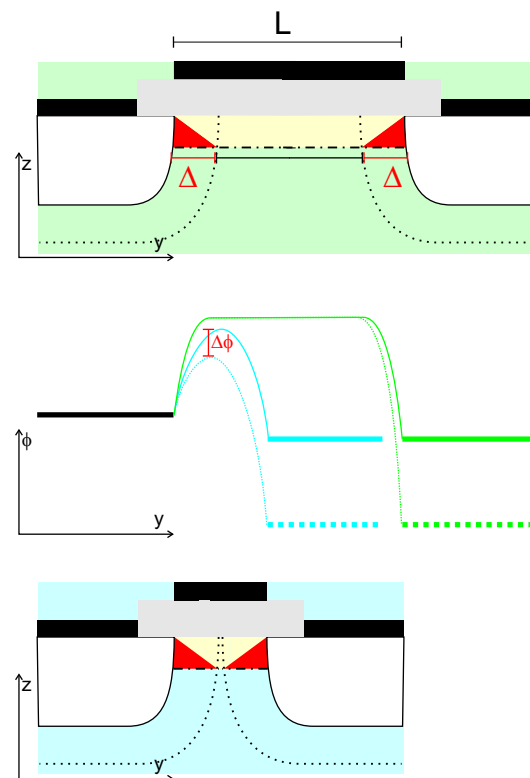


Abb. 2.6: Oberes und unteres Teilbild: Schematische Darstellung des Querschnitts durch ein MOSFET längs des leitfähigen Kanals für zwei Gatelängen. Mittleres Teilbild: entsprechendes Potentialprofil für zwei Vorwärtsspannungen. Aufgrund des DIBL kommt es zu einer Potentialerniedrigung $\Delta\phi$ unterhalb des Gates.

flusses der Drainspannung auf den Kanalbereich wird in diesem die Potentialbarriere vermindert ($\Delta\phi$), so dass es zu einer von der Vorwärtsspannung abhängigen, zusätzlichen Verschiebung der Einsatzspannung kommt. In linearer Näherung ist diese $\propto V_{ds}$. In Abbildung 2.7 ist der schematische Verlauf der $V_{th}(L)$ -Charakteristik für zwei verschiedene Vorwärtsspannungen gezeigt: $V_{d1} \sim 0$, $V_{d2} > V_{d1}$. Im Grenzfall für große Gatelängen L die Einsatzspannungen unabhängig von der Gatelänge. Erst mit abnehmender Länge werden die Abweichungen von dem idealen, konstanten V_{th} -Wert aufgrund der Einsatzspannungverschiebung nach 0 ($\Delta V_{th, EV}$) deutlich. Der DIBL verstärkt die Verschiebung um $\Delta V_{th, DIBL}$.

2.2 Quantentransport in niederdimensionalen Stromkanälen

Mittels der von Esaki und Tsu bereits 1974 vorgeschlagenen modulationsdotierten Heterostrukturen, die von Dingle [DSGW78, SDG⁺79a] *et al* 1978 erfolgreich verwirklicht werden

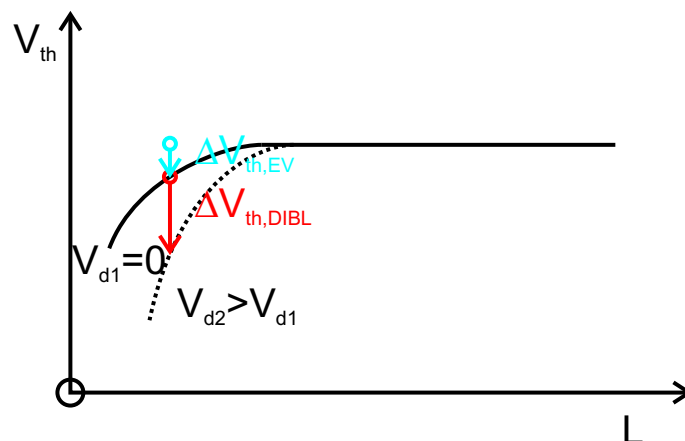


Abb. 2.7: Schematische Darstellung der Schwellenspannung in Abhängigkeit der Gatelänge für ein NMOS für zwei unterschiedliche Vorwärtsspannungen $V_{d1} \sim 0$ und $V_{d2} > V_{d1}$. Exemplarisch sind für eine Gatelänge die Verschiebungen aufgrund der geteilten Ladung bei V_{d1} um $\Delta V_{th, EV}$ und erneut um $\Delta V_{th, DIBL}$ bei V_{d2} wegen des DIBL aufgetragen.

konnte, wurde ein zweidimensionales Elektronengas geschaffen¹¹. Durch die Verbesserung der lithographischen Techniken [HHJ⁺80, HCJ⁺83, TJH⁺81, CHJM83, RWMP87, FPC78] konnten schließlich auf der Basis früher Experimente von Sharvin [Sha69, SB69] *et al*, Quantenpunktkontakte hergestellt und nichtlinearer Stromtransport in Halbleitersystemen beobachtet werden[vWvHB⁺88, WTN⁺88].

Eine kompakte, theoretischen Beschreibungen der Leitwertquantisierung geht auf die Gleichungen von Landauer und Büttiker zurück [Lan57, BILP85, Lan81]. Die Beschreibung über ein adiabatisches Transportmodell [CHJ98, vWKW⁺91, GLKS88] ist nur eine grobe Näherung für tatsächliche Geometrien, dem ein unendlich glattes Potential zugrunde liegt, das quantitative Abweichungen zwischen Theorie und Experiment verursacht, jedoch eine sehr gute qualitative Beschreibung liefert. Diese quantitativen Abweichungen gehen unter anderem auf die bisher nur ungenügend genau bestimmte Dotierung des Halbleiters zurück, die einen signifikanten Einfluss auf das Potential im Halbleiter hat. Bereits in den vorherigen Abschnitten (siehe S. 21 ff.) konnte ein Verfahren vorgestellt werden, mittels dessen sowohl die Hintergrunddotierung, als auch die eigentliche Dotierung aus experimentellen Daten genau ermittelt werden kann.

Aber ein weiterer, entscheidender Vorteil der entwickelten NANOTCAD-Simulations-Codes liegt in der Möglichkeit, die effektiven Geometrien z.B. aus SEM Aufnahmen als Grundlage zu verwenden. Im Folgenden wird die Methode zur Berechnung der Leitwertquantisierung unter Berücksichtigung einer realen Gategeometrie erklärt und mit experimentellen Daten verglichen.

¹¹Die Proben dieser Arbeit basieren auf der von Mimura [MHFN80] *et al* 1980 vorgestellten Struktur.

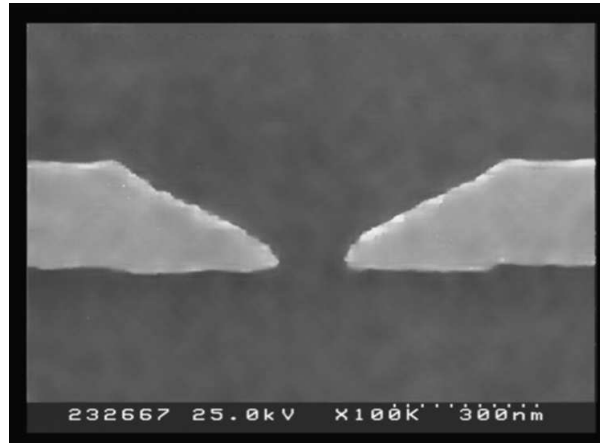


Abb. 2.8: SEM Aufnahme eines Split Gates.

2.2.1 Leitwertquantisierung

Ein wesentlicher Vorteil der NANOTCAD-Simulationswerkzeuge besteht in der Möglichkeit, reale Geometrien von nanoelektronischen Strukturen zu simulieren. So werden SEM-Aufnahmen, wie in Abbildung 2.8 gezeigt, dazu benutzt, um das einschnürende Potential zu berechnen.

Das Simulationswerkzeug geht von der Poissongleichung $\nabla[\varepsilon\nabla\phi(\vec{r})] = -q[p(\vec{r}) - n(\vec{r}) + N_D^+(\vec{r}) - N_A^-(\vec{r})]$ [FIM02a, FIM⁺02b, PI02] aus, um das Potentialprofil zu berechnen. Hierbei sind p und n Loch- bzw. Elektronendichte, N_a^- Konzentration der ionisierten Akzeptoren und N_d^+ die der ionisierten Donatoren. Für die Simulationen musste in zwei Bereiche unterschieden werden: Zum einen genügte ein semi-klassischer Ansatz, um die vorher genannten Konzentrationen zu beschreiben, zum anderen musste zur Berechnung der Zustandsdichte im 2DEG die Dichtefunktionaltheorie herangezogen werden, um die Schrödingergleichung zu lösen.

Die dreidimensionale Schrödingergleichung kann wie folgt angesetzt werden:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{m_x} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{m_y} \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m_z} \frac{\partial}{\partial z} \right) + V \right] \Psi = E\Psi. \quad (2.3)$$

Ein Separationsansatz $\Psi(x, y, z) = \psi(x, y, z)\chi(x, y)$ liefert:

$$-\frac{\hbar^2}{2} \chi \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{m_x} \frac{\partial}{\partial x} \psi - \left[\frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{m_y} \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m_z} \frac{\partial}{\partial z} \right] \psi \chi + V\psi\chi = E\psi\chi. \quad (2.4)$$

mit

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{m_x} \frac{\partial}{\partial x} \psi + V\psi = \tilde{E}(y, z)\psi \quad (2.5)$$

gilt:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{m_x} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{m_y} \frac{\partial}{\partial y} \right) \right] \psi \chi = E \psi \chi - \tilde{E}(y, z) \psi \chi. \quad (2.6)$$

Unter der Annahme, dass $\psi(x, y, z)$ nur unwesentlich von dem Ort (x, y) in der Ebene senkrecht zur Wachstumsrichtung z abhängt, kann durch einen Separationsansatz und eines neu definierten Operators

$$\mathcal{T}_{xy} \equiv -\frac{\hbar^2}{2} \partial_x \frac{1}{m_x} \partial_x - \frac{\hbar^2}{2} \partial_y \frac{1}{m_y} \partial_y,$$

Gleichung 2.6 stark vereinfacht werden zu

$$\psi \mathcal{T}_{xy} \chi = \psi [E - \tilde{E}_i(x, y)] \chi. \quad (2.7)$$

Hierbei ist $\tilde{E}_i(x, y)$ der i -te Eigenwert der Eigenfunktion ψ (Gleichung 2.5). Fiori [FIM⁺02b] *et al* konnten ebenfalls berücksichtigen, dass die Eigenwerte von Gleichung 2.7 von der semi-klassischen Zustandsdichte in zwei Dimensionen abhängen [FIM01].

Das effektive Potential V entspricht einer Überlagerung aus dem Leitungsbandverlauf E_C und dem Austauschwechselwirkungspotential in der lokalen Dichtenäherung [Ink86]

$$V_{ee} = -\frac{q^2}{4\pi^2 \epsilon_0 \epsilon_r} \left(3\pi^3 n(x, y, z) \right)^{\frac{1}{3}},$$

wobei hier die Elektronenkonzentration durch

$$n(x, y, z) = \frac{k_b T m^*}{\pi \hbar^2} \sum_{i=0}^{\infty} |\psi(x, y, z)|^2 \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - \tilde{E}_i(x, y)}{k_b T} \right) \right] \quad (2.8)$$

berücksichtigt wird.

Gelöst wurden diese gekoppelten Gleichungen durch einen selbstkonsistenten Simulationscode [FIM⁺02b], der aus NANOTCAD hervorgegangen ist und auf der Newton-Raphson-Methode [TGPR97] basiert. Aus den bereits vorgestellten Messungen und Simulationen konnten die Oberflächenzustände und die Dotierkonzentrationen ermittelt werden, die in diesen Algorithmus zur Leitwertkurvenberechnung eingehen.

Dadurch kann der Stromtransport von Splitgatestrukturen, wie in der SEM-Aufnahme von Abbildung 2.8 gezeigt, simuliert, mit den Ergebnissen verglichen und daraus das Simulationswerkzeug optimiert werden. Hierzu wurden Hochbeweglichkeitsproben mit Split-gate-Strukturen unterschiedlicher Abmessungen versehen. Durch Standard-Lock-In Messtechniken wurden aus den Leitwertkurven $G(V_g)$ die Einsatzspannung V_{th} ermittelt.

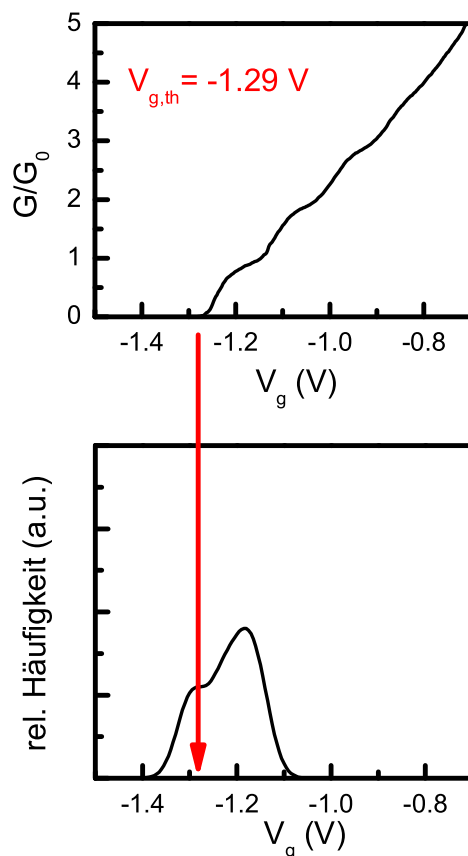


Abb. 2.9: *Oben:* $G(V_g)$ -Kennlinie eines 150 nm Splitgates. Die Schwellenspannungen V_{th} wurden statistisch (*Unten*) untersucht, um einen Mittelwert zu bilden.

Oberes Teilbild von Abbildung 2.9 zeigt exemplarisch eine Leitwertskurve in Abhängigkeit der Gatespannung V_g für ein Splitgate von 150 nm für $T = 4.2$ K. Um statistische Schwankungen auszugleichen wurden mehrere Proben der nominell selben Größe auf ihre Einsatzspannung V_{th} untersucht und mittels einer Gauß-Verteilung analysiert. Im unteren Teilbild von Abbildung 2.9 ist die Häufigkeitsverteilung bei Gauß'scher Interpolation für die 150 nm Splitgates gezeigt. Dadurch konnten statistisch gemittelte Einsatzspannungen von Splitgateproben zwischen 50 nm Splitgateabstand und 150 nm erhalten werden. Diese Werte sind in Tabelle 2.2 [FIM⁺02b] im Vergleich zu den theoretisch simulierten Einsatzspannungen aufgelistet. Bis auf eine geringe Abweichung von 1.4% bis 2% von den experimentellen Mittelwerten, sind die Daten aus der

a	N	V_{gth}	σ_{ex}	V_{gth}
		Experiment		Theorie
50 nm	14	-0.456 V	0.081 V	-0.465 V
100 nm	4	-0.665 V	0.051 V	-0.656 V
150 nm	4	-1.219 V	0.061 V	-1.198 V

Tab. 2.2: Die simulierten Einsatzspannungen (rechte Spalte) zeigen eine hervorragende Übereinstimmung mit den experimentellen Mittelwerten (linke Spalte) für unterschiedliche Splitgateabständen.

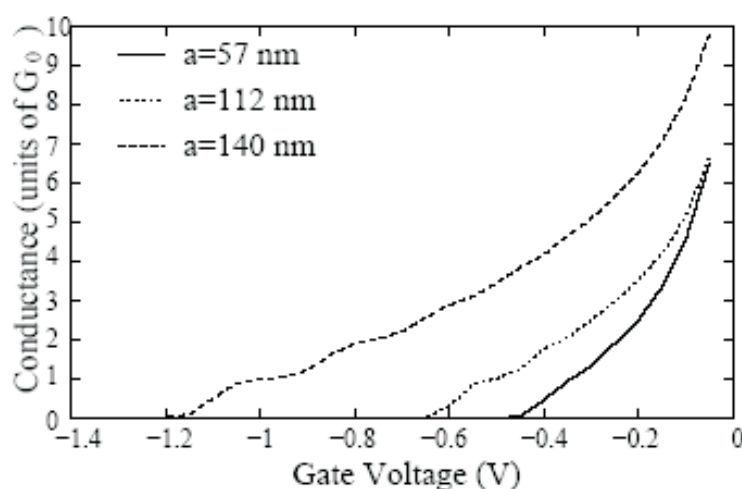


Abb. 2.10: Simulierte Leitwertkurve $G(V_g)$ für verschiedene Splitgateabstände a .

Simulation identisch und liegen in der ermittelten Standardabweichung von maximal 18%.

Schließlich wurden mittels dieses Simulationswerkzeugs die Leitwertkurven berechnet die in Abbildung 2.10 dargestellt sind. Das Simulationswerkzeug generiert unter Verwendung realer Geometrien und tatsächlicher Dotierniveaus zuverlässig Leitwertkurven und Einsatzspannungen, so dass es für realistische Simulationen von Quantenstrukturen verwendbar ist.

2.2.2 Einzelelektronen-Transistor

Wie in dem vorherigen Abschnitt gezeigt ist es mit dem Simulationswerkzeug möglich zuverlässig Transporteigenschaften von Splitgatestrukturen zu beschreiben. Nicht nur einzelne Paare von Splitgates können durch den Code berücksichtigt werden, sondern jede Geometrie der Gatestrukturen, so dass auch gekoppelte Splitgatestrukturen, wie sie für die Realisierung von Quantenpunkten gebraucht werden, eingebaut werden können. In dem nun folgenden Ab-

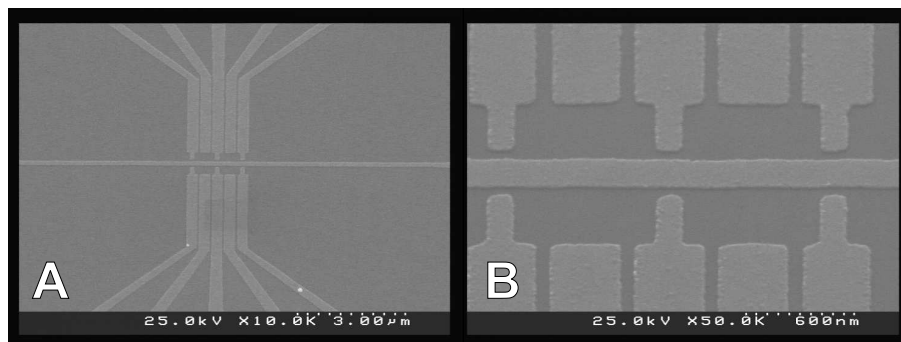


Abb. 2.11: SEM-Aufnahme der Splitgatestruktur gekoppelter Quantenpunkte.

schnitt wird die Bewegungsfreiheit der Elektronen um eine weitere Dimension eingeschränkt. Von einem 1d-Kanal zu einem 0d-Quantenpunkt.

Abbildung 2.11 zeigt eine SEM-Aufnahme einer Splitgatekonfiguration mit der zwei parallel gekoppelte und zwei seriell gekoppelte Quantenpunkte definiert werden können. Bereits früh wurden neuartige Transportphänomene bei Systemen kleiner Ausdehnung erkannt [Gro51]. Neugebauer und Webb [NW62] entwickelten die Theorie des aktivierten Tunnelns, die zum ersten Mal die Coulombenergie einführte, um Stromtransport zu *aktivieren*.

In Analogie zur *Energielücke* beim Halbleiter wurde dieses als *Coulomb-Lücke* bezeichnet [NW62]. Inzwischen wurden die notwendigen Theorien weiterentwickelt, um Transport durch Quantenpunkte zu beschreiben (Orthodoxe-Theorie [AL85]; semiklassischer Ansatz [BJBMS86]).

Die in der Strom-Spannungs-Kennlinie auftretende Stromquantisierung wurde zunächst bei metallischen Systemen untersucht [KL87, BR87, vBSvK88, WBJJ89] und wird hier im Folgenden für den einfachsten Fall einer isolierten Elektroneninsel erläutert.

2.2.2.1 Einzelquantenpunkt

In Abbildung 2.12 ist das Ersatzschaltbild einer Elektroneninsel aufgezeigt. Als Elektroneninsel wird im Folgenden ein Bereich bezeichnet, der durch Tunnelbarrieren mit Elektronenreservoirs (Source und Drain) verbunden ist. Durch Tunneln eines Elektrons auf die Insel, erhöht sich die Ladung dieser Insel um e . Dies führt zu einer Änderung der Spannung an den beiden Tunnelkontakten. Entscheidend ist die Entstehung einer Lücke in der Zustandsdichte aufgrund der Coulombblockade, die ein weiteres Tunneln eines Elektrons auf die Insel verhindert, solange die angelegte Spannung nicht einen Schwellwert überschreitet. Die I-V-Charakteristik eines solchen Systems zeigt quantisierte Sprünge im Strom durch die Probe, wenn die Schwellspannung mit der Periode von e/C_{Σ} , mit $C = C_d + C_s$ überschritten wird. Die Coulombblockade ist daher ein klassischer, elektrostatischer Effekt, der Quantisierungsphänomen aufgrund der

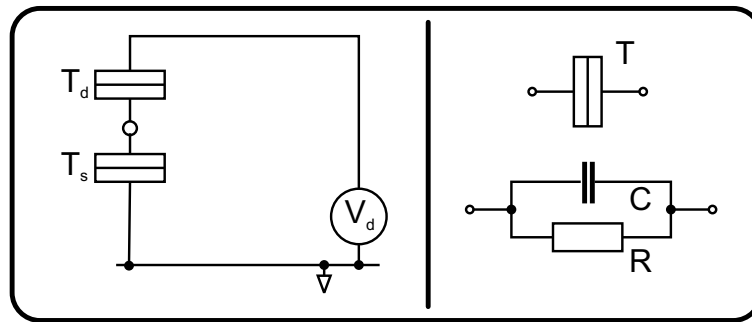


Abb. 2.12: Links: Ersatzschaltbild einer Elektroneninsel. Rechts: Eine Tunnelbarriere besteht aus einem Tunnelwiderstand ($R > h/e^2$) und einer Kapazität in Parallelschaltung.

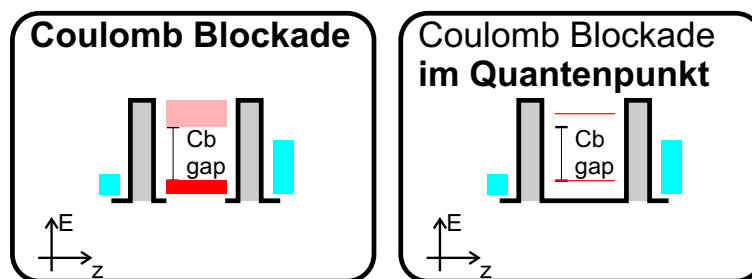


Abb. 2.13: Links: Coulombblockade für große Elektroneninseln. Rechts: Coulombblockade für Quantenpunkte.

quantisierten Natur der Ladung hervorruft. Erst mit der weiteren Verringerung der Elektroneninseldimension geht die kontinuierliche Zustandsdichte innerhalb der Elektroneninsel in die diskrete Zustandsdichte.

Abbildung 2.11 zeigt eine elektronenmikroskopische Aufnahme von Splitgatekontakte zur elektrostatischen Definition von Quantenpunkten in einem 2DEG. In dem verwendeten Halbleitersystem GaAs/AlGaAs ist die Energieaufspaltung für derart definierte Quantenpunkte wesentlich größer als die durch die Größe und Kapazität der Quantenpunkte hervorgerufene Coulomb-Lücke. In dem gezeigten Beispiel können über das zentrale Gate die Energieniveaus im Quantenpunkt gegen Source und Drain verschoben werden.

In Abbildung 2.14 zeigt das Ersatzschaltbild ein zusätzliches Kontrollgate. Das Gate koppelt die zusätzliche Kapazität C_g direkt an den Quantenpunkt. Damit ist das elektrochemische Potential innerhalb des Quantenpunktes [FG97b] definiert durch:

$$\mu = E_n + \frac{e^2(n - \frac{1}{2})}{C} - e \frac{C_g V_g}{C}.$$

E_n ist die Energie des obersten, gefüllten Niveaus des Quantenpunktes. Sofern μ zwischen den elektrochemischen Potentialen von Source und Drain liegt, ist Tunneln erlaubt.

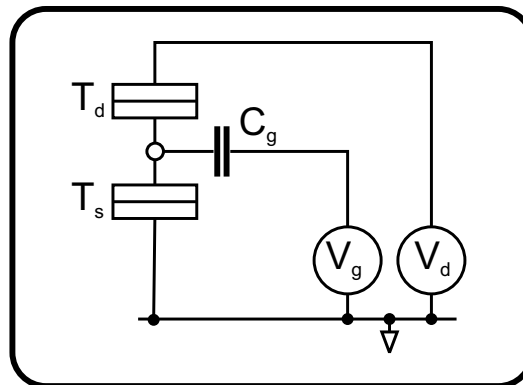


Abb. 2.14: Ersatzschaltbild zu einer Gate kontrollierten Elektroneninsel.

Eine endliche Tunnelwahrscheinlichkeit ergibt sich für Gatespannungen mit Perioden

$$\Delta V_g = \frac{C}{C_g} \left(\frac{E_{n+1} - E_n}{e} \right) + \frac{e}{C_g}.$$

Für ein Elektronengas mit Konzentrationen von $n_{2d} = 4 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ sind in einem Quantenpunkt mit einem typischen Radius von etwa 20 nm etwa eine Anzahl $N = \pi r^2 n_{2d} \approx 5$ von Elektronen gespeichert.

2.2.2.2 Gekoppelte Quantenpunkte

Das Studium gekoppelter Quantenpunkte stellt in neuester Zeit bezüglich der Realisierung von QBITS für Quantencomputeroperationen [HP02, Ste03] ein attraktives Forschungsfeld dar ¹².

Generell lässt sich die Gruppe der gekoppelten Quantenpunkte aufteilen in

- seriell gekoppelte und
- parallel gekoppelte Quantenpunkte.

Für geringe Kopplung zwischen zwei Quantenpunkten konnte gezeigt werden [WBM⁺95], dass die Theorie der stochastischen Quantenpunkte [Alh00, LKP90, RCLG92] zu guten Beschreibungen der Transportprozesse führt [KM94, RCLG92]. Die Energieniveaus des ersten Quantenpunkts werden durch die Energieniveaus des zweiten spektroskopiert, so dass bei unterschiedlichen Quantenpunkten die Coulombpeaks unterdrückt werden [RCLG92]. Die Transmissionswahrscheinlichkeit ergibt sich dann in erster Näherung aus der unabhängigen Transmissionswahrscheinlichkeit des Quantenpunkt 1 und des Quantenpunkts 2. In Abbildung 2.15 ist zur

¹²Allein über 300 Veröffentlichungen im Jahr 2003. Science Citation Index.

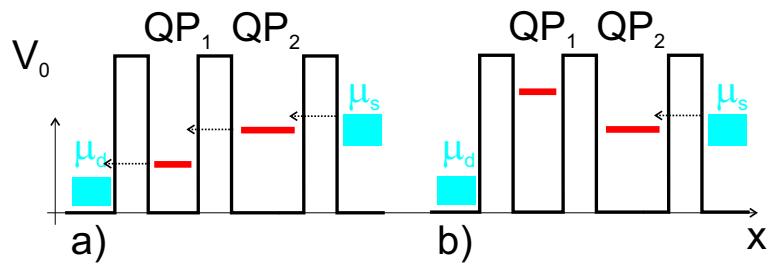


Abb. 2.15: Energieprofil für einen seriellen Doppelquantenpunkt mit zwei Quantenpunkten (QP_1 , QP_2) unterschiedlicher Größe im Fall des stochastischen, chaotischen Transports für vernachlässigbarer Interdot Kopplung. a) zeigt die kaskadierte, sequentielle Transmission durch zwei Quantenpunkte. b) QP_1 sperrt den in a) dargestellten Vorgang.

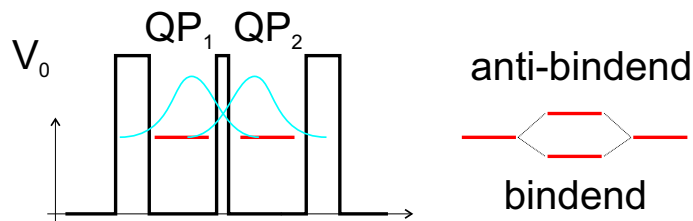


Abb. 2.16: Energieband (links) für den gekoppelten Doppelquantenpunkt. Aufgrund der Überlappung der Wellenfunktionen kommt es zu der Bildung eines bindenden und antibindenden Zustands.

Verdeutlichung gezeigt, dass im Fall a) Stromtransport durch den Doppelquantenpunkt stattfindet. Die Energieniveaus von Source μ_s über die Quantenpunkte (QP_1 und QP_2) bis hin zum elektrochemischen Potential von μ_d nehmen ab. Im Fall b) dagegen, liegt das Energieniveau des ersten Quantenpunkts zu hoch, so dass die Transmission des zweiten Quantenpunkts in den ersten unterdrückt wird und somit kein Stromtransport stattfindet.

Für eine nicht mehr vernachlässigbare Interdot-Kopplung ist es nicht mehr ausreichend, die Energieverhältnisse durch den Formalismus des stochastisch, chaotischen Quantenpunktes zu beschreiben. Eine erhöhte Interdot-Kopplung tritt dann auf, wenn das Überlappintegral aus den Wellenfunktionen der Elektronen in verschiedenen Quantenpunkten zu einer kohärenten Kopplung der Quantenpunkte zu einem Molekül führt [KCD94]. In Abbildung 2.15 ist das Energieschema für zwei *gekoppelte* Quantenpunkte dargestellt. Im linken Teilbild ist neben den bereits in der vorherigen Abbildung gezeigten Potentialprofil auch die Aufenthaltswahrscheinlichkeit blau mit Überlapp der Wellenfunktionen angedeutet. Dadurch entstehen aus den lokalen Energieniveaus im kohärenten Fall bindende und antibindende Zustände.

