

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



**Dynamische Leistungsverstärkung bei
GHz Frequenzen und
Speichereigenschaften von
nanoelektronischen GaAs/AlGaAs
Transistoren**

vorgelegt von
Daniela Cornelia Spanheimer
aus Würzburg

Würzburg 2009

Eingereicht am
in der Fakultät für Physik und Astronomie

08.04.2009

1. Gutachter:
2. Gutachter:
der Dissertation.

PD Dr. Lukas Worschech
Prof. Dr. Vladimir Dyakonov

1. Prüfer der mündlichen Prüfung:
2. Prüfer der mündlichen Prüfung:
3. Prüfer der mündlichen Prüfung:

PD Dr. Lukas Worschech
Prof. Dr. Vladimir Dyakonov
Prof. Dr. Hans Fraas

Tag der mündlichen Prüfung:

27.07.2009

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
Abstract	5
1 Einleitung	8
2 Dynamische Schalteigenschaften von nanoelektronischen Bauelementen	11
2.1 Elektrostatische Grundlagen	11
2.1.1 Elektrostatisches Verhalten eines Transistors	12
2.1.2 Interne und parasitäre Kapazitäten	13
2.1.3 Quantenkapazität	15
2.2 Hochfrequenzcharakteristik niederdimensionaler Bauelemente . . .	17
2.2.1 Leitungstheorie	18
2.2.2 Streuparameter	27
2.3 Impedanzanpassung	29
2.3.1 Anpassung durch Stichleitungen	31
2.4 Dynamisches Laden und Entladen von Quantenpunkten	32
2.4.1 Coulombblockade und Ein-Elektron-Transistor	32
3 Speicherdynamik von Quantenpunktstrukturen	37
3.1 Drei-Kontakt-Strukturen mit Quantenpunkten	38
3.1.1 Selbstorganisierte Quantenpunkte	42
3.1.2 Vorpositionierte Quantenpunkte	45
3.2 Speicherverhalten einer Drei-Kontakt-Struktur mit vorpositionierten Quantenpunkten	47
3.2.1 Lade- und Entladevorgänge von Quantenpunkten	47
3.2.2 Speicherfunktion für unterschiedliche Strukturgrößen	48
3.2.3 Temperaturabhängigkeit der Speicherfunktion	50
4 Transporteigenschaften an monolithischen Drei-Kontakt-Strukturen	54
4.1 Gate-Strom induziertes Schalten in niederdimensionalen Strukturen	55

4.2	Hochfrequenz-Untersuchung an nanoelektronischen Drei-Kontakt-Strukturen	67
4.2.1	DC-Charakterisierung zur Bestimmung Hochfrequenz- Arbeitspunkte	67
4.2.2	Hochfrequenzmessungen an Drei-Kontakt-Strukturen und Ermittlung des Power Gains	74
5	Netzwerk zur Behebung der Impedanz-Fehlanpassung	81
5.1	Design eines Impedanz-Anpassungs-Netzwerks	82
5.2	Simulationsrechnung zur Auswirkung der Anpassung auf die S- Parameter	86
5.3	Einfluss der Impedanz-Anpassung auf die Re- fleksions- und Transmissionskoeffizienten	89
5.4	Spannungsabhängigkeit des Transmissionskoeffizienten und des Power Gains	92
	Anhang A Danksagung	95
	Anhang B Ehrenwörtliche Erklärung	97
	Anhang C Curriculum Vitae	98
	Literaturverzeichnis	99

Publikationsliste

Während der Promotionszeit wurden folgende Veröffentlichung eingereicht:

- C. R. Müller, L. Worschech, D. Spanheimer und A. Forchel
Current and voltage gain in a monolithic GaAs/AlGaAs TTJ at room temperature
IEEE Electron Device Letters
Vol. 27, Issue 4, Pages: 208-210, Year: 2006
- D. Spanheimer, L. Worschech, C. R. Müller und A. Forchel
Space charge induced gating by a leaky gate
Applied Physics Letters
Vol. 90, Issue 23, Pages: 232101, Year: 2007
- D. Spanheimer, L. Worschech, C. R. Müller und A. Forchel
Gate leakage induced gating in low-dimensional conductors
Physica E - Low-dimensional systems and nanostructures
Vol. 40, Issue 6, Pages: 2150-2152, Year: 2008
- L. Worschech, D. Hartmann, S. Lang, D. Spanheimer, C. R. Müller und A. Forchel
Nonlinear transport properties of electron Y-branch switches
Adv. Solid State Phys
Vol. 48, Pages: 305-316, Year: 2008
- D. Spanheimer, C. R. Müller, J. Heinrich, S. Höfling, L. Worschech und A. Forchel
Power Gain up to 1.5 GHz in three-terminal junctions at room temperature
submitted to Applied Physics Letters

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung dynamischer Modelle für Transport- und Hochfrequenzmessungen an nanoelektronischen Transistoren sowie die Analyse von Speicherprozessen von Elektronen in vorpositionierten Quantenpunkten. Es wird über Transportuntersuchungen an Transistoren berichtet, in denen nur wenige Transportkanäle existieren, der elektrische Widerstand also bei Weitem größer ist als bei klassischen Feldeffekttransistoren. Der Schwerpunkt der Experimente lag bei dynamischen Schalteigenschaften. Hierfür wurden prinzipiell zwei Sorten von nanoelektronischen Schaltern untersucht. Zum einen lagen GaAs/AlGaAs Quantendraht-Transistoren vor, in denen erstmals InAs Quantenpunkte eingebettet waren, die mit Hilfe von Nanotemplaten mit einer lateralen Auflösung von wenigen 10 nm positioniert werden konnten. Im Gegensatz zu stochastisch verteilten, selbstorganisierten Quantenpunkten konnte durch die Vorpositionierung regelmäßig angeordnete Quantenpunkte in definierten Abständen realisiert werden. Das Strukturlayout wurde hierbei sowohl über Elektronenstrahl-Lithographie als auch naschemischen und Trockenätzverfahren realisiert. Es galt die Speichereigenschaften derartiger Quantenpunktspeicher zu untersuchen, wobei dynamisches Schalten einzelner Elektronen nachgewiesen werden konnte. Die Transportuntersuchungen erfolgten zum Teil bei tiefen Temperaturen von wenigen Kelvin bis hin zu Raumtemperatur. Zum anderen galt ein weiterer Schwerpunkt den Hochfrequenzeigenschaften von monolithischen T-Schaltern. Aufgrund der großen Impedanzfehlانpassung stellt der empfindliche Nachweis der Elektronendynamik im GHz Bereich eine besondere Herausforderung an die Einkopplung und das Auslesen von Mikrowellensignalen dar. Für die untersuchten Drei-Kontakt-Strukturen konnte bei Raumtemperatur ein positiver Effekt des einsetzenden Gate-Leckstroms auf die Transportcharakteristik des Drain-Stroms nachgewiesen werden. Des Weiteren wurden für solche Strukturen Hochfrequenzmessungen zur Ermittlung der Leistungsverstärkung durchgeführt. Es konnte bei GHz Frequenzen eine Leistungsverstärkung nachgewiesen werden. Aufgrund des hohen Innenwiderstands stark miniaturisierter Leiter wurde zur Impedanzanpassung an den verwendeten Messplatz und so-

mit zur Verbesserung der Hochfrequenzperformance der Struktur ein Impedanz-Anpassungsnetzwerk realisiert.

Dynamisches Laden und Entladen von vorpositionierten Quantenpunktstrukturen

Es wurde gezeigt, dass durch die Vorpositionierung von Quantenpunkten, diese mit einem gezielten Abstand im Bereich von einigen 100 nm zueinander und daher mit einer definierten Dichte in Speicherbauelemente eingebracht werden können. Es wurde bei tiefen Temperaturen wohldefinierte Coulombblockade demonstriert. Durch die Analyse der Coulomb-Rauten war es möglich, auf die Größe und Ladeenergie von Quantenpunkten im Kanal zu schliessen. Es wurde gezeigt, dass vorpositionierte Quantenpunkte sehr gut als Floating Gate eingesetzt werden können. Die Speichereigenschaften dieser Quantenpunkte wurden im Hinblick auf die Hysteresebreite ΔV_{th} in Abhängigkeit der Kanalbreite, der Drainspannung und der Temperatur untersucht und diskutiert. Hierbei konnte eine deutliche Abhängigkeit der Thresholdspannung von der Kanalbreite der Struktur ermittelt werden. Für Strukturen mit einem breiten Kanal wurde festgestellt, dass der Stromfluss bereits bei negativen Gatespannungen einsetzt, während für schmale Strukturen positive Gatespannungen nötig sind, um einen Ladungstransport hervorzurufen. Diese Abhängigkeit wird darauf zurückgeführt, dass in einem breiten Kanal aufgrund der höheren Ladungsträgerdichte eine größere, negative Spannung aufgebracht werden muss, um die Ladungsträger aus dem Kanal zu verdrängen. Zur Bestimmung der Temperaturstabilität der Ladezustände wurde sowohl die Thresholdspannung als auch die Hysteresebreite als Funktion der Proben temperatur im Bereich von 4.2 K bis Raumtemperatur bei verschiedenen Drainspannungen bestimmt. Hierbei wurde festgestellt, dass die Hysteresebreite bis zu einer kritischen Temperatur stufenförmig abnimmt und danach wieder leicht ansteigt. Bei der Untersuchung der Thresholdspannung wurde ein Unterschied $V_{th,zu}$ und $V_{th,auf}$ festgestellt. Dies wurde mit dem unterschiedlichen Ladeverhalten für steigende Energien der Ladungsträger begründet. Erstmals konnte ein lateral und vertikal positionierter InAs Quantenpunkt als Speicher für den Betrieb bei Raumtemperatur demonstriert werden.

Verbesserte Transistorfunktion durch Gate-Leckströme in nanostrukturierte Drei-Kontakt-Strukturen

Ferner wurde die Wirkung eines Gate-Leckstromes auf den gemessenen Drain-Strom eines monolithischen Drei-Kontakt-Struktur untersucht und diskutiert. Die untersuchten Proben basieren auf einem neuen Parallel-Design, in welchem das Gate nicht wie üblich zwischen Source und Drain positioniert wurde, sondern in serieller Verbindung mit dem Drain- oder Sourcekontakt, d.h. mit einem zentralen Drain zwischen Source und Gate, gesetzt wurde. Hierdurch konnte eine merkliche Reduzierung des Probeninnenwiderstandes erreicht werden. Zu Beginn wurden zur Charakterisierung der Probe Transportmessungen bei Raumtemperatur durchgeführt. Hierbei konnte verglichen mit herkömmlichen Quantendrahttransistoren realisiert auf demselben Wafer, zum einen eine deutlich höhere Transconductance durch das parallele Design erreicht werden. Zum anderen zeigte die ermittelte Transconductance nicht den erwarteten linearen Verlauf in Abhängigkeit der Drainspannung, sondern einen quadratischen. Die Messungen zeigten außerdem einen Abfall des Drain-Stromes ab einer kritischen Größe des Gate-Leckstromwertes, welcher auf ein dynamisches Gate, hervorgerufen durch die Ladungsträger aus dem Gate, zurückgeführt wird. Es konnte somit gezeigt werden, dass der Leckstrom für bestimmte Verhältnisse der Tunnelkontakte eine zusätzliche Gatewirkung besitzt. Diese zusätzliche virtuelle Kapazität addiert sich in paralleler Anordnung zum geometrischen Gate-Kondensator und verbessert die Transistoreigenschaften. Zur Erklärung der Ergebnisse wurde ein Modell entwickelt, welches auf den Kapazitäten des Parallel-Designs der Probe sowie der Raumladung Q zwischen den Barrieren begründet ist.

Hochfrequenzuntersuchungen an nanostrukturierten Drei-Kontakt-Strukturen

Zum Abschluss der Arbeit wurden Hochfrequenzmessungen zur Ermittlung einer Leistungsverstärkung von Drei-Kontakt-Strukturen bei Raumtemperatur für unterschiedliche Gate- und Drainspannungen durchgeführt. Um die Hochfrequenzeigenschaften der untersuchten Probe zu erhöhen, wurde hierfür ein Design gewählt, in welchem die Goldkontakte zur Kontaktierung sehr nahe an die aktive Region heranragen. Hierfür ist festzuhalten, dass sich negative Gatespannungen effektiver auf die Verstärkung der Probe auswirken als positive. Für diese Spannungscombination konnte für eine Frequenz im Gigahertz-Bereich eine positive Spannungsverstärkung > 1 dB gemessen werden. Höhere Spannungen führen zu einem Sättigungswert in

der Leistungsverstärkung. Dies wird zurückgeführt auf den maximal zur Verfügung stehenden Strom in der aktiven Region zwischen den nahen Goldkontakten. Zudem wurde eine Lösung vorgestellt, um das fundamentale Problem der Impedanzfehlanpassung für Hochfrequenzmessungen von nanoelektronischen Bauelementen mit einem hohen Innerwiderstand zu lösen. Eine Anpassung der unterschiedlichen Impedanzen zwischen Bauelement und Messapparatur ist unbedingt notwendig, um Reflexionen bei der Übertragung zu vermeiden und somit die Gewinnoptimierung zu erhöhen. Zur Behebung der Fehlanpassung wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Impedanz-Anpassungs-Netzwerk auf einer PCB-Platine realisiert, welches mit der Probe verbunden wurde. Die Anpassung wurde durch eingebaute Strichleitungen in das Layout des Anpassungsboards vorgenommen. Durchgeführte Simulationen der Probe in Verbindung mit dem Anpassungs-Netzwerk bestätigten die experimentellen Ergebnisse. Durch die Anpassung konnte der simulierte Reflexionskoeffizient deutlich reduziert werden, bei gleichzeitiger Erhöhung des Transmissionskoeffizienten. Ebenfalls zeigten die Messungen an einer Drei-Kontakt-Struktur mit Anpassungs-Board eine signifikante Verbesserung der Leistungsverstärkung.

Abstract

The aim of this thesis is the investigation of dynamic transport properties - and in particular high-frequency measurements in the GHz range on nanoelectronic transistors as well as the analysis of memory-processes in quantum dots, which were directly positioned into quantum wires by exploiting nanotemplate techniques. We show transport investigations on transistors with only a few existing transport channels, so that the electrical resistance becomes much larger than in classical field-effect transistors. The experiments focus on the dynamic switching properties of nanoscaled transport structures. Therefore, two different kinds of nanoelectronic switches were analyzed. On the one hand, GaAs/AlGaAs Quantum-Wire-Transistors, in which for the first time InAs quantum dots are directly positioned via nanotemplates with a lateral resolution of only a few 10 nanometers. Compared to randomly distributed, self-organized quantum dots, the positioning enables us to realize periodically arranged quantum dots with well defined separations. The device was defined by electron beam lithography in combination with wet-chemical and dry etching techniques. In such structures, the memory properties of such quantum dots were investigated and thereby the dynamic switching of single electrons could be detected. The transport measurements were partially done at temperatures of only a few Kelvin but also up to room temperature. On the other hand the high frequency properties of monolithic T-switches are the second focus point of this thesis. In the Three-Terminal Structures investigated here, a positive effect of the injected gate-leakage current on the transport characteristics of the drain current is demonstrated. In addition, high frequency measurements for the detection of power gain are carried out on these structures. To improve the high frequency performance of the structure and to realize a better impedance matching of the measuring setup used an impedance matching network was defined.

Dynamical Charging and Discharging of laterally aligned quantum dot structures

We can demonstrate that the direct positioning enables us to embed quantum dots with given periods to each other of only a few 100 nm and therefore with a defined density into the memory-structures. For low temperatures, well defined Coulomb-blockade can be observed. The analysis of the measured diamond patterns allows the determination of the dimension and the charging energy of the embedded quantum dots in the channel. The memory properties of these quantum dots were analyzed and discussed in terms of the hysteresis width ΔV_{th} which depends on the channel width, the applied drain voltage and the device temperature. The measurements reveal a dependence of the threshold voltage on the channel width of the structure. For devices with a wide channel the current transport sets in with negative applied gate voltages, in contrast to structures with narrow channels, requiring positive gate voltages to cause a current flow through the channel. To explain these results we assume that in large channels a higher negative voltage is necessary to deplete the charges out of the channel due to the higher charge density. To analyze the temperature stability of the charge states the threshold voltage as well as the hysteresis width is detected as a function of the temperature for different drain voltages in the range of 4.2 K up to room temperature. It is determined that the hysteresis width decreases to a critical temperature before it rises again. For the investigation of the threshold voltage a difference between $V_{th,up}$ and $V_{th,down}$ is demonstrated. We assume that this difference is caused by the different charging behavior for increasing charge energies. In this work, lateral and vertical positioned InAs quantum dots could be demonstrated as a memory device operated at room temperature for the first time.

Improved transistor functionality caused by gate leakage currents in nanoscaled Three Terminal Structures

Further we investigate the role of gate leakage on the drain current in a monolithic, unipolar GaAs/AlGaAs heterostructure based on three leaky coupled contacts. Two in-plane barriers, defined by rows of etched holes in a two-dimensional electron gas, separate the leaky gate from the central drain and the drain from the source. Because of this the internal resistance of the structure can be appreciably decreased. It should be noted that the observed differential voltage amplification in the gate leakage regime of the studied structure is by far larger compared to the voltage amplification of any in-plane wire transistor fabricated from the same wafer, which

were controlled by two non-leaking in-plane gates. The calculated transconductance increases quadratically and not in a non-linear manner, as expected. A pronounced reduction of the drain current sets in when the gate starts to leak, pointing at a large parallel gate capacitor. We associate the gate-leakage current induced gating with a virtual floating gate induced by the space charge injected from the gate. The space charge can hereby be described by a parallel gate capacitor that can control a low dimensional channel lying nearby.

High frequency measurements on Three Terminal Structures

High frequency measurements for determination of the power gain in Three Terminal Structures are carried out at room temperature. To improve the high frequency properties of the investigated structures a special design was chosen, where the gold contacts for contacting the sample approach very closely the active switching region. The measurements show that negative gate voltages are much more efficient to the power gain than positive ones. For these voltage combinations a power gain > 1 dB for frequencies in the GHz range is detected, whereas the power gain saturates for higher voltages. This is interpreted in terms of the maximum number of charges in the active region between the gold contacts. Furthermore an answer to the fundamental obstacle of the impedance mismatch for high frequency measurements on nanoelectronic structures with high internal resistance is given. Such a matching between the device and the measurement setup is necessary to reduce signal reflections and therefore increase the gain. To match the impedances, an impedance-matching-network on a PCB-plate (printed circuit board) via integrated stubs was realized. Simulation data of the sample in connection with the matching-network is in very good agreement with the experimental data. Using the network reduces the simulated reflection coefficient and simultaneously raises the transmission coefficient. The measurements also show a significant improvement of the power gain behaviour.

Kapitel 1

Einleitung

Grundlage elektronischer Schaltkreise bildet der Transistor. Er wurde kurz nach dem 2. Weltkrieg durch Bardeen, Brittain und Shockley erfunden. Mit der Zeit verdrängte er die Elektronenröhren, da er mit niedrigeren Betriebsspannung betrieben werden konnte. Auch war er mechanisch unempfindlicher. Aus der Möglichkeit der monolithischen Integration mehrerer Transistoren auf einem Kristall resultierte eine drastische Verkleinerung der Bauelementabmessungen und damit einhergehend ein starker Anstieg der Integrationsdichte. Die Packungsdichte von elektronischen Schaltkreisen nimmt seit der Einführung der ersten Prozessoren in den 70er Jahren des vergangenen Jahrhunderts exponentiell zu und folgt ungebrochen bis heute dem Moore'schen Gesetz. Auf dem Wege der Miniaturisierung der Bauelemente hat die Industrie den Mikrometerbereich längst hinter sich gelassen. Inzwischen gibt es elektronische Bauteile, die nur wenige 10 nm klein sind. Die Miniaturisierung geht in der Forschung bereits zu atomaren Transistor über, durch welche die Wissenschaftler in der Lage sind, einen Stromkreis mit Hilfe eines einzigen Atoms zu öffnen und zu schließen [46]. Die Triebfeder der Miniaturisierung liegt im technologischen Bestreben, eine größere Funktionalität von Schaltkreisen für eine gegebene Schaltfläche zu erreichen. Im Rahmen klassischer Beschreibungen der Elektronik kann dies durch eine gleichmäßige Verkleinerung sämtlicher Komponenten erreicht werden. Dies ist aber nur bis zu kritischen Dimensionen möglich, da nicht lineare Variationen von elektrischen Größen auftreten.

Bei Strukturabmessungen im Nanometerbereich wird es notwendig, zu völlig neuartigen Konzeptionen für die Funktionsweise der Bauelemente überzugehen. Aber nicht nur die Erhöhung der Integrationsdichte ist ein Ziel der Miniaturisierung, sondern auch die Erhöhung der Schaltgeschwindigkeit (Taktung) der Bauelemente [96, 17]. Theoretische Arbeiten sagen aufgrund der schnellen Transitzeit ballis-

tischer Elektronen ein Frequenzlimit für nanoelektronische Bauelemente bis in den THz Bereich voraus [12, 85, 77]. Aufgrund der durch die Bauweise häufig entstehenden parasitären konstruktionsbedingten Übergangswiderstände und Kapazitäten wird die Schaltgeschwindigkeit der heutigen Transistoren jedoch stark begrenzt. Ein wesentliches Problem stellen hierbei Leistungsverluste durch eine Impedanzfehlanpassung zwischen nanoelektronischem Bauelement und seiner Umgebung dar. Es ist nicht einfach, Leistungsverstärkung an Kanälen nachzuweisen, die nur wenige Strom führende Pfade tragen. Auch ist es nicht einfach, einzelne Elektronen in Speichern lange zu lokalisieren. Es gilt künstliche Atome zu schaffen, deren Ladungszustand durch Auslesetransistoren bestimmt werden kann.

Ziel dieser Dissertation war die Untersuchung dynamischer Eigenschaften der Leistungsverstärkung von nanoelektronischen, monolithischen Schaltern und Speicherbausteinen auf der Basis von GaAs. So wurden an Quantenpunktstrukturen mit vorpositionierten Quantenpunkten Lade- und Entladevorgänge bei Raumtemperatur untersucht. Für Drei-Kontaktstrukturen wurde durch ein spezielles Design mit einem zentralen Drainkontakt eine Möglichkeit geschaffen, mehrere Gatekontakte parallel zu beschalten. Dies führte - ebenfalls bei Raumtemperatur - zu einer Verbesserung der Transportfunktionalität durch eine dynamische Gate-Operation. Ferner wurden Hochfrequenzmessungen an Drei-Kontakt-Strukturen vorgenommen. Für diese Messungen wurden die bei der Probenherstellung aufbrachten Goldkontakte zur Kontaktierung nahe an die aktive Region herangebracht, wodurch für die untersuchte Probe eine Leistungsverstärkung gemessen werden konnte. Durch ein anschließend angefertigtes Impedanzanpassungs-Netzwerk konnte die Leistungsperformance der Drei-Kontaktstruktur verbessert werden.

- Im nachfolgenden **Kapitel 2** werden zunächst theoretische Grundlagen für den Ladungstransport in elektronischen Bauelementen vorgestellt, welche in hochbeweglichen Halbleiterschichtproben mit einem zweidimensionalen Elektronengas vorherrschend sind. Zu Beginn wird auf die analytische Beschreibung der Funktionsweise eines Feldeffekttransistors sowohl im statischen als auch im dynamischen Fall eingegangen. Anschließend wird die Hochfrequenzcharakteristik niederdimensionaler Bauelemente an Hand der Leitungstheorie betrachtet, wobei hierbei im Speziellen ein Augenmerk auf die Streuparameter (S-Parameter) und die Leistungsverstärkung gelegt wird. Aufbauend auf dieser Betrachtung wird im Folgenden die Impedanzanpassung durch Stichleitungen vorgestellt. Zum Ende des Kapitels werden Transportphänomene

von Quantenpunkten, wie die auftretende Coulombblockade, Tunneln durch angeregte Zustände und das sogenannte Co-Tunnel beschrieben.

- Im darauf folgenden **Kapitel 3** werden Quantenpunktstrukturen mit vorpositionierten InAs-Quantenpunkten bzgl. ihrer Kanaleigenschaften und ihrer Speicherfunktion in Abhängigkeit der Strukturgröße sowie der Temperatur untersucht. Zur Beschreibung der Kanaleigenschaften wurden zum Vergleich Coulombblockade-Messungen an selbstorganisierten und vorpositionierten Quantenpunkten vorgenommen. Aus diesen Messungen konnten charakteristische Größen wie der Durchmesser der beteiligten Elektroneninsel und die Energieabstände der Zustände abgeleitet werden. Anschließend wurde die Abhängigkeit der Speicherfunktion von der Strukturgröße sowie der Temperatur untersucht.
- Das nachfolgende **Kapitel 4** behandelt den Einfluss eines vom Gate-Strom induzierten Schalt-Effekts auf die Transporteigenschaften monolithischer Drei-Kontakt-Strukturen. Dieses Schalten durch einen Gate-Leckstrom konnte durch ein spezielles Probenlayout mit einem zentralen Drainkontakt erreicht werden. Des Weiteren wurden an besagten Drei-Kontakt-Strukturen Hochfrequenzmessungen zur Ermittlung einer Leistungsverstärkung der Proben durchgeführt. Es konnte Powergain bei GHz Frequenzen beobachtet werden.
- Zur Verbesserung der Hochfrequenzeigenschaften wird in **Kapitel 5** eine Anpassung der Probe an die vorgegebene Impedanz des Messplatzes durch ein Impedanzanpassung-Netzwerk vorgestellt. Hierfür werden sowohl die Design-Parameter als auch die Ergebnisse von Simulations- und Messdaten aufgezeigt.

Kapitel 2

Dynamische Schalteigenschaften von nanoelektronischen Bauelementen

In den nachfolgenden Kapiteln werden zunächst die theoretischen Grundlagen vorgestellt, welche für das Verständnis der im weiteren Verlauf dargestellten Experimente und Ergebnisse erforderlich sind. In Kapitel 2.1 wird kurz auf die Beschreibung und Funktionsweise eines Feldeffekttransistors sowohl im statischen als auch im dynamischen Fall eingegangen. Zunächst wird die Elektrostatik mittels charakteristischen Kennlinien beschrieben (2.1.1), gefolgt von der Darstellung zusätzlicher auftretender Kapazitäten im dynamischen Fall (Kapitel 2.1.2). Die Grundlagen zum Verständnis der Hochfrequenztechnik im Rahmen der Leitungstheorie wird in Kapitel 2.2 dargelegt. Näher betrachtet wird hierbei die in der Hochfrequenztechnik häufig verwendeten Streuparameter (Kapitel 2.2.2), sowie der daraus abgeleitete Reflexionskoeffizient (Kapitel 2.2.1.3). Kapitel 2.3 befasst sich mit der Theorie der Impedanzanpassung mittels Stichleitungen.

Das letzte Kapitel vermittelt die notwendigen Grundlagen des Ladungstransports durch Quantenpunkte sowie die Kriterien und die physikalischen Zusammenhänge für das Auftreten der Coulombblockade.

2.1 Elektrostatische Grundlagen

Der Transistor durch Bardeen und Brattain [93, 82, 38, 5] im Jahr 1948 erfunden, stellt den fundamentalen Schalter der heutigen Mikroelektronik dar. Er kann in unterschiedlichen Materialsystemen realisiert werden. In der Mikroelektronik dominiert aufgrund des stabilen, nichtleitenden Oxids die Si-Technologie, in welcher sich der CMOS-Transistor mehr und mehr durchsetzte. Die in dieser Arbeit vorge-

stellten Strukturen bestehen aus GaAs/AlGaAs modulationsdotierten Heterostrukturen. Im folgenden Teil soll kurz der Aufbau eines konventionellen Feldeffekttransistors sowie die Funktionsweise im statischen und dynamischen Fall beschrieben werden.