Sehr systematisch bezüglich der Interdotkopplung wurden seriell gekoppelte, Splitgate-definierte Quantenpunkte durch die Gruppe von Waugh [WBM⁺95, WBC⁺96] experimentell untersucht. Zunächst wurden die elektrostatisch definierten Quantenpunkte unabhängig vonein-

ander so eingestellt, dass sie in etwa gleich groß waren. Dies konnte mittels Coulombblockadeoszillationen bestimmt werden. Danach wurde für das gekoppelte System die Coulombblockadeoszillationen in Abhängigkeit der Interdotkopplung, bzw. der Interdotgate-Spannung, analysiert. Für sehr große Gatespannung, die eine Interdotkopplung nahezu unterdrückt, war aus dem Peakabstand der Oszillationen die Größe der einzelnen Quantenpunkte bestimmbar. Für sehr kleine Gatespannung lagen Coulombblockadeoszillationen vor, die die Größe der kombinierten Quantenpunkte widerspiegelt. Für dazwischenliegende Gatespannungen, findet sich ein Peaksplitting ΔV_s im Abstand von ΔV_p . ΔV_p ist der Spannungsabstand zweier aufeinanderfolgender Doppelpeakstrukturen und ΔV_s das Peaksplitting. Die Coulombblockadeoszillationspeaks der kleinen Quantenpunkte spalten sich in zwei Peaks¹³ auf. Dieses Peaksplitting wurde theoretisch vielfach untersucht [SKS98, CBM00, GH96, WSSR00, Asa98] und auf die Existenz eines bindenden und antibindenden Zustands in einem Quantenpunktmolekül zurückgeführt [WSSR00, Asa98]. Im Verhältnis zu den einzelnen Quantenpunktenergieniveaus ist das Energieniveau des bindenden Zustands um Δ abgesenkt. Das hat ein Peaksplitting von $\Delta V_s = \frac{2C_{tot}}{C_g} \frac{\Delta}{e}$ zur Folge, mit der Gesamtkapazität C_{tot} und der Gatekapazität C_g . Zur weiteren Behandlung wurde das einheitenlose fraktionelle Peaksplitting $F = \frac{2\Delta V_s}{\Delta V_p}$ eingeführt, mit F als ein Maß für die Interdotkopplung.

Bei parallelen Quantenpunktstrukturen können prinzipiell zwei Fälle unterschieden werden. Gibt es einen rein elektrostatischen Einfluss des einen Quantenpunktes auf den anderen bei Vernachlässigung der Interdotkopplung. In diesem Fall tritt aufgrund der elektrostatischen Wechselwirkung der Elektronenladung des einen Quantenpunkts, der als zusätzliches Gate fungiert, eine Energieverschiebung im anderen Quantenpunkt auf [SWR⁺02]. Andererseits können parallele Quantenpunkte ebenso koppeln und zu einem Quantenpunktmolekül werden, wie bereits bei dem seriellen Fall vorgestellt [WA01, EHW03]. Es tritt ebenfalls eine Feinstruktur aufgrund der Aufspaltung der Energieniveaus in bindende und antibindende Zustände auf [HHWK95, BPH⁺98].

2.2.3 Resonante Tunneldioden

Das linke Teilbild von Abbildung 2.17 zeigt schematisch ein Potentialprofil einer resonanten Tunneldiode [ILMP98]. Eine resonante Tunneldiode besteht aus zwei Potentialbarrieren und einem dazwischenliegenden Trog, wobei es essentiell ist, dass Elektronen durch beide Barrieren tunneln können. In dem der Arbeit zugrundeliegenden Materialsystem ist dies AlGaAs

¹³Auch bei stochastischen [Alh00] Doppelquantenpunkten konnte man ein solches Peaksplitting finden [WBC⁺96], da der Übergang von dem einen in das andere Regime fließend ist.

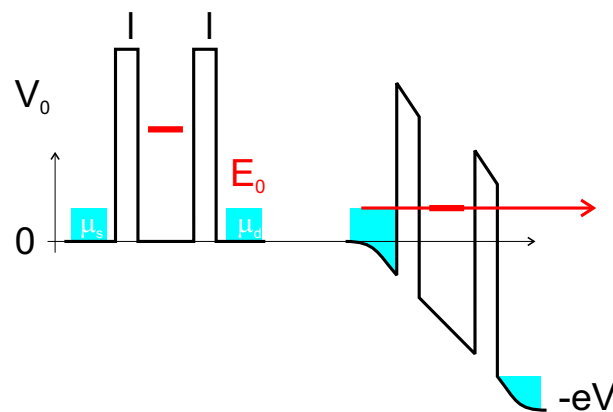


Abb. 2.17: Elektrisches Potentialprofil der resonanten Tunneldiode ohne (*links*) und mit (*rechts*) angelegter Vorwärtsspannung V .

für die Barrieren und GaAs für den Trog. Wählt man den Abstand zwischen den Barrieren hinreichend klein, so entstehen Subbänder, die zu resonanten Tunneln der Elektronen beitragen. Durch Anlegen einer Vorwärtsspannung wird der Drainbereich der Tunneldiode abgesenkt (rechtes Teilbild), bis die Energieniveaus des elektrochemischen Potentials von Drain gleich dem eines Subbands zwischen den Barrieren sind [Esa57, ILMP98, HS93].

2.2.3.1 Resonanzbedingung

Die Resonanzbedingung¹⁴ kann über einen einfachen quantenmechanischen Ansatz hergeleitet werden, der die Potentialhöhe V_0 der Barrieren, deren Abstand w zueinander und deren Dicke l miteinander in Beziehung setzt: $kw - \Theta = (2n + 1)\pi/2$, mit dem Wellenvektor k , $n \in \mathbb{N}_0^+$ und $\Theta = -\arctan\left[\frac{k^2 - \gamma^2}{2k\gamma} \tanh(2\gamma l)\right] + 2kl$, mit dem Dämpfungsfaktor γ für den Bereich der Barriere. Jenseits dieser Resonanzbedingung fällt die Tunnelwahrscheinlichkeit sehr schnell ab, was zu einer Resonanzspitze führt. Der Unterschied in der Tunnelwahrscheinlichkeit zwischen *In-Resonanz* und *Off-Resonanz-Fall* liegt typischer Weise im Bereich mehrerer Größenordnungen.

Für hinreichend tiefe Temperaturen und bei Vernachlässigung des Stroms durch die Tunneldiode kann die Resonanzbedingung analytisch gelöst werden¹⁵. Da allerdings gerade im Resonanzfall der Strom durch die Tunneldiode groß ist, sind analytische Methoden zur Beschreibung

¹⁴Die entsprechende Herleitung findet man unter Anderem in S. Datta's *Electronic Transport in Mesoscopic Systems* Ref. [Dat99] oder D. K. Ferry's *Transport in Nanostructures* Ref. [FG97c].

¹⁵Der Widerspruch ist offensichtlich: Die analytische Formel zur Berechnung der Resonanzbedingung und damit zur Berechnung des Stroms durch die Tunneldiode setzt voraus, dass niemals ein Strom durch die Tunneldiode fließt.

von RTDs meist ungenau und es bedarf anderer Methoden, die den Strom durch das System berücksichtigen.

Um den Ansatzpunkt dieser Methoden zu verstehen, ist es notwendig den Tunnelvorgang genauer zu betrachten. Prinzipiell kann der Tunnelvorgang in Multibarrieren-Strukturen, wie Tunnelnioden oder Quantenpunkten, in zwei Bereiche unterteilt werden: kohärenter Transport und nicht-kohärenter bzw. sequentieller Transport. Beim kohärenten Transport [Sol83] bleibt die Phase des Elektrons erhalten, so dass die Struktur als Ganzes durchtunnelt wird [PBT89]. Stromtransport, der auf kohärentem Tunneln beruht ist durch die Tsu/Esaki Formel beschrieben [TE73], die im Zusammenhang mit der Entdeckung der Esaki-Tunnelnioden aufgestellt wurde. Mit zunehmender Länge des Bauelements nimmt einerseits die Tunnelwahrscheinlichkeit ab, andererseits erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron z.B. an Phononen oder Störstellen gestreut werden. Mit zunehmender Ausdehnung der Barriere wird somit inkohärentes Tunneln begünstigt. Hat ein Elektron die erste Barriere durchtunnelt und erfährt dann ein Streueignis in einen neuen Zustand, so besteht nun die Wahrscheinlichkeit entweder durch die zweite Barriere oder zurück durch die erste zu tunneln. Da somit mehrere unabhängige Tunnelprozesse zum Durchqueren notwendig sind, spricht man vom sequentiellen Tunneln [PBT89, HS93]. Die analytische Beschreibung des Tunnelstroms ist aus folgenden Gründen nicht trivial: Tunnelnde Elektronen, die z.B. zwischen den Barrieren gestreut werden, verändern durch ihre Ladung das elektrische Potential und dadurch die Tunnelvoraussetzungen für nachfolgende Elektronen. So ist nicht nur eine zusätzliche Potentialbarriere durch die Elektronenladung vorhanden, sondern diese verändert ebenfalls das Resonanzniveau, das wiederum die Tunnelwahrscheinlichkeit beeinflusst. Zusätzlich nimmt bei höheren Temperaturen die Streuwahrscheinlichkeit zu, so dass dadurch die Ladung zwischen den Barrieren ebenfalls verändert wird.

Zu den Tunneleffekten höherer Ordnung zählt das sogenannte makroskopische Quantentunneln von Ladung [AO89]. Hierbei handelt es sich um ein sequentielles Tunneln über einen virtuellen Zustand. Dabei bleibt zwar die Energie für den gesamten Tunnelvorgang von Source nach Drain erhalten, jedoch muss dies nicht für den Teilprozess, wie den Übergang zu dem virtuellen Zustand gelten. Zusätzlich kann man diesen Tunnelmechanismus zweiteilen: ist ein und das selbe Elektron bei diesem Vorgang betroffen, so ist der Vorgang elastisch. Inelastisch ist er, wenn Elektron 1 auf den virtuellen Zustand tunnelt, dann jedoch Elektron 2 weiter tunnelt - dies bezeichnet man als Kotunneln.

An dieser Stelle ist zudem noch ein wichtiger Tunnelmechanismus aufgeführt, der auf sogenannte heiße Ladungsträger [LGT03] zurückgeht: das Fowler-Nordheim-Tunneln. Durch eine genügend große Vorwärtsspannung kann eine Potentialbarriere derart weit abgesenkt werden,

dass die Energie der heißen Ladungsträger größer ist als diese Potentialbarriere. Die Ladungsträger können daher emittiert werden¹⁶. Problematisch sind heiße Ladungsträger aus folgendem Grund: Im Vergleich zum restlichen Elektronenreservoir haben diese Elektronen eine zusätzliche Energie, die sie nach einer charakteristischen Zeit durch Relaxation abgeben. Dies führt zu Alterungserscheinungen und ist insbesondere der Grund, weshalb heutige Flash-Speicher, deren wiederbeschreibbare Speicherfähigkeit auf dem Fowler-Nordheim-Tunneln beruht, nur wenige Zehntausend Schreib bzw. Löschkzyklen übersteht.

Mittlerweile konnte die Lage der Resonanzen qualitativ gut simuliert werden, jedoch schlägt eine beeindruckende quantitative Vorhersage des Resonanzmaximums meist fehl.

Dieses Manko sollte ebenfalls durch die Simulationswerkzeuge von NANOTCAD verbessert werden [KKNS03]. Um die Elektronentransportprozesse einer Tunnelodiode zu beschreiben, wurde dem System das Wigner-Potential zugrunde gelegt und auf die Boltzmann-Gleichungen zurückgegriffen. Zur Berechnung des Tunnelstroms wurden diese Gleichungen mittels einer Monte Carlo Methode integriert, indem der Pfad der Elektronen von der Source- und der Drain-Seite berücksichtigt wurden. Der entscheidende Vorteil dabei liegt in der sehr guten Modellierbarkeit der auftretenden Streueffekte, z.B. durch Phononen, Störstellen oder Elektronen. Die verwendete Monte Carlo Simulation schreibt jedem Elektron zusätzlich zu seiner Ladung, Masse, Energie, Impuls auch noch einen Gewichtungsfaktor zu. Um den Streumechanismus (Zusammentreffen von negativ und positiv gewichteten Elektron) einzubeziehen, muss eine Austauschwechselwirkung eingefügt werden. Abbildung 2.18 zeigt eine simulierte Elektronendichte für drei typischen Fälle in Abhängigkeit der Position in Wachstumsrichtung. Vor der Resonanz bei 0.5 V, im Resonanzanstieg bei 1.2 V und nach der Resonanz bei 1.5 V. Das Potential für eine willkürliche Vorwärtsspannung der Doppelbarrierenstruktur ist schwarz dargestellt, um eine bessere Orientierung zu gewährleisten. Aus der Grafik wird deutlich, dass die Elektronendichte jenseits der Resonanz wesentlich geringer ist als im Resonanzfall. Betrachtet man die beiden Barrieren unabhängig voneinander, wie es in etwa dem sequentiellen Tunneln entspricht, so bleibt die Tunnelwahrscheinlichkeit aus der Tunnelodiode heraus in das Drain-Reservoir in allen drei angegebenen Fällen in etwa gleich¹⁷. Die Transmissionswahrscheinlichkeit durch die erste Barriere jedoch vergrößert sich aufgrund der Resonanzbedingung drastisch, so dass Elektronen durch sie sehr gut durch die zweite Barriere tunneln können. Es kommt daher zu einer Anhäufung von Elektronen und damit zu einer erhöhten Elektronendichte zwischen den Barriere-

¹⁶Der erste kommerzielle Einsatz der heißen Ladungsträger findet sich 1960 in den sogenannten Gunn-Dioden.

¹⁷Diese grobe Näherung berücksichtigt nicht, dass durch eine größere Vorwärtsspannung und der damit einhergehenden Potentialverschiebung die Transmissionswahrscheinlichkeit aufgrund der höheren Energie ebenfalls größer wird.

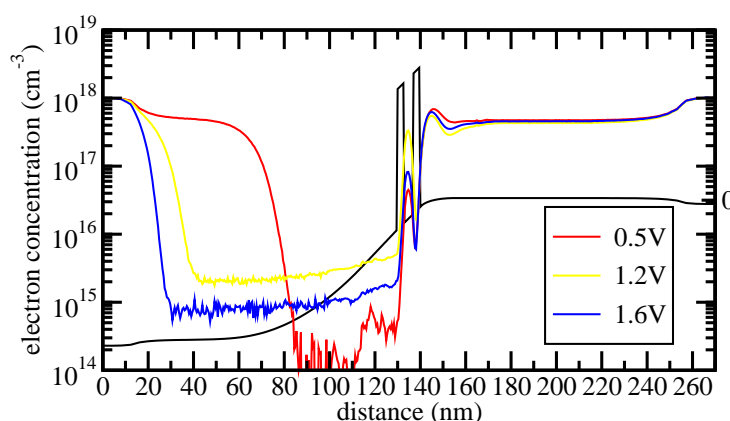


Abb. 2.18: Elektronenkonzentrationen im Doppelbarrierenbereich für drei exemplarische Spannungen: Vor der Resonanz bei 0.5 V, nach der Resonanz bei 1.6 V und etwa im Resonanzanstieg bei 1.2 V

ren in oder nahe der Resonanz. Auf der Drainseite erreichen schließlich die Elektronendichten aller gezeigten Fälle den selben Wert.

Auf dieser Grundlage wurden I - V -Kennlinien simuliert, von denen eine im Vergleich zu der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten RTD in Abbildung 2.19 gezeigt ist. Unterschiedliche Streueffekten in einer RTD führen zu verschiedenen Rauschmuster. Im Folgenden werden daher einige wichtige Rauschphänomene¹⁸ vorgestellt, die im Rahmen der Arbeit untersucht wurden.

2.2.3.2 1/f-Rauschen, Flicker-Noise, rosa-Rauschen

Eines der klassischen Probleme der Physik stellt die Existenz des allgegenwärtigen $1/f$ -Rauschens dar, das nicht nur bei elektrischen Transportsystemen, sondern z.B. auch in der Musik und Sprache [VC75], bei Quasaren [Pre78], humanen Bewegungskoordinationen [YMM00], in der cerebralen Informationsverarbeitung [GTM95], im Ionentransport durch Biomembrane [BW00], beim Transport von Granulaten durch eine Verengung [NI97] und im Verkehrsfluss [MH76] zu beobachten ist. Diese $1/f$ -Gesetzmäßigkeit konnte bis auf Frequenzen von 10^{-6} Hz beobachtet werden [Cal74]. Trotz dieser Omnipräsenz des $1/f$ -Rauschens ist die theoretische Beschrei-

¹⁸Phänomen vor allem im Hinblick auf $1/f$ -Rauschen.

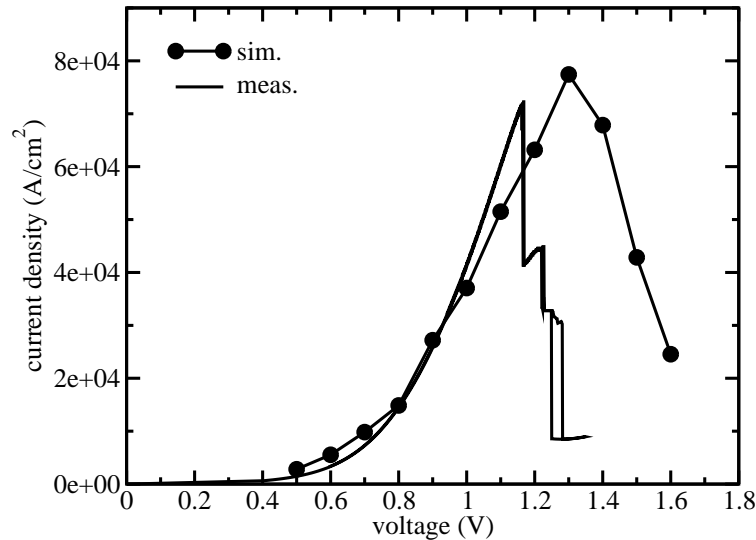


Abb. 2.19: Vergleich der Resonanzkurve zwischen gemessener und simulierter RTD-Kennlinie.

bung nur für den Spezialfall erfolgreich beschrieben worden [DH81].

Ein Merkmal dieses $1/f$ Rauschens ist die charakteristische spektrale Leistungsdichte $S(\omega) \propto \omega^{-c}$ mit $c \approx 1$. In Halbleitersystemen kann das $1/f$ -Rauschen im Generations-/Rekombinationsbild erklärt werden.

Abbildung 2.20 zeigt schematisch die Änderung der Transmissions von Elektronen aufgrund der Änderung einer Barriere zwischen Source und Drain eines Bauelements mit 2 Kontakten. Im Bereich der Barriere befinden sich Störstellen, die als Elektronenfallen wirken, indem sie Elektronen für eine endliche Zeit speichern. Links oben ist eine erhöhte Barriere gezeigt, die dem Fall mit Elektronen gespeicherter Störstellen entsprechen. Aufgrund der repulsiven Kraft der Elektronen in den Störstellen auf die freien Elektronen ist die Transmission erniedrigt. Unten ist das entsprechende Energiediagramm gezeigt. Elektronen sind in der Störstelle mit einer Energie E_T lokalisiert. Um die Störstelle zu entladen, muss eine Bindungsenergie von ΔE_T aufgebracht werden. Dies bedingt eine Speicherzeit von $\tau \propto \exp[\Delta E_T/(kT)]$.

Das Entladen der Störstellen reduziert die elektrostatische Potentialbarriere und der Leitwert erhöht sich (in dem oberen, rechten Teilbild angedeutet durch ein großes T). Da nun das Energieniveau E_T innerhalb der Störstelle wieder unbesetzt ist, kann ein Elektron aus dem Stromkanal gefangen werden, und der oben beschriebene Vorgang beginnt von Neuem.

Für nur eine einzige derartige Störstelle hätte damit das messbare Ausgangssignal zwei

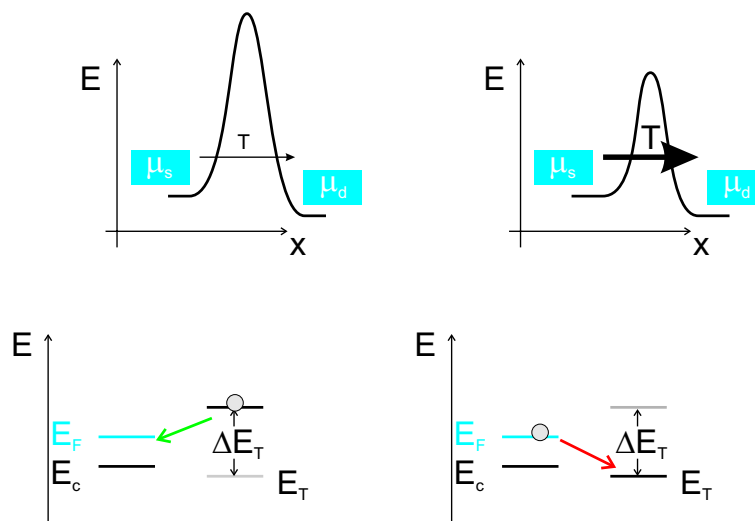


Abb. 2.20: Schematische Darstellung zum Ursprung des $1/f$ -Rauschen in Halbleitersystemen. Die oberen Teilbilder zeigen schematisch die Potentialprofile in dem RTD-Kanal. Die unteren Teilbilder zeigen die Energieniveaus von Störstelle und Fermivivau.

Werte: einen niedrigeren Wert für besetzt und einen größeren Wert für unbesetzt (siehe nachfolgendes Kapitel zu *Random Telegraph Noise*). Typischerweise gibt es sehr viele dieser Störstellen in makroskopischen Bauelementen, so dass das Rauschen durch ein großes Ensemble aus Störstellen bestimmt wird [AvdZR81]. Die $1/f$ Charakteristik entsteht durch die zeitliche Überlagerung vieler der oben beschriebenen Störstellen-Mechanismen.

2.2.3.3 Random Telegraph Noise

Anders sieht dies bei geringen Strukturabmessungen aus. Hier können einzelne oder wenige Störstellen zu signifikanten Änderungen Stromtransport führen. Die resultierende Messgröße springt zeitlich zwischen zwei Werten, die direkt mit der Störstellenbesetzung assoziiert werden können. Es sei τ_1 die Zeit, in der der Strom einen höheren Wert annimmt und τ_0 die Zeit in der der Strom einen niedrigeren Wert hat. Der Mittelwert dieser Zeiten kann dann direkt mit den experimentell bestimmbaren Verweildauern für 2 Stromwerten berechnet werden. $\tau_c = \overline{\tau_1}$ ist die mittlere Zeit zum Einfangen eines Elektrons. $\tau_e = \overline{\tau_0}$ ist die mittlere Zeit zum Emittieren eines Elektrons.

Statistisch gehört dieses Rauschen zu den diskreten, homogenen Markov-Prozessen und die zeitliche Abfolge der Übergänge zu den sogenannten Markov-Ketten. D. h. es existiert eine Menge von Zeitpunkten $\{t_0, t_1, \dots, t_n\}$ und für jeden Zeitpunkt t_i gilt, dass der Zeitpunkt t_{i+1} nur von dem vorherigen t_i abhängt. Es kann allgemein gezeigt werden, dass die Existenz eines

Ensemble von Störstellen im Rauschspektrum zum 1/f-Rauschen führt.

2.2.3.4 Schrotrauschen, Schottky-Rauschen

Bereits 1918 diskutierte Walther Schottky [Sch18] das sogenannte Schrotrauschen. Aufgrund der diskreten Ladung der Ladungsträger, z. B. Elektronen, resultiert ein unkorrelierter Ladungsfluss in Rauschen - dem Schrotrauschen. Abweichungen zu dieser unkorrelierten Statistik geben Rückschlüsse auf physikalische Effekte, wie z.B. Coulomb- und Pauliwechselwirkungen [Lan98]. Z.B. emittiert eine thermische Fermionenquelle Ladungsträger getrennt, da ein gerade eben emittiertes Fermion die Emission eines weiteren Fermions aufgrund des Pauli-Verbots verhindert. Die durch dieses Antibunching unterdrückte Teilchendichtefluktuations resultiert in einer sub-Poisson Statistik [PBT56], während es bei einer Bosonenquelle zu einem vorzugsweise gebündelten Emittieren der Ladungsträger (Bunching) kommt und damit zu einer super-Poisson Statistik der Teilchendichtefluktuations [BT56a, BT56b]¹⁹. So konnte die genaue Kenntniss des Schrotrauschens bereits ausgenutzt werden, um u.a. die Ladung eines Quasiteilchens beim gebrochenen Quantenhalleffekt zu verifizieren [Lau83] oder um hochsensitive Thermometrie zu betreiben [SLSS03].

Für vollständig unkorrelierten Stromtransport gilt die Schottky-Gleichung $S(\omega) = 2eI$, mit der spektralen Leistungsdichte $S(\omega)$. Daraus lässt sich der Fanofaktor $\gamma = S(\omega)/(2eI)$ definieren, der ein Maß für die dem Rauschen zugrundeliegende Statistik ist. $\gamma > 1$ bedeutet super-Poisson und $0 \leq \gamma < 1$ gilt für sub-Poisson Statistik [OKLY99].

Im Folgenden wird auf das Schrotrauschen Resonanter Tunneldioden eingegangen. Die Grundlage für volles Schottky-Rauschen unkorrelierter Elektronentransport. Um dies zu verdeutlichen, ist in Abbildung 2.21 ein schematisches Potentialdiagramm für eine RTD gezeigt. Das Tunneln durch die RTD erfolgt über das Resonanzniveau zwischen den Barrieren. Aufgrund der räumlichen Ausdehnung dieses Zustands ist die Anzahl möglicher freier Zustände begrenzt. Daraus ergibt sich eine Korrelation zwischen zwei Tunnelprozessen. Ist ein Zustand durch ein Elektron besetzt, so ist die Tunnelwahrscheinlichkeit für ein weiteres Elektron in diesen Zustand geringer, oder gar Null für extrem kleine Abmessungen der RTD. Dies führt zu einer Verringerung des Fanofaktor [LZT⁺90, BdJS95, NHH⁺02, NKZ⁺02, ILMP98].

Um die Abhängigkeit zweier aufeinanderfolgender Tunnelprozesse zu verdeutlichen, ist in dem linken Teilbild von Abbildung 2.21 das Potentialbild nach Durchlaufen des Resonanzma-

¹⁹Robert Hanbury Brown (1916-2002) [LM02] und Richard Twiss machten 1956 eine Entdeckung, die zunächst auf heftigen Widerstand stieß [BT56a, BT56b]: Photonen, die von gegenüberliegenden Rändern eines Sterns emittiert werden, sind zunächst - wie erwartet - unkorreliert. Auf der Erde jedoch treffen zwei Photonen sehr häufig gleichzeitig an, was dem Doppelten des theoretisch erwarteten entspricht (Bunching).

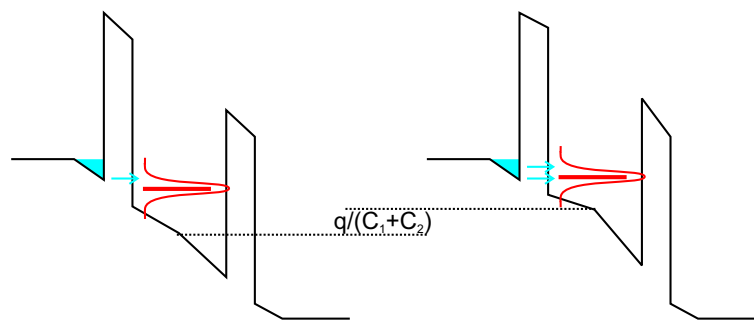


Abb. 2.21: Schematisches Potentialdiagramm einer RTD nach Resonanzmaximum. Durch die Ladung im Trog wird aufgrund des Coulombpotentials das Potential um $q/(C_1 + C_2)$ angehoben.

ximum gezeigt. Da die RTD außerhalb der Resonanz ist, können nur wenige Elektronen in die Doppelbarriere tunneln. Sobald Elektronen der Gesamtladung q das RTD-Resonanzniveau besetzt haben, wird dieses aufgrund des elektrischen Potentials um $q/(C_1 + C_2)$ angehoben und erlaubt mehreren Elektronen durch die RTD zu tunneln [ILMP98, KMBP98]. Dadurch ist die Tunnelwahrscheinlichkeit des zweiten Elektrons erhöht und der daraus resultierende Fanofaktor super-poissonisch.

Ähnlich kann der sub-poissonsche Bereich vor Erreichen des Resonanzmaximums erklärt werden. Dort wird durch das elektrische Potential $q/(C_1 + C_2)$ das Energieniveau aus der Resonanz gebracht. Durch die begrenzte Anzahl möglicher Zustände ist die Tunnelwahrscheinlichkeit des nachfolgenden Elektrons vermindert und bewirkt dadurch einen geringeren Fanofaktor [LZT⁺90, BdJS95, NHWH⁺02, NKZ⁺02, ILMP98]. Die Effekte der Änderung des Fano-Faktors in Abhängigkeit der Resonanzbedingung in der RTD kann im Rahmen dieser Arbeit experimentell beobachtet werden und wird in Kapitel 4.3 auf Seite 77 beschrieben.