2.1.1 Elektrostatisches Verhalten eines Transistors

Ein Feldeffekttransistor (FET) stellt ein spannungsgesteuertes Bauelement mit drei Anschlüssen - *Gate*, *Drain* und *Source* - dar. Die Beschreibung der Funktionsweise eines FETs erfolgt durch sein Kennlinienfeld, bestehend aus *Ausgangs-*, *Eingangsgang-* und *Transferkennlinie* [34, 80]. Eine umfassende Beschreibung des Aufbaus eines FETs sowie der Funktionsgleichungen ist u.a. in [93, 97, 94] dargelegt, so dass in dieser Arbeit lediglich die Ergebnisse und Formeln vorgestellt werden, die für die späteren Analysen der experimentellen Daten notwendig sind. In einem FET findet der Ladungstransport prinzipiell zwischen *Source* und *Drain* statt, wobei das vom Kanal isolierte *Gate* als Steuerelektrode für die Ladungsträger dient. Der gesteuerte Strom im *Drain-Source-Kanal* kann hierbei abhängig von den am Kanal angelegten Spannungen in beide Richtungen fließen [36, 9]. Mit Hilfe des Kennlinienfeldes werden die statischen Zusammenhänge zwischen den Strömen und Spannungen eines Transistors zusammengefasst. Die Transferkennlinie verdeutlicht hierbei den *Drain-Strom* I_D als Funktion der angelegten Gatespannung V_{GS} . Für verschiedene Gatespannungsbereiche müssen unterschiedliche Zusammenhänge zwischen dem *Drain-Strom* und der angelegten Spannung aufgestellt werden:

$$I_D = \begin{cases} \beta \cdot V_{DS}(V_{GS} - V_{th} - \frac{V_{DS}}{2}) & \text{für } 0 \leq V_{DS} < V_{GS} - V_{th} \\ \beta \cdot (V_{GS} - V_{th})^2 & \text{für } V_{DS} \geq V_{GS} - V_{th} \end{cases} \quad (2.1)$$

mit

$$\beta = \varepsilon_0 \varepsilon_{ox} \mu_n \cdot \frac{w}{l} \cdot d_{ox} \quad (2.2)$$

Hierin stellt V_{GS} und V_{DS} die Gate- und Drainspannung zwischen dem jeweiligen Kontakt und *Source*, V_{th} die Schwellspannung, w und l die Weite bzw. Länge des Kanals, d_{ox} die Dicke der Oxidschicht, ε_0 die absolute und ε_{ox} die relative Dielektrizitätskonstante der Oxidschicht dar. Den Zusammenhang des Gate-Stromes I_g mit der angelegten Gate-Source-Spannung V_{GS} wird durch die Eingangskennlinie eines Transistors dargestellt. In der Regel fließt im Normalbetrieb eines Transistors kein oder ein vernachlässigbar kleiner Gate-Leckstrom. Neben dieser Größe sind die *Transconductance* (Steilheit) g_m , welche gleichzeitig den reziproken Innenwi-

derstand r_i darstellt, und der Steilheitskoeffizient β wichtige Größen zur Beschreibung eines Transistors. Die Steilheit g_m gibt an wie stark sich eine Änderung der Gatespannung auf den Kanalstrom auswirkt. Daher wird in der Regel ein möglichst hoher Wert von g_m angestrebt, da dieser auf eine hohe Effizienz hinweist.

$$g_m = \frac{1}{r_i} = \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} = \varepsilon_0 \varepsilon_{ox} \mu_n \frac{w}{l \cdot d_{ox}} \cdot V_{DS} = \beta V_{DS}$$

2.1.2 Interne und parasitäre Kapazitäten

Die Beschreibung mittels der dargelegten Kennlinien ist bei einer Ansteuerung mit einem zeitlich veränderlichen Signal im Hochfrequenz-Bereich nicht mehr vollständig [100, 93, 74]. Dies ist auf zusätzliche Kapazitäten zwischen den einzelnen Bereichen des FETs zurückzuführen. Die Kapazitäten können in drei verschiedene Gruppen unterteilt werden (siehe Abbildung 2.1): *Kanalkapazitäten* ($C_{GS,K}$, $C_{GD,K}$), *Überlappungskapazitäten* ($C_{GS,\ddot{U}}$, $C_{GD,\ddot{U}}$) und *Sperrschichtkapazitäten* (C_{BS} , C_{BD}) [84, 94, 97].

Hierbei beschreibt die Kanalkapazität die kapazitive Wirkung zwischen Gate und Kanal. Es wird dabei davon ausgegangen, dass das Gate zusammen mit dem darunterliegenden Kanal einen Plattenkondensator der Fläche A und der Oxidkapazität mit folgendem Zusammenhang bildet:

$$C_{ox} = \varepsilon_{ox} \frac{A}{d_{ox}} \quad (2.3)$$

Im Sperrbereich, das heißt ohne existierenden Kanal, wirkt die Kapazität lediglich zwischen dem Gate und dem Substrat. Im ohmschen Bereich $V_{GS} > V_{th}$ erstreckt sich der Kanal von Source bis Drain und die Oxidkapazität verteilt sich entsprechend der Ladungsverteilung im Kanal. Liegt keine Vorwärtsspannung am System an, so ist der Kanal symmetrisch (die Ladungsträger verteilen sich gleichmäßig im Kanal) und man erhält $C_{GS,K} = C_{GD,K} = C_{Ox}/2$. Das Anlegen einer Vorwärtsspannung verursacht eine spannungsabhängige Abschnürung des Kanals auf der Drainseite, was eine Unsymmetrie der Ladungsträger und somit $C_{GS,K} > C_{GD,K}$ zur Folge hat. Die völlige Abschnürung des Kanals durch Erhöhung der Spannung bewirkt das Verschwinden der Kapazität ($C_{GD,K} = 0$). Aus den vorangegangenen Betrachtungen kann gefolgert werden, dass die Kanalkapazität sowohl von V_{DS} als auch von V_{GS} abhängt [6]. Die Analogie zum Plattenkondensator ist nur bei einer homogenen Ladungsverteilung zulässig; in diesem Fall gilt $C_{ox} = C_{GS,K} + C_{GD,K} + C_{GB,K}$.

Bei der Überlappungskapazität wird der Sachverhalt berücksichtigt, dass in der Regel das Gate größer ist als die effektive Größe des Kanals. Diese Kapazitäten können nicht mit Hilfe der Formel des Plattenkondensators berechnet werden, da die Feld- und Ladungsverteilung in den Randbereichen nicht homogen sind. Stattdessen werden als Parameter die auf die Randlängen bezogenen Kapazitätsbeläge $C'_{GS,\ddot{U}}$, $C'_{GD,\ddot{U}}$ und $C'_{GB,\ddot{U}}$ angegeben.

Zusätzlich bewirken die pn-Übergänge zwischen Substrat und Source bzw. zwischen Substrat und Drain die Ausbildung einer spannungsabhängigen Sperrschichtkapazität, die von der Dotierung, der Fläche des Übergangs und der anliegenden Spannung abhängt.

Zusammengefasst ergeben sich fünf Kapazitäten:

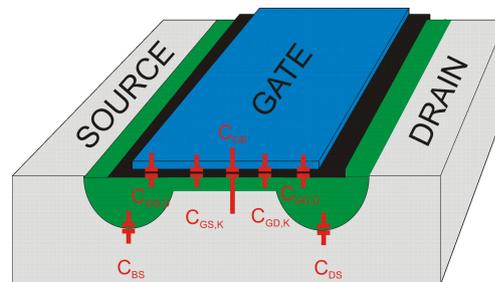


Abb. 2.1: Schematischer Aufbau eines MOSFETs im dynamischen Modell (Querschnitt). Rot eingezeichnet sind die durch die dynamische Ansteuerung hervorgerufenen zusätzlichen Kapazitäten.

$$C_{GS} = C_{GS,K} + C_{GS,\ddot{U}}$$

$$C_{GD} = C_{GD,K} + C_{GD,\ddot{U}}$$

$$C_{GB} = C_{GB,K} + C_{GB,\ddot{U}}$$

sowie C_{BS} und C_{BD} .

Diese zusätzlichen, parasitären Kapazitäten müssen auch bei der Wahl der Bauteile für Hochfrequenzschaltungen berücksichtigt werden. Bei niedrigen Frequenzen können Schaltungen aus diskreten Bauelementen wie Widerständen, Kondensatoren, Spulen, aber auch Transistoren oder Röhren realisiert werden. In diesen Schaltungen stellt jedes Bauteil für sich ein eigenes elektrisches Feld dar. Unter der Verwendung von höheren Frequenzen müssen zusätzliche parasitäre Eigenschaften beachtet werden. So müssen beim Einsatz von speziellen Hochfrequenz-Transistoren zum Beispiel Ersatzschaltbilder mit zusätzlichen Widerständen, Kapazitäten oder

Induktivitäten eingesetzt werden, um das durch die parasitären Kapazitäten beeinflusste Hochfrequenzverhalten der Schaltung angemessen beschreiben zu können (vgl. Abb. 2.2).

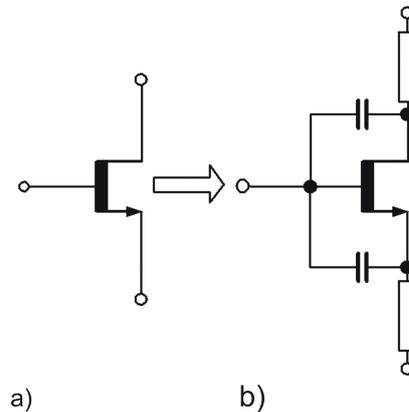


Abb. 2.2: Teilbild a): Ersatzschaltbild eines Feldeffekttransistors, wie er in niederfrequenten Schaltungen eingesetzt wird. Teilbild b): In der Hochfrequenztechnik verwendetes Ersatzschaltbild eines HF-Transistors mit zusätzlichen Widerständen und Kapazitäten.

2.1.3 Quantenkapazität

Die vollständigen Beschreibung niederdimensionaler Systeme verlangt die Einführung einer zusätzlichen Kapazität, der sogenannten Quantenkapazität [50]. Die Beschreibung einer Kapazität erfolgt klassisch über das Coulombgesetz und die Geometrie der Elektroden unter der Annahme, dass die Oberfläche in der Lage ist ein elektrisches Feld komplett abzuschirmen (vgl. Formel 2.3).

Gemäß dieser Formel würde die Kapazität bei gegebener Fläche für $d \rightarrow 0$ gegen unendlich gehen. Es müssen aber in der Praxis zwei Effekte berücksichtigt werden. Zum einen besitzen niederdimensionale Systeme eine endliche Zustandsdichte und zum anderen führt eine Annäherung der Elektroden zum Einsetzen von Tunnelströmen, welche aufgrund von $C \propto R$ die Kapazität verringert. Des Weiteren muss für mesoskopische System berücksichtigt werden, dass die sonst vernachlässigbare Eindringtiefe des Feldes in die Struktur durch die Vergleichbarkeit dieser mit der Größe mesoskopischer Strukturen ebenfalls maßgeblich zur Kapazität beiträgt [14, 88]. Diese Betrachtungen erfordern die Einführung der Quantenkapazität

$$C_Q = e^2 D(E_F)$$

in nicht-klassischen Systemen. Hierin ist D die von der Fermienergie abhängige Zustandsdichte des Systems.

Im klassischen Fall nimmt die Kapazität für kleiner werdende Barrierendicke d gemäß $C \propto 1/d$ bis ins Unendliche zu. Durch die Korrektur der Quantenkapazität verhält sich die Gesamtkapazität für kleine d anders, da die einsetzenden Tunnelströme zu einer Reduzierung der Kapazität führen. Das zu erreichende Maximum ist durch die Zustandssdichte der Elektroden bestimmt. Eine Reduzierung der Quantenkapazität eines niederdimensionalen Systems führt daher zu einer Erhöhung der Gesamtkapazität.

2.2 Hochfrequenzcharakteristik niederdimensionaler Bauelemente

Die Hochfrequenztechnik befasst sich mit den Phänomenen, welche bei Frequenzen oberhalb des technischen Wechselstroms, auftreten. Damit umfasst diese Technik einen sehr großen Bereich, der von Frequenzen im 10 kHz-Bereich für die weltweite Funknavigation bis hin zum optischen Spektralbereich reicht. Durch die fortwährende Miniaturisierung vom Bereich der Mikroelektronik hin zur Nanoelektronik finden hochfrequente Bauteile immer größeren Zugang in den privaten und industriellen Bereich [60, 109, 90, 101, 30, 56]. Hierbei sind die Anwendungen von elektronischen Bauelementen wie Transistoren in der Hochfrequenz- und Mikrowellentechnik äußerst zahlreich [71, 72, 62, 39]. Sie reichen unter anderem von der klassischen drahtlosen Informationsübertragung [25, 66] oder der Technologie der Hochfrequenzfilter [1, 22] hin zu neuen Gebieten wie der drahtlosen Energieübertragung für die Elektronik für mobile Kommunikationssysteme [51, 68]. Desweiteren werden seit mehreren Jahren Feldeffekttransistoren gewöhnlich in Leistungsverstärkern zur Funkübertragung oder ähnlichen Anwendungen verwendet. Die Vorteile dieser Anwendungen sind eine hohe Leistungsverstärkung und eine gute Linearität im Vergleich zu anderen Strukturen [11]. Wichtige Eigenschaften von Bauelementen für die Hochfrequenzanwendung sind eine hohe Stabilität bei sehr hohen Frequenzen und Raumtemperatur sowie eine hohe Übertragungsgeschwindigkeit. Theoretische Arbeiten sagen aufgrund der schnellen Transitzeit der ballistischen Elektronen ein Frequenzlimit für nanoelektronische Bauelemente bis in den THz Bereich voraus [12, 104, 85, 77, 87, 69].

Für die Beschreibung von Hochfrequenzbauelementen muss beachtet werden, dass derartige Schaltungstechniken im Gegensatz zu niederfrequenten Schaltungen unter der Annahme der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit analysiert werden. Für die Beschreibung der Ausbreitung hochfrequenter Signale in einer solchen Schaltung wird im Allgemeinen die Leitungstheorie verwendet, welche in den nachfolgenden Kapiteln kurz vorgestellt werden soll.

2.2.1 Leitungstheorie

Die Leitungstheorie ist ein Teil der Elektrotechnik und befasst sich mit den Transporteigenschaften auf Leitungen, deren Länge in der Größenordnung der Wellenlänge des zu übertragenen Signals oder darüber liegt [42, 98, 52, 11, 26]. Sie findet ihre Anwendung sowohl in der elektrischen Energieversorgung als auch in der Hochfrequenztechnik. Mit die häufigsten Schaltungen, welche in der Hochfrequenztechnik Anwendung finden, sind die sogenannten Ein- oder Zweipole. Es handelt sich hierbei um Schaltungen mit zwei bzw. vier Anschlüssen. In klassischen Netzwerken werden zur Beschreibung sogenannte konzentrische Elemente wie Widerstand R , Induktivität L und Kapazität C verwendet. Handelt es sich bei den zu beschreibenden Netzwerken um Ein- bzw. Zweipole, so können diese elektrisch durch eine einzige (*frequenzabhängige*) elektrische Größe dargestellt werden, die Impedanz oder Admittanz [33]. Hierbei wird die endliche Geschwindigkeit der Ausbreitung von elektromagnetischen Erscheinungen vernachlässigt, wodurch wiederum die Laufzeit einer Welle unterschlagen wird.

Diese Näherung ist dann anwendbar, wenn die Abmessungen der verwendeten Netzwerke klein sind gegenüber der Wellenlänge der Signale bei der höchsten angestrebten Frequenz. In solchen Fällen kann eine Leitung im Allgemeinen grob durch einen ohmschen Widerstand, gebildet aus der Leitungsquerschnittsfläche, Leitfähigkeit und Länge, dargestellt werden. Befindet sich die Länge der Leitung und die verwendete Wellenlänge in der gleichen Größenordnung, so müssen zusätzliche ohmsche, kapazitive und induktive Leitungseigenschaften, die sogenannten komplexen Leitungsbeläge, beachtet werden [58, 33]. Hierbei werden die skalaren Größen Spannung und Strom immer von den dazugehörigen vektoriellen räumlichen Feldern begleitet. Es existieren somit keine reinen Kapazitäten, Induktivitäten und Widerstände mehr, sondern jedes Element stellt vielmehr eine Randbedingung für dynamische elektrische und magnetische Felder dar, welche auch zum Teil in das verwendete Material eindringen und dort absorbiert, gebrochen oder reflektiert werden. Um die Ausbreitung der Wellen richtig analysieren und verstehen zu können, wird meist auf die allgemeinste Theorie der elektromagnetischen Phänomene, die Maxwell'sche Feldtheorie, zurückgegriffen.

2.2.1.1 Definition Leitungen

Unter einer Leitung versteht man linienförmige Transportwege für elektrische Energien und Informationen, auf welchen elektromagnetische Wellen (TEM-Wellen) längs der verwendeten Leitung effizient geführt werden.