Kapitel 3

Feldeffekt-Transistoren im ballistischen Regime

Die Nachfrage nach immer schnelleren, kleineren Bauelementen und damit leistungsfähigeren Prozessoren, beinhaltet stets neue Anforderungen an Transistoren, die in hochintegrierten Schaltungen zu Gattern zusammengefasst logische Operationen ausführen. Um die hohen Taktfrequenzen zu erreichen, wird versucht die Gesamtkapazität so gering wie möglich zu halten. Neben der Verringerung der Strompfadlänge zwischen den Transistoren, führt eine Verkleinerung der Gatelänge zur Reduktion der Kapazität und damit zur Erhöhung der Schaltgeschwindigkeit. Wie bereits im vorherigen Kapitel beschrieben, gehen mit Verringerung der Gateabmessung die vorgestellten Kurz- und Schmalkanaleffekte einher, die das Kennlinienfeld zunehmend dominieren. Die Einsatzfähigkeit von komplexen Transistorschaltungen ist nicht zuletzt von der Fähigkeit abhängig, die Transistoren hinsichtlich der Miniaturisierung simulatorisch zu beschreiben. Bei modernen Simulationsmodellen, wie z.B. BSIM, sind diese Effekte bereits teilweise für den klassisch diffusiven Bereich implementiert.

Bisher basierte die Beschreibung des Transportprozess aufgrund der relativ großen Abmessungen des Kanals und des verwendeten Materials Si auf klassisch diffusiven Transport. Die Möglichkeiten die Kanallänge weiter zu verringern, wurde lediglich durch die derzeitige technologische Entwicklung bestimmt. Wie bisher durch das Moore'sche Gesetz gezeigt, wurden die Grenzen des technologisch Machbaren stetig verschoben, so dass in Zukunft industriell Transistoren hergestellt werden, deren Gatelänge kleiner als die mittlere freie Weglänge ist. Ballistischer Transport wird im nicht-linearen Transportregime durch bisherige Simulationsmodelle nur ungenügend beschrieben.

In dieser Arbeit werden Kurzkanal FETs mit minimalen Gatelängen von 20 nm untersucht,

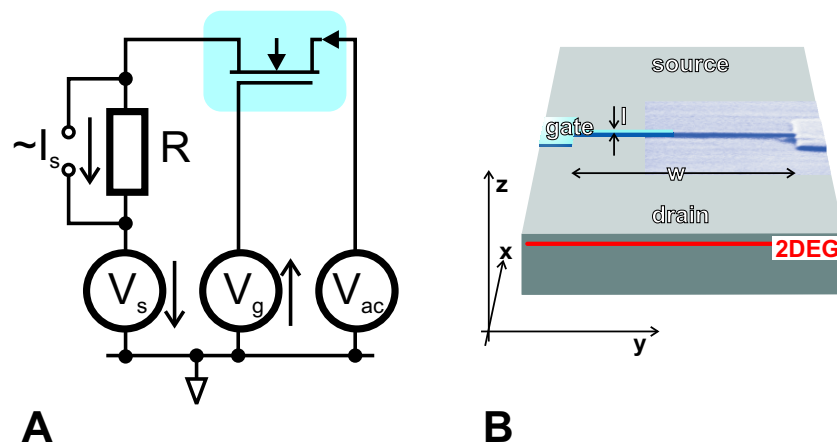


Abb. 3.1: **A:** Schematische Darstellung des elektrischen Aufbaus. Mittels serieller Widerstände, R , kann der Source- (I_s) (Drain- (I_d) und Gatestrom (I_g)) ermittelt werden. Die Spannungen an Drain- (V_d) und Gateseite (V_g) waren voneinander unabhängig. **B:** Schematischer Probenaufbau mit integrierter SEM-Aufnahme des Gates.

die auf HEMTs aufgebaut, neuartige ballistische Transporteffekte erwarten ließen. Die Untersuchungen wurden bis zu Vorwärtsspannungen von 2 V im ballistischen, nicht-linearen Regime durchgeführt.

3.1 Aufbau

Grundlage der Strukturen bilden hochbewegliche modulationsdotierte GaAs/AlGaAs Heterostruktur, in denen sich ein 2DEG etwa 120 nm unterhalb der Oberfläche bildet. Mittels hochauflösender Elektronenstrahlolithographie und anschließender lithographischer Technik wurden metallische Gates hergestellt, die eine Länge von 20 bis 75 nm und Weiten von 75 bis 150 μm haben. Das rechte Teilbild von Abbildung 3.1 zeigt eine dreidimensionale, schematische Ansicht eines FETs. In das Bild mit eingepasst ist eine SEM-Aufnahme des Randbereichs der Gateelektrode. Zu erkennen ist neben der schmalen Gateelektrode auch der trapezförmige, wesentlich größere Al-Kontakt. Im linken Teilbild ist das elektrische Schaltdiagramm gezeigt, das sowohl für DC- als auch für LockIn Messtechniken verwendet werden konnte: Eine Gleichspannung V_s wurde an Source angeschlossen und eine Wechselspannung V_{ac} an Drain erlaubt mittels Lock-Ins den differentiellen Strom im nicht-linearen Bereich direkt zu messen. Das Gate wurde über eine separate Spannungsquelle angesteuert. Der Strom I_s durch die Probe wurde durch den Spannungsabfall an einem in Serie geschalteten Widerstand R ermittelt.

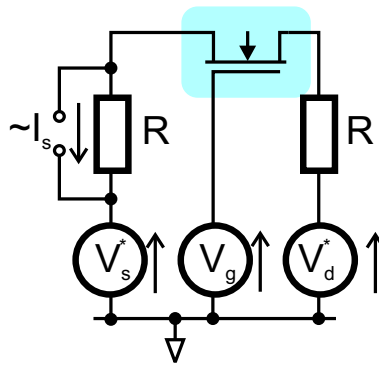


Abb. 3.2: Schematischer Aufbau zur Charakterisierung der Kennlinienfelder von Transistoren.

3.2 Charakteristische Kennlinienfelder

Zur Bestimmung der Arbeitspunkte eines Transistors wurden Kennlinienfelder in folgender Weise aufgezeichnet: Hierzu wurde der vorher vorgestellte Aufbau in leicht veränderter Form verwendet (Abbildung 3.2). Sowohl die Drainspannung als auch die Sourcespannung wurden mit $V_s^* = -V_d^* = \frac{1}{2}V_d$ im Push-Pull-Verfahren variiert. Dadurch konnten Effekte, die durch einen asymmetrischen Aufbau verursacht sind, eliminiert werden.

Zur Analyse des Einsatzbereiches der Transistoren werden Arbeitsbereich und Übertragungsleitwerte analysiert. In Abbildung 3.3 ist ein Kennlinienfeld für einen FET mit einer Gatelänge von 50 nm dargestellt. Der linke Graph zeigt den Strom I_s durch den FET in Abhängigkeit der Gatespannung V_g bei einer Vorwärtsspannung von 1.0 V. Wie zu sehen sperrt der FET unterhalb einer Gatespannung von -1.45 V und geht ab einer Spannung von 0 in Sättigung. Dazwischen besitzt der FET einen unregelmäßigen Verlauf: Zunächst nimmt der Strom I_s im Unterschwellenspannungsbereich bis etwa -1.2 V exponentiell zu. Anschließend reduziert sich zunächst die Stromzunahme und steigt ab -0.45 V wieder stark an, so dass die Kurve insgesamt eine Doppel-S-Kurve zeigt.

Der rechte Graph zeigt den Strom I_s gegen die Vorwärtsspannung V_s bei Gatespannungen von 0 bis -1.5 V. Wie zuvor verläuft der Graph sehr unregelmäßig: Es gibt zwei lineare Arbeitsbereiche, die aufeinander folgen. Über die Anpassung an die Gleichung für den linearen Arbeitsbereich $I_s = KV_s(V_g - V_{gth} - V_s/2)$ [TS02] kann daraus ein Transkonduktionskoeffizient von $K = 0.1$ mA/V² ermittelt werden. Dieser Wert ist vergleichbar mit anderen Sperrschicht-FETs, die in Kleinsignalschaltungen Anwendung finden. Für den zweiten linearen Bereich zwischen -1 und -0.5 V kann man keine derartige Anpassung vornehmen, da die verwendeten Gleichungen für diese Spannungswerte nicht geeignet sind und die üblichen geläufigen FET-Gleichungen den gezeigten Verlauf nicht widerspiegeln.

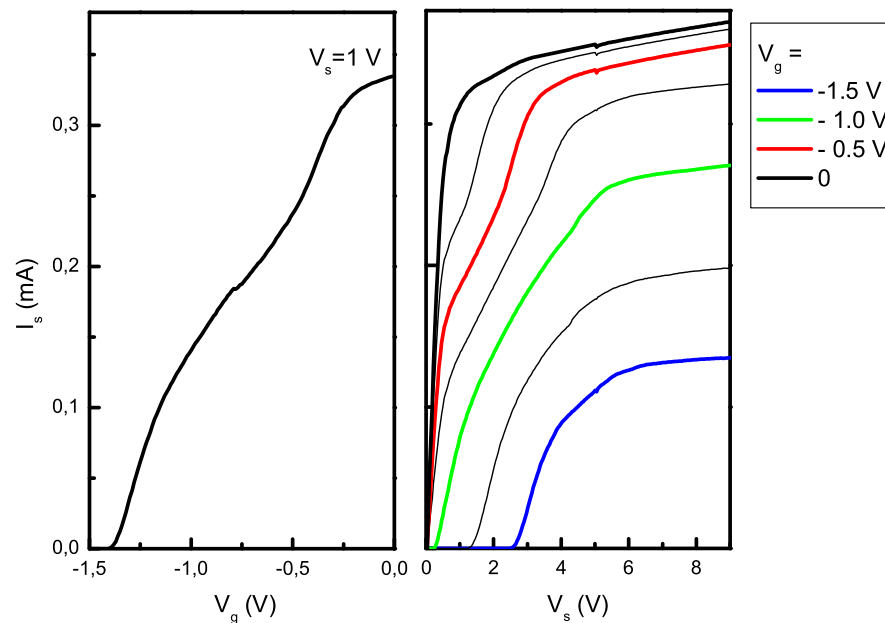


Abb. 3.3: Eingangs- und Ausgangskennlinien eines GaAs/AlGaAs Transistors mit einer Gatelänge von 50 nm. Links: Strom durch den FET gegen die Gatespannung V_g bei einer Vorwärtsspannung von $V_s = 1$ V. Rechts: Strom I_s gegen die Vorwärtsspannung für verschieden Gatespannungen von 0 bis -1.5 V.

Um das Phänomen eingehender auf Gateeigenschaften und Vorwärtsspannungen zu untersuchen, wurde in den linearen Transportbereich bei geringen Vorwärtsspannungen gewechselt, um mittels einer quantitativen Analyse eine theoretische Modellierung mit der bei NANOTCAD entstandenen Simulationssoftware zu ermöglichen.

3.3 Leitwertanalyse

Zur Messung des Leitwerts wurde der auf Seite 49 in Abbildung 3.1 vorgestellte Aufbau im Lock-In Modus bei konstanter Anregungsamplitude V_{ac} betrieben und die Vorwärtsspannung V_s auf wenige Millivolt beschränkt. Der differentielle Leitwert $G = dI_s/dV_s$ wurde über den Spannungsabfall dU_R an einem seriellen Messwiderstand R ermittelt, mit $dI_s = dU_R/R$.

In Abbildung 3.4 ist die Verschiebung der Schwellenspannung V_{th} mit zunehmender Vorwärtsspannung für Gatelängen von 25, 50 und 75 nm dargestellt. Die Schwellenspannung V_{th} ist definiert als die Gatespannung, bei der der Leitwert durch den FET einen Wert von 0.01% G_0

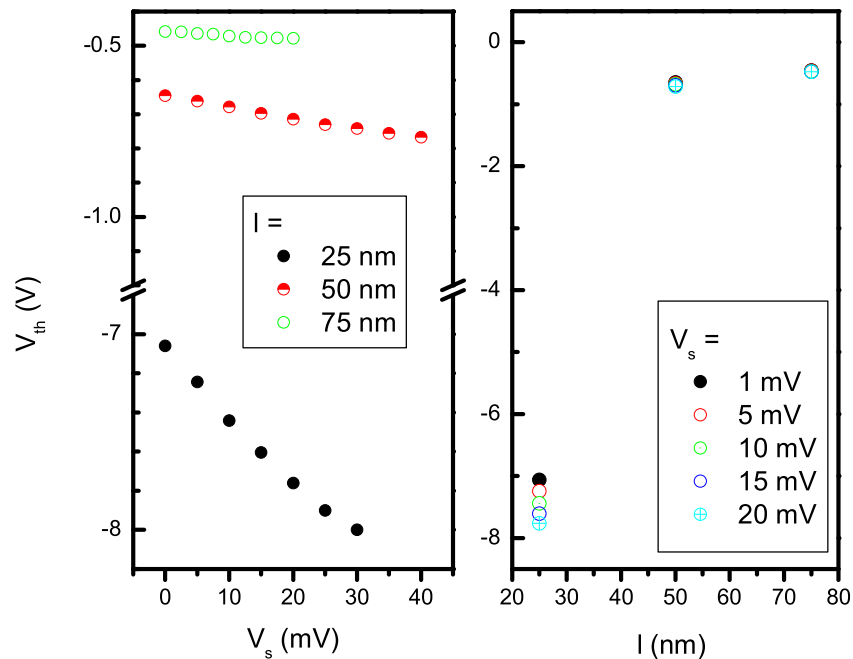


Abb. 3.4: Links: Schwellenspannung V_{th} gegen die Vorwärtsspannung V_s für die Gatelängen $l = 25, 50$ und 75 nm. Rechts: V_{th} in Abhängigkeit der Gatelänge für unterschiedliche Vorwärtsspannungen.

mit $G_0 = 2e^2/h$ erreicht. Das kürzeste Gate hat bei 1 mV Vorwärtsspannung eine Schwellenspannung von $V_{th} = -7.06$ V und verschiebt mit 38 mV/V. Die Schwellenspannung verschiebt für das mittlere Gate von $V_{th} = -0.65$ V mit 3.4 mV/V und das größte Gate der Länge 75 nm verschiebt lediglich von $V_{th} = -0.46$ V mit 1.1 mV/V.

Mit geringerer Gatelänge nimmt der Einfluss der Vorwärtsspannung stetig zu. Diese Daten wurden im rechten Graphen gegen die Länge aufgetragen und zeigen eine Sättigungskurve bei großen Gatelängen. Eine derartige Einsatzspannungverschiebung ist auch für MOSFETs mit kurzer Kanallänge bekannt [ISK⁺99, CCW⁺02, Yau74] und wird als Kurzkanaleffekt im vorherigen Kapitel 2.1.1 beschrieben. Neben diesem allgemeinen Trend, dass die Einsatzspannung mit kleineren Gatelängen zu negativeren Spannungen verschiebt, ist noch eine weitere Verschiebung ΔV_{th} zu erkennen, wenn man die Kurven für unterschiedliche Vorwärtsspannungen miteinander vergleicht. Der Graph beinhaltet die Daten für Vorwärtsspannungen von 1 bis 20 mV. Mit zunehmender Vorwärtsspannung nimmt diese Verschiebung zu [Sze02]. Dieser Effekt wird durch das Drain Induced Barrier Lowering hervorgerufen [Sze02, KKKJ02, SR99, HJC⁺97].

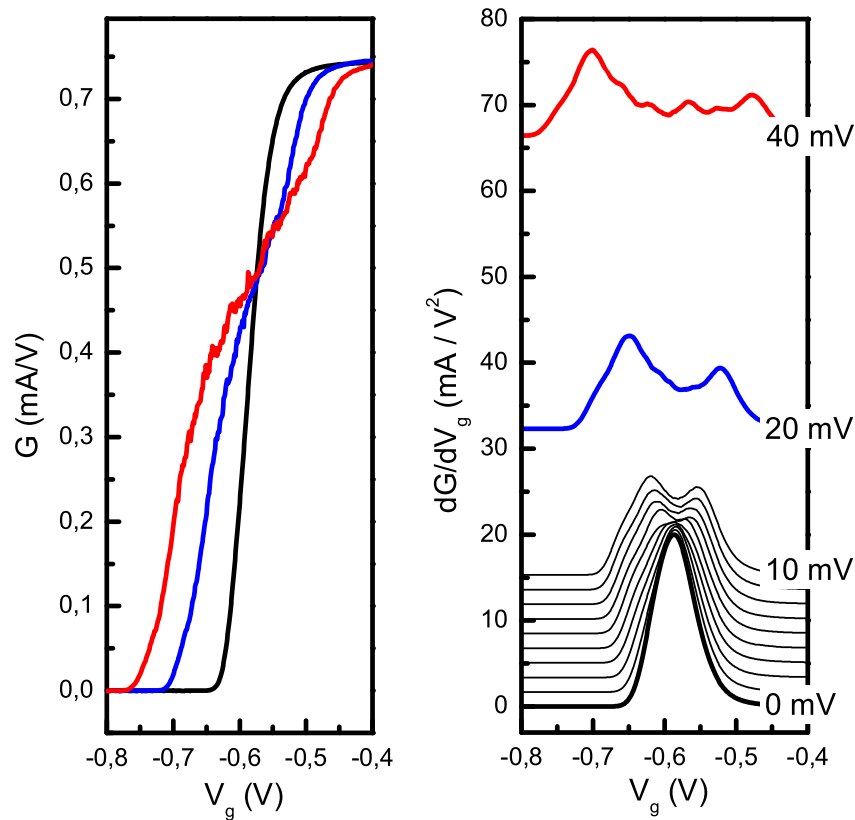


Abb. 3.5: Links: Leitwert in Abhängigkeit der Gatespannung für einen 50 nm FET für die Vorwärtsspannungen 0, 20 und 40 mV, schwarz, blau und rot dargestellt. Rechts: dG/dV_g gegen die Gatespannung für verschiedene Vorwärtsspannungen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden die Kurven gegeneinander vertikal versetzt angeordnet.

Wobei an dieser Stelle vermerkt wird, dass kein für MOSFET bekannte Theorie einen derart beschriebenen Kurvenverlauf beschreiben kann. Im Rahmen dieser Arbeit wird dies auf den ballistischen Transportprozess zurückgeführt. Anders als bei konventionellen, klassisch diffusiven MOSFETs, basiert der Leitwert des vorgestellten FETs auf ballistischem Transport. Sehr deutlich wird der Unterschied bei Betrachtung der Leitfähigkeitskurven von Abbildung 3.5. Das linke Teilbild zeigt den differentiellen Leitwert $G = \partial I_d / \partial V_{ac}$ eines 50 nm Gate-Transistors in Abhängigkeit der Gatespannung V_g bei verschiedenen Vorwärtsspannungen $V_s = 0, 20$ und 40 mV. Im rechten Teilbild ist die Ableitung des differentiellen Leitwerts nach der Gatespannung $\partial G / \partial V_g = \partial^2 I_{ds} / (\partial V_{ac} \partial V_g)$ gezeigt.

Für eine Vorwärtsspannung von 1 mV wird der FET Kanal ab einer Gatespannung von $V_g > -0.62$ V leitfähig. Bei einer Erhöhung der Gatespannung auf -0.52 V steigt der Leitwert G auf einen maximalen Wert von $G = 0.74$ mA/V. Eine weitere Erhöhung der Gatespannung bewirkt keine Veränderung dieses maximalen Leitwerts. Damit kann der Gesamtwiderstands der Probe, einschließlich des Kontaktwiderstands, auf 1.4 k Ω bestimmt werden. Im Vergleich mit der Kurve für geringe Vorwärtsspannungen verschiebt die Schwellenspannung für eine Vorwärtsspannung von $V_s = 20$ mV um 50 mV zu negativeren Gatespannungen. Der maximale Leitwert wird dagegen bei einer Gatespannung erreicht, die um 50 mV zu positiveren Gatespannungen verschoben ist. Zunächst ist die Steigung der Leitwertkurve dG/dV_g von der Schwellenspannung bis zu einem Wert von $G = 4.4 \times 10^{-4}$ A/V vergleichbar mit dem der Leitwertkurve für die geringe Vorwärtsspannung von 1 mV. Anschließend folgt eine geringere Steigung dG/dV_g im Bereich von -0.62 V $< V_g < -0.52$ V. Oberhalb von $V_g > -0.52$ V setzt sich die Leitwertkurve mit der ursprünglichen Steigung bis zur Sättigung fort. Wird die Vorwärtsspannung auf 40 mV erhöht, setzt die Leitfähigkeit des Kanals um weiter 50 mV früher, bei negativeren Gatespannungen, ein und der maximale Leitwert wird um weiter 50 mV später, bei positiveren Gatespannungen, erreicht.

Im rechten Teilbild ist die dG/dV_g Kurve gezeigt. Für geringe Vorwärtsspannungen offenbart sich eine deutlicher Einzelpeak, der mit zunehmender Vorwärtsspannung in einen Doppelpeak aufspaltet. Die Peakposition ist linear von dem Betrag der Vorwärtsspannung abhängig.

Besser kann man das Beschriebene durch die Darstellung im rechten Teilbild diskutieren: In den dargestellten Ableitungen zeigen sich die verschiedenen Steigungen als Doppelpeakstrukturen. Für die Ableitung der differentiellen Leitfähigkeit existiert nur ein einziger Peak bei einer Vorwärtsspannung von 1 mV. Bei Erhöhung der Vorwärtsspannung teilt sich der Einzelpeak in eine Doppelpeakstruktur. Die Spannungsdifferenz zwischen den Peakmaxima nimmt mit zunehmender Vorwärtsspannung zu. Der Einzelpeak liegt bei $V_g = -0.59$ V für $V_s = 1$ mV und spaltet bei $V_s = 20$ mV symmetrisch um 110 mV auf und hat bei $V_s = 40$ mV eine Aufspaltung von 220 mV erreicht.

Diese Aufspaltung wurde erstmals im Rahmen dieser Arbeit an allen FETs mit stark miniaturisierten Gatelängen gefunden. In Abbildung 3.6 wurden die nach der Gatespannung differenzierten Leitfähigkeiten eines 25 nm FET in Farbwerte übersetzt und in einer Falschfarbendarstellung Gate- mit der Vorwärtsspannung in Beziehung gesetzt: Große Leitwerte sind rot, kleine Leitwerte blau gezeigt. Die Aufspaltung des Einzelpeaks bei $V_s = 0$ in einen Doppelpeak ist deutlich zu erkennen. Mit zunehmender Vorwärtsspannung vergrößert sich der Peakabstand linear. Im Vergleich zu einem FET mit der größeren Gatelänge von 50 nm ist für $V_s = 0$ der Einzelpeak um etwa 5.9 V von -0.59 V auf -6.5 V zu negativeren Gatespannungen verschoben

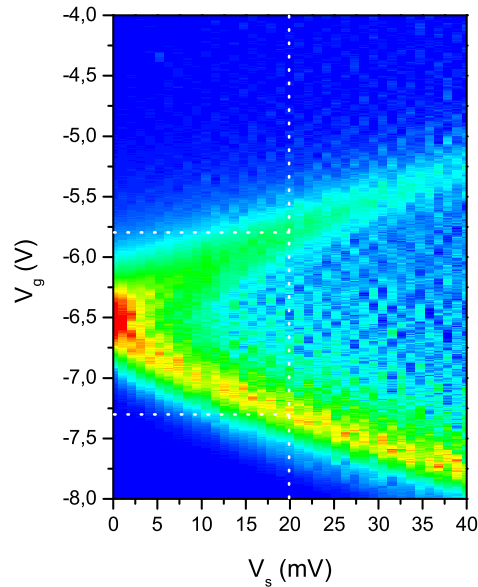


Abb. 3.6: Falschfarbendarstellung der Ableitung des differentiellen Leitwerts nach der Gatespannung. Die Schwellenspannung liegt für $V_s = 0$ bei -6.5 V.

und der Peakabstand hat sich für $V_s = 20$ mV um etwa 2.8 V von 0.15 V auf 3 V vergrößert.

3.4 Signaturen ballistischen Transports in Feldeffekttransistoren

Zur Analyse der oben beschriebenen Leitfähigkeitskurve wurden im Folgenden drei Fälle unterschieden. Hierzu ist in Abbildung 3.7 jeweils schematisch das Potentialprofil ϕ des Leitungsbands durch die FET-Gateregion gezeigt. Zwischen den elektrochemischen Potentialen von Source μ_s und Drain μ_d befindet sich eine Potentialbarriere mit einem Maximum E_{MAX} , dessen Höhe den Leitwert des FETs bestimmt. Die Fermi-Verteilungsfunktion der chemischen Potentiale wird aus Gründen der Anschaulichkeit als Stufenfunktion ($F_{1/2}(\Delta E) \rightarrow \Theta(\Delta E)$) angenommen. Im Fall A ist das Maximum E_{MAX} der Leitungsbandkante ϕ größer als die elektrochemischen Potentiale von Source μ_s und Drain μ_d , so dass der Leitwert vernachlässigbar klein ist. Im Fall B ist die Energie der Elektronen aus dem elektrochemischen Potential von Source μ_s größer als die Potentialbarriere E_{MAX} , so dass Elektronen nach Drain gelangen und

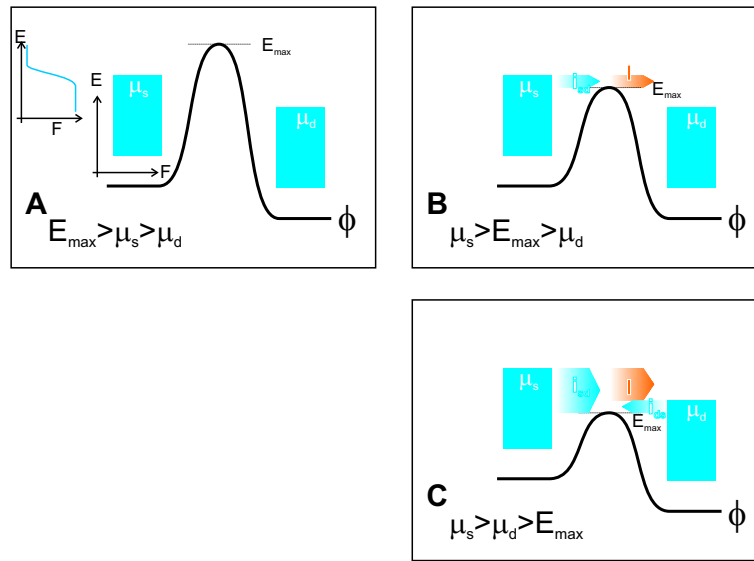


Abb. 3.7: A, B und C zeigen das schematische Potentialprofil des Leitungsbandes ϕ entlang des Kanals durch die Gateregion des FET. Zur Vereinfachung wurde die Fermi-Dirac-Verteilung durch eine Stufenfunktion genähert. Zur Beschreibung der Leitfähigkeit des FET werden drei Fälle unterschieden. A: Kein Strom fließt durch das FET für den Fall, dass das chemische Potential von Source und der Drain unterhalb von E_{MAX} liegt. B: nur die Elektronen aus Source können die Barriere überwinden und tragen zum Gesamtstrom bei $I = i_{sd}$. C: Der Gesamtstrom wird aus beiden Partialströmen zusammengesetzt, $I = i_{sd} - i_{ds}$.

zum Ladungsträgertransport als Partialstrom i_{sd} beitragen. Das elektrochemische Potential von Drain genügt jedoch nicht, um ebenfalls Ladungsträger über die Barriere zu transmittieren. Daher hängt der Gesamtstrom I nur von dem Partialstrom i_{sd} aus Source ab, der von der Energiedifferenz zwischen E_{MAX} und μ_s bestimmt wird ($\Rightarrow I = i_{sd}$). Wird die Potentialbarriere weiter verkleinert und liegt unterhalb des elektrochemischen Potentials von Drain (wie in Fall C), so wird der Gesamtstrom durch zwei Partialströme bestimmt: von Source nach Drain i_{sd} und von Drain nach Source i_{ds} , so dass $I = i_{sd} - i_{ds}$. Im Gegensatz zu Fall B ist der Gesamtstrom unabhängig von E_{MAX} und ist nur noch von dem Potentialunterschied von Source und Drain bestimmt.

Der Strom durch den FET kann, wie in dem Kapitel 2 auf Seite 18 gezeigt, ausgedrückt werden durch die Landauer Formel

$$I = \frac{2e}{h} \int dE (T_s f(E - \mu_s) - T_d f(E - \mu_d)),$$

mit der Fermi-Verteilungsfunktion $f(E - \mu) = 1/(1 + e^{(E-\mu)/(kT)})$ und einem von der Energie unabhängigen Transmissionskoeffizienten T_i . Für den ballistischen Fall gilt $T_i \equiv 1$. Unter der Annahme, dass alle Elektronen unterhalb E_{MAX} effektiv an der Barriere reflektiert werden ergibt

sich ein Integrationsintervall von $[E_{\text{MAX}} \dots \infty]$. Mit $F_{1/2}(\mu - E_{\text{MAX}}) = \int_{E_{\text{MAX}}}^{\infty} dE f(E - \mu)$, dem Fermiintegral der Ordnung 1/2, schreibt sich die Gleichung zur Beschreibung des Stroms durch den FET

$$I \propto F_{1/2}(\mu_s - E_{\text{MAX}}) - F_{1/2}(\mu_d - E_{\text{MAX}}). \quad (3.1)$$

E_{MAX} ist nicht ausschließlich von der Gatespannung abhängig, sondern wird mit steigender Vorwärtsspannung zusätzlich vermindert. Dies geht auf das sogenannte Drain-Induced-Barrier-Lowering zurück, einem Kurzkanaleffekt, der bereits vorher für klassische Transistoren diskutiert wurde. Den Einfluss von Vorwärts- und Gatespannung auf E_{MAX} kann durch Effektivitätskonstanten η_{sd} und η_g genähert werden, so dass

$$E_{\text{MAX}} = E_0 - e(\eta_{sd}V_s + \eta_gV_g) \quad (3.2)$$

das Maximum der Potentialbarriere beschreibt, mit $E_{\text{MAX}} = E_0$ bei einer Vorwärts- und Gatespannung von 0. Unter Verwendung von Gleichung 3.2 und 3.1 gilt für die Ableitung des differentiellen Leitwerts nach der Gatespannung somit

$$\begin{aligned} \frac{dG(E_{\text{MAX}})}{dV_g} &= \frac{d^2I(E_{\text{MAX}})}{dV_g dV_s} \\ &\propto \eta_g \left\{ \underbrace{\eta_{sd} F_{-3/2}(\mu_s - E_{\text{MAX}})}_{\rightarrow 1. \text{ Peak bei } E_{\text{MAX}} = \mu_s} + \underbrace{(1 - \eta_{sd}) F_{-3/2}(\mu_d - E_{\text{MAX}})}_{\rightarrow 2. \text{ Peak bei } E_{\text{MAX}} = \mu_d} \right\}, \end{aligned}$$

mit der Fermifunktion der Ordnung $-3/2$, die ein Maximum bei 0 besitzt. Unter der Voraussetzung ballistischen Transports, bei dem die Energie der Elektronen über die freie Weglänge erhalten bleibt, ergibt sich daher sowohl ein Peak für $E_{\text{MAX}} = \mu_s$, als auch für $E_{\text{MAX}} = \mu_d$. Es ist im Rahmen dieser Annahme also die Abhängigkeit von E_{MAX} von $\eta_{sd}V_s$ die zu der linearen Zunahme des Peakabstandes mit größer werdender Vorwärtsspannung führt. Somit lassen sich die gezeigten Ergebnisse von Abbildungen 3.5 und 3.6 durch ballistischen Transport unter Berücksichtigung des DIBL-Effekts erklären. Da keine Einschränkung bezüglich spezifischer Materialien gemacht wurden, kann daher die beobachtete Peak-Aufspaltung als Kennzeichen ballistischen Transports in einem FET gewertet werden.

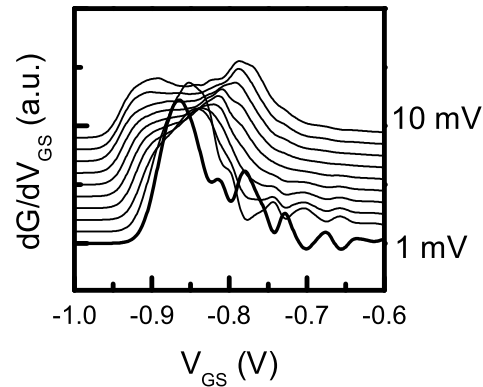


Abb. 3.8: Theoretische Simulation der $dG/dV_g(V_g)$ -Kurve für ein 50 nm FET mit dem NANOTCAD Programm, das einen effektiven Code zur iterativen Lösung der Schrödingergleichung und der Poisson-Gleichung im nicht linearen Regime ausnutzt.

3.5 Quantentransport-Analyse von ballistischen Feldeffekt Transistoren

3.5.1 NANOTCAD-Simulation

Aufgrund der oben beschriebenen Signaturen des ballistischer FETs ist es von Interesse die Simulationssoftware, die im Rahmen des von der EU geförderten Projekts erstellt wurde, hinsichtlich ihres Potentials zur Beschreibung ballistischer Transporteigenschaften im nicht-linearen Bereich zu testen. Aus den im Kapitel 2 auf Seite 23 vorgestellten Studien waren wichtige Parameter wie Dotierkonzentrationen (N_a , N_d , D_s und Φ^*) zur Simulation der FETs bekannt. Unter Berücksichtigung des DIBL konnte mit NANOTCAD-Programmen der ballistischen FET simuliert werden. Die entsprechenden Resultate sind in Abbildung 3.8 gezeigt. Analog zum rechten Teilbild von Abbildung 3.5 ist hier der differentielle Leitwert nach der Gatespannung abgeleitet gegen die Gatespannung für Vorwärtsspannungswerte zwischen 0 und 10 mV aufgetragen. Sehr gut ist hier das Aufspalten des Einzelpeaks bei $V_s = 0$ in ein Doppelpeak zu erkennen, dessen Peakabstand mit wachsender Vorwärtsspannung ebenfalls zunimmt. Der Vergleich mit den experimentellen Daten zeigt die hervorragende Übereinstimmung von Simulation und Experiment und damit die Einsatzmöglichkeit des NANOTCAD-Werkzeugs, Bauelemente im ballistischem

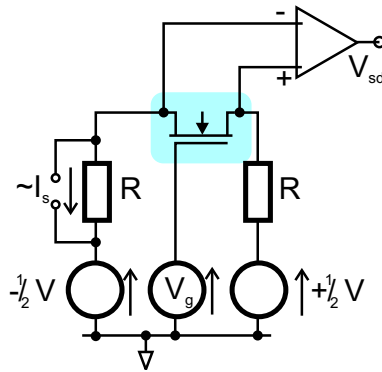


Abb. 3.9: Elektrisches Schaltdiagramm zur 4-Terminal Messung der $G(V_g, V_{ds})$ -Kennlinie. Zur Verringerung der Potentialstörungen des FET wurde der Spannungsabfall an der Probe über einen Differenzverstärker mit einer Eingangsimpedanz von mehreren $G\Omega$ gemessen.

Regime zu beschreiben.

3.5.2 DC-Analyse ballistischer Feldeffekttransistoren

Die Doppelppeakstruktur konnte auch direkt durch Messen des DC-Stroms verifiziert werden. Anstelle des sehr sensitiven Lock-In-Verfahrens mit einer Anreger-Wechselspannung wurde hierfür eine Gleichspannungsmethode verwendet, bei der der Strom I_s durch den FET mittels eines in Serie geschalteten Widerstands in Abhängigkeit der Gatespannung V_g und der Vorwärtsspannung V_s gemessen wurde. Dazu wurden jeweils zwei $I_s(V_g)$ -Kurven bei den Vorwärtsspannungen V_s und $V_s + \Delta V_s$ voneinander subtrahiert, $\Delta I_s(V_g, V_s) = I_s(V_g, V_s + \Delta V_s) - I_s(V_g, V_s)$. Dadurch erhält man den Differenzquotienten $\Delta I_s(V_g, V_s)/\Delta V_s$. Durch Ableiten nach V_g war es möglich, die Doppelppeakstruktur ebenfalls zu analysieren. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, den Einfluss des Kontaktwiderstands durch Messen in einer 4-Punkt Anordnung zu eliminieren.

Der dazugehörige 4-Terminal Aufbau ist in Abbildung 3.9 schematisch dargestellt. Dazu wurde sowohl auf Source- als auch auf Drainseite jeweils ein serieller Messwiderstand mit jeweils einer Spannungsversorgung angeschlossen. Die Spannungsquellen waren im Push-Pull-Modus geschaltet und lieferten entgegengesetzt gleiche Spannungen. Die seriellen Widerstände wurden wesentlich kleiner als der minimale Probenwiderstand gewählt. Um die Potentialstörungen an der Probe durch einen zusätzlichen Spannungsabgriff möglichst zu minimieren, wurde ein Differenzverstärker verwendet. Dadurch wird die Eingangsimpedanz von $10\text{ M}\Omega$ auf mehrere $G\Omega$ erhöht, um vor allem im Gatespannungsbereich, in dem die Probe eine sehr geringe Leitfähigkeit besitzt, keine signifikanten Potentialstörungen zu verursachen. Um den Einfluss

des Kontaktwiderstandes auf die beobachtete Aufspaltung und die Doppelpeakstruktur zu untersuchen, wurden für den FET mit einem 75 nm Gate diese Messung mit unterschiedlichen Messwiderständen durchgeführt und die Amplitude des ersten mit dem zweiten Peak in Tabelle 3.1 verglichen. Bis zu einem Widerstand von 100 Ω bleibt das Verhältnis aus den beiden Peaks

$R(\Omega)$	$\frac{dG/dV_g^{\text{Peak A}}}{dG/dV_g^{\text{Peak B}}}$
10	6.17
100	6.10
1 k	18.1

Tab. 3.1: Vergleich der maximalen differentiellen Transconductance des 1. und 2. Peaks für verschiedene serielle Widerstände. Das Verhältnis der Peakmaxima bleibt für serielle Widerstände bis 1 k Ω konstant und zeigt erst danach eine starke Widerstandsabhängigkeit.

nahezu konstant. Erst ab 1 k Ω Messwiderstand kann eine dramatische Abweichung festgestellt werden, da dieser zu einem nicht zu vernachlässigenden Spannungsabfall am Messwiderstand und damit zu einer Verschiebung der Spannungen an der Probe führt.

Zur Veranschaulichung der Unterschiede zwischen klassisch, diffusivem Transport und ballistischem Transport wurden in Abbildung 3.10 die durch das NANOTCAD Programm simulierte dG/dV_g -Charakteristik mit einem für die Beschreibung von diffusiven FETs anerkanntem EKV Modell dargestellt. Das linke Teilbild zeigt das Ergebnis aus dem Experiment für Vorwärtsspannungen von 1 mV bis 3 mV. Das rechte Teilbild stellt diesem zwei theoretische Simulationen gegenüber, die einerseits auf dem vorgestellten NANOTCAD-Algorithmus beruhen, andererseits den für klassisch, dissipative Transistoren nach Enz, Krummenacher und Vitoz (EKV) [EKV95] als Grundlage hat. Die zur Simulation des EKV notwendigen Parameter wurden durch einen bestmöglichen Fit an die experimentellen Kurven gefunden. In der Tat lassen sich signifikante Unterschiede zwischen klassischem und ballistischem Simulationsmodell finden. Während das ballistische Modell sehr gut die Doppelpeaks mit gut ausgeprägtem Zwischenminimum wiedergibt, sind in dem EKV-Modell nur unterschiedlich große Steigungen zu erkennen. Sehr deutlich wird die Abweichung des EKV-Modells und auf der anderen Seite die Übereinstimmung des NANOTCAD-Modells mit dem Experiment in der Flanke nach dem zweiten Peak. Während Experiment und NANOTCAD-Simulation ein Abfallen der dG/dV_g -Kurve zeigen, bleibt das EKV auf einem konstanten Wert. Demnach kann klassischer, dissipativer Transport die Transporteigenschaften der miniaturisierten GaAs/AlGaAs FETs beschreiben.

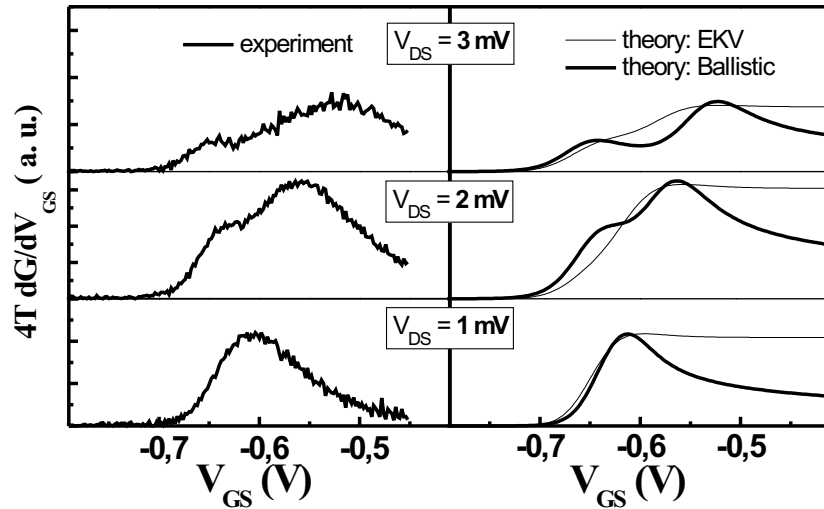


Abb. 3.10: $dG(V_g, V_{ds})/dV_g$ -Kurven für 3 Vorwärtsspannungen. Links: Aus experimentellen Daten numerisch zusammengestellte 4-Terminal- $dG(V_g, V_{ds})/dV_g$ -Kurve. Rechts: Vergleich der Simulation mit zugrundeliegendem ballistischen Transportmodell und diffusivem Transportmodell.

3.5.3 Einfluss inelastischer Streuung

Um den Einfluss von Streumechanismen auf die beschriebene Peakstruktur in der dG/dV_g Charakteristik zu untersuchen, wurden Transportuntersuchungen bis zu Raumtemperatur durchgeführt. Das linke Teilbild von Abbildung 3.11 zeigt diese Charakteristik in Abhängigkeit der Gatespannung V_g für Temperaturen von 2 K bis zu 60 K jeweils bei einer Biasspannung von 10 mV. In dem rechten Teilbild sind die Gatespannungspositionen von Peak A als rote Dreiecke und von Peak B als blaue Dreiecke eingezeichnet. Die Kreise repräsentieren die Peakposition für verschwindende Vorwärtsspannung, die sich mit zunehmender Temperatur zu negativeren Gatespannungen linear verschiebt. Der Peakabstand verringert sich nichtlinear, wobei für $T = 60$ K noch ein Peak aufgelöst werden kann.

Bis zu einer Temperatur von 10 K bleibt der Peakabstand nahezu konstant. Die Verschiebung der Schwellenspannung mit zunehmenden T wird auf eine Erhöhung der Elektronenkonzentration zurückgeführt.

Ab einer Temperatur von 10 K verringert sich der Peakabstand von ursprünglich 57 mV auf lediglich 16 mV bei 50 K und verschwindet ab 60 K vollständig. Dies wird darauf zurückgeführt, dass durch eine Temperaturerhöhung die inelastische Streurrate τ^{-1} der Elektronen durch

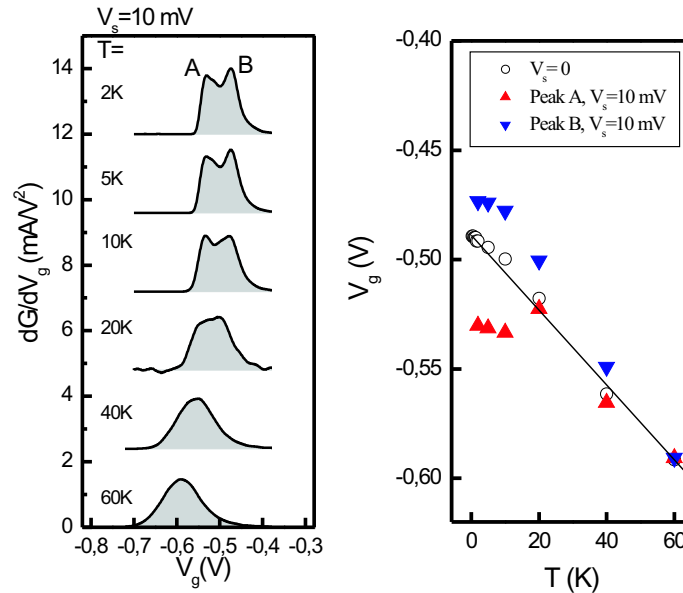


Abb. 3.11: Temperaturverhalten der dG/dV_g -Kurve für eine Vorwärtsspannung von 10 mV. Links: Doppelpeakstruktur für verschiedene Temperaturen. Rechts: Gatespannungsposition der Peaks gegen die Temperatur. Zusätzlich wurde der Einzelpeak für $V_s = 0$ eingezeichnet.

Streueignisse an Phononen zunimmt, wodurch wiederum die mittlere freie Weglänge verringert wird. Es ist daher eine kontinuierliche Verringerung der Peakaufspaltung aufgrund des Übergangs vom ballistischen über den quasi-ballistischen hin zum diffusiven Transportprozess zu erwarten. Insgesamt verliert ein von Source emittiertes Elektronenensemble einen Teil der Energie durch inelastische Streuung. Effektiv führt dies zu einer Verringerung von $\mu_s^* - \mu_d^*$, so dass die Peaks mit größerer Temperatur zu einem verschmelzen.

Auf der anderen Seite bedeutet dies, dass durch eine große Vorwärtsspannung dem entgegengewirkt werden kann, da $\mu_s^* - \mu_d^*$ mit V_d zunimmt. Abbildung 3.12 zeigt das Peaksplitting für 100 K und 300 K. Wie aus der Abhängigkeit der Elektronenkonzentration mit der Temperatur erwartet, verschiebt sich die gesamte Peakstruktur nach negativen Gatespannungen. Lag der Einzelpeak für $V_s = 0$ für 60 K bei -0.58 V, ist für 100 K der Peak nach -0.6 V verschoben und für 300 K auf -3.5 V. Sehr bemerkenswert ist, dass die Doppelpeakstruktur mit größeren Vorwärtsspannungen wieder auftritt. Für 100 K ist ein Peaksplitting ab einer Vorwärtsspannung von 20 mV und für 300 K wieder ab 200 mV zu erkennen. Ein einfaches Modell beschreibt diese Beziehung unter der Annahme, dass $\mu_s^* - \mu_d^* = \eta(\mu_s - \mu_d)$. Hierbei wird lediglich angenommen,

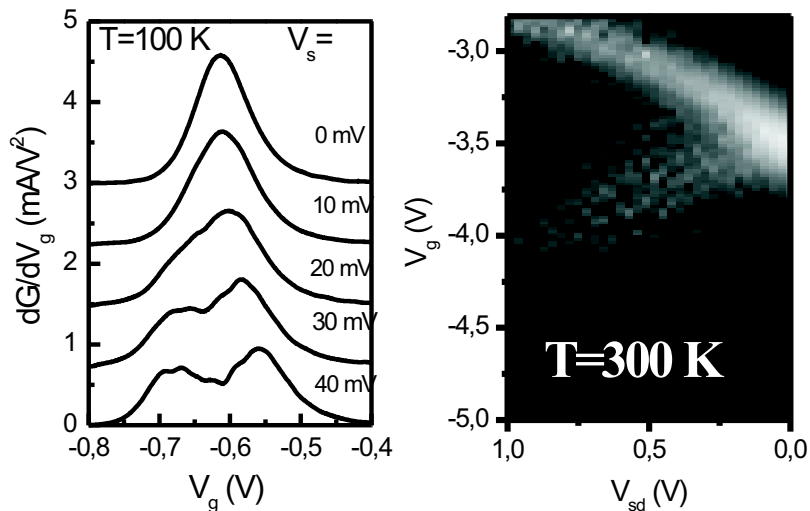


Abb. 3.12: Links: Temperaturabhängigkeit der Doppelppeakstruktur bei 100 K. Rechts: Falschfarbendarstellung der Doppelppeakaufspaltung für Raumtemperatur.

dass bezüglich des effektiven Feldes im Kanal die Abschirmung des Drain-Feldes ähnlich der Abschirmung des effektiven Gate-Feldes ist, wobei η die dazugehörige Abschirmungskonstante ist.

Ist ηeV_d größer als die thermische Energie kT kann die Aufspaltung wieder beobachtet werden. Dies lässt sich leicht für den Übergang bei $T = 100$ K verifizieren, da die Aufspaltung für $V_{ds} = 30$ mV auftritt. Mit $kT = 8.3$ meV und $\eta = 0.3$ ergibt sich $\eta eV_d = 28$ meV, so dass das Modell sehr gut passt. Für $T = 300$ K lässt sich analog das Splitting mit $kT = 25$ meV und $\eta = 0.1$ beschreiben. Somit konnte im Rahmen dieser Arbeit erstmals quasi-ballistischer Transport bei Raumtemperatur in miniaturisierten FETs nachgewiesen werden.

Kapitel 4

Resonante Tunneldioden

Bereits 1957 realisierte Esaki [Esa57] die erste Tunneldiode. Ein Bauelement, dessen Funktionsprinzip auf der quantenmechanischen Wellennatur der Elektronen beruht, die durch klassisch nicht überwindbare Barrieren tunneln können. Aufgrund einer starken n-p-Dotierung verbiegen sich Leitungs- und Valenzband in einer Esaki-Tunneldiode derart, dass Elektronen aus dem Leitungsband der n-Schicht in das Valenzband der p-Schicht tunneln [Esa57, Sze02]. Diese Tunneldioden, die auf dem Zener-Interbandtunnel-Effekt [Zen43] beruhen, sind mittlerweile in Hochfrequenz-Mikrowellensystemen Standard.

Mit der voranschreitenden Technologieentwicklung im Schichtenwachstum von Halbleitern können mit atomarer Präzision Variationen im Halbleitermaterial kontrolliert hergestellt werden. Diese Technologie als Basis für ein Bandgapengineering war Voraussetzung für ein neuartiges Tunneldiodenkonzept, das 1973 von Tsu und Esaki [TE73] vorgestellt worden war. Im Bandverlauf konnte eine Potential-Doppelbarriere realisiert werden. Je nach Lage der Energieniveaus zur Fermienergie kann resonantes Tunneln, wie im Abschnitt 2.2.3 auf Seite 39 vorgestellt, stattfinden.

4.1 Untersuchung zur Größenskalierung

Kontrolliert durch eine Vorwärtsspannung wird die Resonanzbedingung erreicht. Stromtransport findet über eine Querschnittsfläche A durch die Tunneldiode statt. Mit der Verkleinerung der stromführenden Querschnittsfläche nimmt die Bewegungsfreiheit der Elektronen zusätzlich in der Quantentrogenebene ab. Im Folgenden werden Miniaturisierungseffekte vorgestellt, die an lateralstrukturierten resonanten Tunneldioden (RTD) beobachtet wurden.

Abbildung 4.1 stellt den schematischen Aufbau lateral strukturierter RTDs vor. Das untere,

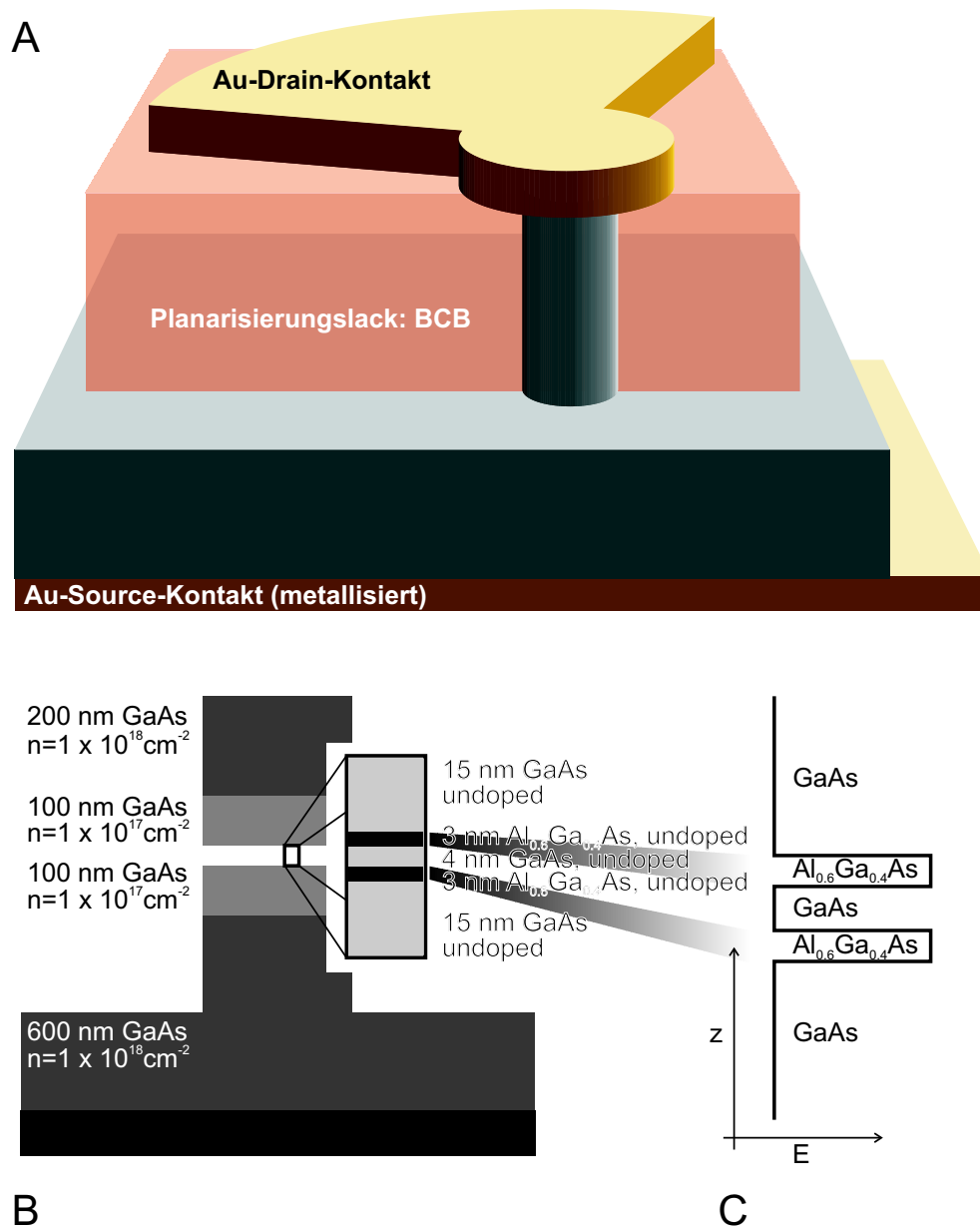


Abb. 4.1: Oben: Schematische Darstellung der Kontakte mit der Tunnelstruktur. Die Säule mit der Doppelbarriere wurden zur Kontaktierung in BCB eingebettet werden. Unten, links: schematischer Querschnitt durch den Schichtstrukturaufbau der RTD. Unten, rechts: Energiediagramm zur Doppelbarriere.

linke Teilbild zeigt einen prinzipiellen Querschnitt durch das Bauelement. Die Doppelbarrierenstruktur aus undotiertem Material besteht aus 4 nm GaAs, das durch je 3 nm dicke Schichten von AlGaAs und 15 nm GaAs eingegrenzt wird. Anschließend folgt je eine Schicht dotiertes GaAs mit einer Dotierkonzentration von $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Den Abschluss bildet eine GaAs-Schicht mit

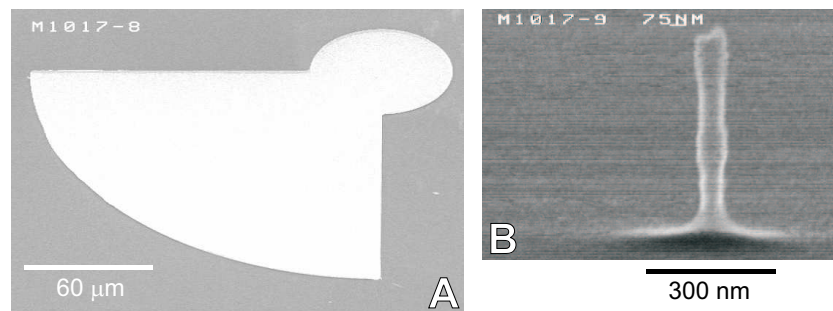


Abb. 4.2: Scanning Electron Microscope Aufnahmen zeigt im Teilbild A den Drainkontakt auf der Oberseite der Probe. Im Teilbild B ist eine RTD-Säule zu erkennen (hier 75 nm im Durchmesser), der anschließend in eine Lackschicht eingebettet wurde, um den Drainkontakt auf der Oberseite mit den Messsystemen zu verbinden.

der zehnfachen Dotierkonzentration um als optimaler Kontakt zu dienen. Der dotierte GaAs-Wafer wurde auf der Unterseite mit Gold bedampft. Dies bildet den unteren Source-Kontakt der RTD. Im rechten, unteren Teilbild ist das entsprechende Potentialprofil durch die Doppelbarriere mit dem durch die Doppelbarriere definierten Quantentrog zur Veranschaulichung der Potentialverhältnisse gezeigt. Dünne Säulen bis zu 75 nm Durchmesser wurden durch Elektronenstrahlolithographie und anschließendem Ätzen hergestellt. Bevor die RTD elektrisch kontaktiert werden konnte, wurde die Säule mit BCB (isolierendes Polymer) vollständig umgeben, um eine planare Oberfläche zu erhalten. Die oberen Goldkontakte wurden anschließend aufgedampft. Im oberen Teilbild ist schematisch ein dreidimensionaler Querschnitt der nanostrukturierten Tunneldiode gezeigt. Die unterste Schicht zeigt den Source-Goldkontakt und darüber die Tunnelstruktur mit der RTD Säule. Der Drain-Goldkontakt liegt auf der Lack-Schicht und der RTD. Abbildung 4.2 zeigt zwei SEM-Aufnahmen. Das linke Teilbild zeigt die große Metallkontakfläche der RTD. In dem rechten Teilbild ist die RTD vor der Planarisierung gezeigt. In diesem Beispiel hat die Tunneldiodensäule einen Durchmesser von etwa 75 nm.

Auf diese Weise wurden RTDs von $7\ \mu\text{m}$ bis zu 75 nm im Durchmesser hergestellt. Davon wurden die größeren Tunneldioden vor allem im Bezug auf Phononenstreuung, die kleineren hinsichtlich lateraler Quantisierungseffekte untersucht. Zur elektrischen Charakterisierung wurde der in Abbildung 4.3 schematisierte Aufbau verwendet. Eine Konstantspannungsquelle lieferte die an der Probe und einem Messwiderstand anliegende Vorwärtsspannung V_d und über die am Messwiderstand abfallende Spannung wurde der Strom I_s ermittelt.