Ist der Empfänger vom Sender räumlich getrennt, so muss die Signalübertragung mit Hilfe von mindestens zwei voneinander isolierten Leitern, einem Hin- und einem Rückleiter, erfolgen, an welche zwei Bedingungen geknüpft werden. Zum einen sollten die Leiter längshomogen sein, das heißt in Längsrichtung einen konstanten Querschnitt (gleiches Material und gleiche Geometrie) besitzen, zum anderen sollte die Querausdehnung klein gegenüber der Wellenlänge sein [58]. Neben

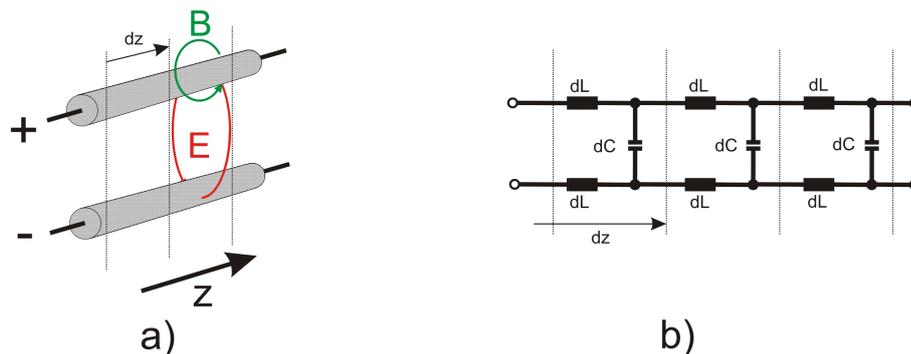


Abb. 2.3: Teilbild a): Schematische Skizze für eine symmetrische Zweidrahtleitung mit eingezeichneten Feldlinien. Teilbild b): Konzentriertes Ersatzschaltbild einer Zweidrahtleitung.

symmetrischen Zweileitungen existieren eine Vielzahl von unsymmetrischen Leitersystemen. Bei einer unsymmetrischen Übertragung wird für jedes Signal die Spannung eines Leiters gegenüber einem gemeinsamen Massepotentials gemessen. Die am häufigsten technisch verwendeten sind hierbei die Mikrostreifenleitung und die Koaxialleitung, dargestellt in Abbildung 2.4. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Mikrostreifenleitungen realisiert, um die in nanoelektronischen Bauelementen erhöhte Impedanz für Hochfrequenz-Analysen anzupassen.

2.2.1.2 Eigenschaften von TEM-Wellen auf Zweileitersystemen

Im Folgenden wird ein *stückweise konzentrischer* Ansatz zur Lösung von solchen Netzwerken vorgestellt, welcher die verknüpften elektrischen und magnetischen Felder als getrennt betrachtet. Dieser Lösungsansatz ist nur zulässig, wenn die Dimensionen der verwendeten Elemente klein sind gegenüber der Wellenlänge des zu übertragenden Signals. Dies macht es notwendig, dass die zu berechnenden Leitungen in viele kurze Teilstrukturen unterteilt werden (siehe Abbildung 2.2 a), auf denen angenommen werden kann, dass das sich ausbildende elektrische Feld die gleiche Form hat, wie es zwischen den Leitern für eine konstante Spannung beste-

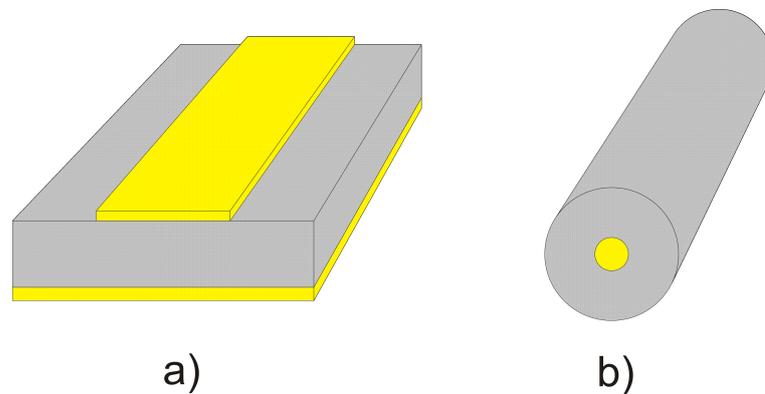


Abb. 2.4: Schematische Darstellung der Mikrostreifenleitung a) sowie der Koaxialleitung b). In Gelb sind hierbei die metallischen Leiter dargestellt.

hen würde. Es bildet sich somit ein Potentialfeld aus, welches durch eine Kapazität zwischen den Leitern dargestellt werden kann. Ebenso kann der Aufbau des magnetischen Feldes so angenommen werden, als ob ein Gleichstrom fließt, wodurch es integral durch den Gesamtfluss pro Stromeinheit, also eine Induktivität beschrieben werden kann, wie in Teilbild b) der Abbildung 2.2 dargestellt.

Da die Leitung als verlustlos angenommen wird, kann eine Charakterisierung durch die beiden Leitungsbeläge vorgenommen werden. Zur Beschreibung der sich ausbreitenden Welle ist es sinnvoll, einen Induktivitätsbelag $L = dL/dz$ und einen Kapazitätsbelag $C = dC/dz$ zu definieren. Somit kann die Ausbreitung einer Welle auf einer Leitung als die örtliche und zeitliche Änderung von Strom und Spannung in den einzelnen Teilleitungsstücken beschrieben werden. Bezugnehmend auf diese Annahmen kann aus der Darstellung eines kurzen Leitungsstücks in Abbildung 2.5 die Differentialgleichungen für Strom und Spannung abgeleitet werden [40, 13].

Da Spannung und Strom Funktionen von Ort und Zeit sind, ergeben sich partielle Differentialgleichungen. Zum einen ergibt sich aus dem Ersatzschaltbild folgende Maschengleichung für die Spannung:

$$u(z + dz, t) - u(z, t) + dL(\delta i/\delta t) = 0,$$

mit $dL/dz = L^*$ ergibt sich in Differentialform daraus

$$(\delta u/\delta z) = -L^*(\delta i/\delta t). \quad (2.4)$$

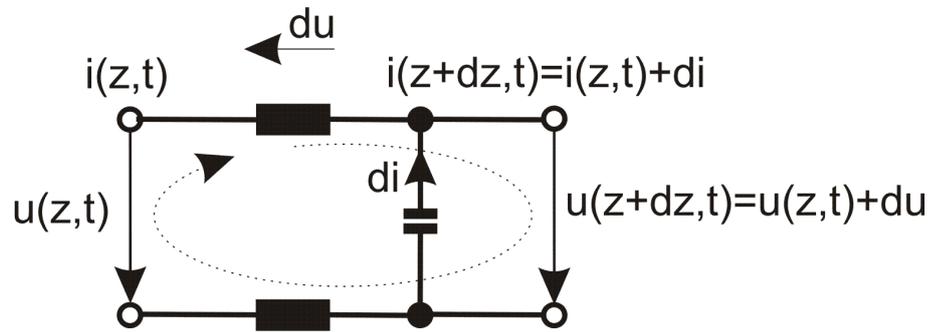


Abb. 2.5: Ersatzschaltbild für eine Teileitungsstück mit hervorgerufenen Kapazitäten und Widerständen.

Für den Strom kann nachfolgende Kontengleichung aufgestellt werden

$$i(z + dz, t) - i(z, t) + dC(\delta u / \delta t) = 0,$$

die in Differentialform lautet:

$$(\delta i / \delta z) = -C^*(\delta u / \delta t). \quad (2.5)$$

Nach Ableitung von Gleichung 2.4 nach z und Gleichung 2.5 nach t und Gleichsetzen ergeben sich die sogenannten Telegraphengleichungen für verlustlose Leitungen [23]:

$$(\delta^2 u / \delta z^2) = L^* C^* (\delta^2 u / \delta t^2) \quad (2.6)$$

$$(\delta^2 i / \delta z^2) = L^* C^* (\delta^2 i / \delta t^2) \quad (2.7)$$

An die beiden Funktionen $u(z, t)$ und $i(z, t)$ wird lediglich die Bedingung der Differenzierbarkeit gestellt. Sie gelten also für beliebige, praktisch realisierbare Zeitfunktionen. Zum Nachweis, dass dieser Aufbau der Gleichungen auf eine Anordnung zur Ausbreitung von Wellen hinweist, dient die Einführung einer neuen Variablen w anstelle von z und t .

$$w_a = z - vt \quad (2.8)$$

$$w_b = z + vt \quad (2.9)$$

Durch Substitution der Ableitungen nach w für die Ableitungen nach z und t ergeben sich folgende Zusammenhänge:

$$\frac{\delta a}{\delta z} = \frac{da}{dw} \frac{\delta w}{\delta z} = \frac{da}{dw} \quad (2.10)$$

$$\frac{\delta a}{\delta t} = \frac{da}{dw} \frac{\delta w}{\delta t} = \mp v \frac{da}{dw} \quad (2.11)$$

Diese Zusammenhänge eingesetzt in 2.4 und 2.5, liefern folgende Gleichungen:

$$\frac{du}{dw} = \pm L^* v \frac{di}{dw} = L^* C^* v^2 \frac{du}{dw} \quad (2.12)$$

$$\frac{di}{dw} = \pm C^* v \frac{du}{dw} = C^* L^* v^2 \frac{di}{dw} \quad (2.13)$$

Hieraus geht hervor, dass jede differenzierbare Funktion $u(w)$ und $i(w)$ eine Lösung der Differentialgleichungen 2.4 und 2.5 sind, wenn

$$v = \pm \frac{1}{\sqrt{L^* C^*}} \quad (2.14)$$

angenommen wird. Aus 2.12 und 2.14 folgt $du/di = \pm L^* v$, was bedeutet, dass eine Änderung der Spannung u proportional ist zu einer Änderung des Strom i . Die Bildung des Integrals über t ergibt $u(t) = \pm L^* v i(t) + K_{konst}$. Somit gilt $du/di = u/i = R_w$. Dieser Zusammenhang wird als Wellenwiderstand einer Leitung bezeichnet.

$$R_w = \frac{u(w_a)}{i(w_a)} = -\frac{u(w_b)}{i(w_b)} = \sqrt{\frac{L^*}{C^*}} = L^* v = \frac{1}{C^* v}. \quad (2.15)$$

Durch die Annahme, dass die untersuchte Leitung als linear betrachtet werden kann, muss der Überlagerungssatz gelten. Dieser besagt, dass die Propagation auf einer Leitung sich aus verschiedenen Überlagerungen von gleich- und gegenläufigen Wellenpaketen zusammensetzt. In Abbildung 2.6 ist die Ausbreitung zweier gegenläufiger Impulse auf einem Zweileitungssystem in vier Momentaufnahmen illustriert. Als Signal werden trapezförmige Impulse verwendet, die sich in z-Richtung entlang der Leitung ausbreiten. Die durchgezogenen Linien stellen die Spannungen der Signale und die gepunkteten Linien die dazugehörigen Ströme dar. Spannungen und Ströme jedes Teilsignals sind proportional zueinander (R_w), wobei allerdings der Quotient der rücklaufenden Welle $R_w = (u_b/i_b)$ wegen der gegensätzlichen Ausbreitungsrichtung negativ ist ($-R_w$). Anhand der 4 dargestellten Momentaufnahmen ist deutlich zu sehen, dass das Verhältnis von Spannung und Strom für die Signale konstant bleibt und je nach Ausbreitungsrichtung die Werte R_w und $-R_w$ annimmt. Allerdings gilt dies nicht für den Summenstrom i_{tot} und die Spannungssumme u_{tot} , die bei der Überlagerung der Signale auftreten. So ist zum Beispiel in der Momentaufnahme c) deutlich zu sehen, dass für z_0 sich die beiden Spannungen addieren, während sich die Ströme am gleichen Ort auslöschen. Die Spannung erreicht bei z_0 annähernd das doppelte der Wellenspannung der einzelnen Wellen, während der Strom bei z_0 in jedem Zeitpunkt gleich Null ist. Da kein Strom fließt, dürfte die Leitung an genau dieser Stelle getrennt werden, wodurch sich die Welle an

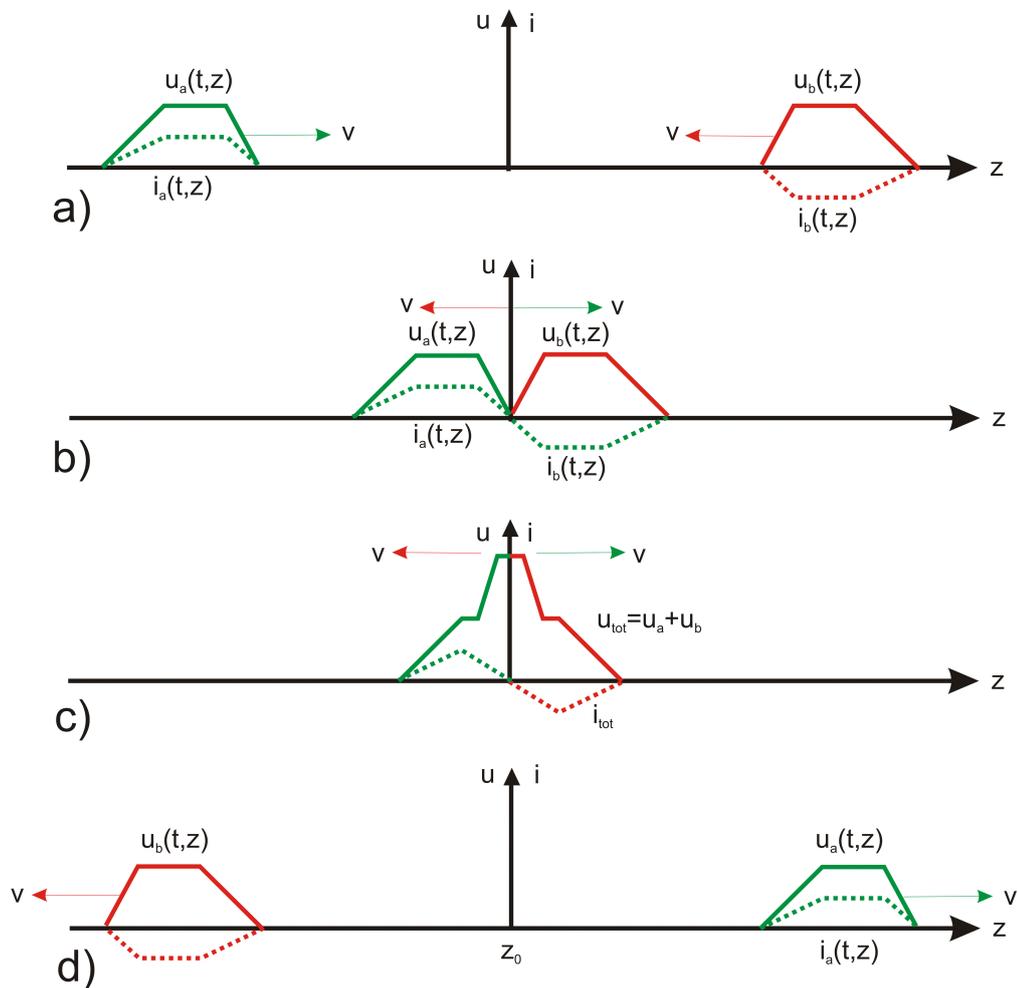


Abb. 2.6: Überlagerung von zwei gegenläufigen Trapezimpulsen gleicher Spannungslage auf einem Zweileitungssystem [23]

dieser Stelle verhält wie an einem offenen Leitungsende. Folglich kann angenommen werden, dass an einem offenen Leitungsende die Randbedingung ($i(z, t) = 0$) dadurch erzeugt wird, dass eine gegenläufige Spannungswelle mit gleichem und eine Stromwelle mit umgekehrten Vorzeichen entsteht. Dies entspricht wiederum einer Totalreflexion an einer unendlich hohen Impedanz. Anders verhält es sich bei zwei gegenläufigen Wellen mit dem gleichen Spannungsvorzeichen. Für solch eine Konstellation ist im Punkt z_0 die Spannung gleich Null, während im Gegensatz der Gesamtstrom i_{tot} auf das doppelte ansteigt. An dieser Stelle kann daher ohne den Eintritt einer Veränderung die Leitung kurzgeschlossen werden. Die auf der verbliebenen Hälfte rücklaufende Welle kann als eine total reflektierte Welle auf-

gefasst werden, welche an einer Impedanz vom Betrag Null reflektiert wurde. Im Gegensatz zum Fall der offenen Leitung hat die am Kurzschluss reflektierte Welle umgekehrte Spannungs- und Stromvorzeichen.