Abbildung 4.4 zeigt zum einen die I_s - V_d -Kennlinie einer Resonanten Tunneldiode mit einem Durchmesser von 750 nm und zum anderen die Potentialdiagramme für drei ausgesuchte Vorwärtsspannungen V_{ds} , die in der I_s - V_d -Kennlinie zusätzlich markiert sind. Die Potentialdiagramme zeigen schematisch das Potentialprofil einer Doppelbarriere mit zwei symmetrischen

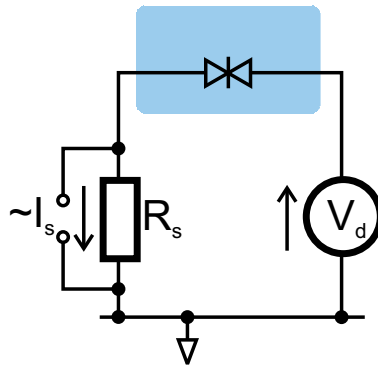


Abb. 4.3: Schematisches Layout zum elektrischen Setup. Die Tunnel diode wird über einen seriellen Widerstand kontaktiert, um die $I_s - V_d$ Kennlinie zu erhalten.

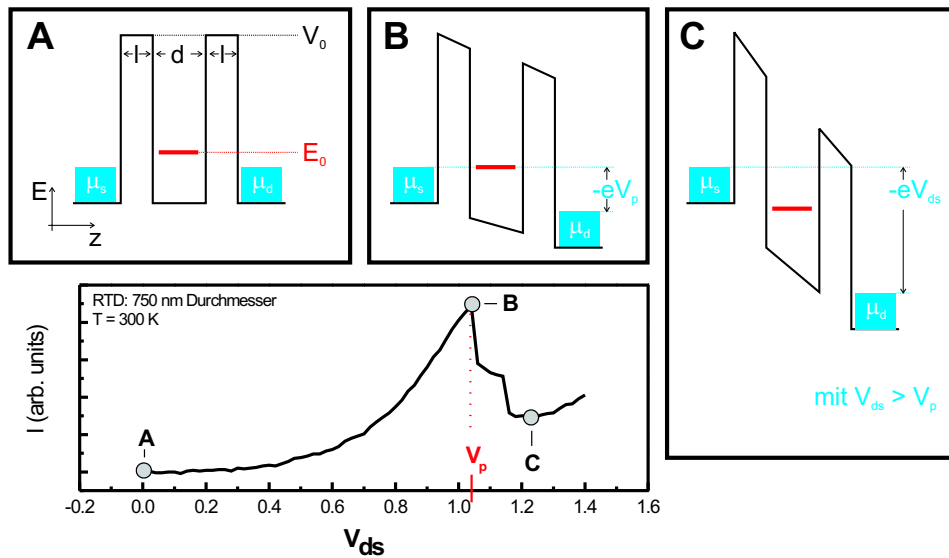


Abb. 4.4: $I_s(V_d)$ -Charakteristik für eine RTD mit einem Durchmesser von 750 nm bei Raumtemperatur. Bei einer Vorwärtsspannung von $V_s = V_p$ bildet sich eine Stromspitze aus. Die Teilbilder A, B und C zeigen die Potentialprofile für eine Vorwärtsspannung von 0, für eine Vorwärtsspannung von $V_s = V_p$ und für eine Vorwärtsspannung $V_s > V_p$.

Barrieren der Breite l , einer Barrierenhöhe von V_0 und einem Abstand d zueinander. Im ersten Fall A ist die Vorwärtsspannung 0 und damit das Energieniveau E_0 der Doppelbarriere größer als das elektrochemische Potential von Source und Drain. Solange das elektrochemische Potential von Source kleiner als das Energieniveau der Doppelbarriere ist, bleibt die Transmissionswahrscheinlichkeit durch die Barriere gering. Bei einer Vorwärtsspannung von $V_s = V_p$ ist die Bandverbiegung der Leitungsbandkante derart groß, dass das Energieniveau der Doppelbar-

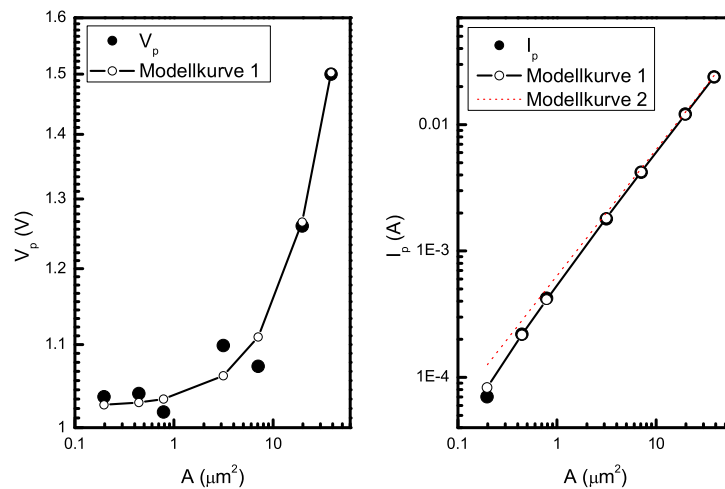


Abb. 4.5: Links: Peakposition V_p in Abhängigkeit der Querschnittsfläche A . Rechts: Maximalstrom I_p im Resonanzfall in Abhängigkeit der Querschnittsfläche A . In beiden Teilgraphen ist zusätzlich die im Text beschriebene Modellkurve dargestellt.

riere gleich dem elektrochemischen Potential von Source ist. In einem solchen Fall (B) steigt die Transmissionswahrscheinlichkeit um mehrer Größenordnungen an und man spricht von Resonanz. Elektronen können die Doppelbarriere mit hoher Wahrscheinlichkeit durchtunneln, das als starker Anstieg im Strom I_s durch die RTD zu erkennen ist. Bei weiterer Vergrößerung der Vorwärtsspannung $V_s > V_p$, wie in Fall C gezeigt, wird das Energieniveau der Doppelbarriere durch die Bandverbiegung unter das chemische Potential von Source gezogen und damit aus der Resonanz gebracht. Aus der damit verbundenen stark verminderten Transmissionswahrscheinlichkeit resultiert ein niedrigerer Strom durch die RTD. Dieses kann in dem ausgeprägten Strompeak in der $I_s(V_d)$ -Kennlinie beobachtet werden, der in Abbildung 4.4 ebenfalls dargestellt ist.

Zunächst wurden die Strompeaks in den $I_s(V_d)$ -Kennlinien von RTDs hinsichtlich der Peakposition V_p und dem dazugehörigen Strom I_p untersucht. Abbildung 4.5 zeigt auf der linken Seite die Peakposition V_p und auf der rechten Seite den dazu gehörigen maximalen Strom I_p in Abhängigkeit der Querschnittsfläche A der Tunnelodiode. Mit zunehmender Querschnittsfläche A verschiebt der Resonanzpeak im linken Teilbild superlinear zu höheren Vorwärtsspannungen V_s . Dieses wird dem Loadline-Effekt des seriellen Widerstands zugerechnet, da das Verhältnis aus seriellen Messwiderstand $R_{\text{ser}} = 20 \Omega$ und dem vom Durchmesser quadratisch abhängendem Tunneliodenwiderstand $R_{\text{RTD}} = \rho_{\text{RTD}}/A$ mit A skaliert ??.

Im Resonanzfall $V_s = V_p$ ist die an der RTD direkt abfallende Spannung V_{RTD} von der Energiedifferenz des Energieniveaus in der RTD zum elektrochemischen Potential der Source abhängig. Damit gilt im Resonanzfall folgende Beziehung für die am Messwiderstand und der Tunneldiode abfallenden Spannungen: $V_{\text{ser}}/V_{\text{RTD}} = R_{\text{ser}}/R_{\text{RTD}}$. Mit der angelegten Vorwärtsspannung $V_s = V_{\text{ser}} + V_{\text{RTD}}$ und unter Berücksichtigung des spezifischen Widerstands der RTD folgt $V_s = V_p = V_{\text{RTD}} \left(\frac{R_{\text{ser}}}{\rho_{\text{RTD}}} A + 1 \right)$. RTDs mit geringen Durchmessern besitzen selbst im Resonanzfall einen derart hohen Widerstand, dass trotz eines seriellen Widerstands die meiste Spannung an der RTD abfällt. Je größer die RTD, desto geringer ist ihr Widerstand. Zusätzlich konnte der Effekt der Randverarmung der Tunneldiodensäule beobachtet werden. Aufgrund von Oberflächeneffekten, die sehr stark vom verwendeten Ätzprozess abhängen, gibt es eine Verarmung im Randbereich der Tunneldiode. Dies führt dazu, dass keine Ladungsträger innerhalb eines kritischen Randbereichs existieren. Dadurch verringert sich der effektive Querschnitt der Tunneldiode um die Fläche $A_{\text{dep}} = \pi t_{\text{dep}} \left(2\sqrt{A/\pi} - t_{\text{dep}} \right)$ [KKS⁺02, WBM⁺94, SOS⁺01], mit der Verarmungstiefe t_{dep} , so dass sich daraus ergibt:

$$V_s = V_p = V_{\text{RTD}} \times \left(\frac{R_{\text{ser}}}{\rho_{\text{RTD}}} \left(A - \pi t_{\text{dep}} \left(2\sqrt{A/\pi} - t_{\text{dep}} \right) \right) + 1 \right).$$

Auf der Basis der Daten aus dem linken Teilbild von Abbildung 4.5 konnte daraus durch einen Bestfit $V_{\text{RTD}} = 1.025 \text{ V}$, $\rho_{\text{RTD}} = 1605 \Omega \mu\text{m}^2$ und $t_{\text{dep}} = 46 \text{ nm}$ bestimmt werden. Das rechte Teilbild von Abbildung 4.5 zeigt die entsprechende $I_p(A)$ Kurve. Mit zunehmenden Querschnitt nimmt der Strom im Resonanzpeakmaximum linear zu. Auch hierbei können die bereits vorher ausgeführten Überlegungen übernommen werden, um den Strom $I_p = V_{\text{RTD}}/\rho_{\text{RTD}}A$ zu beschreiben. Unter Berücksichtigung der Randverarmung der Tunneldiodensäule ergibt sich der Gesamtstrom zu:

$$I_p = \frac{V_{\text{RTD}}}{\rho_{\text{RTD}}} \times \left(A - \pi t_{\text{dep}} \left(2\sqrt{A/\pi} - t_{\text{dep}} \right) \right).$$

Durch eine Anpassung erhält man an das Experiment angepasste Parameter mit $V_{\text{RTD}} = 1.03 \text{ V}$, $\rho_{\text{RTD}} = 1617 \Omega \mu\text{m}^2$ und $t_{\text{dep}} = 41 \text{ nm}$, die sehr gut mit denen aus der $V_p(A)$ -Kurve gewonnenen Parametern übereinstimmt. Zusätzlich zu der gewonnenen Anpassung, die in der Abbildung als Modellkurve 1 gekennzeichnet wurde, ist in dem rechten Teilgraphen eine zweite Modellkurve eingefügt, bei der die Randverarmung nicht berücksichtigt worden ist, also $t_{\text{dep}} = 0$. In diesem Fall nimmt die Differenz zwischen den experimentellen Daten und Modellkurve 2 mit kleiner werdenden Querschnittsfläche zu.

Im linken Teilbild von Abbildung 4.6 ist das Modell zur Ladekurve (*loadline*) schematisch dargestellt. Das rechte Teilbild zeigt den Strom I_s gegen die Spannung V_{RTD} . Um die bei Re-

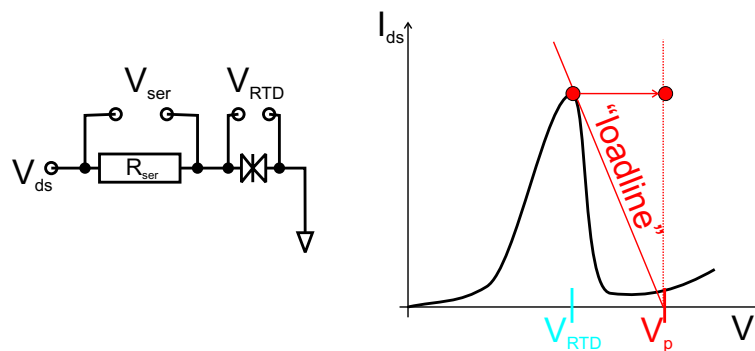


Abb. 4.6: *Links:* Schematische Darstellung des elektrischen Aufbaus. *Rechts:* Schematische Darstellung von Strom I_s gegen die Spannung V direkt an der Tunneldiode. Mittels der Loadline kann die notwendige Resonanz-Vorwärtsspannung V_p berechnet werden.

sonanzbedingung anliegende Vorwärtsspannung V_s aus dem Graphen zu berechnen, wird eine sogenannte Loadline mit der Steigung $-V_s/R_{\text{ser}}$ eingezeichnet, die das Peakmaximum schneidet. Durch die Loadline kann die Spannung V direkt an der RTD abhängig vom Strom I_s auf die Vorwärtsspannung V_s abgebildet werden. Die gezeigte Abhängigkeit der Peakposition vom Durchmesser kann somit auf die Loadline des seriellen Widerstands zurückgeführt werden.

4.2 Untersuchung zur Temperaturabhängigkeit der Resonanz

Wie in der theoretischen Beschreibung zur RTD vorgestellt, wurde im Rahmen von NANOT-CAD ein auf Monte-Carlo basierendes Simulationswerkzeug entwickelt, das Streuung zwischen Elektronen und Elektronen-Phononen effektiv berücksichtigt. Um vor allem die Elektronen-Phononen Streuung zu untersuchen wurden die $I_s(V_s)$ -Kennlinie bei unterschiedlichen Temperaturen gemessen. Zur elektrischen Messung wurde der in Abbildung 4.3 auf Seite 67 gezeigte Aufbau verwendet. In Abbildung 4.7 ist die $I_s(V_s)$ -Kennlinie für eine RTD mit Durchmesser 750 nm dargestellt. Das linke Teilbild zeigt die $I_s(V_s)$ -Kennlinie in Abhängigkeit der Vorwärtsspannung bei Temperaturen von 4.2 K bis zu Raumtemperatur. Aus Gründen Anschaulichkeit wurden die Kurven gegeneinander versetzt und die Kurvenfläche bis zur Nulllinie grau hinterlegt dargestellt. Die resultierende Resonanzposition V_p und das dazugehörige Verhältnis aus Resonanzmaximum und Minimum nach der Resonanz (PVR - Peak to Valley Ratio) sind im rechten Teilbild zusammengefasst. Mit zunehmender Temperatur verschiebt V_p zu niedrigeren Vorwärtsspannungen V_s und kann über eine Fitkurve mit $V_p \propto T^{-1.5}$ beschrieben werden. Auch das PVR verschiebt zu kleineren Werten. Dies wird darauf zurückgeführt, dass mit zunehmender Temperatur sich die Fermi-Dirac-Verteilung im Source-Reservoir verbreitert. Der Anteil

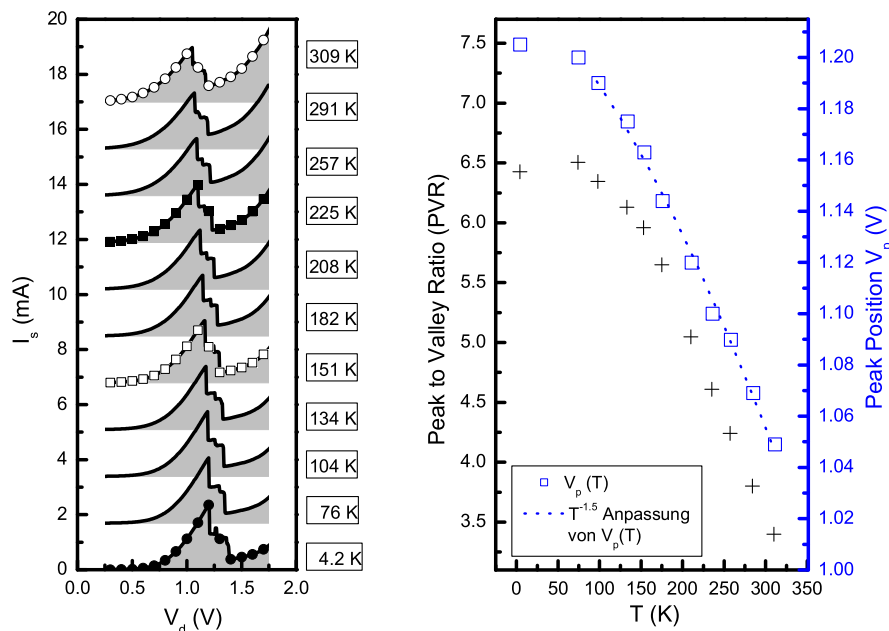


Abb. 4.7: Links: $I_s - V_d$ Charakteristik einer RTD mit 750 nm Durchmesser bei unterschiedlichen Temperaturen. Die oberste Kurve entspricht der Charakteristik bei Raumtemperatur, die unterste bei 4.2 K. Rechts: Peakposition V_p und Peak to Valley Ratio (PVR) in Abhängigkeit der Temperatur T . Die Anpassung der $V_p(T)$ Kurve an $V_p(T) \propto T^{-1.5}$ ist gestrichelt gezeichnet.

thermisch angeregter Elektronen, die zum Transport beitragen nimmt zu. Daraus resultiert ein mit der Temperatur größer werdender Strom. Im Umkehrschluss nimmt daher der maximale Strom I_p von 2.2 mA bei 4.2 K auf 2 mA bei Raumtemperatur ab, da der Anteil von Elektronen pro Energieintervall mit zunehmender Temperatur abnimmt.

Dieser verminderte Strom wie mit der internen Phononenstreuung begründet. Mit zunehmender Temperatur wird Phononenstreuung wahrscheinlicher, so dass die Tunnelwahrscheinlichkeit des direkten Tunnelns ab und die des sequentiellen Tunnelns zunimmt. Damit wird die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen zwischen der Doppelbarriere größer. Wie im rechten Teilbild von Abbildung 4.7 dargestellt nimmt das Peak-to-Valley-Verhältnis mit der Temperatur ab. Für Temperaturen bis etwa 100 K bleibt das PVR konstant bei etwa 6.4 und fällt danach auf einen Wert von 3.4 bei Raumtemperatur ab. Deutlich ist in der Abbildung zu erkennen, dass die Kurve bei 100 K und 150 K eine andere Steigung annimmt. Zunächst muss berücksichtigt werden, dass zur Kontaktierung der Doppelbarriere dotierte Halbleiter verwendet wurden. Erst ab einer Temperatur von etwa 100 K kann angenommen werden, dass alle Dotiera-

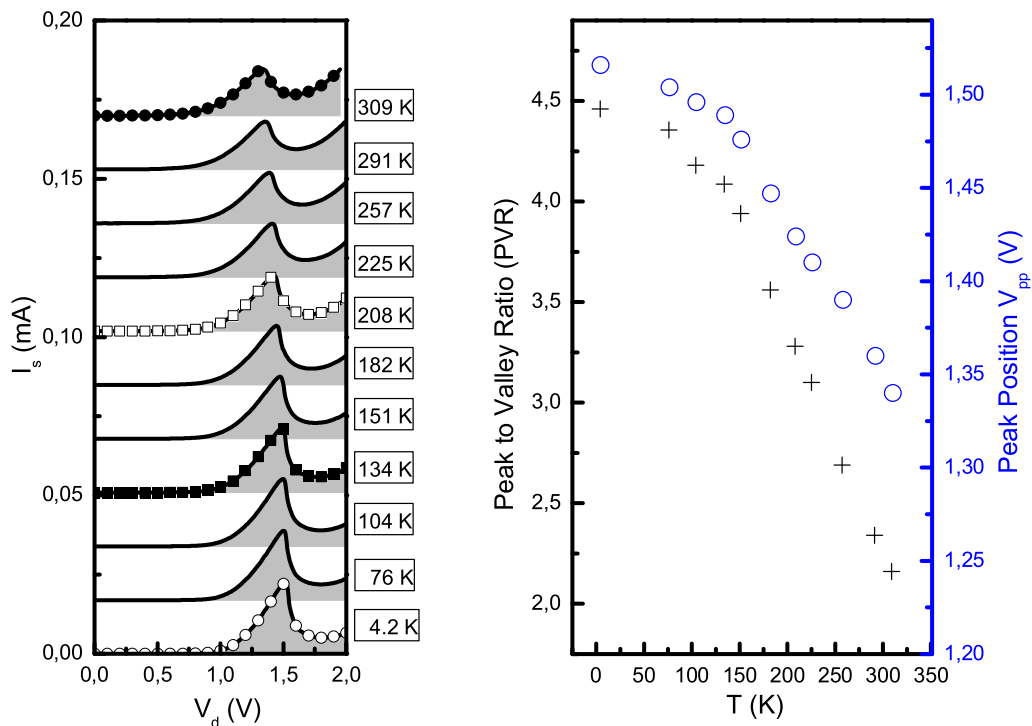


Abb. 4.8: links: $I_s - V_d$ Charakteristik einer RTD mit 250 nm Durchmesser bei unterschiedlichen Temperaturen. Die oberste Kurve entspricht der Charakteristik bei Raumtemperatur, die unterste bei 4.2 K. rechts: In der Grafik ist sowohl die Position des Peakmaximums, V_{pp} , als auch das sogenannte Peak-to-Valley-Verhältnis (PVR) gegen die Temperatur aufgetragen.

tome ionisiert und die Elektronen im Halbleiter eine konstante extrinsische Dichte einnehmen. Schließlich tragen über den gesamten Temperaturbereich unterschiedliche Streumechanismen bei. Bei tiefen Temperaturen ist die Streuzeit proportional zu $T^{1.5}$ und bei hohen Temperaturen proportional zu $T^{-1.5}$. Die letztere Gesetzmäßigkeit beruht auf Streuung durch akkustische Phononen. Über die Matthiessche Regel ($1/\tau = \sum_i 1/\tau_i$) ergibt die Addition der einzelnen Streuraten $1/\tau_i$ die Gesamtstreurate, die indirekt proportional zu der Beweglichkeit ist.

Für die RTD kleineren Durchmessers (250 nm) ändert sich am eben beschriebenen prinzipiellen Temperaturverhalten kaum etwas (Abbildung 4.8). Das PVR verringert sich von 4.2 bei 4.2 K auf 2.2 bei Raumtemperatur und damit, im Vergleich mit der 750 nm RTD, ebenfalls um 48%. Die Position des Resonanzmaximums verschiebt im gleichen Temperaturbereich von 1.52 V nach 1.34 V um 12%. Wie bereits in der vorherigen Abbildung gesehen ergeben sich

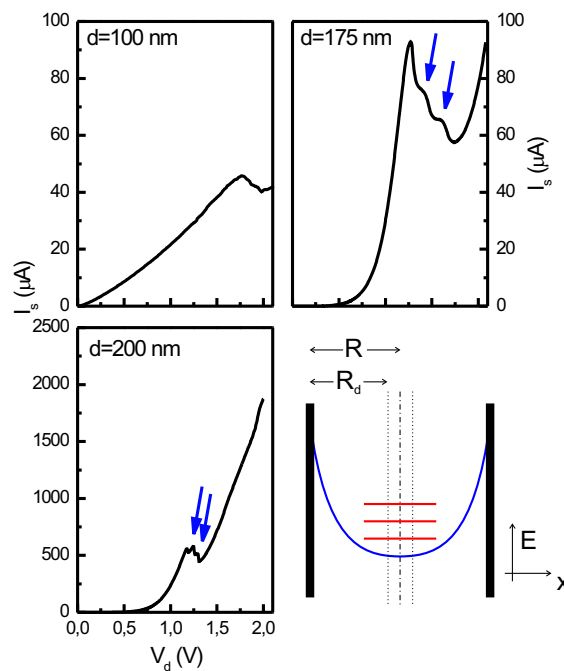


Abb. 4.9: $I_s - V_d$ Charakteristik für kleine RTD. **A:** 500 nm, **B:** 200 nm, **C:** 175 nm, **D:** 100 nm. In Grafik C können sehr deutlich zusätzliche Resonanzen erkannt werden, die auf 0d-1d Zustände zurückzuführen sind.

unterschiedliche PVR-Bereiche, die auf die verschiedenen Streumechanismen zurückzuführen sind.

Soweit wurden hauptsächlich Effekte aufgezeigt, die sich durch die Streuraten begründen lassen. Mit abnehmendem RTD-Durchmesser wird der effektive, stromleitende Kanal immer schmaler, so dass schließlich laterale Effekte der Quantisierung auftreten. Im rechten unteren Teilbild von Abbildung 4.9 ist ein schematischer Querschnitt durch die Tunnelodiode gezeigt. Der Tunnelodiode kann ein stark ansteigendes Potential im Randbereich zugeordnet werden, das bei sehr geringen Durchmessern durch einen parabolischen Verlauf angenähert werden kann [RRA⁺88]. Mit dem Ansatz $U(r) = \phi^* (1 - (R - r)/R_d)^2$ mit dem Oberflächenpotential ϕ^* ergeben sich die Energieniveaus eines parabolischen Potentials [RRMM88, RRA⁺88]. Aufgrund des zunehmenden Verhältnisses von Oberfläche zu Querschnittsfläche ($\propto r^{-1}$) gewinnen Oberflächenladungen und Oberflächenzustände zunehmend an Bedeutung [RRA⁺88] und beeinflussen dadurch die Lage der Energieniveaus. Es konnte durch Lösung der Schrödingergleichung gezeigt werden, dass die Energieniveaus in etwa den Abstand $\Delta E = \sqrt{2\phi^*/m^*}\hbar/R$ haben, mit der effektiven Masse m^* .

In Abbildung 4.9 sind I_s - V_d -Kennlinien von RTDs unterschiedlicher Größe gezeigt. Deutlich ist zu erkennen, dass die Hauptresonanz bei RTDs mit Querschnittsfläche $A < (0.2 \mu\text{m})^2\pi$ nicht mit der Größe zu höheren Spannungen verschiebt, sondern zu kleineren Vorwärtsspannungen. Der Grund hierfür wird dem lateralen Quantisierungseffekt der aktiven RTD-Schicht zugeordnet [RLR⁺89].

Entscheidend in den aufgezeigten Resonanzkennlinien sind die beobachteten Nebenresonanzen. Diese werden als deutliches Zeichen für die laterale Quantisierung gewertet und spiegeln die Energieniveaus wider. Bei der größten gezeigten, 200 nm, RTD ist der Spannungsabstand zwischen der ersten Resonanzspitze und der zweiten 66 mV, der nachfolgende Abstand 50 mV. Die RTD mit 175 nm Durchmesser besitzt zwei ausgeprägte Nebenresonanzen im Abstand von 133 mV und 200 mV und die 100 nm RTD kann keine Nebenresonanz erkannt werden. Legt man den Werten die oben genannte Gleichung zur Berechnung der Energieniveaus eines parabolischen Potentials zugrunde, ergeben sich für die 200, 175 und 100 nm RTD ein Energieabstand von 17, 19 und 33 meV, bei einem Fermienergieabstand von $\Phi^* = 1.2 \text{ eV}$.

4.3 Rauschanalyse

Im Folgenden werden die Ergebnisse zu zeitlich aufgelöster Transportuntersuchungen vorgestellt.

Störstellen innerhalb des Halbleiters sind in der Lage, Ladungsträger zu lokalisieren und für eine gewisse Zeit zu speichern. Untersuchungen hierzu wurden von W. Shockley und W. T. Read [Sch50, SWTR52] bereits 1952 durchgeführt und werden als wichtiges Hilfsmittel zur Halbleitercharakterisierung herangezogen, um mikroskopische Effekte zu verstehen [vR01, SB93, ABK01, RSJ⁺84]. Zeitliche Variation im Stromsignal aufgrund von eingefangenen Ladungen werden als Rauschen bezeichnet.

Abbildung 4.10 zeigt eine I_s - V_d Kennlinie einer RTD in Teilgraphik B. Links daneben wurde als Teilgraphik A die entsprechende Ableitung gegen die Vorwärtsspannung aufgetragen. In den Teilabbildungen sind jeweils drei Vorwärtsspannungswerte markiert, die exemplarisch die Bereiche vor der Resonanz bei 1.15 V, nahe der Resonanz bei 1.175 V und nach der Resonanz bei 1.395 V repräsentieren. In den vorherigen Experimenten zur Untersuchung der Resonanz wurde die Vorwärtsspannung kontinuierlich erhöht und der resultierende Strom aufgezeichnet. Für Rausch-Untersuchungen wurde der Strom bei konstanter Vorwärtsspannung über 300 sec aufgezeichnet, bei einer Abtastrate von 10/sec. In den drei gezeigten Fällen verschiedener Vorwärtsspannung ist Rauschen aufgetreten [Mac54, Luk61]. Wegen der geringen Abmessung der Tunnelodiode reicht offensichtlich die Potentialänderung aufgrund einer einge-

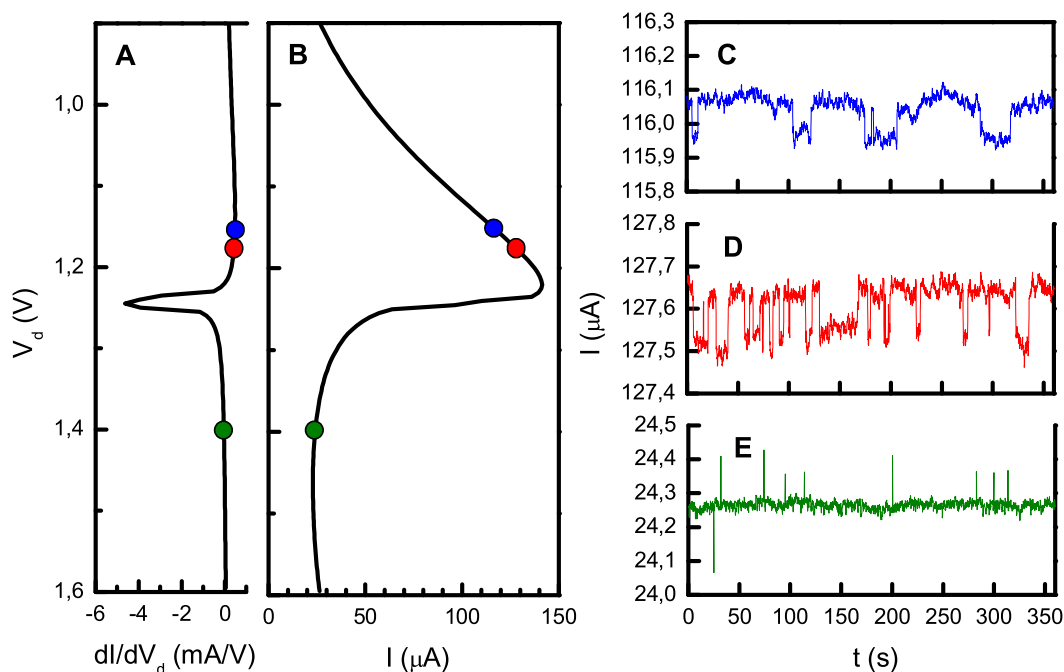


Abb. 4.10: **A** Differenzieller Leitwert dI_s/dV_d , in Abhängigkeit von der Vorwärtsspannung V_s . **B** $I_s(V_d)$ Kennlinie, die Biasspannung, V_d . Der zeitliche Verlauf des Source-Stroms ist für eine konstante Drain-Spannung von 1.15 V in **C**, von 1.175 V in **D** und von 1.395 V in **E** abgebildet. Hierbei wurde über einen Zeitraum von 300 s in Abständen von 100 ms der Strom aufgezeichnet.

fangenen Ladung in eine Störstelle aus, um die Leitfähigkeit signifikant zu beeinflussen. Der Strom nimmt also zwei diskrete Werte an, die mit Laden und Entladen von Störstellen assoziiert wird [SB93, RSJ⁺84, Sch93]. In dem zeitlichen Verlauf der drei gezeigten Fälle variiert die Häufigkeit des Umschaltens zwischen den Zuständen sehr stark. Im ersten Fall von Teilgraphik C nimmt der Strom nur gelegentlich den niedrigen Stromwert an. Bei Teilgraphik D variiert der Strom gleichverteilt zwischen den zwei Werten. Bei Teilgraphik E ist ein Fall nach der Resonanz gezeigt. Hier bleibt der Strom auf dem niedrigeren Wert, wechselt selten und auch nur kurzzeitig auf einen höheren Stromwert.

Abbildung 4.11 Teilgraphik A zeigt exemplarisch eine beliebige I_s-t -Kurve, mit einer Histogramm-Analyse in B, wobei N_{abs} der Anzahl von Messpunkten bei einem bestimmten Stromwert entspricht und damit direkt proportional zu der Gesamtzeit bei diesem Stromwert $T_{I_s} = 0.1 \text{ s} \times N_{abs}$ ist. Deutlich zeigt das Histogramm eine Bistabilität des Stroms durch die beiden

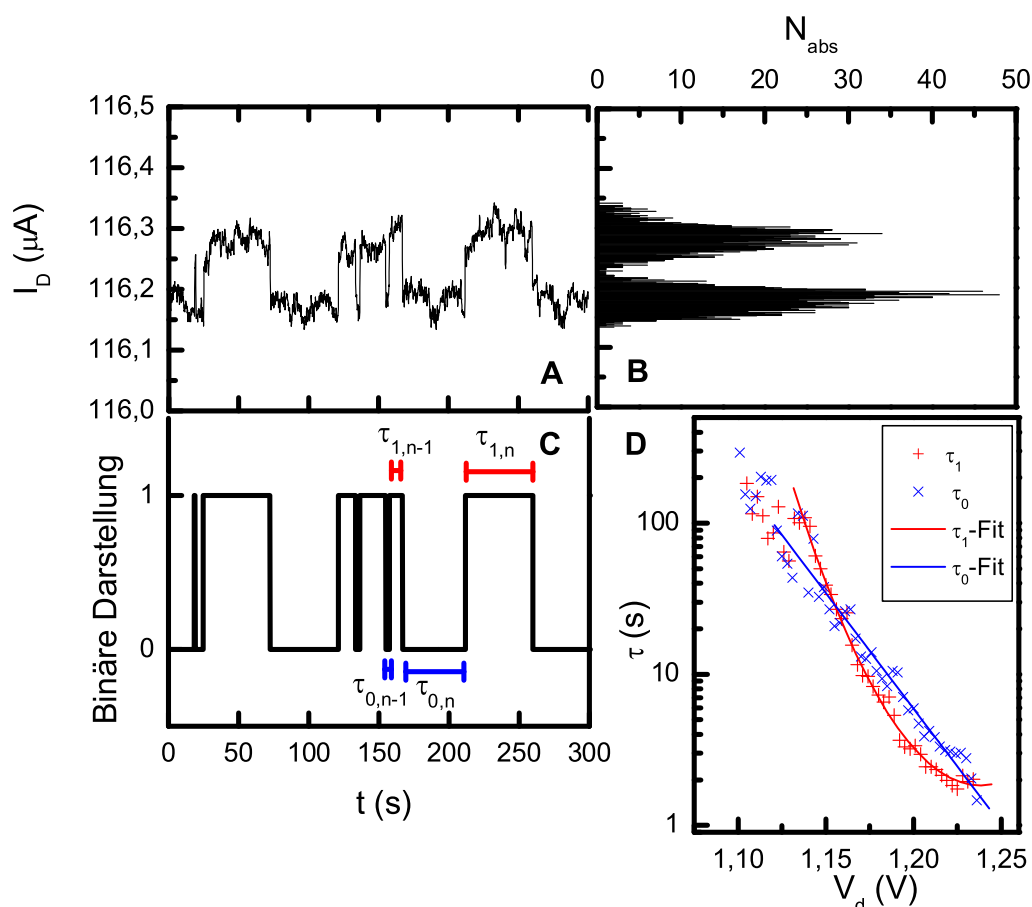


Abb. 4.11: **A:** I_s bei einer Vorwärtsspannung von 1.175 V über eine Zeit von 300 s gemessen. **B:** Häufigkeitsverteilung der verschiedenen Stromwerte bei konstant anliegender Spannung. Gut zu erkennen ist das RTN-Splitting. **C:** Schematische Darstellung des Umwandlungsalgorithmus des analogen Messsignals von **A** in ein binäres zur Auswertung der mittleren Verweildauer τ . **D** zeigt die mittleren Verweildauern τ_1 und τ_0 für den Zustand 1 und 0 um die Resonanzstelle in Abhängigkeit der Vorwärtsspannung.

Häufigkeitsmaxima bei 1.1628 und 1.1619 μA . Eine genauere Charakterisierung der zugrundeliegenden Störstelleneigenschaft erfolgt über die Bestimmung der durchschnittlichen Verweildauern [PGJT⁺97] in den beiden Zuständen, bezeichnet als τ_0 und τ_1 mit $I_{s1} > I_{s2}$. Dazu wurde die Kurve von Teilgraphik A diskretisiert, um daraus die entsprechenden Verweildauern wie in Teilgraphik C gezeigt zu ermitteln. Schließlich erhält man die in Teilgraphik D gezeigte Abhängigkeit der Verweildauern gegen die Vorwärtsspannung. Mit zunehmender Vorwärtsspannung nehmen die Zeiten exponentiell ab und besitzt folgende Abhängigkeiten $\tau_0 \propto \exp(-V_s/28 \text{ mV})$

und $\tau_1 \propto \exp(-V_s/1 \text{ mV}) \times \exp(+ (V_s/50 \text{ mV})^2)$.

Im einem einfachen Potentialbild existieren in einer Störstelle zwei Energieniveaus, wobei die leere Störstelle dem energetisch tieferen und die geladene Störstelle dem energetisch höheren Niveau zugeordnet wird. Der tatsächliche Spannungsabfall an der Tunnelbarriere hängt mit der Vorwärtsspannung über einen Effektivitätsfaktor η zusammen. Die Zeit bis zum Einfangen bzw. Entlassen eines Elektrons kann damit ausgedrückt werden durch: $\tau_0 \propto \exp(\frac{E_T - \eta e V_d}{kT})$ mit $E_T/\eta = 0.3 \text{ eV}$. Setzt man die Emissions- $1/\tau_e$ und Einfangrate $1/\tau_c$ miteinander in Beziehung [Sch93], so können über das Verhältnis $\tau_e/\tau_c = \exp[-(E_T - \eta e V_d)/kT]$ Aussagen über die Störstellenbindungsenergie E_T getroffen werden. In dem vorliegenden Fall gilt $\tau_e/\tau_c \equiv \tau_1/\tau_0$. Dieses Verhältnis ist bei $V_d = 1.13 \text{ V}$ und $V_d = 1.23 \text{ V}$ gleich, d.h. die Spannungsdifferenz von 0.1 V entspricht bei 77 K $2 \times 6.6 \text{ meV}$.

Wie bereits vorher im Histogramm von Abbildung 4.10 B gezeigt, gibt es beim Random Telegraph Noise eine ausgeprägte Bistabilität. Abbildung 4.12 zeigt das Histogramm als Falschfarbendarstellung in Abhängigkeit der Vorwärtsspannung. Rot dargestellt sind Stromwerte, die häufig vorkommen, blau Stromwerte, die seltener auftreten. Da die Stromschwankung durch die Bistabilität im Vergleich zum Strommittelwert sehr klein ist, ist der zeitliche Mittelwert $\langle I_s \rangle$ als Referenz genommen und somit $I_s - \langle I_s \rangle$ in Abhängigkeit von V_s gezeigt. Abbildung 4.12 A zeigt die Ableitung der $I_s(V_s)$ -Kennlinie nach V_s zur Orientierung. Je größer die Vorwärtsspannung, desto größer wird der Spannungsabstand der bistabilen Zustände. Dieses ist in Teilbild B an dem Splitting der Häufigkeitsverteilungsmaxima zu erkennen. Ab dem Resonanzpeak verschwindet die Bistabilität und die Häufigkeitsverteilung entspricht einer Gaußverteilung um einen Mittelwert $\langle I_s \rangle$.

Zur besseren Analyse wurde ein weiteres Auswertungsverfahren verwendet. Die $I_s(t)$ -Kennlinien wurden mittels Fouriertransformation analysiert, um die spektrale Verteilung $S(\omega)$ zu erhalten. Um den Fanofaktor γ [Fan46, Fan47] zu extrahieren, wurde der Teil der Fouriertransformation zwischen 4 und 5 Hz verwendet, in dem die spektrale Verteilung einen konstanten Wert besitzt, um mit dem Mittelwert der spektralen Verteilung S den Fanofaktor $\gamma = S/(2eI)$ [ITR98, LZT⁺90, OKLY99] zu berechnen. Abbildung 4.13 zeigt einerseits (blau) die RTD- $I_s(V_s)$ -Kennlinie und andererseits (rot) γ in Abhängigkeit der Vorwärtsspannung bei 77 K . Vor dem Resonanzpeak ist der Fanofaktor $\gamma < 1$ und steigt in Resonanz stark um ein Vielfaches an. Danach geht er auf Werte > 1 zurück. Über den Fanofaktor lassen sich gezielt Aussagen über den zugrundeliegenden Tunnelmechanismus treffen [ILMP98]. Somit liegt für $\gamma > 1$ eine erhöhte Coulomb-Wechselwirkung vor (siehe Kapitel 2.2.3.4 auf Seite 46), dass das Tunneln eines Elektrons in die Doppelbarriere die Wahrscheinlichkeit erhöht, dass ein weiteres Elektron tunnelt. Somit ist es wahrscheinlicher, dass mehrere Elektronen simultan tunnelt.

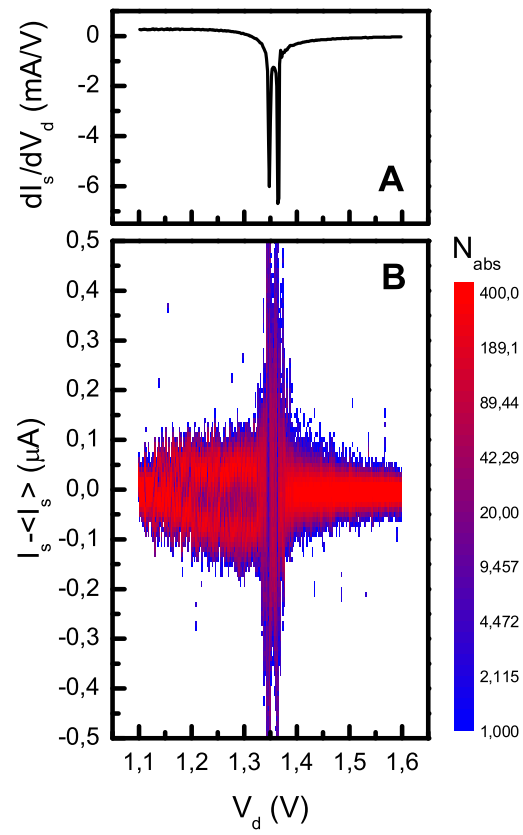


Abb. 4.12: **A** Differentieller Leitwert in Abhängigkeit der Vorwärtsspannung V_d . **B** In der Falschfarbendarstellung kann man ein RTN induziertes, spannungsabhängiges Splitting erkennen.

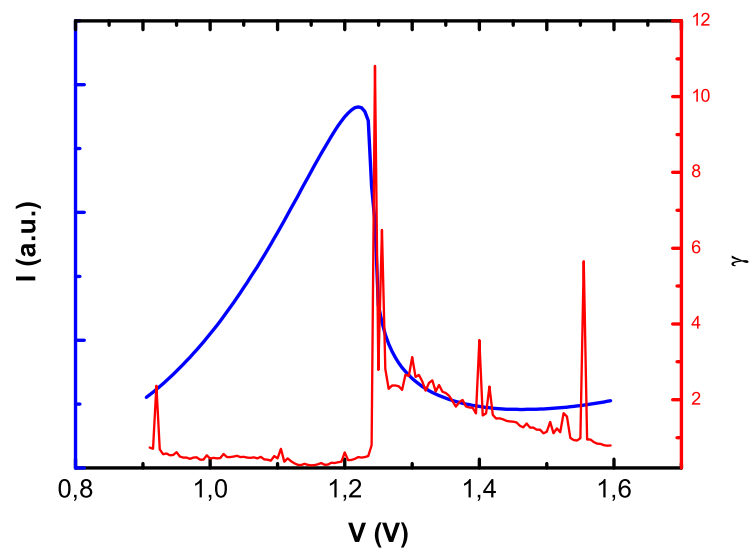


Abb. 4.13: Blau: $I_s(V_d)$ -Kennlinie der RTD bei 77 K. Rot: Fanofaktor gegen die Vorwärtsspannung, $\gamma(V_d)$.

Kapitel 5

Quantenpunkt Speicher

Quantenpunkte werden häufig als Basiselement für neuartige Speicherkonzepte vorgestellt, da sie aufgrund der hohen Bindungsenergie hervorragend zum Speichern von Elektronen geeignet sind. Bei bisherigen Quantenpunktspeichern sind die Abmessungen der Speicher so groß, dass Ensembles von mehreren 1000 Quantenpunkten als Floating-Gate verwendet werden [SYS⁺95, WLZ01, WCO⁺00, IDA00, TRH⁺96, IDA00, SSIH98, KNTB02]. Hingegen sind Untersuchungen zu Einzelquantenpunkten als Speicher kaum bekannt [TRH⁺96, KMI⁺01].

Das klassische Konzept moderner nicht-flüchtiger Speicher [KS63, Sze02] basiert auf der Steuerung der Leitfähigkeit eines Kanals durch ein äußeres Gate. Zusätzlich können zwischen dem Kanal und dem extern kontrollierbaren Gate ein sogenanntes *Floating-Gate* (FG) eingebracht werden. Durch Anlegen einer geeigneten Gatespannung können heiße Elektronen durch die Oxidschicht in das FG über den Fowler-Nordheim Tunnelmechanismus [FN28, HSFM84, HKS85] eingespeist werden. Erst durch Anlegen einer Entladespannungen (u.a. beim EEPROM [Des80, KNES86]) oder Anregung gespeicherter Elektronen mittels UV-Licht (z.B. beim EPROM [Woo78, Dav79]), dem sogenannten Flashen, können die Elektronen dem FG entkommen und der Speicherzustand ist wieder aufgehoben. Derartige Speicher werden als Flash-Memory bezeichnet. Der nicht zu unterschätzende und letztendlich lebensdauerbegrenzende Nachteil dieser Methode ist der Strom der Elektronen von und zum FG [PS98, CGGP98, GSB99].

Wie bereits vorher beschrieben relaxieren heiße Elektronen über Phononen und führen daher zu Materialdegradation. Ein weiterer, kritischer Punkt für die Funktionalität eines Flash-Speichers stellt die Potentialbarriere zwischen FG und leitfähigen Kanal bzw. Gate dar. Die Funktion der Barriere besteht darin, ein schnelles Schreiben und Löschen zu ermöglichen, wobei jedoch eine lange Haltezeit eines Speicherzustandes gewährleistet sein sollte. Es ist klar, dass schnelles Laden und Entladen/Löschen und zugleich eine lange Haltezeit des Speicherzustands nicht universell zu realisieren sind [KKN⁺89, BSK⁺91, PWS91].

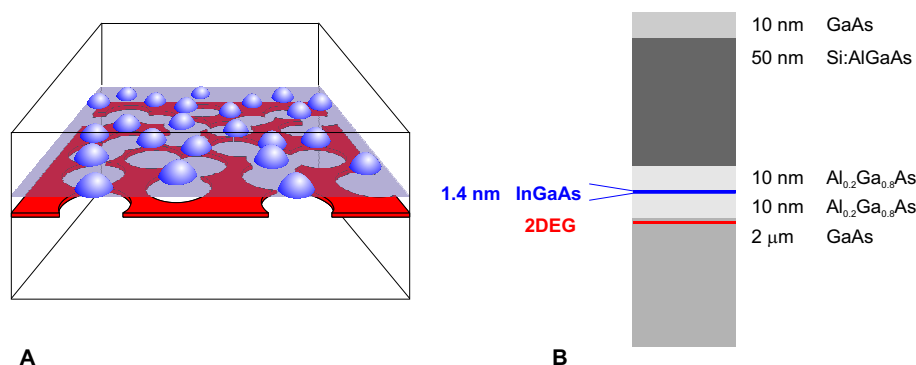


Abb. 5.1: Links: Schematische dreidimensionale Ansicht der Region Quantenpunkte oberhalb des 2DEGs. In der Abbildung ist der Zustand von geladenen Quantenpunkten mit der resultierenden Verarmungszone im 2DEG skizziert. Rechts: Strukturellen Aufbau des QDFM. Die InGaAs Quantenpunkte sind durch eine Bufferhälfte nur 10 nm vom 2DEG entfernt.

Ein interessanter Ansatz besteht allerdings auf der Basis von selbstorganisierten Quantenpunkten als FG in der Nähe eines 2DEGs [IC01]. Durch eine geeignete Modulation der entsprechenden Barriere mit Hilfe eines externen Gates sollte es möglich sein, Quantenpunkte durch resonantes Tunneln und nicht durch Fowler-Nordheim-Tunneln zu laden. Die Coulomb-Blockade gewährleistet zudem, dass dieser Prozess selbstlimitierend ist. Der Vorteil dieses direkten Tunnelmechanismus [MK59, UTS⁺03] liegt einerseits darin, dass keine Degradation des Bauteils durch den Lade-/Entladevorgang auftritt und andererseits darin, dass das resonante Tunneln sehr effektiv ist. Da in Resonanz die Tunnelwahrscheinlichkeit über mehrere Größenordnungen zunimmt [Lee95, Ahm97] hat die Barrierendicke einen weitaus geringeren Einfluss auf die Schreibgeschwindigkeit als bei konventionellen Speicher-Konzepten. Außerhalb der Resonanzbedingung ist Tunneln sehr unwahrscheinlich, was eine lange Haltezeit zur Folge hat.

Abbildung 5.1 B zeigt den Schichtaufbau des in dieser Arbeit untersuchten Quantenflash Speichers (QDFM). Der QDFM basiert auf einer HEMT-Struktur und besteht aus einem 10 nm GaAs Cap-Layer und einer 50 nm dicken Silizium dotierten Schicht AlGaAs. Diese Dotierschicht wurde durch ein 20 nm Buffer Layer von 2000 nm GaAs getrennt. An der Grenzschicht bildet sich ein zweidimensionales Elektronengas aus. Über ein neunfach 25 nm AlGaAs, 10 nm GaAs Übergitter und eine weitere 200 nm GaAs Schicht wurde die Probe auf dem undotierten GaAs-Substrat gewachsen. Der Unterschied zu gewöhnlichen HEMT-Strukturen besteht in den selbstorganisierten InGaAs-Quantenpunkten, die in der Mitte der Bufferschicht eingebracht wurden. Damit sind die Quantenpunkte nur 10 nm vom 2DEG entfernt und die Tunnelwahrscheinlichkeit liegt in dem für das Bauteil notwendigen Wertebereich. In Teilbild A ist schematisch eine dreidimensionale Ansicht von Quantenpunkten unter einem zweidimensionalen Elektro-

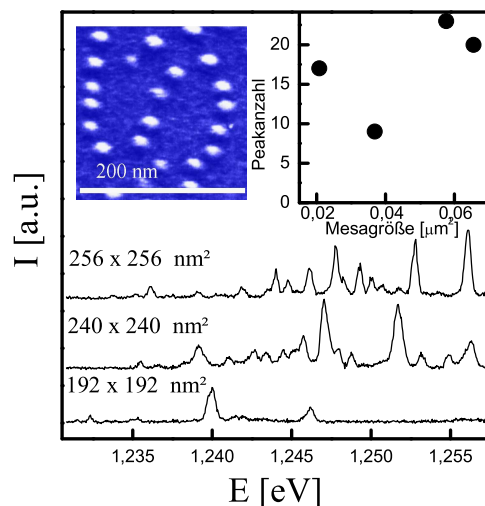


Abb. 5.2: *Oben, links:* SEM Aufnahme der selbstorganisierten Quantenpunkte. *Oben, rechts:* Anzahl von Lumineszenzpeaks respektive Quantenpunktanzahl in Abhängigkeit der Mesagröße. *Unten:* Drei Beispiele für Lumineszenzspektren bei unterschiedlicher Mesagröße. Für kleinere Mesagrößen sinkt auch die Anzahl der beobachteten Peaks.

nengas gezeigt. Aufgrund des elektrischen Potentials durch geladene Quantenpunkte wird das 2DEG direkt unterhalb der Quantenpunkte lokal verarmt.

Um die Dichte und Größe der Quantenpunkte zu ermitteln, wurde das Schichtenwachstum für eine Struktur nach der InGaAs-Quantenpunktschicht unterbrochen und mittels SEM untersucht. In Abbildung 5.2 ist eine entsprechende Aufnahme eingefügt. Daraus lässt sich eine Dichte von $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ bestimmen, wobei die Quantenpunkte einen Durchmesser von etwa 25 nm aufzeigen. Neben der SEM-Aufnahme sind verschiedene Photolumineszenzstudien für geätzte Mesastrukturen [KWB⁺98, SRS⁺98] unterschiedlicher Größe gezeigt. Je kleiner die Mesaabmessung ist, desto kleiner wird die Anzahl erkennbarer Photolumineszenzpeaks. Schreibt man jedem Quantenpunkt aufgrund von Größen- und Verspannungsfluktuationen einen Peak zu [LKF⁺94, CABA99, JKB⁺00], so kann eine untere Grenze der Quantenpunkte durch Zählen der Peaks abgeschätzt werden [SRS⁺98]. Für die Mesa von z.B. $192 \times 192 \text{ nm}^2$ Größe sind 4 Peaks zu erkennen. In der eingefügten Abbildung ist die Peakanzahl gegen die Mesagröße aufgetragen. Aus der guten Übereinstimmung der beiden ermittelten Dichten kann gefolgert werden, dass alle Quantenpunkte optisch aktiv sind.

Auf der QDFM-Probe wurde anschließend durch hochauflösende Elektronenstrahlolithographie und naßchemischen Ätzen ein Quantendraht mit zwei lateralen, seitlichen Gates herge-

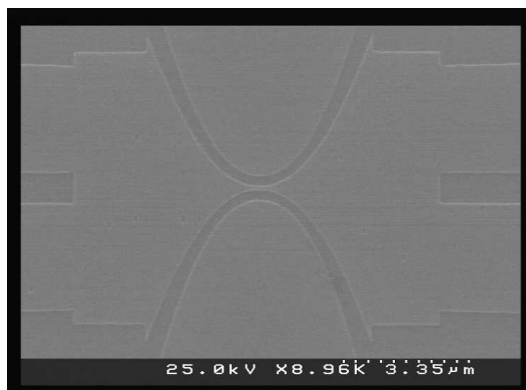


Abb. 5.3: SEM Aufnahme der geätzten Struktur mit einer 75 nm Verengung.

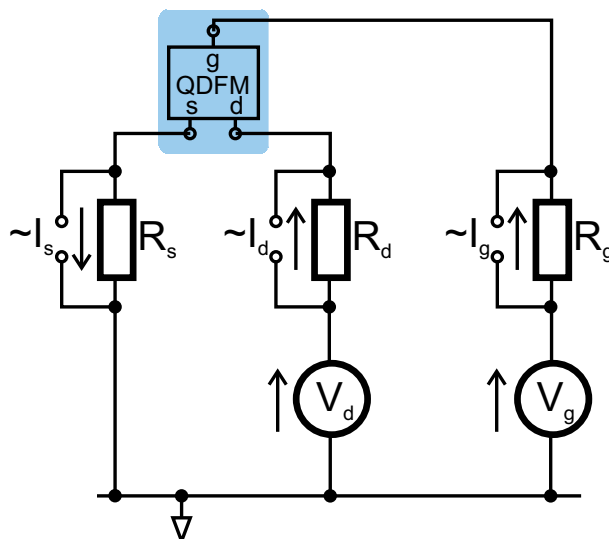


Abb. 5.4: Elektrischer Aufbau zur Charakterisierung des QDFMs.

stellt. Abbildung 5.3 zeigt eine SEM-Aufnahme eines QDFM-nach der Prozessierung. Deutlich sind die beiden seitlichen Gates zu erkennen, die durch 100 nm breite Graben von dem leitfähigen Kanal getrennt sind. Der Kanal kann im 4-Terminal Modus untersucht werden und ist an der schmalsten Stelle lediglich 75 nm breit. Durch die parabolische Form konnte sichergestellt werden, dass das größte elektrische Feld im Kanal abfällt. In einem Bereich von $75 \times 75 \text{ nm}^2$ gibt es somit in nur etwa 3-4 Quantenpunkte.

In Abbildung 5.4 ist die elektrische Schaltschematik gezeigt. Wie gezeigt, konnte sowohl der Strom durch Drain und Source, als auch der Leckstrom durch das Gate bestimmt werden. Es ist nach diesem Aufbau möglich, unabhängig voneinander eine Spannung V_g an das Gate und V_d an die Drainseite der Probe anzulegen. Die jeweiligen Ströme I_g , I_d und I_s , wurden

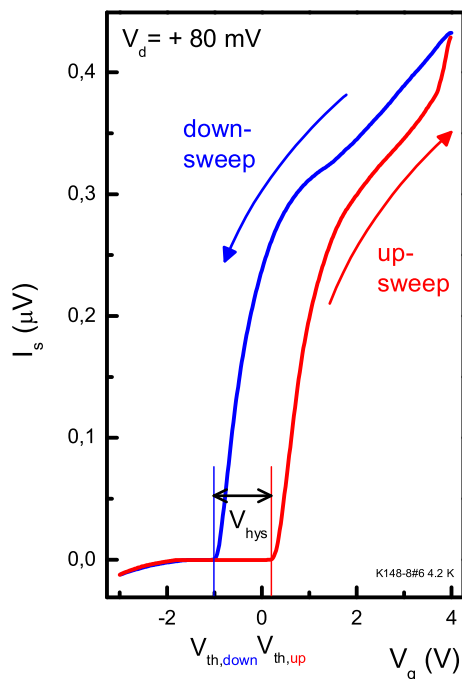


Abb. 5.5: Typische $I_s(V_g)$ Eingangskennlinie für einen QDFM für einen kompletten Gatespannungszyklus. Die Gatespannung wurde von einer Startspannung an kontinuierlich bis zu einer Umkehrspannung erhöht und wieder zurück zur Startspannung gefahren.

mittels in Serie geschalteten Messwiderstände R_s , R_d und R_g gemessen. Eine Veränderung der Proben temperatur wurde durch stückweises Herausziehen der Probe aus dem flüssigen Helium erreicht.