2.2.1.3 Der Reflexionskoeffizient

Bei der in Abbildung 2.7 a) dargestellten Schaltung wird durch einen Impulsgenerator mit einem Innenwiderstand R_i ein kurzer Impuls auf eine Leitung aufmoduliert, welche am gegenüberliegenden Ende mit einem Lastwiderstand R_L abgeschlossen ist. Für den allgemeinen Fall gilt $R_i \neq R_w \neq R_L$ (Innenwiderstand \neq Wellenwiderstand \neq Lastwiderstand) [18].

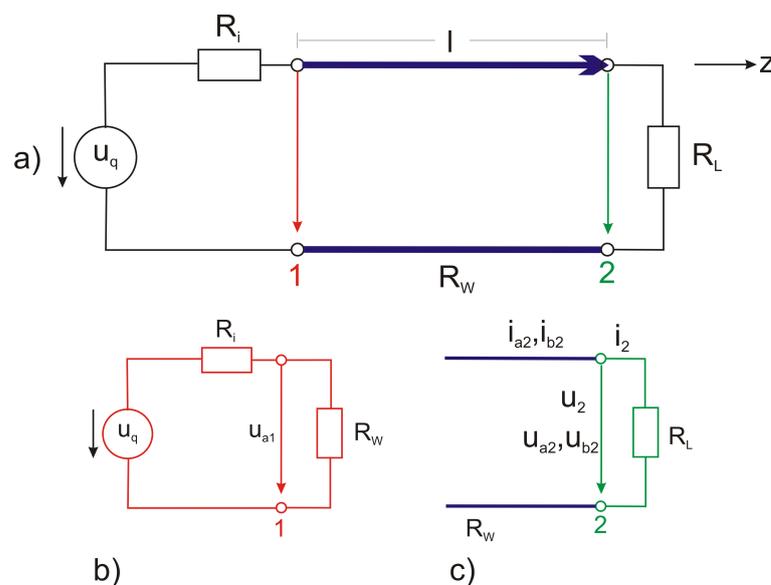


Abb. 2.7: Teilbild a): Leitung mit Generator mit Innenwiderstand und Lastwiderstand. Teilbild b) + c): Ersatzschaltbild für den Leistungsanfang und Strom-Spannungsbeziehung am Leistungsende.

Die erzeugten Impulse sind dabei von kürzerer Dauer als die Laufzeit eines Signals auf einer Leitung mit der Länge l . Die Quelle sieht als Last lediglich die Leitung mit dem Wellenwiderstand R_w . Im Gegensatz zu einem ohmschen Widerstand als Last, an welchem die Energie des Impulses in Wärme umgewandelt wird, transportiert eine Leitung die Energie weiter, wobei Spannung und Strom im Verhältnis R_w zueinander stehen. Da von der Quelle nicht unterschieden werden kann, ob es sich um

einen ohmschen Widerstand oder um eine Leitung handelt, erscheint die Leitung als ein ohmscher Widerstand mit dem Wert R_w . Dies führt zusammen mit dem in Abbildung 2.7 b) gezeigten Ersatzschaltbild zur Berechnung der Spannung des auf der Leitung vorwärtslaufenden Impulses.

$$u_a = u_q \frac{R_w}{R_i + R_w}$$

Der zugehörige Strom der Welle ist durch $i_a = u_a/R_w$ definiert. An der Last wird ähnlich wie bei der Reflexion eines Leerlaufes oder eines Kurzschlusses ein Teil der Welle reflektiert.

Die Spannung u_b und der Strom $i_b = -u_b/R_w$ der zurücklaufenden Welle stellt sich dabei genau so ein, dass die Strom-Spannungs-Beziehung der Last erfüllt ist (2.7 c)). Dies führt zu:

$$u_2 = u_a + u_b \quad (2.16)$$

$$i_2 = i_a + i_b = \frac{u_a}{R_w} - \frac{u_b}{R_w} \quad (2.17)$$

$$\frac{u_2}{i_2} = R_L = \frac{u_a + u_b}{\frac{u_a}{R_w} - \frac{u_b}{R_w}} = R_w \frac{u_a + u_b}{u_a - u_b} \quad (2.18)$$

mit $r_L = \frac{u_b}{u_a}$, dem Verhältnis *reflektierter* Wellenspannung zu *hinlaufender* Wellenspannung erhält man folgende Zusammenhänge

$$R_L = R_w \frac{1 + r_L}{1 - r_L} \quad (2.19)$$

oder

$$r_L = \frac{R_L - R_w}{R_L + R_w}. \quad (2.20)$$

Diese Größe wird als Reflexionsfaktor bezeichnet. Mit Hilfe dieser ist es möglich, aus R_w und R_L bei gegebenem u_a sofort u_b zu berechnen. Aus dem Verhältnis von Strom und Spannung kann folgende Beziehung abgeleitet werden:

$$r_L = -\frac{i_b}{i_a}$$

Aus der Gleichung des Reflexionskoeffizient lassen sich folgende Spezialfälle bestimmen:

- $R_L = R_w$ (reflexionsfreier Abschluss): $r_L = 0$
- $R_L = 0$ (Kurzschluss): $r_L = -1$
- $R_L = \infty$ (Leerlauf): $r_L = +1$

Aufgrund der Linearität der Wellengleichung kann die rücklaufende Welle als eine völlig unabhängige Welle behandelt werden. Erst wenn die Gesamtspannung und der Gesamtstrom angegeben werden sollen, muss das Überlagerungsprinzip auf die hinlaufende und rücklaufende Welle angewandt werden. Die rücklaufende Welle sieht am Ende nur den Innenwiderstand des Generators R_i . Ist die Quelle auf die Leitung angepasst, so verschwindet dort die rücklaufende Welle. Bei einer Fehlanpassung wird wieder ein Teil reflektiert. So entstehen fortwährend reflektierte Impulse, die auf der Leitung hin- und herlaufen und erst nach unendlicher Zeit ganz verschwinden. Da für die Beschreibung der Ausbreitung von Wellen häufig die komplexe Schreibweise verwendet wird, ist auch eine komplexe Darstellung des Reflexionsfaktors nötig:

$$\underline{r} = \frac{\underline{Z}_L - R_w}{\underline{Z}_L + R_w}. \quad (2.21)$$

Diese Darstellung ist identisch mit der vorangegangenen Definition (vgl. 2.20), allerdings ist der Lastwiderstand in eine Lastimpedanz umgewandelt worden. Die Impedanz \underline{Z}_L charakterisiert ebenso die Last eines Ein- oder Zweitores wie der Reflexionsfaktor \underline{r} , wobei der Reflexionsfaktor nur im Bezug auf einen Wellenwiderstand der Leitung eindeutig definiert ist. Das bedeutet, dass eine gegebene Lastimpedanz auf Leitungen mit unterschiedlichen Wellenwiderständen unterschiedliche Reflexionsfaktoren erzeugen kann. In der Hochfrequenztechnik wird der Reflexionsfaktor universeller eingesetzt als die Impedanz [3, 73, 91], da die Impedanz nur über Spannungen und Ströme definiert ist, während der Reflexionsfaktor auch für Leiter gilt, auf denen Ströme und Spannungen nicht definiert sind, wie zum Beispiel Hohlleiter. Hierbei bedeutet $|\underline{r}_L| = 0$, dass die Leitung komplett an die Last angepasst ist. Ist $|\underline{r}_L| > 0$, so treten Rückstreuungseffekte auf, welche zu rückgeworfenen Teilwellen führt. Der daraus entstehende Leistungsverlust ist in solch einem Fall proportional zu $|\underline{r}_L|^2$. Bei einer Totalreflexion ($|\underline{r}_L| = 1$) wird somit das gesamte Signal zur Quelle reflektiert.

2.2.2 Streuparameter

Wie bereits vorher erwähnt, muss bei der Beschreibung von Netzwerken mit unterschiedlichen Längen und Frequenzen auf verschiedene Methoden zurückgegriffen werden. Bei Niederfrequenzen werden die Eigenschaften von Ein- und Mehrportnetzen mit Spannungen und Strömen an den jeweiligen Toren beschrieben. Diese klassischen Verfahren der Maschen- und Knotenpunktanalysen unter Anwendung der Kirchhoffschen Gleichungen mit Widerstandsparametern \underline{Z} , Leitwertparametern \underline{Y} und Hybridparametern \underline{H} können bis zu Frequenzen von einigen Megahertz angewendet werden. Bei höheren Frequenzen rücken die Abmessungen der Schaltungselemente in die Größenordnung der verwendeten Wellenlänge. Dies führt dazu, dass die Signale nicht mehr nur Funktionen der Zeit, sondern auch des Ortes darstellen und somit Wellencharakter besitzen. Kurzschlüsse und Leerläufe, die zur Bestimmung der gängigen Zweitorparameter erforderlich sind, können bei hohen Frequenzen häufig nicht mehr vollständig realisiert werden, da Kurzschlüsse meist mit induktiven Wirkungen verbunden sind und Leerläufe mit Streukapazitäten behaftet sind. Des Weiteren ist die Messung von Strömen und Spannungen bei Leitern, wie zum Beispiel Hohlleitern oder Glasfasern, an den einzelnen Toren nicht mehr möglich. Entstehende Schwingungen an Kurzschluss- oder Leerlaufabschlüssen erschweren die Messungen an aus aktiven Bauelementen bestehenden Netzwerken (Transistoren oder aktive Zweipole).

Zur Behebung dieser Probleme werden in der Hochfrequenztechnik häufig die sogenannten Streuparameter (S-Parameter) [59, 47, 57, 71] verwendet. Die Bezeichnung basiert auf der Tatsache, dass die Messmethode die Amplitude der am Netzwerk gestreuten (reflektierten) Wellen in Zusammenhang setzt zu den Amplituden der einfallenden Wellen. Die Methode der Streuparameter kann verwendet werden, um sowohl aktive als auch passive Bauelemente in Netzwerken ausführlich zu beschreiben. Das dargestellte Zweitor in Abbildung 2.8 ist an den beiden Toren 1 und 2 mit Leitungen mit je dem Leitungswiderstand R_w verbunden. Im Allgemeinen treten an beiden Toren ein- und auslaufende Wellen auf, welche durch die sogenannte Streumatrix $[\underline{S}]$ miteinander verknüpft werden.

$$\begin{bmatrix} \underline{b}_1 \\ \underline{b}_2 \end{bmatrix} = [\underline{S}] \cdot \begin{bmatrix} \underline{a}_1 \\ \underline{a}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{S}_{11} & \underline{S}_{12} \\ \underline{S}_{21} & \underline{S}_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \underline{a}_1 \\ \underline{a}_2 \end{bmatrix} \quad (2.22)$$

Die Koeffizienten S_{11} , S_{12} , S_{21} und S_{22} der Streumatrix werden Streuparameter genannt. Sie sind dimensionslos, da sie das Verhältnis von Wellenstärken darstellen.

Gleichung 2.2.2 kann auch als normales Gleichungssystem beschrieben werden:

$$\underline{b}_1 = \underline{S}_{11} \cdot \underline{a}_1 + \underline{S}_{12} \cdot \underline{a}_2 \quad (2.23)$$

$$\underline{b}_2 = \underline{S}_{21} \cdot \underline{a}_1 + \underline{S}_{22} \cdot \underline{a}_2 \quad (2.24)$$

Durch Nullsetzen einer der beiden einfallenden Wellen



Abb. 2.8: Schematische Skizze eines Zweitors mit ein- und auslaufenden Wellen auf beiden Seiten.

$$\underline{S}_{11} = \left. \frac{\underline{b}_1}{\underline{a}_1} \right|_{\underline{a}_2=0}$$

oder

$$\underline{S}_{22} = \left. \frac{\underline{b}_2}{\underline{a}_2} \right|_{\underline{a}_1=0}$$

ist ersichtlich, dass die Koeffizienten \underline{S}_{11} und \underline{S}_{22} die Reflexion an Tor 1 bzw. Tor 2 symbolisieren unter der Annahme, dass das jeweils andere Tor mit R_w abgeschlossen ist und somit dort keine Welle von einer Quelle generiert wird. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 2.9 anhand einer schematischen Darstellung eines Zweitors nochmals verdeutlicht.

Genauso kann vorgegangen werden, um die Bedeutung der Parameter \underline{S}_{12} und \underline{S}_{21} zu bestimmen:

$$\underline{S}_{12} = \left. \frac{\underline{b}_1}{\underline{a}_2} \right|_{\underline{a}_1=0}$$

oder

$$\underline{S}_{21} = \left. \frac{\underline{b}_2}{\underline{a}_1} \right|_{\underline{a}_2=0}$$

Dadurch wird ersichtlich, dass die beiden Parameter für auslaufende Wellen an den Toren 1 und 2 stehen. Diese auslaufenden Wellen wurden von einfallenden Wellen am gegenüberliegenden Tor verursacht, nicht durch Reflexionen am gleichen Tor. Hierfür ist das Tor, an welchem die Welle ausläuft, mit R_w abgeschlossen und es befindet sich dort keine Quelle. Dies zusammengenommen bedeutet, dass die

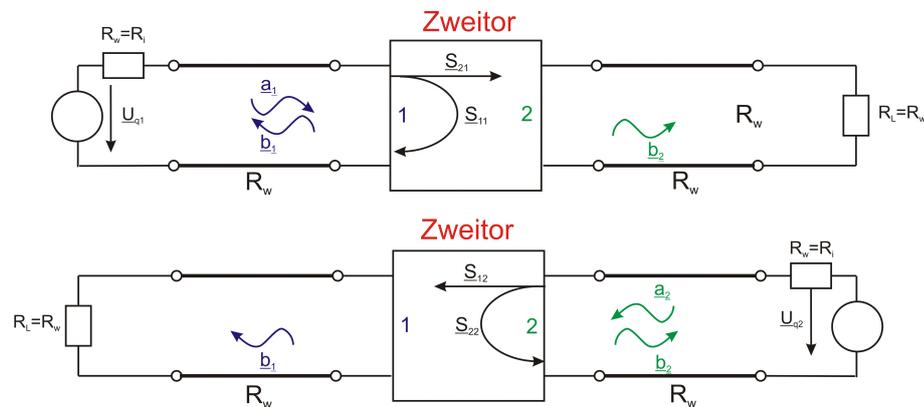


Abb. 2.9: Darstellung der Bedeutung der verschiedenen S-Parameter an einem Zweitor.