Für die folgenden Messungen wurde eine Detektionsspannung V_s angelegt und der resultierende Strom I_s über den Spannungsabfall an einem seriellen Widerstand ermittelt. Soweit nicht anders erwähnt, wurden die Untersuchungen für eine Temperatur von $T = 4.2$ K durchgeführt. Abbildung 5.5 zeigt I_s in Abhängigkeit der angelegten Gatespannung V_g bei einer Detektionsspannung von $V_s = 80$ mV für einen kompletten Gatespannungszyklus. Hierzu wurde die Gatespannung von -3 V bis zu einem oberen Umkehrpunkt von $+4$ V erhöht und anschließend wieder zurück auf -3 V reduziert. Die resultierende $I_s(V_g)$ -Kurve zeigt eine deutliche Schwellenspannungsverschiebung von $V_{\text{hys}} := V_{\text{th,down}} - V_{\text{th,up}} = 1.2$ V für den Vergleich aus upsweep- (rot) und downsweep-Kurve (blau). Ein solches Hystereseverhalten wurde in der Literatur bei einfachen Quantendrähten bisher nicht beobachtet. Auch zeigten keine Vergleichsmessung an

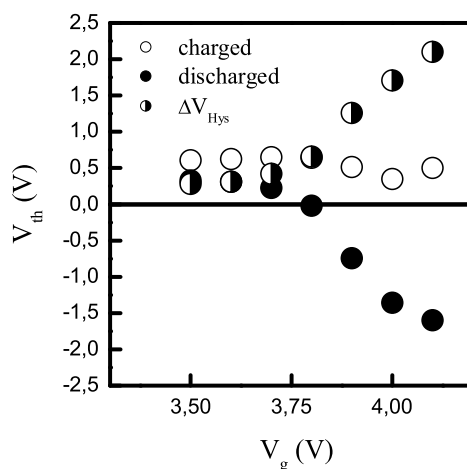


Abb. 5.6: Schwellenspannung V_{th} des Hinauf- bzw. Hinunterfahrens der Gatespannung. Die daraus resultierende Spannungshysterese in Abhängigkeit des oberen Umkehrpunktes des Gatespannungszyklus. Der Startpunkt war $V_g = -2$ V und die Temperatur betrug $T = 4.2$ K.

Quantendrähten ohne Quantenpunktstruktur ein Auftreten von Hysterese. Daher wird diese Einsatzspannungsverschiebung dem Vorhandensein der Quantenpunkte zugeschrieben.

5.1 Ladeenergien und Kapazitäten von selbstorganisierten In-GaAs Quantenpunkten

Um den Lademechanismus des QDFM genau zu studieren, wurden verschiedene Gatesweeps in Abhängigkeit des oberen Umkehrpunktes bei gleichbleibendem Startpunkt von $V_g = -2$ V durchgeführt und die Schwellenspannung V_{th} analysiert. Abbildung 5.6 zeigt sowohl die Schwellenspannung für das Hinauf- und Hinunterfahren der Gatespannung, als auch die daraus resultierende Schwellenspannungsverschiebung, kurz Hysterese, in Abhängigkeit des oberen Umkehrpunktes der Gatespannung. Die erste Hysterese tritt ab einem oberen Umkehrpunkt von $V_{ret} = +3.5$ V auf und vergrößert sich auf +2 V bei $V_{ret} = 4.2$ V. Während für geladene Quantenpunkte die Schwellenspannung nahezu unabhängig von dem Umkehrpunkt bleibt, verschiebt die Schwellenspannung bei ungeladenen Quantenpunkten mit zunehmender Umkehrspannung zu negativeren Werten. Somit ist die auftretende Hysterese hauptsächlich von der Schwellenspannung bei ungeladenen Quantenpunkten abhängig. Die kleinste auftretende Hysterese von

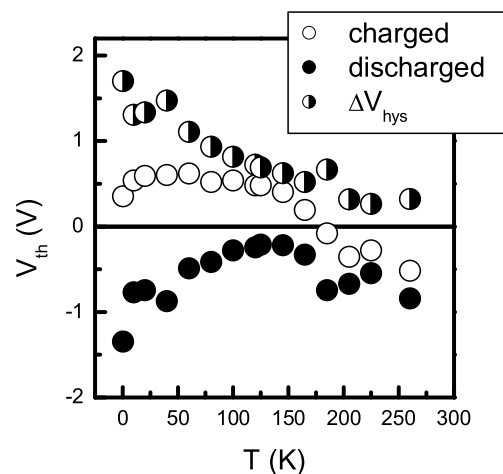


Abb. 5.7: Schwellenspannung V_{th} und resultierende Hysterese bei unterschiedlichen Temperaturen bis zu 260 K.

0.3 V tritt bei $V_{ret} = 3.5$ V auf. Davor ist keine Hysterese zu erkennen. Unter der Annahme, dass die Quantenpunkte bei positiven Gatespannung entladen und bei negativen Gatespannungen geladen werden, kann diese minimale Hysterese mit der Ladung der Quantenpunkte durch ein Elektron assoziiert werden.

Die experimentellen Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit einem Modell, das von Iannaccone [IC01] *et al* zu einem QDFM vorgestellt wurde. Setzt man einen linearen Zusammenhang zwischen der Anzahl der aus einem Quantenpunkt entfernten Elektronen und auftretender Hysterese voraus, so folgt, dass die maximale Hysterese von +2 V einer Veränderung der Quantenpunktladung von 6 Elektronen entspricht.

Das oben genannte Experiment wurde für einen festen Gatespannungszyklus zwischen -3 V und $+4$ V bei verschiedenen Temperaturen wiederholt. Abbildung 5.7 zeigt die Schwellenspannungen und die resultierende Hysterese in Abhängigkeit der Temperatur. Mit zunehmender Temperatur verringert sich die Hysterese kontinuierlich von anfangs 1.7 V bei 4.2 K bis 0.3 V bei 260 K.

Im Temperaturbereich zwischen 4.2 K und 150 K blieb die Schwellenspannung für den geladenen Zustand nahezu unabhängig von der Temperatur. Erst oberhalb von 150 K tritt eine signifikante, lineare Verschiebung zu negativeren Gatespannungen auf. Allerdings kann eine Hysterese von 0.3 V noch bei 260 K beobachtet werden, die wie bereits dargestellt mit der Ladung von einem Elektron assoziiert wird. Da die Besetzung des niedrigsten Zustands in einem Quantenpunkt energetisch sehr günstig ist, bleibt dieser selbst bei relativ hohen Temperaturen

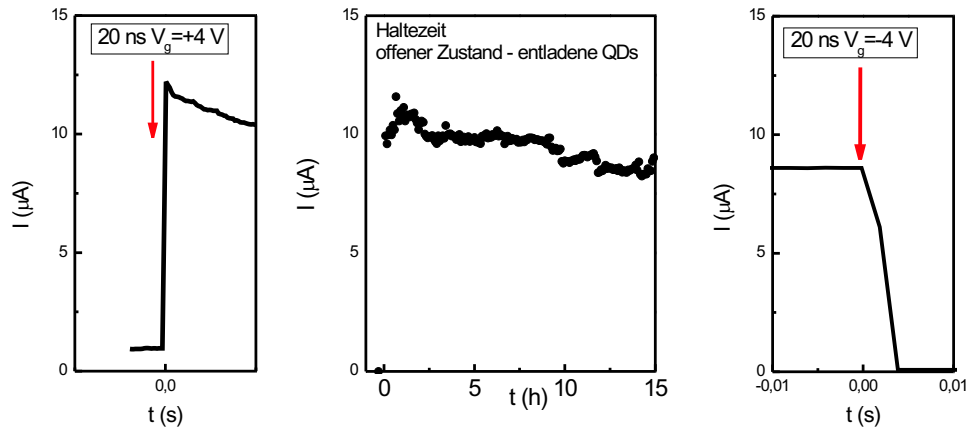


Abb. 5.8: $I_s(t)$ -Kennlinien. *Links:* Entladen der Quantenpunkte und dadurch Öffnen des Transportkanals durch einen 25 ns langen -4 V Gatespannungspuls. *Mitte:* Zeitlicher Verlauf des Stroms durch die Source assoziiert mit einem offenen Kanal bei ungeladenen Quantenpunkten. *Rechts:* Laden der Quantenpunkte mittels eines 25 ns kurzen $+4$ V Gatespannungspuls.

bestehen.

5.2 Lebensdauer und Schaltzeiten von InGaAs Flash-Speichern

Um Informationen bezüglich der Barriereigenschaften der QDFMs zu erhalten wurden die Schalt- und Haltezeit von Elektronen im QDFM bestimmt. Da der Ladezustand der Quantenpunkte direkt mit dem Leitwert des Kanals verknüpft ist, wurde im Folgenden eine geringe Vorwärtsspannung angelegt und der Strom I_s durch die Probe gemessen. In den drei Teilbildern von Abbildung 5.8 ist jeweils der Strom I_s durch den Kanal des QDFMs gegen die Zeit t aufgetragen. Im linken Teilbild wurde bei $t = 0$ ein 25 ns kurzer Spannungspuls von $+4$ V an das externe Gate angelegt. Unmittelbar dadurch verändert sich der Strom I_s abrupte von ≈ 0 auf $> 10 \mu\text{A}$. In dem mittleren Teilbild ist ein vielfach größerer Zeitabschnitt nach der im linken Teilbild dargestellten Stromänderung gezeigt. Über einen Zeitraum von 15 Stunden fällt der Strom durch das QDFM um lediglich 10% ab. Im rechten Teilbild ist der Strom I_s nach Anlegen eines 25 ns kurzen Gatespannungspulses von -4 V bei $t = 0$ gezeigt. Deutlich ist der abrupte Übergang vom offenen Kanal zum geschlossenen Kanal zu sehen.

Wie bereits vorher beschrieben lassen sich die selbstorganisierten Quantenpunkte gezielt über ein positive Gatespannung entladen und durch eine negative Gatespannung laden (linkes

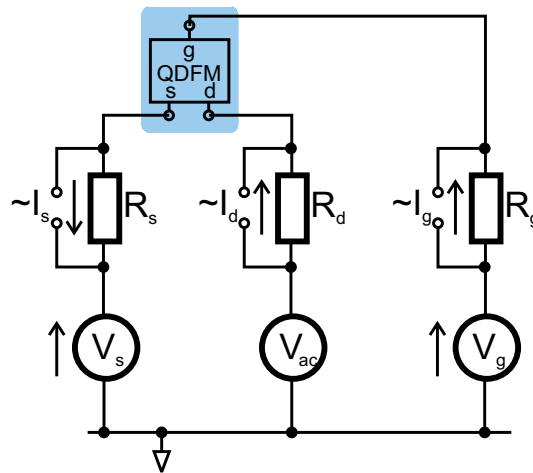


Abb. 5.9: Mittels eines Standard-Lock-In Aufbaus mit einer oszillierenden kleinen Oszillatorspannung, V_{ac} , konnten Einzelelektroneneffekte nachgewiesen werden.

und rechtes Teilbild). Die vorliegende Untersuchungen zeigen, dass das QDFM eine Haltezeit $\gg 15$ h besitzt.

5.3 Einzelelektroneneffekte

Durch die Wechselwirkung zwischen der Ladung der selbstorganisierten Quantenpunkte mit den Elektronen im Kanal des QDFM entstehen Elektroneninseln im 2DEG. Aufgrund der geringen Breite des Kanals an seiner schmalsten Stelle und der gegebenen Quantenpunktdichte können eine Anzahl von nur 3-4 Quantenpunkten im Bereich der Verengung abgeschätzt werden. Durch ein transportspektroskopisches Messverfahren werden im Folgenden Ladeenergien, Kapazitäten und Durchmesser der Elektroneninseln im Kanal abgeschätzt.

Abbildung 5.9 zeigt die Schaltskizze für den verwendeten Aufbau. Die Untersuchungen wurden im Lock-In-Verfahren mit der Anregerspannung V_{ac} durchgeführt, um den differentiellen Strom über den resultierenden Spannungsabfall an den seriellen Messwiderständen R_s , R_d und R_g zu bestimmen. Neben einer Gegenspannung V_s konnte ebenfalls die Gatespannung V_g variiert werden. Zusätzlich konnte im 4-Terminal Modus der Spannungsabfall direkt am QDFM gemessen werden, um zusammen mit dem differentiellen Strom den differentiellen Leitwert G zu ermitteln.

Der differentielle Leitwert G wurde in Abhängigkeit der Vorwärtsspannung V_s und der Gatespannung V_g gemessen und in Abbildung 5.10 dargestellt. Hohe differentielle Leitfähigkeit sind rot und geringe Leitfähigkeit blau dargestellt. In den zwei Teilbildern (A und B) auf der linken

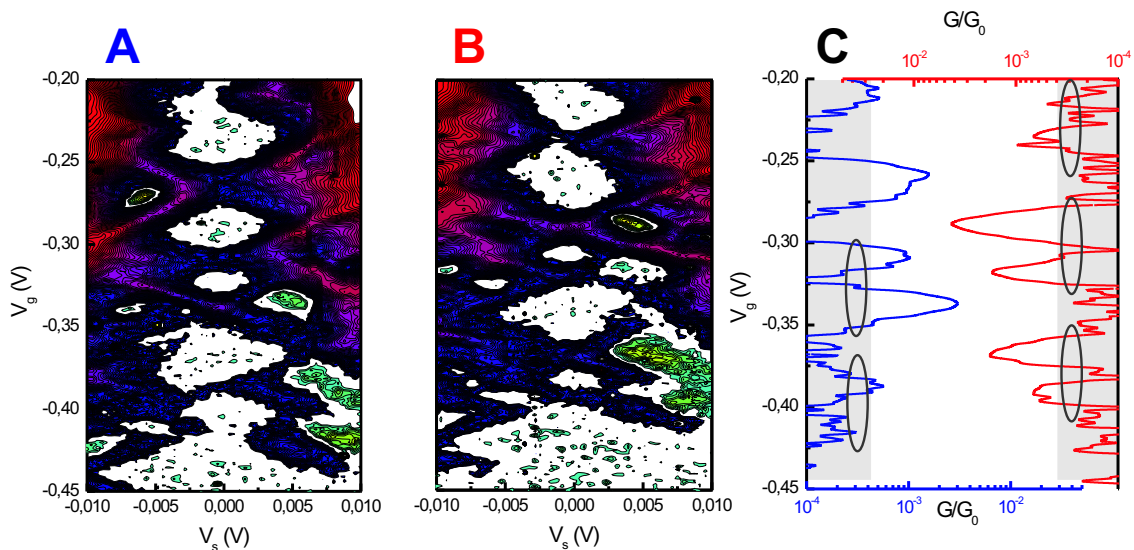


Abb. 5.10: **A, B:** Falschfarbendarstellung der differentiellen Leitfähigkeit für unterschiedliche Bias- (V_s) und Gatespannungen (V_g). rot: großes dG/dV_g ; blau: geringes dG/dV_g . **C:** Coulombblockadeoszillation für $V_s = 0$ von Messung **A** (blaue Kurve) und Messung **B** (rote Kurve). In der Falschfarbendarstellung wurde der nicht grau hinterlegte differentielle Leitwertbereich als Darstellungsgrenze verwendet.

Seite ist jeweils die Falschfarbendarstellung des differentiellen Leitwerts logarithmisch gegen die Vorwärts- und Gatespannung gezeigt. Die Daten zu Teilgraphik B wurden einige Zeit nach der Messung zu Teilgraphik A aufgezeichnet. Zufällige Ladungsänderungen der selbstorganisierten Quantenpunkte führen offensichtlich zu einer veränderten Quantenpunktconfiguration. Werte mit negativem G sind grün dargestellt. Das Teilbild (C) auf der rechten Seite zeigt den differentiellen Leitwert G in Abhängigkeit der Gatespannung V_g für eine konstante Vorwärtsspannung $V_s = 0$. Die linke Kurve wurde aus Teilbild A und die rechte Kurve aus Teilbild B extrahiert. Die leicht grau hinterlegten Bereiche der Kurve zeigen die in der Falschfarbendarstellung weiß gewählten Leitwerte.

Wie bereits vorher in Kapitel 2.2.3 auf Seite 39 beschrieben ist der Leitwert im Resonanzfall um mehrere Größenordnungen größer als außerhalb der Resonanzbedingung und kann somit im differentiellen Leitwert in Abhängigkeit der Gatespannung als Peak identifiziert werden. Abhängig von der Gate- und Vorwärtsspannung verschiebt sich die Resonanzbedingung und es entsteht das typische Rautenmuster, das dazu verwendet werden kann die entsprechenden Kapazitäten und Ladeenergien zu bestimmen (vgl. Kapitel 2.2.2 auf S. 34). In den Teilgraphen A und B sind schön die Rauten der Coulombblockadediamanten zu erkennen. Dazwischen konnte

bei positiven Vorwärtsspannungen und negativeren Gatespannungen NDC (negative differential conductance)-Bereiche beobachtet werden. Aus der Analyse der Steigungen der Resonanzlinien [vdWFE⁺03, WHvKP92, BvH91, Bee91, KMM⁺97, EHW03, PLU⁺92] aus Abbildung 5.10 ergeben sich eine Ladeenergie des Quantenpunkts von $E_c = 12$ meV bei einem Konversionsfaktor von $\alpha = 0.15$. Die Gesamtkapazität ist $C_\Sigma = 13.4$ aF, die Gatekapazität $C_g = 2$ aF und die Drainkapazität von $C_d = 5$ aF. Aus den ermittelten Werten kann der effektive Radius des Quantenpunktes aus Gesamtkapazität mit $C_\Sigma \approx 8\epsilon_r\epsilon_0r$ zu etwa $r^* \approx 16$ nm abgeschätzt werden [KMM⁺97], wobei ϵ_r und ϵ_0 die relativen und absoluten Dielektrizitätskonstanten sind (GaAs: $\epsilon_r = 12.4$ [Sze02]).

Die in den Graphen aufgezeigten NDC-Gebiete können mit konkurrierende Transportkanäle assoziiert werden [WHvKP93]. Im SET-Bereich ist die Anzahl von Elektronenänderungen auf $\Delta N = 1$ beschränkt. Werden hingegen zwei mögliche Transportkanäle geöffnet, führt dies nicht zu einer Erhöhung der Transmission, da im SET-Bereich die Bedingung von $\Delta N = 1$ stets gültig ist. Die damit einhergehende Konkurrenz paralleler Transportkanäle führt zum negativen differentiellen Leitwert [WHvKP93]. Bei den vorliegenden Messungen sind die NDC-Bereiche sehr ausgeprägt als cyan-gelb-farbige Flächen zu sehen.

Im rechten Teilbild C ist der differentielle Leitwert in Abhängigkeit der Gatespannung gezeigt. Dabei sind deutlich paarweise auftretende Peaks zu erkennen, die durch Ellipsen hervorgehoben sind. Die Doppelpeaks haben eine Aufspaltung von $\Delta V_s = 27$ mV und treten alle $\Delta V_p = 79$ mV auf. Die Doppelpeakstrukturen haben unterschiedliche Verhältnisse der differentiellen Leitwerte. Während bei der linken Teilkurve der Peak bei positiveren Gatespannungen kleiner ist als der für negativere Gatespannungen ist dies gerade bei den Doppelpeaks in der rechten Teilkurve umgekehrt.

Dieses paarweise Auftreten von Peaks in dem differentiellen Leitwert kann durch lateral gekoppelte Quantenpunkte interpretiert werden [LDW⁺99, CBM00, BPH⁺98, BHW⁺96], wobei eine Kopplung zur Entstehung eines Quantenpunktmoleküls führt. Stochastische Quantenpunkte [RCLG92] sollten als Erkennungszeichen nach der Random Matrix Theory (RMT) [Bee97] eine periodische Unterdrückung von Coulombblockade Resonanzen [WBM⁺95, Alh00] zeigen. Im Rahmen einer Beschreibung der Kopplung von Quantenpunkten durch die RMT wird davon ausgegangen, dass eine Kopplung vergleichsweise schwach ist. D.h. die Einzel-Quantenpunkte können lokal beschrieben werden.

Wie aus der Abbildung zu ersehen ist, fehlt eine ausgeprägte periodische Unterdrückung von Coulombblockadeoszillationen, so dass im Folgenden die Auswertung der Messung nach der von Waugh [WBM⁺95, WBC⁺96] *et al* vorgeschlagenen Theorie erfolgt, das eine starke Kopplung im Rahmen eines Quantenpunktmoleküls voraussetzt. Aus der Peakaufspaltung ΔV_s kann

die Wechselwirkungsenergie zwischen einzelnen Quantenpunkten Δ zu $\Delta V_s = \Delta 2C_\Sigma / (C_g e)$ bestimmt werden [WBM⁺95, BPH⁺98, LDW⁺99, DR03] und ist in dem vorliegenden Fall $\Delta = 2$ meV. Bisher konnte mittels des Hubbard¹ Modells [Roy63] die Wechselwirkungsenergie für Einteilchenniveaus und schwacher Tunnelkopplung berechnet werden [SKS98, KCD94, SS94]. Aus den gesammelten Daten ist es möglich die Interdotkapazität $C_{int} = C_\Sigma F$ abzuleiten [CWMG02, LDW⁺99] und ergibt für den vorliegenden Fall $C_{int} = 9$ aF.

Eine Abschätzung des Verhältnisses aus Coulomb Wechselwirkungs- und Fermienergie ergibt $r_s \approx (2\sqrt{\pi n a_B^*}) \approx 0.8$, bei einer Elektronenkonzentration von $n = 5 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ und mit dem effektiven Bohrradius a_B^* (typische Werte in hochbeweglichen GaAs Systemen liegen um die 1 [PCS⁺98, SBA⁺96]). Je kleiner r_s , desto metallischer ist der Charakter des Gesamtsystems und desto besser können Ladungen abgeschirmt werden.

Ein besonderes Merkmal der starken Kopplung der Quantenpunkte tritt im linken Teilgraph A im Gatespannungsbereich von -0.28 V und -0.35 V und im Vorwärtsspannungsbereich von -10 mV bis -5 mV auf. Die gezeigten Resonanzlinien kreuzen sich nicht. Statt dessen kann ein Antibunching beobachtet werden. Zur besseren Veranschaulichung sind die Peakpositionen in diesem Bereich in Abhängigkeit der Vorwärtsspannung in Abbildung 5.11 gezeigt. Das untere Teilbild zeigt die Resonanzposition in Abhängigkeit der Vorwärtsspannung V_s und der Gatespannung V_g . Das obere Teilbild zeigt den entsprechenden differentiellen Leitwert G in Abhängigkeit der Vorwärtsspannung. Mit zunehmender Vorwärtsspannung wird der Gatespannungsabstand der beiden Resonanzpeak-Kurven immer geringer und erreichen bei einer Vorwärtsspannung von etwa 6 mV einen minimalen Abstand von 0.8 mV. Für zunehmende Vorwärtsspannungen wird dann der Gatespannungsabstand wieder größer. Durch einen Vergleich dieses Ergebnisses mit dem oberen Teilbild, das den entsprechenden Leitwert zeigt, ist zu erkennen, dass im Bereich des minimalen Abstands der Leitwert in beiden Kurven ein lokales Maximum mit gleichem absolutem Wert erreicht. Dieses ist ein charakteristisches Merkmal von Antibunching im Bereich der starken Kopplung.

Unter der Annahme, dass durch die Ladung der selbstorganisierten Quantenpunkte mehrerer Elektroneninseln im Kanal elektrostatisch definiert worden sind, ist das gezeigte Antibunching ein Hinweis dafür, dass sich ein Quantenpunkt molekule im Kanal gebildet hat [BPH⁺98, KCD94, WBC⁺96, LDW⁺99, BHW⁺96, HBH⁺02, HBE03]. Aufgrund der Wechselwirkung einer Elektroneninseln mit einer benachbarten Elektroneninseln treten elektronisch bindende und antibindende Zustände auf. Je größer die Kopplungsenergie Δ , desto stärker koppeln die einzelnen Quantenpunkte aneinander und desto stärker ist das Antibunching. Im Gegensatz zu den stochastischen Quantenpunkten, treten offensichtlich Energiezustände auf, die auf beide

¹J. Hubbard, 1931-1980

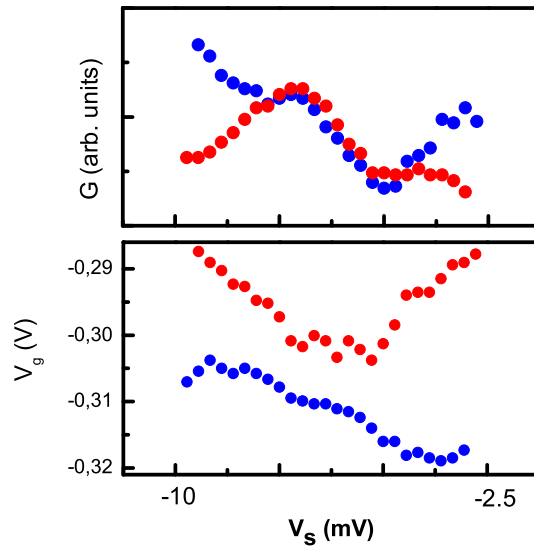


Abb. 5.11: Oben: $G(V_s)$ für zwei ausgewählte Resonanzlinien. Unten: entsprechende $V_g(V_s)$ -Kurve.

Quantenpunkte verteilt sind. Es sind Molekülzustände mit bindenden und antibindenden Charakter [JZB02, OFvdW⁺89, PG01, SNU⁺02] entstanden.

Die vorliegenden Untersuchungen zeigen, dass in den untersuchten QDFM Einzelelektroneneffekte nachgewiesen werden können. Die im Kanal existierenden Elektroneninseln sind mitunter so stark gekoppelt, dass sie physikalische Eigenschaften von Quantenpunkt-molekülen beobachten lassen.

Literaturverzeichnis

- [ABK01] N. V. Amarasinghe, Z. Ç.-B., and A. Keshavarz. *Appl. Phys. Lett.*, 89(10):5526, 2001.
- [AFS⁺95] D. D. Arnone, J. E. F. Frost, C. G. Smith, D. A. Ritchie, G. A. C. Jones, R. J. Butcher, and M. Pepper. *Appl. Phys. Lett.*, 66(23):3149–3151, 1995.
- [Ahm97] S. Ahmad. Journey of electrons in mesoscopic and microscopic world. *IETE Technical Review*, 14(4-5):245–261, 1997.
- [AL85] D. V. Averin and K. K. Likharev. *J. Low Temp. Phys.*, 62:345, 1985.
- [Alh00] Y. Alhassid. The statistical theory fo quantum dots. *Rev. Mod. Phys.*, 72(4):895–968, 2000.
- [AO89] D. V. Averin and A. A. Odintsov. *Phys. Lett.A*, 140:251, 1989.
- [Asa98] Y. Asano. *Phys. Rev. B*, 58(3):1414, 1998.
- [AvdZR81] K. Amberiadis, A. van der Ziel, and L. M. Rucker. *J. Appl. Phys.*, 52:6989, 1981.
- [BdJS95] H. Birk, M. J. M. de Jong, and C. Schönenberger. *Phys. Rev. Lett.*, 75:1610, 1995.
- [Bee91] C. W. J. Beenakker. *Phys. Rev. B*, 44(4):1646–1656, 1991.
- [Bee97] C. W. J. Beenakker. *Rev. Mod. Phys.*, 69(3):731–808, 1997.
- [BHW⁺96] R. H. Blick, R. J. Haug, J. Weis, D. Pfannkuche, K. v. Klitzing, and K. Eberl. *Phys. Rev. B*, 53(12-15):7899, 1996.
- [BILP85] M. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer, and S. Pinhas. *Phys. Rev. B*, 31:6207, 1985.

- [BJBMS86] E. Ben-Jacob, D. J. Bergman, B. J. Matkowsky, and Z. Schuss. *Phys. Rev. B*, 34:1572, 1986.
- [BPH⁺98] R. H. Blick, D. Pfannkuche, R. J. Haug, K. v. Klitzing, and K. Eberl. *Phys. Rev. Lett.*, 80(18):4032, 1998.
- [BR87] J. B. Barner and S. T. Ruggiero. *Phys. Rev. Lett.*, 59:495, 1987.
- [BSK⁺91] G. Bacher, H. Schweizer, J. Kovac, A. Forchel, H. Nickel, W. Schlapp, and R. Losch. *Phys. Rev. B*, 43(11):9312–9315, 1991.
- [BT56a] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss. *Nature*, 177:27, 1956.
- [BT56b] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss. *Nature*, 178:1447, 1956.
- [BvH91] C. W. J. Beenakker and H. van Houten. *Solid State Physics*, 44:1–228, 1991.
- [BW00] S. M. Bezrukov and M. Winterhalter. *Phys. Rev. Lett.*, 85:202, 2000.
- [CABA99] L. Chu, M. Arzberger, G. Bohm, and G. Abstreiter. *J. Appl. Phys.*, 85(4):2355–2362, 1999.
- [Cal74] M. A. Caloyannides. *J. Appl. Phys.*, 45:307, 1974.
- [CBM00] X. Chen, H. Buhmann, and L. W. Molenkamp. *Phys. Rev. B*, 61(24):16801, 2000.
- [CCW⁺02] W. Y. Choi, B. Y. Choi, D. S. Woo, Y. J. Choi, J. D. Lee, and B.-G. Park. *Japn. J. Appl. Phys.*, 41(4B):2345, 2002.
- [CGGP98] A. Candelori, E. Gomiero, G. Ghidini, and A. Paccagnella. *Microelectronics and Reliability*, 38(2):189–193, 1998.
- [CHJ98] R. M. Cosby, D. R. Humm, and Y. S. Joe. *J. Appl. Phys.*, 83(7):3914–3916, 1998.
- [CHJM83] H. G. Craighead, R. E. Howard, L. D. Jackel, and P. M. Mankiewich. *Appl. Phys. Lett.*, 42:38–40, 1983.
- [Cor04] Intel Corporation. Die 90 nm technologie. Presse-Background, 2004.
- [CP94] M. Chen and W. Porod. *J. Appl. Phys.*, 75:2545, 1994.