Parameter S_{12} und S_{21} transportierte Wellen durch das Zweitor symbolisieren. Diese Definition der Parameter ist allerdings ohne Angabe des Bezugswiderstandes nicht vollständig. In der Praxis geht man häufig davon aus, dass $R_w = 50\Omega$, da die Angabe des Bezugswiderstandes meist nicht bekannt ist. Im Gegensatz zu den bei niederfrequenten Systemen verwendeten Y- und Z-Parameter, die zur vollständigen Berechnung Kurzschlüsse und Leerläufe verlangen, können für Ein- oder Mehrport die benötigten Referenzimpedanzen auch für höchste Frequenzen realistisch dargestellt werden. Zum anderen ist es möglich, die S-Parameter auch für Tore zu definieren, an denen keine Ströme und Spannungen gemessen werden können, wie zum Beispiel Hohlleiter- oder Glasfaserkomponenten.

2.3 Impedanzanpassung

Trifft ein Signal, das sich von einer Quelle über Leitungen mit einer Leitungsimpedanz Z_0 bewegt, auf eine eingebaute Lastimpedanz Z_L , so können zwei unterschiedliche Fälle auftreten. Bei einer Übereinstimmung der beiden Impedanzen $Z_0 = Z_L$ bewegt sich das Signal ohne Reflexionen oder Störungen durch die Lastimpedanz, als ob die Lastimpedanz einen Teil der Leitung darstellt. Falls $Z_0 \neq Z_L$, so spricht man von einer Fehlanpassung. Als Resultat wird ein Teil des Signals an der Lastimpedanz zur Quelle hin reflektiert. Bei Messungen ist eine solche Fehlanpassung äußerst unerwünscht, da dadurch nur ein Teil der eingespeisten Leistung ausgehend von der Quelle durch die Last hindurch geführt werden kann. Des Weiteren kann die reflektierte Welle mit der hinlaufenden Welle destruktiv interferieren und so-

mit das Signal bis zur kompletten Auslöschung abschwächen. Der Betrag der durch die Fehlanpassung verursachten Reflexion wird durch den in Kapitel 2.2.1.3 dargestellten Reflexionsfaktor bestimmt. Die Fehlanpassung in linearen Zweipolen kann mit Hilfe von Reaktanzen (Blindwiderstand in linearen Netzwerken) oder Leitungen bei einer gewünschten Frequenz an jede beliebige Signalquelle und Leitung so angepasst werden, dass keine Reflexionen auftreten. Genau dieses Verschwinden der Reflexionen ist eine der wichtigsten Anforderung an Schnittstellen in einem hochfrequenten Übertragungsweg von Nachrichtensignalen [86, 64, 27]. Der Einbau von zusätzlichen Elementen soll sicherstellen, dass die maximal von der Quelle verfügbare Energie an die Last abgegeben wird, da die zusätzlichen Elemente als entgegengesetzter, konjugiert komplexer Reflexionsfaktor wirken.

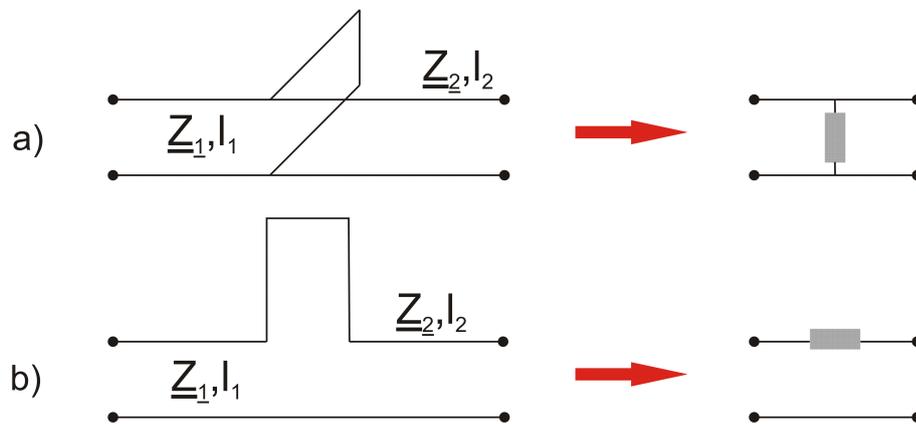


Abb. 2.10: Anpassungsstrukturen mit deren Hilfe Impedanzen an den Wellenwiderstand einer Leitung angepasst werden können. Zum einen erfolgt die Anpassung durch eine parallele (Teilbild a)) oder eine serielle Stichleitung (Teilbild b)).

2.3.1 Anpassung durch Stichleitungen

Eine Möglichkeit, die Fehlanpassung zwischen der Leitung und der Last auszugleichen, ist der Einbau von sogenannten Leitungsstubs [65]. Ein Stub ist eine kurzgeschlossene oder offene Leitungstrecke, die einen reinen Blindwiderstand hervorruft. Solch eine Leitung kann entweder parallel, *kurzgeschlossener Stub*, oder in Serie, *serieller Stub*, zu der Last eingesetzt werden, welche die Fehlanpassung hervorruft. In dieser Arbeit wurde aufgrund des Designs der untersuchten Probe ein serieller Stub gewählt. Ausschlaggebend für die reaktiven Eigenschaften eines Stubs sind die auf die Last bezogene Position und die Länge des Stubs. Nachfolgend sind die Gleichungen zur Berechnung des Abstandes von der Last d und der Länge l , basierend auf der Wellenlänge und der charakteristischen Leitungsimpedanz Z_0 , angegeben [67].

$$d = \begin{cases} \frac{\lambda}{2\pi} \tan^{-1} \cdot t & \text{für } t \geq 0 \\ \frac{\lambda}{2\pi} (\pi + \tan^{-1} \cdot t) & \text{für } t \leq 0 \end{cases}$$

und

$$l = \frac{-\lambda}{2\pi} \tan^{-1} \left(\frac{X}{Z_0} \right) \quad (2.25)$$

mit

$$t = \begin{cases} \frac{B_L \pm \sqrt{G_L[(Y_0 - G_L)^2 + B_L^2]}/Y_0}{G_L - Y_0} & \text{für } G_L \neq Y_0 \\ -\frac{B_L}{2Y_0} & \text{für } G_L = Y_0 \end{cases}$$

$$X = \frac{G_L^2 t - (Y_0 - B_L t)(B_L + Y_0 t)}{Y_0 [G_L^2 + (B_L + Y_0 t)^2]} \quad (2.26)$$

$$Y_0 = 1/Z_0 \quad (2.27)$$

$$G_L = \frac{R_L}{(R_L^1 + X_L^2)} \quad (2.28)$$

$$B_L = \frac{-X_L}{(R_L^1 + X_L^2)} \quad (2.29)$$

$$(2.30)$$

In den genannten Gleichungen ist λ die Wellenlänge des eingestrahlten Signals, Z_0 die charakteristische Impedanz des Systems und R_L und X_L der Widerstand beziehungsweise der Blindwiderstand der Last.

2.4 Dynamisches Laden und Entladen von Quantenpunkten

Quantenpunkte sind mesoskopische Systeme an der Schwelle der klassisch beschreibbaren makroskopischen Welt und dem den Gesetzen der Quantenmechanik gehorchenden Mikrokosmos. Ein mesoskopisches System ist ein System, in welchem die Kohärenzlänge L_\emptyset der Ladungsträger größer als oder gleich ist den Abmessungen L des Systems ($L_\emptyset \geq L$). Unter der Kohärenzlänge versteht man typischerweise die Distanz, die sich ein Ladungsträger im System bewegen kann, ohne durch Kopplung mit der Umgebung die Kohärenz zu verlieren, das heißt seinen wohldefinierten quantenmechanischen Zustand verlässt. Kohärente Zustände haben eine feste Phasenbeziehung und zeichnen sich durch ihre Überlagerbarkeit aus.

Häufig wird zur Herstellung von Quantenpunkten ein 2DEG an der Grenzfläche einer Halbleiterheterostruktur bis auf 0 Dimensionen eingeschränkt. Folglich sind die enthaltenen Ladungsträger in der Größenordnung ihrer De-Broglie-Wellenlänge in alle Raumrichtungen lokalisiert. Solch ein Confinement der Ladungsträger führt zu einer Diskretisierung der Zustandsdichte. Für solche Systeme lässt sich die Anzahl der Elektronen im Quantenpunkt über die angelegte Gatespannung bis auf 0 regulieren. Je nach Stärke der Kopplung zwischen Zuleitungen und Quantenpunkt unterscheidet man zwei verschiedene Arten von Quantenpunkten. Ist die Kopplung stark und können dadurch die Ladungsträger klassisch erlaubt annähernd ungehindert von den Zuleitungen in die Quantenpunkte gelangen, so spricht man von offenen Quantenpunkten. Eine sehr schwache Kopplung hingegen führt dazu, dass die Elektronen die Kontakte nur durchtunneln können; es liegt somit ein sogenannter geschlossener Quantenpunkt vor. Für geschlossene Quantenpunkte stehen die Coulomb-Wechselwirkungen und die räumliche Fluktuationen der Wellenfunktion an den Tunnelkontakten im Vordergrund.

2.4.1 Coulombblockade und Ein-Elektron-Transistor

Die Coulombabstoßung der Ladungsträger wurde 1951 von C.J. Gorter zum ersten Mal theoretisch vorhergesagt und veröffentlicht [28] und ist bis heute, bekannt als Coulombblockade, ein vielbehandeltes Thema bei der Untersuchung von Quantenpunkten. Daher werden im Folgenden die grundlegenden physikalischen Zusammenhänge der Coulombblockade am Beispiel einer typischen Elektroneninsel [49, 43] sowie Mehr-Elektronen-Effekte und das Prinzip des Cotunnels [53, 31] kurz dargelegt. In einem geschlossenen Quantenpunkt ist die Ladung quantisiert,

d.h. der Zustand des Quantenpunktes ist durch die Anzahl N der Elektronen definiert, die der Reihe nach die diskreten Energieniveaus des Quantenpunktes besetzen. In einem Quantenpunkt sind die Elektronen wie in einem Potentialtopf durch das Confinement eingesperrt, wodurch sie eine Elektroneninsel ausbilden. Diese kann wie ein Kondensator mit einer Kapazität C , welche Einfluss auf die energetischen Zustände im Quantenpunkt nimmt, betrachtet werden. Vereinfacht man das Modell eines Quantenpunktes auf eine kreisförmige Scheibe mit dem Radius R in einem Dielektrikum ε_r , so lässt sich die daraus resultierende Kapazität wie folgt beschreiben [24]:

$$C = 8\varepsilon_r\varepsilon\varepsilon_0R \quad (2.31)$$

Für typische Parameter einer Elektroneninsel ($R = 50$ nm und $\varepsilon_r = 12.9$) ergibt sich eine Kapazität von $C = 46$ aF. Um ein weiteres Elektron hinzuzufügen, muss wegen der Coulomb-Wechselwirkung mit den Elektronen, die sich bereits im Quantenpunkt befinden, die Energie

$$E_L = \frac{e^2}{2C}$$

aufgebracht werden, wobei C die Kapazität des Quantenpunktes ist, die unabhängig von der Zahl bereits vorhandener Elektronen angenommen wird. Unter Annahme der gleichen Parameter wie oben, ergibt sich eine benötigte Energie von $E_L = 1.7$ meV. Verglichen mit der thermischen Energie bei Raumtemperatur $E_{therm} = k_B T = 25.8$ meV, ist festzustellen, dass nur für $E_{therm} < E_L$, das heißt für sehr tiefe Temperaturen oder sehr kleine Quantenpunkte, die Ladeenergie aufgelöst werden kann. Bei Transportuntersuchungen an Quantenpunkten muss daher zusätzlich mindestens die Ladeenergie aufgebracht werden, die benötigt wird, um ein Elektron in einen freien Zustand zu bringen.

In Abbildung 2.11 ist eine Schaltskizze eines Ein-Elektron-Transistors (Single Electron Transistor SET) zusammen mit den Tunnelbarrieren auf der Drain- und Sourseite sowie die kapazitive Ankopplung an den Gatekontakt schematisch aufgezeigt. Um die zuvor dargestellten Phänomene der Coulombblockade auflösen zu können, müssen an die Tunnelbarrieren spezielle Anforderungen gestellt werden. Auf der einen Seite begrenzt ein großer Tunnelwiderstand R den Strom durch das System. Zum anderen gibt es für den Tunnelwiderstand, begründet durch die Energie-Zeit Unschärferelation $\Delta\tau\Delta E > h$ eine limitierende Untergrenze. In der Unschärferelation gibt $\tau = RC$ die Lebensdauer eines Elektrons im momentanen Zustand wieder. Nimmt man zusätzlich an, dass $\Delta E \approx 2E_L$, als Unschärfe der

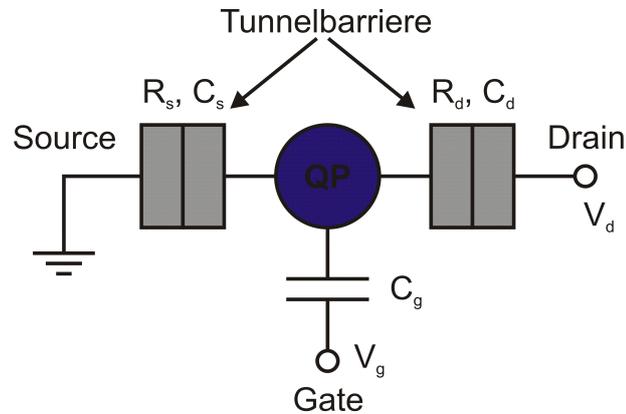


Abb. 2.11: Schaltskizze eines Ein-Elektron-Transistors mit den Tunnelbarrieren, definiert durch $R_{s,d}$ und $C_{s,d}$, auf der Source- und der Drainseite.

energetischen Zustände, so ergibt sich ein Widerstandsminimum von $R > 25.8 \text{ k}\Omega$. Eine ausführliche Beschreibung der Zustände mit allen einflussnehmenden Größen kann durch das *Constant Interactive Model* beschrieben werden [8]. Aus diesem kann die Grundzustandsenergie $E(N)$ des Quantenpunktes folgendermaßen dargestellt werden:

$$E(N) = \frac{(Ne)^2}{2C} - NeV_{ex} + \Sigma E_N \quad (2.32)$$

dabei stellt V_{ex} die Zusammenfassung aller äußeren Einflüsse als eine externe Spannung dar. Das elektrochemische Potential $\mu(N) := E(N) - E(N - 1)$ ergibt sich zu:

$$\mu(N) = (N - 1/2) \frac{e^2}{C} - eV_{ex} + E_N. \quad (2.33)$$

Hierin ist sowohl der Beitrag aus der Energiequantisierung $E(N)$ sowie die lineare Verschiebung von $\mu(N)$ mit V_{ex} enthalten. Für Coulombblockade- Untersuchungen ist vor allem die Energie von großem Interesse, die aufgebracht werden, muss um ein Elektron dem System hinzuzufügen.

$$\Delta\mu = \mu(N + 1) - \mu(N) = \frac{e^2}{C} + E_{N+1} - E_N \quad (2.34)$$

Die Größe der Energieaufspaltung $\Delta E = E_{N+1} - E_N$ durch die Größenquantisierung kann für $\Delta E < e^2/C$ vernachlässigt werden. Für diesen Fall ist der Energieabstand $\Delta\mu$ gleich dem zweifachen der Ladeenergie. Abbildung 2.12 a) zeigt die Potentiallandschaft eines SET ohne jegliche Beschaltung. Innerhalb der Potentialbarrieren sind die Zustände quantisiert. Die äußere Verbindung zu den Source-

und Drainkontakten ist dargestellt durch die Potentiale μ_{Source} und μ_{Drain} links und rechts der Potentialbarrieren. Die Abbildung 2.12 b) und c) zeigen die chemischen Potentiale bei einer angelegten Potentialdifferenz V_{ds} zwischen Source und Drain, jedoch mit einer unterschiedlichen Beschaltung des Gatekontaktes.

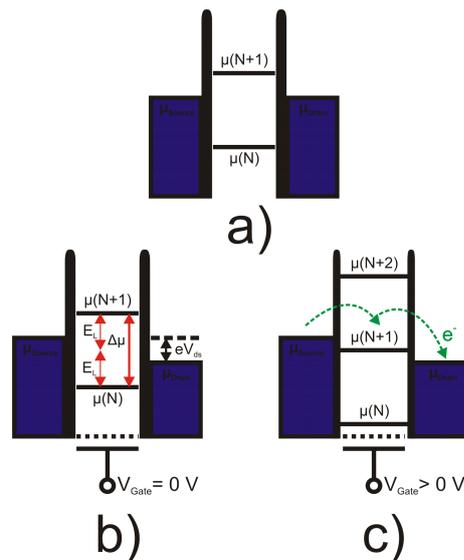


Abb. 2.12: Potentiallandschaft für unterschiedliche Beschaltungen einer Elektrodeninsel. Teilbild a) ohne jegliche Beschaltung. Teilbild b) mit Potentialdifferenz zwischen Source und Drain ohne Beschaltung des Gates. Teilbild c) sowohl der Gate- als auch der Drainkontakt sind beschaltet.

Durch das Anlegen der Vorwärtsspannung V_{ds} wird ein Transportkanal der Größe eV_{ds} zwischen Source und Drain aufgebaut. Es ist ersichtlich, dass das Anlegen einer Gatespannung die Position der Zustände, aber nicht die Abstände, innerhalb des Quantenpunktes beeinflusst. Wie in Gleichung 2.33 ersichtlich ist, skaliert der Abstand zweier Zustände mit V_{ex} , welche wiederum proportional zu V_g angenommen wird. Dies führt zu einer linearen Änderung der Energieniveaus mit Änderung der Gatespannung. In Abbildung 2.12 a) findet aufgrund der Coulombblockade kein Stromtransport statt, da das erste freie Energieniveau $\mu(N + 1)$ oberhalb des Sourcepotentials liegt. Somit reicht die Energie der in Source enthaltenen Elektronen nicht aus, um in den Quantenpunkt zu tunneln. Durch eine angelegte Gatespannung (siehe Abbildung 2.12 c) verschiebt sich das erste unbesetzte Niveau so, dass es zwischen dem Source- und dem Drainpotential liegt.

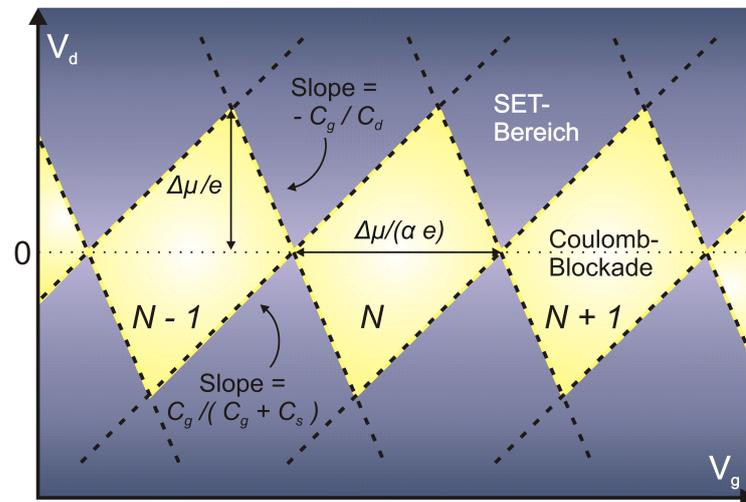


Abb. 2.13: Leitfähigkeit einer Elektroneninsel in Abhängigkeit der Drain- und Gatespannung. In den hellen Bereichen fließt aufgrund der Coulombblockade kein Strom. Die dunklen Bereiche signalisieren einen Leitwert $G > 0$.

Hierdurch kann ein Elektron vom Sourcepotential in den ersten unbesetzten Zustand und anschließend in den Drainkontakt tunneln. In Abbildung 2.13 ist eine typische Darstellung des Leitwertes einer Elektroneninsel in Abhängigkeit der Drain- und der Gatespannung zweidimensional dargestellt. Die hellen rautenförmigen Bereiche stellen die Gate- und Drainspannungskombinationen dar, für welche auf Grund der Potentialpositionen kein Strom fließen kann. Diese Bereiche werden als Coulombdiamanten bezeichnet, im Gegensatz zum sogenannten SET-Bereich. Die Form der Rauten hängt maßgeblich von den charakteristischen Kapazitäten des Ein-Elektronen-Transistors ab. Des Weiteren wird die Steigung der Übergangsbereiche zwischen leitfähigen und nicht leitfähigen Bereichen durch die kapazitive Ankopplung bestimmt. Die Größe der Raute ist maßgeblich für die Energieaufspaltung $\Delta\mu$ und den Faktor $\alpha = C/C_g$. Ein wichtiger charakteristischer Punkt auf der Drainspannungsachse ist der Spannungswert, ab welchem für jede beliebige Gatespannung Strom fließen kann. Zusätzlich zeigt der Tunnelstrom, aufgetragen als Funktion der Drainspannung bei $V_g = 0$, einen stufenförmigen Verlauf. Dies ist darauf zurückzuführen, dass für größere Potentialdifferenzen zwischen Source und Drain die Anzahl der stromtragenden Energieniveaus in diskreten Schritten ansteigt und somit jedes mal mehr Elektronen zum Strom beitragen können.

Kapitel 3

Speicherdynamik von Quantenpunktstrukturen

Das wissenschaftliche Interesse an nanostrukturierten elektronischen Bauelementen mit integrierten Quantenpunkten (QP) ist im letzten Jahrzehnt enorm angewachsen [95, 45, 41, 44]. Hierbei dienen Quantenpunkte häufig als Basiselemente für neuartige Speicherkonzepte, da sie aufgrund der hohen Lokalisierungsenergie hervorragend zum Speichern von Elektronen geeignet sind. Die Steuerung der Leitfähigkeit eines Kanals durch ein äußeres Gate bildet die Basis des klassischen Konzeptes moderner nicht-flüchtiger Speicher. Häufig wird zusätzlich zwischen dem Kanal und dem externen Gate ein sogenanntes Floating Gate eingebracht, in welches Elektronen aus dem Kanal durch Tunnelprozesse gelangen können. Bei den bisherigen Quantenpunktspeichern sind die Abmessungen der Speicher dabei so groß, dass typischerweise Ensembles von mehreren 1000 Quantenpunkten als Floating Gate verwendet werden [81, 102, 37, 35].

Kritisch hierbei ist die Forderung nach schnellen Lade- und Entlade-Vorgängen gepaart mit der Realisierung einer langen Haltezeit des Speicherzustandes [4, 70]. Eine Möglichkeit hierfür stellen eingebettete QP dar. Durch resonante Tunnelprozesse können in diese Strukturen Elektronen eingebracht werden, während die Coulombblockade eine Selbstlimitierung des Prozesses gewährleistet. In dieser Arbeit wurden sowohl selbstorganisierte als auch regelmäßige Quantenpunkte untersucht (vgl. Kapitel 3.1.1 und 3.1.2). Die Regelmäßigkeit der QP konnte durch eine gezielte Positionierung in die zu untersuchende Struktur erreicht werden, welche wiederum eine Verringerung der an den Transportprozess beteiligten QP zur Folge hat. Für beide Quantenpunktstrukturen wurden Leitwertmessungen bei Tieftemperatur durchgeführt und anschließend als Coulombdiamanten dargestellt. Des Weiteren wurde die Speicherfunktionalität der vorpositionierten Proben sowohl in Abhängigkeit der

Strukturgröße als auch in Abhängigkeit der Temperatur untersucht (3.2).

3.1 Drei-Kontakt-Strukturen mit Quantenpunkten

Im nachfolgenden Kapitel werden Transportmessungen durch sowohl selbstorganisierte als auch vorpositionierte Quantenpunkten (QP) dargestellt und verglichen. Die in diesem Kapitel untersuchten Proben basieren auf AlGaAs/GaAs-Hochbeweglichkeits-Heterostrukturen (HEMT-Struktur), die mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie (molecular beam epitaxy: MBE) hergestellt wurden [15, 19, 92]. Mit der Molekularstrahlepitaxie ist es möglich, Schichten mit atomarer Präzision auf ein Halbleitersubstrat aufzutragen.

Die Basis der untersuchten Proben bildet ein Si-Substrat, auf welches eine 200 nm

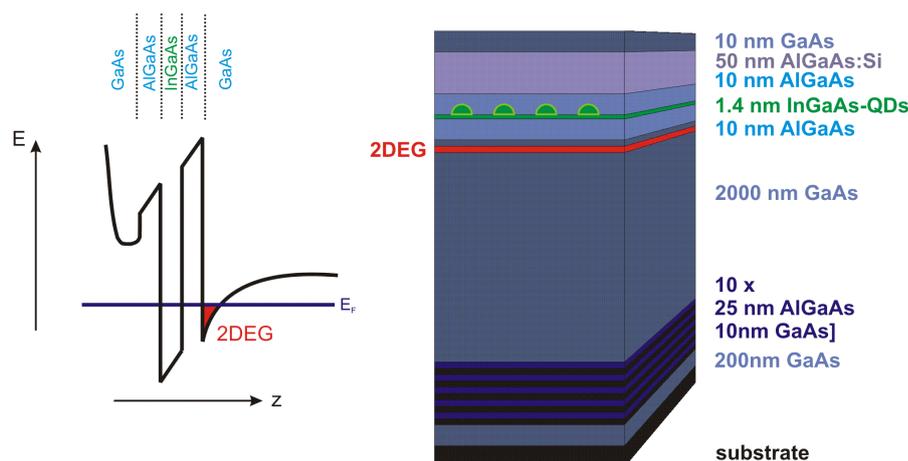


Abb. 3.1: Schematischer Probenaufbau der untersuchten GaAs/AlGaAs-Quantenpunktstruktur gemeinsam mit zugehörigem Bandverlauf des Leitungsbandes. Zu sehen sind die im Spacer eingebetteten InAs Quantenpunkte.

dicke Schicht GaAs aufgewachsen ist und ein 10-faches Übergitter aus AlGaAs/GaAs; die Schichtdicke der AlGaAs-Komponente beträgt in diesem Fall 25 nm und die der GaAs-Komponente 10 nm. Darauf folgt eine 2000 nm dicke GaAs-Schicht und eine 10 nm Schicht AlGaAs. Letztere dient als Spacer, um die nachfolgende Schicht aus siliziumdotierten AlGaAs von dem GaAs räumlich zu trennen und somit eine möglichst hohe Elektronenbeweglichkeit zu realisieren [19, 92, 89, 16, 76, 110, 21] und das Ausbilden eines zweidimensionalen Elektronengases (2DEG) zu ermöglichen. In der Grenzschicht zwischen dem GaAs und dem AlGaAs bildet sich besagtes

2DEG aus, bedingt durch die unterschiedlichen Energiebandstrukturen und der Modulationsdotierung (vgl. Abbildung 4.2) [24]. Zum Schutz der Gesamtstruktur vor Oxidation und zur Einstellung der Fermienergie wurde zum Abschluss eine GaAs-Schicht aufgebracht, so dass im Potentialtopf nur das erste Subband besetzt ist. Die vorpositionierten InAs QP werden mittig in den Spacer aus AlGaAs eingebracht [83] (vgl. Abbildung 3.1). Im Gegensatz zu Proben mit selbstorganisierten Quantenpunkten werden die QP im vorpositionierten Fall erst nach dem Wachstum der gesamten Struktur hinzugefügt. Zunächst wird hierfür die oberste undotierte

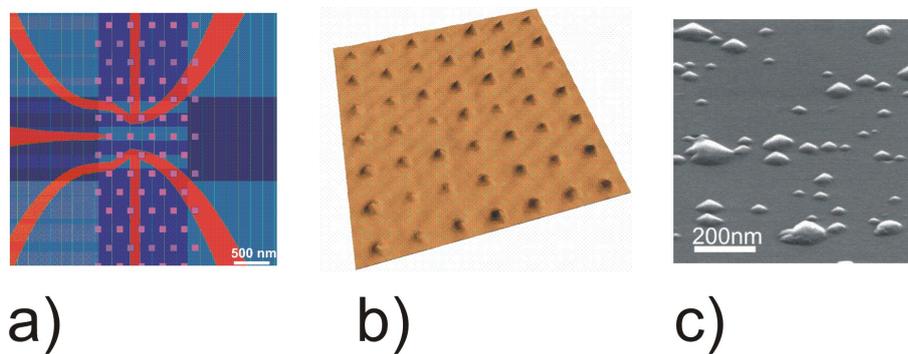


Abb. 3.2: Teilbild a): Belichtungsmuster zur Vorstrukturierung der Löcher, die als definierte Wachstumspunkte für die QP dienen sollen. Oberflächenaufnahme einer InAs-QP-Probe mit strukturiertem Bereich (Teilbild b)) und unstrukturiertem Bereich (Teilbild c)).