- [CSSL88] T. T. Chiang, C. J. Spindt, W. E. Spicer, and I. Lindau. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 6(4):1409, 1988.
- [CWMG02] I. H. Chan, R. M. Westervelt, K. D. Maranowski, and A. C. Gossard. *Appl. Phys. Lett.*, 80(10):1818–1820, 2002.
- [Dat99] S. Datta. *Cambridge Studies in Semiconductor Physics and Microelectronic Engineering*. Cambridge University Press, Cambridge, 1999.
- [Dav79] J. R. Davis. *Electronics Letters*, 15(1):20–21, 1979.
- [Des80] G. Desrochers. *Electronic Design*, 28(24):247–250, 1980.
- [DFM⁺82] T. J. Drummond, R. Fischer, P. Miller, H. Morkoc, and A. Y. Cho. *J. Vac. Sci. Technol.*, 21(2):684–688, 1982.
- [DH81] P. Dutta and P. M. Horn. *Rev. Mod. Phys.*, 53:497, 1981.
- [DL94] J. H. Davis and I. A. Larkin. *Phys. Rev. B*, 49:4800, 1994.
- [DL95] J. H. Davis and I. A. Larkin. *Phys. Rev. B*, 52:R5535, 1995.
- [DLS95] J. H. Davis, I. A. Larkin, and E. V. Sukhorukov. *J. Appl. Phys.*, 77:4504, 1995.
- [DR03] S. Das and S. Rao. *Phys. Rev. B*, 68:073301, 2003.
- [DSGW78] R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann. *Appl. Phys. Lett.*, 33(7):665–667, 1978.
- [EHW03] E. G. Emiroglu, D. G. Hasko, and D. A. Williams. *Appl. Phys. Lett.*, 83(19):3942, 2003.
- [EKV95] C. C. Enz, F. Krummenacher, and E. A. Vittoz. *Analog Integrated Circuits and Signal Processing*, 8:83, 1995.
- [Esa57] L. Esaki. *Physical Review*, 109:603, 1957.
- [Fan46] U. Fano. *Phys. Rev.*, 70(1-2):44–52, 1946.
- [Fan47] U. Fano. *Phys. Rev.*, 72(1):26–29, 1947.

- [FG97a] D. K. Ferry and S. M. Goodnick. *Transport in Nanostructures*, chapter Doped heterojunction systems and self-consistent solution, pages 34–39. Cambridge University Press, Cambridge, 1997.
- [FG97b] D. K. Ferry and S. M. Goodnick. *Transport in Nanostructures*, chapter Quantum dots and single electron phenomena, pages 226–264. Cambridge University Press, Cambridge, 1997.
- [FG97c] D. K. Ferry and S. M. Goodnick. *Transport in Nanostructures*. Cambridge Studies in Semiconductor Physics and Microelectronic Engineering. Cambridge University Press, Cambridge, 1997.
- [FHKP98] K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, and K. H. Ploog. *Japn. J. Appl. Phys.*, 37(3B):1340–1342, 1998.
- [FIM01] G. Fiori, G. Iannaccone, and M. Macucci. Proc. 8th int. workshop on computational electronics. 2001.
- [FIM02a] G. Fiori, G. Iannaccone, and M. Macucci. *Journal of Computational Electronics*, 1:39–42, 2002.
- [FIM⁺02b] G. Fiori, G. Iannaccone, M. Macucci, S. Reitzenstein, S. Kaiser, M. Kesselring, L. Worschech, and A. Forchel. *Nanotechnology*, 13:299, 2002.
- [FN28] R. H. Fowler and L. Nordheim. *Proc. Roy. Soc. Lond.A*, 119:173, 1928.
- [FPC78] M. D. Feuer, D. E. Prober, and J. W. Cogdell. *AIP Conference Proceedings*, 44:317–321, 1978.
- [GH96] J. M. Golden and B. I. Halperin. *Phys. Rev. B*, 54(23):16757, 1996.
- [GLKS88] L. I. Glazman, G. B. Lesovik, D. E. Khmel'nitskii, and R. I. Shekhter. *JETP Lett.*, 48(4):238, 1988.
- [Gro51] C. J. Groter. *Physica*, 17:777, 1951.
- [GSB99] A. Ghetti, L. Selmi, and R. T. Bez. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, 46(4):696–702, 1999.
- [GTM95] D. L. Golden, T. Thornton, and M. W. Mallon. *Science*, 267:1837, 1995.

- [HBE03] A. W. Holleitner, R. H. Blick, and K. Eberl. *Appl. Phys. Lett.*, 82(12):1887–1889, 2003.
- [HBH⁺02] A. W. Holleitner, R. H. Blick, A. K. Hüttel, K. Eberl, and J. P. Kotthaus. *Science*, 297:70–72, 2002.
- [HCJ⁺83] R. E. Howard, H. G. Craighead, L. D. Jackel, P. M. Mankiewich, and M. Feldman. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 1:1101–1104, 1983.
- [HHJ⁺80] R. E. Howard, E. L. Hu, L. D. Jackel, P. Grabbe, and D. M. Tennant. *Appl. Phys. Lett.*, 36:592–594, 1980.
- [HHWK95] F. Hofmann, T. Heinzel, D. A. Wharam, and J. P. Kotthaus. *Phys. Rev. B*, 51(19):13872, 1995.
- [HJC⁺97] M.-C. Hu, S.-L. Jang, Y.-S. Chen, S.-S. Liu, and J.-M. Lin. *Japn. J. Appl. Phys.*, 36(5A):2606, 1997.
- [HKS85] S. Horiguchi, T. Kobayashi, and K. Saito. *J. Appl. Phys.*, 58(1):387–391, 1985.
- [Hof03] K. Hoffmann. *Systemintegration - Vom Transistor zur großintegrierten Schaltung*. Oldenburg Verlag, München Wien, 2003.
- [HP02] L. M. Herz and R. T. Phillips. *Nature Materials*, 1:212 – 213, 2002.
- [HS93] Y. Hu and S. Stapleton. *J. Appl. Phys.*, 73(12):8633, 1993.
- [HSFM84] T. W. Hickmott, P. M. Solomon, R. Fischer, and H. Morkoc. *Appl. Phys. Lett.*, 44(1):90–92, 1984.
- [Ian01] G. Iannaccone. Nanotcad. Periodic Progress Report 1, EU/CORDIS/IST, 2001.
- [Ian02] G. Iannaccone. Nanotcad. Periodic Progress Report 2, EU/CORDIS/IST, 2002.
- [Ian03] G. Iannaccone. Nanotcad. Periodic Progress Report 3, EU/CORDIS/IST, 2003.
- [IC01] G. Iannaccone and P. Coli. *Appl. Phys. Lett.*, 78(14):2046, 2001.
- [IDA00] A. C. Irvine, Z. A. K. Durrani, and H. Ahmed. *J. Appl. Phys.*, 87:8594, 2000.
- [ILMP98] G. Iannaccone, G. Lombardi, M. Macucci, and B. Pellegrini. *Phys. Rev. Lett.*, 80(5):1054, 1998.

- [IMA⁺00] G. Iannaccone, M. Macucci, E. Amirante, Y. Jin, H. Lanois, and C. Vieu. *Superlattices and Microstructure*, 27:369, 2000.
- [Ink86] J. C. Inkson. *Many body theory of solids. An Introduction*. Plenum, New York, 1986.
- [ISK⁺99] K. Ishii, E. Suzuki, S. Kanemaru, T. Maeda, T. Tsutsumi, K. Nagai, T. Sekigawa, and H. Hiroshima. *Japn. J. Appl. Phys.*, 38(4B):2492, 1999.
- [ITR98] G. Iannaccone, A. Trellakis, and U. Ravaioli. *J. Appl. Phys.*, 84(9):5032, 1998.
- [JKB⁺00] P. B. Joyce, T. J. Krzyzewski, G. R. Bell, T. S. Jones, S. Malik, D. Childs, and R. Murray. *Phys. Rev. B*, 62(16):10891–10895, 2000.
- [JZB02] W. Jaskoloski, M. Zielinski, and G. W. Bryant. *PhysicaE*, 17:40–41, 2002.
- [KCD94] G. Klimeck, G. Chen, and S. Datta. *Phys. Rev. B*, 50(4):2316–2324, 1994.
- [KEKF99] M. Kamp, M. Emmerling, S. Kuhn, and A. Forchel. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 17:86, 1999.
- [KKKJ02] J.-H. Kim, G.-H. Kim, S.-W. Ko, and H.-K. Jung. *Proceedings of SPIE*, 4935:308, 2002.
- [KKN⁺89] C. S. Kyono, V. P. Kesan, D. P. Neikirk, C. M. Maziar, and B. G. Streetman. *Appl. Phys. Lett.*, 54(6):549–551, 1989.
- [KKNS03] H. Kosina, G. Klimeck, M. Nedjalkov, and S. Selberherr. *IEEE*, page 171, 2003.
- [KKS⁺02] K. R. Kim, D. H. Kim, S.-K. Sung, J. D. Lee, B.-G. Park, B. H. Choi, S. W. Hwang, and D. Ahn. *Japn. J. Appl. Phys.*, 41(4B):2574–2577, 2002.
- [KL87] L. S. Kuz'min and K. K. Likharev. *JETP Lett.*, 45:495, 1987.
- [KM94] M. Kemerink and L. W. Molenkamp. *Appl. Phys. Lett.*, 65:1012, 1994.
- [KMBP98] V. V. Kuznetsov, E. E. Mendez, J. D. Bruno, and J. T. Pham. *Phys. Rev. B*, 58:R10159, 1998.
- [KMI⁺01] A. Kohno, H. Murakami, M. Ikeda, S. Miyazaki, and M. Hirose. *Japn. J. Appl. Phys.*, 20:L721, 2001.

- [KMM⁺97] L. P. Kouwenhoven, C. M. Marcus, P. L. McEuen, S. Tarucha, R. M. Westervelt, and N. S. Wingreen. *Mesoscopic Electron Transport*, volume 345 of *Series E: Applied Sciences*, pages 105–214. Kluwer Academics, Dordrecht, 1997.
- [KNES86] A. Kolodny, S. T. K. Nieh, B. Eitan, and J. Shappir. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, 33(6):835–844, 1986.
- [KNTB02] E. Kapetanakis, P. Normand, D. Tsoukalas, and K. Beltsios. *Appl. Phys. Lett.*, 80:2794, 2002.
- [KS63] D. Kahng and S. M. Sze. *Bell System Tech. J.*, 46:1283, 1963.
- [KSC88] S. Krishnamurthy, A. Sher, and A.-B. Chen. *Appl. Phys. Lett.*, 52(6):468–470, 1988.
- [KWB⁺98] T. Kummell, R. Weigand, G. Bacher, A. Forchel, K. Leonardi, D. Hommel, and H. Selke. *Appl. Phys. Lett.*, 73(21):3105–3107, 1998.
- [Lan57] R. Landauer. *IBM J. Res. Develop.*, 1:223, 1957.
- [Lan81] R. Landauer. *Phys. Lett.A*, 85(2):91–93, 1981.
- [Lan98] R. Landauer. *Nature*, 392:658–659, 1998.
- [Lau83] R. B. Laughlin. *Phys. Rev. Lett.*, 50:1395, 1983.
- [LBL92] J. H. Luscombe, A. Bouchard, and M. Luban. *Phys. Rev. B*, 46(10):262, 1992.
- [LDW⁺99] C. Livermore, D. S. Duncan, R. M. Westervelt, K. D. Maranowski, and A. C. Gossard. *J. Appl. Phys.*, 86(7):4043–4045, 1999.
- [Lee95] C. S. Lee. *Japn. J. Appl. Phys.*, 34(3B):1236–1240, 1995.
- [LGT03] H. Lohvinov, Y. Gurevich, and O. Titov. *Revista Mexicana de Física*, 49(5):482–484, 2003.
- [LHM90] B. Laikhtman, M. Heiblum, and U. Meirav. *Appl. Phys. Lett.*, 57(15):1557, 1990.
- [LKF⁺94] D. Leonard, M. Krishnamurthy, S. Fafard, J. L. Merz, and P. M. Petroff. *J. Vac. Sci. Technol.*, 12(2):1063–1066, 1994.
- [LKP90] A. Lorke, J. P. Kotthaus, and K. Ploog. *Phys. Rev. Lett.*, 64(21):2559, 1990.

- [LM02] Bernard Lovell and Robert M. May. *Nature*, 416:34, 2002.
- [LS86] S. E. Laux and F. Stern. *Appl. Phys. Lett.*, 49:91, 1986.
- [Luk61] T. Lukes. *Proc. Phys. Soc. Lond.*, 78(500):153, 1961.
- [LZT⁺90] Y. P. LI, A. ZASLAVSKY, D. C. TSUI, M. SANTOS, and M. SHAYEGAN. *Phys. Rev. B*, 41(12):8388–8391, 1990.
- [Mac54] S. Machlup. *J. Appl. Phys.*, 25(3):341–343, 1954.
- [May86] I. Mayergoyz. *J. Appl. Phys.*, 59:195, 1986.
- [MH76] T. Musha and H. Higuchi. *Japn. J. Appl. Phys.*, 15:1271, 1976.
- [MHFN80] T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii, and K. Nanbu. *Japn. J. Appl. Phys.*, 19(5), 1980.
- [MK59] J. V. Morgan and E. O. Kane. *Phys. Rev. Lett.*, 3(10):466–468, 1959.
- [Moo65] G. E. Moore. *Electronics*, 38(8):114, 1965.
- [MSWE80] G. M. Metze, R. A. Stall, C. E. C. Wood, and L. F. Eastman. *Appl. Phys. Lett.*, 37, 1980.
- [NCWB89] Zolili Ndlela and Jr. Clayton W. Bates. *Rev. Sci. Inst.*, 60(11):3482, 1989.
- [NHWH⁺02] A. Nauen, I. Hapke-Wurst, F. Hohls, U. Zeitler, R. J. Haug, and K. Pierz. *Phys. Rev. B*, 66:R161303, 2002.
- [NI97] A. Nakahara and T. Isoda. *PhysicaE*, 55:4264, 1997.
- [NKZ⁺02] A. Nauen, J. Könemann, U. Zeitler, F. Hohls, and R. J. Haug. *PhysicaE*, 12:865, 2002.
- [NW62] C. A. Neugebauer and M. B. Webb. *J. Appl. Phys.*, 33:74, 1962.
- [OFvdW⁺89] T. H. Oosterkamp, T. Fujisawa, W. G. van der Wiel, K. Ishibashi, R. V. Hijman, S. Tarucha, and L. P. Kouwenhoven. *Nature*, 395:873–876, 1989.
- [OKLY99] William D. Oliver, Jungsang Kim, Robert C. Liu, and Yoshihisa Yamamoto. *Science*, 284:299–301, 1999.

- [PBT56] E. M. Purcell, R. Hanbury Brown, and R. Q. Twiss. *Nature*, 178:1449, 1956.
- [PBT89] G. Platero, L. Brey, and C. Tejedor. *Phys. Rev. B*, 40(12):8548, 1989.
- [PCS⁺98] S. R. Patel, S. M. Cronenwett, D. R. Stewart, A. G. Huibers, C. M. Marcus, C. I. Duruöz, J. S. Harris Jr., K. Campman, and A. C. Gossard. *Phys. Rev. Lett.*, 80(20):4522–4525, 1998.
- [PG01] V. Pophristic and L. Goodman. *Nature*, 411:565–568, 2001.
- [PGJT⁺97] A. Palma, A. Godoy, J. A. Jimenez-Tejada, J. E. Carceller, and J. A. Lopez-Villanueva. *Phys. Rev. B*, 15(15):9565–9574, 1997.
- [PI02] M. G. Pala and G. Iannaccone. *Nanotechnology*, 13:369–372, 2002.
- [PIK⁺02] M. G. Pala, G. Iannaccone, S. Kaiser, A. Schliemann, L. Worschech, and A. Forchel. *Nanotechnology*, 13:373–377, 2002.
- [PLU⁺92] H. Pothier, O. Lafarge, C. Urbina, D. Esteve, and M. H. Devoret. *Europhys. Lett.*, 17:259, 1992.
- [Pre78] W. H. Press. *Comments. Astrophys.*, 7:103, 1978.
- [PS98] Y. B. Park and D. K. Schröder. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, 45(6):1361–1368, 1998.
- [PSP⁺01] R. D. Picciotto, H. L. Störmer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. W. West. *Nature*, 411:51–54, 2001.
- [PWS91] C. S. Pan, K. Wu, and G. Sery. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, 12(2):51–53, 1991.
- [RCLG92] I. M. Ruzin, V. Chandrasekhar, E. I. Levin, and L. I. Glazman. *Phys. Rev. B*, 45(23):13469–13478, 1992.
- [RLR⁺89] M. A. Reed, J. H. Luscombe, J. N. Randall, W. R. Frensley, R. J. Aggaral, R. J. Matyi, T. M. Moore, and A. E. Wetsel. volume NATO ASI Series of *B: Physics*, page 139. Plenum Press, New York, 1989.
- [Roy63] Royal Society of London. *Electron Correlations in Narrow Energy Bands*, Series A: Mathematical and Physical Science, 6 Carlton House Terrace, London SW1Y 5AG, England, 1963.

- [RRA⁺88] M. A. Reed, J. N. Randall, R. J. Aggarwal, R. J. Matyi, T. M. Moore, and A. E. Wetsel. *Phys. Rev. Lett.*, 60:535, 1988.
- [RRMM88] J. N. Randall, M. A. Reed, R. J. Matyi, and T. M. Moore. *J. Vac. Sci. Technol.B*, 6(6):1861, 1988.
- [RSJ⁺84] K. S. Ralls, W. J. Skocpol, L. D. Jackel, R. E. Howard, L. A. Fetter, R. W. Epworth, and D. M. Tenant. *Phys. Rev. Lett.*, 52(3):228, 1984.
- [RWMP87] M. J. Rooks, S. Wind, P. McEuen, and D. E. Prober. *J. Vac. Sci. Technol.B*, 5:318–321, 1987.
- [SB69] Yu. V. Sharvin and N. I. Bogatina. *Sov. Phys. JETP*, 29:419, 1969.
- [SB93] R. E. Salvino and F. A. Buot. *Appl. Phys. Lett.*, 63(19):2652, 1993.
- [SBA⁺96] U. Sivan, R. Berkovits, Y. Aloni, O. Prus, A. Auerbach, and G. Ben-Yoseph. *Phys. Rev. Lett.*, 77(6):1123–1126, 1996.
- [SBE⁺99] J. W. Sakai, P. H. Beton, L. Eaves, P. C. Main, and M. Henini. *Appl. Phys. Lett.*, 86(3):1452, 1999.
- [Sch18] W. Schottky. *Ann. d. Phys.*, 57:541, 1918.
- [Sch50] W. Schockley. page 347. D. van Nostrand Company, Inc., New York, 1950.
- [Sch93] M. Schulz. *J. Appl. Phys.*, 74(4):2649, 1993.
- [SDG⁺79a] H. L. Störmer, R. Dingle, A. C. Gossard, W. Wiegman, and M. D. Sturge. *Solid State Comm.*, 29(10):705–709, 1979.
- [SDG⁺79b] H.L. Störmer, R. Dingle, A. C. Gossard, W. Wiegmann, and M. D. Sturge. *Solid State Comm.*, 29(10):705, 1979.
- [Sha69] Yu. V. Sharvin. *Sov. Phys. JETP*, 21:655, 1969.
- [SKS98] C. A. Stafford, R. Kotlyar, and S. Das Sarma. *Phys. Rev. B*, 58(11):7091, 1998.
- [SLSS03] Lafe Spietz, K. W. Lehnert, I. Siddiqi, and R. J. Schoelkopf. *Science*, 300:1929, 2003.
- [SNU⁺02] R. H. M. Smitt, Y. Noat, C. Untiedt, N. D. Lang, M. C. van Hemert, and J. M. van Ruitenbeek. *Nature*, 419:906–909, 2002.

- [Sol83] T. C. L. G. Sollner. *Appl. Phys. Lett.*, 43:588, 1983.
- [SOS⁺01] T. Sugaya, M. Ogura, Y. Sugiyama, T. Shimizu, K. Yonei, K. Y. Jang, J. P. Bird, and D. K. Ferry. *Appl. Phys. Lett.*, 79(3):371–373, 2001.
- [SR99] G. Samudra and K. Rajendran. *Japn. J. Appl. Phys.*, 38(4A):L349, 1999.
- [SRS⁺98] M. Sugiaski, H. W. Ren, S. Sugou, K. Nishi, and Y. Masumoto. *Solid State Electron.*, 42(7-8):1325–1330, 1998.
- [SS84] F. Stern and S. Das Sarma. *Physical Review B (Condensed Matter)*, 30, 1984.
- [SS94] C. A. Stafford and S. Das Sarma. *Phys. Rev. Lett.*, 72(22):3590–3593, 1994.
- [SSIH98] Y. Shi, K. Saito, H. Ishikuro, and T. Hiramoto. *Appl. Phys. Lett.*, 84:2358, 1998.
- [Ste03] A. Steane. *Nature*, 422:387 – 388, 2003.
- [Sto93] M. Stopa. *Phys. Rev. B*, 48(18):340, 1993.
- [SWR⁺02] A. Schliemann, L. Worschech, S. Reitzenstein, S. Kaiser, and A. Forchel. *Appl. Phys. Lett.*, 81:2115, 2002.
- [SWTR52] W. Shockley and Jr. W. T. Read. *Phys. Rev.*, 87(5):835, 1952.
- [SYS⁺95] H. Sakaki, G. Yusa, T. Someya, Y. Ohno, T. Noda, H. Akiyama, Y. Kadoya, and H. Noge. *Appl. Phys. Lett.*, 67:3444, 1995.
- [Sze02] S. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley, New York, 2 edition, 1902.
- [Sze81] S. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. Wiley, New York, 2 edition, 1981.
- [TBS⁺89] G. Timp, R. E. Berhringer, S. Sampere, J. E. Cunningham, and R. Howard. *When Isn't the Conductance of an Electron Waveguide Quantized*, pages 331–346. Proceedings of the Int. Symp. on Nanostructure Physics and Fabrication. Academic Press, New York, 1989.
- [TE73] R. Tsu and L. Esaki. *Appl. Phys. Lett.*, 22:562, 1973.
- [TGPR97] A. Trellakis, A. T. Galick, A. Pacelli, and U. Ravaioli. *J. Appl. Phys.*, 81:7800, 1997.

- [TJH⁺81] D. M. Tennant, L. D. Jackel, R. E. Howard, E. L. Hu, P. Grabbe, R. J. Capik, and B. S. Schneider. *J. Vac. Sci. Technol.*, 19:1304–1307, 1981.
- [TRH⁺96] S. Tiwari, F. Rana, H. Hanafi, A. Hartstein, and E. F. Crabbé. *Appl. Phys. Lett.*, 68:1377, 1996.
- [TS02] Ulrich Tietze and Christian Schenk. *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Springer, Berlin, 2002.
- [Tun93] R. T. Tung. *J. Vac. Sci. Technol.B*, 11(4):1546, 1993.
- [UTS⁺03] T. Usuki, K. Tsunoda, A. Sato, T. Nakanishi, and H. Tanaka. *Fujitsu Scientific and Technical Journal*, 39(1):72–77, 2003.
- [vBSvK88] P. J. M. van Bentum, R. T. M. Smokers, and H. van Kempen. *Phys. Rev. Lett.*, 60:2543, 1988.
- [VC75] R. F. Voss and J. Clarke. *Nature*, 258:317, 1975.
- [vdWFE⁺03] W. G. van der Wiel, S. De Franceschi, J. M. Elzerman, T. Fujisawa, S. Tarucha, and L. P. Kouwenhoven. *Rev. Mod. Phys.*, 75(1):1–22, 2003.
- [vHW92] H. van Houten and C. W. J. Beenakker B. J. Wees. *Nanostructure Systems*, chapter Quantum Point Contacts, pages 9–112. Academic Press, Boston, 1992.
- [vR01] Jan van Ruitenbeek. *Nature*, 410:424, 2001.
- [vWKW⁺91] B. J. van Wees, L. P. Kouwenhoven, E. M. M. Willems, C. J. P. M. Harmans, J. E. Mooij, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, and C. T. Foxon. *Phys. Rev. B*, 43(15):12431, 1991.
- [vWvHB⁺88] B. J. van Wees, H. van Houten, C. Beenakker, J. Williamson, L. Kouwenhoven, D. van der Marel, and C. Foxon. *Phys. Rev. Lett.*, 60:848, 1988.
- [WA01] T. H. Wang and Y. Aoyagi. *Appl. Phys. Lett.*, 78(5):634, 2001.
- [WBC⁺96] F. R. Waugh, M. J. Berry, C. H. Crouch, C. Livermore, D. J. Mar, R. M. Westervelt, K. L. Campman, and A. C. Gossard. *Phys. Rev. B*, 53(3):1413, 1996.
- [WBJJ89] R. Wilkins, E. Ben-Jacob, and R. C. Jaklevic. *Phys. Rev. Lett.*, 63:801, 1989.

- [WBM⁺94] J. Wang, P. H. Beton, N. Mori, H. Buhmann, L. Mansouri, L. Eaves, P. C. Main, T. J. Foster, and M. Henini. *Appl. Phys. Lett.*, 65(9):1124, 1994.
- [WBM⁺95] F. R. Waugh, M. J. Berry, D. J. Mar, R. M. Westervelt, K. L. Campman, and A. C. Gossard. *Phys. Rev. Lett.*, 75(4):705, 1995.
- [WCO⁺00] Q. Wang, N. Carlsson, O. Omling, L. Samuelson, and E. Seifert. *Appl. Phys. Lett.*, 76:1704, 2000.
- [WHvKP92] J. Weis, R. J. Haug, K. v. Klitzing, and K. Ploog. *Phys. Rev. B*, 46(19):12837, 1992.
- [WHvKP93] J. Weis, R. J. Haug, K. v. Klitzing, and K. Ploog. *Phys. Rev. Lett.*, 71:24, 1993.
- [WLZ01] T. H. Wang, H. W. Li, and J. M. Zhou. *Appl. Phys. Lett.*, 79:1537, 2001.
- [Woo78] R. Woods. *Electronic Design*, 26(7):82–84, 1978.
- [WPN⁺89] D. A. Wharam, M. Pepper, R. Newbury, D. G. Hasko, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. A. Ritchie, D. C. Peacock, and G. A. C. Jones. volume 206 of *NATO ASI Series B: Physics*, chapter Ballistic Transport in Quasi-One-Dimensional Structures, pages 115–141. Plenum Press, 1989.
- [WSSR00] A. Wensauer, O. Steffens, M. Suhrke, and U. Rössler. *Phys. Rev. B*, 62(4):2605, 2000.
- [WTN⁺88] D. A. Wharam, T. J. Thornton, R. Newsbury, M. Pepper, H. Ahmed, E. F. Frost, D. G. Hasko, D. C. Peacock, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones. *Journal of Physics C*, 21:L209, 1988.
- [WWE89] Shang-Lin Weng, C. Webb, and J. N. Eckstein. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 7(2):361–364, 1989.
- [Yau74] L. D. Yau. *Solid State Electron.*, 17:1059, 1974.
- [YMM00] H. Yoshinaga, S. Miyazima, and S. Mitake. *Physica A*, 280:582, 2000.
- [Zen43] C. Zener. *Proc. Roy. Soc.*, A145:523, 1943.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich den Personen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Allen voran Prof. Dr. Alfred Forchel, an dessen Lehrstuhl für Technische Physik die experimentellen Möglichkeiten bestehen die vorgestellten Systeme zu untersuchen.

PD Dr. Lukas Worschech danke ich für das stetige Interesse an meiner Arbeit. Durch seine visionär, weitreichenden Kenntnisse konnten eine Vielzahl von unterschiedlichen Themen global abgedeckt werden.

Neben den wissenschaftlichen Diskussionen gab es häufig nicht-wissenschaftlichen Erfahrungsaustausch, der eine willkommene Abwechslung in das Laborleben brachte. Besonderer Dank daher an die Arbeitsgruppe *nanoelectronics*: Stephan Reitzenstein, David Hartmann und Christian Müller.

Ebenfalls möchte ich an dieser Stelle Prof. Dr. Giuseppe Iannaccone erwähnen, der der Projektleiter von NANOTCAD war und mir die Komplexität von Rauschmessungen aufzeigte.

Die Ghostwriter des Mikrostrukturlabors, die zwar selten in den Vordergrund rücken, jedoch maßgeblich an dem Gelingen eines Projekts beteiligt sind: Monika Emmerling und Silke Kuhn.

Gerd Manger sei hiermit für die Aufklärungsarbeit mit allem was mit *Kalt* zu tun hat gedankt.

Last but not least: Angelika Berger als Anlaufstelle für Lehrstuhlfragen und sonstige Unternehmungen. Ihre Übersetzungsqualitäten sind unübertroffen!

Lebenslauf

Andreas Ulrich Schliemann

PERSÖNLICHE DATEN		Geboren: 17. November 1974 in Würzburg
ABSCHLUSS	Feb. 2000	Master of Science
AUSBILDUNG	2000	Anerkennung des Master of Science als Diplomäquivalent im Sinne der Promotions- prüfungsordnung
	1999 - 2000	Auslandsstudium an der State University of New York at Buffalo, USA
	1999 - 1995	Physikstudium an der Fakultät für Physik und Astronomie der Bayerischen Julius- Maximilians-Universität Würzburg
	1995 - 1985	Friedrich-Koenig-Gymnasium Würzburg
BESCHÄFTIGUNG	seit Mai 2004	Infineon Technologies AG Memory Produkts - MP PDT PD KPM
	2000 - Apr. 2004	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Technische Physik von Prof. Dr. A. Forchel. Arbeitsgruppe: nanoelectronics

Ehrenwörtliche Erklärung

gemäß §5 Abs. 2 Ziff. 2 und 5 der Promotionsordnung der Fakultät für Physik und Astronomie der Bayerischen Julius-Maximilians Universität Würzburg.

Hiermit erkläre ich ehrenwörtlich, 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 1. Februar 2000 wurde mir von der State University of New York at Buffalo der Titel *Master of Science* verliehen. In der Sitzung des Promotionsausschuss der oben genannten Fakultät am 26.7.2000 wurde dieser Titel im Sinne der Promotionsordnung als diplomäquivalent anerkannt.

Würzburg, den 28. Dezember 2004

Andreas Schliemann