GaAs-Schicht mit einer weiteren Schicht des selben Materials überwachsen, um eine möglichst glatte Oberfläche zu erzielen. In diese Schicht wird anschließend ein Lochmuster (Lochtiefe ca. 50 nm und Lochdurchmesser ca. 100 nm) mit vorgegebenen Lochabständen per Elektronenstrahl-Lithographie und Ätzverfahren definiert (vgl. Abbildung 3.2). Aufgrund des Verfahrens zur Erzeugung der QP und der Notwendigkeit eines Loch-Aspektverhältnisses von ca. 0.5 wurde für diese Proben das ECR (Electron cyclotron resonance) Trockenätzverfahren gewählt. Hierbei wurde die Dichte der Löcher bewusst gering gewählt. So präpariert, bilden die Proben ein Grundgerüst für die laterale Positionierung von Quantenpunkten. Im Anschluss an einige Reinigungsschritte, die die Probe vom entstandenen Oxid befreien, wurde sehr gleichmäßig eine InAs-Schicht zur Bildung der Quantenpunkte aufgetragen. Die Gleichmäßigkeit der Schicht wurde durch einen regelmäßigen Wechsel zwischen Wachstumsphasen und Wachstumspausen und somit durch die Erhöhung der Diffusionslänge auf der Oberfläche erreicht. Im Vergleich von FEM-Aufnahmen mit vorpositionierten Quantenpunkten (Abbildung 3.2 b)) und unstrukturierten Quan-

tenpunkten auf dem selben Wafer, zeigen die selbstorganisierten Quantenpunkte (Abbildung 3.2 c)) rein zufällige Größenverteilung, Dichte und Position auf.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden für die DC-Charakterisierungsmessungen der einzelnen Strukturen generell der folgende Messaufbau sowohl bei Raumtemperatur als auch bei Tieftemperatur verwendet (vgl. Abbildung 3.3).

Für die DC-Messtechnik werden die Ströme indirekt über den Spannungsabfall an einem eingebauten Widerstand R bestimmt. Des Weiteren besteht die Möglichkeit den Spannungsabfall über die Probe zu detektieren. Zur Analyse der in dieser Arbeit untersuchten Quantenpunktproben wurden des Weiteren Tieftemperatur-Messungen bei 4.2 K an einem Tieftemperatur-Messplatz durchgeführt. Hierzu wurden die Proben auf Chipcarrier aufbeklebt und die Kontaktflächen der Struktur mittels Golddrähten mit dem Carrier verbunden. Anschließend wurden die kontaktierten Proben unter zu Hilfenahme eines Probenspießes, durch welchen die Probe messtechnisch mit den Mess- und Spannungsgeräten verbunden werden kann, im flüssigen Helium versenkt. Zur Durchführung von Temperaturmessungen wurde zusätzlich ein PT100 Messwiderstand angebracht. Derartige Messungen werden nicht im flüssigen Helium durchgeführt, sondern in der Heliumatmosphäre oberhalb des flüssigen Heliums.

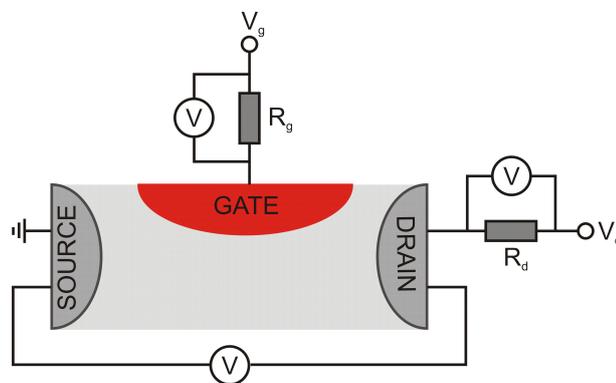


Abb. 3.3: *Prinzipieller Aufbau für DC-Messungen. Hierbei werden die Ströme in direkt über den Spannungsabfall an einem Messwiderstand gemessen. Des Weiteren ist die Messung des Spannungsabfalls zwischen Drain und Source möglich*

Zu einer störungsfreien und rauscharmen Messung des differentiellen Leitwertes für die Erstellung von Coulombblockade-Diamanten wurde der Messplatz durch zusätzliche Lock-In Verstärker erweitert. Diese ermöglichen die Messung eines schwachen elektrischen Signals, das mit einem in Frequenz und Phase bekannten Referenzsignal moduliert ist. Er stellt einen extrem schmalbandigen Bandpassfilter dar und verbessert somit das Signal-zu-Rausch-Verhältnis, indem andere Frequenzen und Rausch-Störsignale effizient gefiltert werden.

Bei den Messungen mit den Lock-In Verstärkern wird der Drain-Strom ebenfalls indirekt über den Spannungsabfall an einem Messwiderstand R_d bestimmt. Lock-In 1 gibt dabei ein oszillierendes Signal mit einer vordefinierten Frequenz und Phase an den Lock-In 2 als Referenz vor. Des Weiteren wird das modulierte Signal ebenfalls an den Source-Kontakt der Probe angelegt, wodurch der Lock-In 1 das Massenniveau festlegt. Für die Messungen wurde als Amplitude des Signals Werte von $A = 100 \mu\text{V}$ bis $A = 400 \mu\text{V}$ bei einer Frequenz von $f = 17 \text{ Hz}$ gewählt. Aus den Ausgangssignalen der Lock-In Verstärkern, dem differentiellen Strom i_d und dem differentiellen Spannungsabfall v_{ds} wird im Anschluss der differentielle Leitwert $g = i_d/v_{ds}$ berechnet. Abbildung 3.4 zeigt den prinzipiellen Messaufbau für Messungen mit den Lock-In Verstärkern. Abbildung 3.5 zeigt für zwei unter-

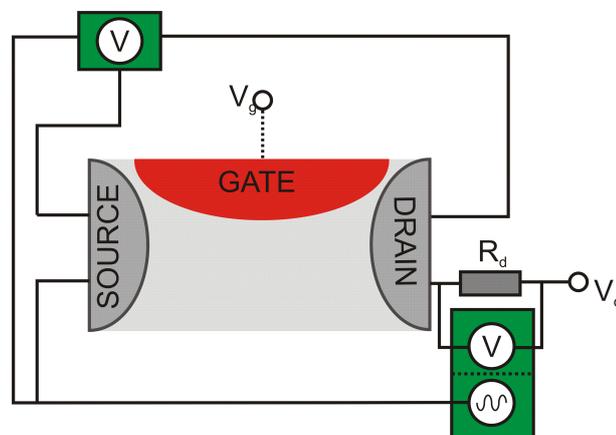


Abb. 3.4: *Prinzipieller Aufbau für Messungen mit Lock-In Verstärkern. Der Strom wird hierbei indirekt über den Spannungsabfall an einem Messwiderstand R_d bestimmt. Das Referenzsignal für die Messungen wird durch den Lock-In 1 vorgegeben.*

suchte Strukturen Elektronenmikroskop-Aufnahmen verbunden mit einer schematischen Darstellung des verwendeten Messaufbaus. Teilbild a) zeigt eine Probe mit selbstorganisierten, d.h. zufällig angeordneten QP und Teilbild b) eine solche mit regelmäßigen, vorpositionierten QP.

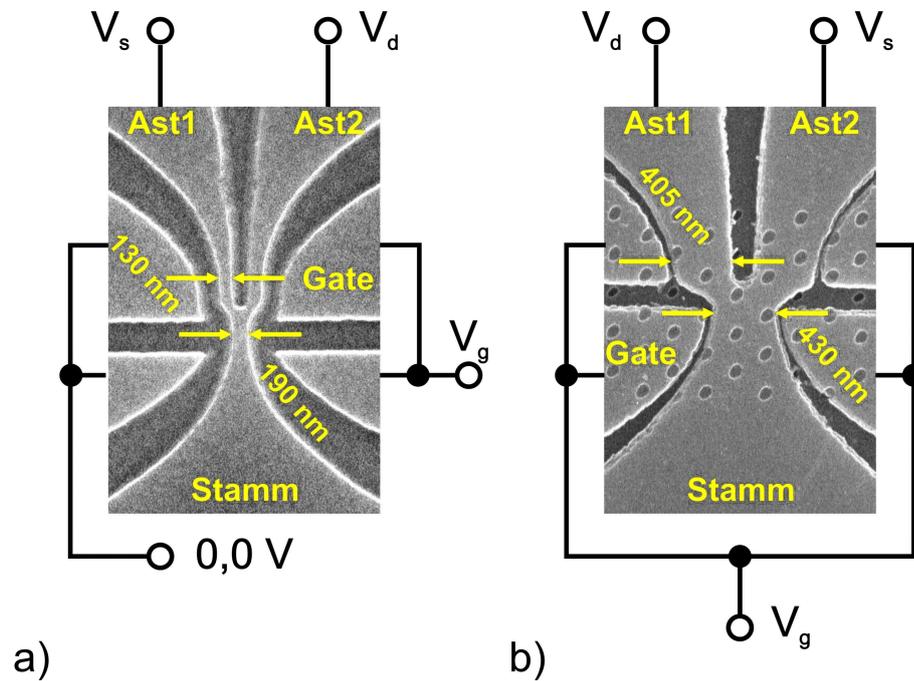


Abb. 3.5: Elektronenmikroskop-Aufnahme mit Bezeichnung der Anschlüsse und schematischem Messaufbau für Drei-Kontaktstrukturen mit selbstorganisierten Quantenpunkten a) und vorpositionierten Quantenpunkten b).

3.1.1 Selbstorganisierte Quantenpunkte

Für die Struktur mit selbstorganisierten Quantenpunkten mit einer Astbreite $B_{Ast} = 130 \text{ nm}$ und einer Stammbreite $B_{Stamm} = 190 \text{ nm}$ wurden Leitwertmessungen durchgeführt. Zur Darstellung der Coulombblockade wurden bei einer Temperatur von 4.2 K der differentielle Leitwert g aus Messung des differentiellen Drainstromes i_d und der über der Probe abfallenden differentiellen Spannung v_d bestimmt.

Abbildung 3.7 a) zeigt den differentielle Leitwert in Einheiten des Leitwertquanten G_0 als Funktion der Drainspannung V_d und der Gatespannung V_g . Der differentielle Leitwert variiert hierbei von 0.05 % im Coulombblockade Bereich bis hin zu 2.5 % im SET Bereich. Die Messung zeigt einen Coulombdiamanten gepaart mit Ladungsträgertransport durch angeregte Zustände. Diese sind im SET-Bereich durch Bereiche mit erhöhten Leitwerten zu erkennen. Abbildung 3.6 a) zeigt eine schematische Darstellung einer Coulombblockade-Messung mit Transport durch angeregte Zustände. Im SET-Bereich sind ab einer Drainspannung von $V_d = \frac{E_{ex}}{e}$ Linien mit einem erhöhten Leitwert, welche parallel zu den Coulombdiamanten ver-

laufen, zu sehen. Ein sequentielles Tunneln durch einen angeregten Zustand $\mu_{ex}(N)$ ist nur möglich, wenn sich sowohl der angeregte Zustand als auch der Grundzustand innerhalb des Transportkanals eV_{ds} befinden. Desweiteren muss berücksichtigt werden, dass nur durch ein Energieniveau gleichzeitig Transport stattfinden kann, da sonst zusätzlich die Ladeenergie des zweiten Elektrons aufgebracht werden muss (vergleiche Abbildung b)). Zusätzlich zum sequentiellen Tunneln, das bedeutet im-

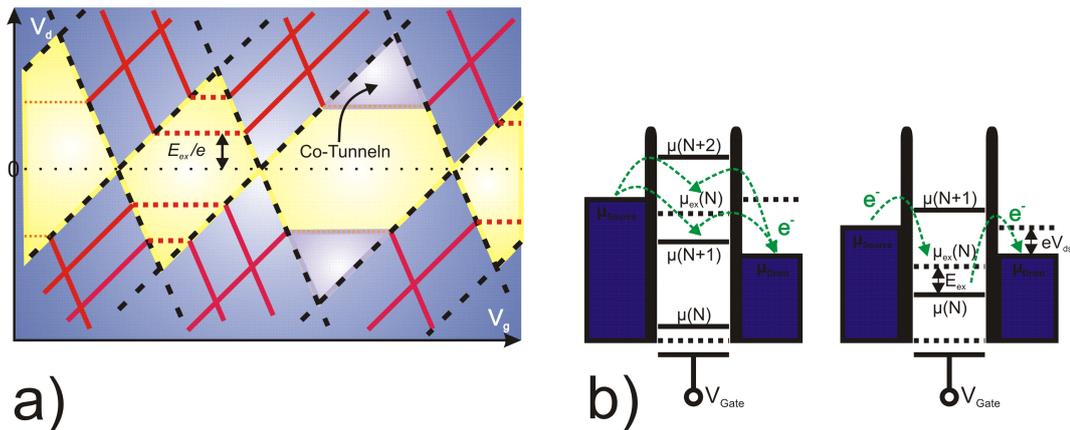


Abb. 3.6: Teilbild a): Graphische Darstellung des Leitwerts in Abhängigkeit der Gate- und Drainspannung. Die roten Linien stellen Bereiche mit erhöhtem Leitwert aufgrund von zusätzlichem Elektronentransport durch angeregte Zustände dar. Auch CoTunnel-Prozesse sind ab einer Energie von $V_d = E_{ex}/e$ sichtbar. Teilbild b) Potentialdarstellung des sequentiellen Tunneln und der Co-Tunneln-Prozesse

mer nur ein Elektron trägt zum Transport bei, gibt es noch das sogenannte Co-Tunneln, bei welchem zwei Elektronen gleichzeitig beteiligt sind. Für das Auftreten des Co-Tunnelns ist maßgeblich die Energie-Zeit-Unschärferelation der Zustände zu berücksichtigen. Beim Co-Tunneln gelangt ein Elektron aus dem Grundzustand, welcher nicht im Transportfenster zwischen dem Source- und dem Drainpotential liegen muss, zum Drainkontakt, wenn gleichzeitig ein Elektron aus dem Sourcekontakt in einen angeregten Zustand der Elektroneninsel tunnelt. Daraus resultiert, dass das System nach dem Co-Tunneln in einem höheren energetischen Zustand ist. Die anschließenden Übergänge der Elektronen in den Grundzustand ermöglichen wiederholte Co-Tunneln-Prozesse. Da diese auch in den Coulombblockade-Bereichen auftreten können, haben die entsprechenden Coulombdiamanten ab $V_{ds} > \frac{E_{ex}}{e}$ einen von Null verschiedenen Leitwert.

In Teilbild b) der Abbildung 3.7 ist bezugnehmend auf die Messdaten eine graphische Schemadarstellung der Ergebnisse gezeigt. Die Darstellung verdeut-

licht maßstabsgetreu den Coulombdiamanten sowie die angeregter Zustände bei bestimmten Spannungskombinationen. Hierdurch sind Diamant und Nebenlinien deutlich zu erkennen und es können charakteristische Größen wie die Abstände der Energieniveaus $\Delta\mu$ und die Energie E_{ex} der angeregten Zustände berechnet werden. Für die Berechnungen der Kapazität sowie des Durchmessers der Elektroneninsel mit den Formeln 2.31 und 2.33 wird für GaAs eine effektive Masse von $m^* = 0.067 m_e$ sowie eine relative Dielektrizitätskonstante $\epsilon_r(GaAs) = 12.9$ angenommen [93]. Für diese Messung an selbstorganisierten QP ergab sich somit ein Abstand der Energieniveaus $\Delta\mu = 20.4 \text{ meV}$ und eine Quantisierungsenergie von $\Delta E_N = E_{ex} = 8.2 \text{ meV}$. In der schematischen Darstellung wird der erhöhte Leitwert innerhalb des Coulombblockade Bereiches für positive Drainspannungen deutlich. Diese Erhöhung wird auf Co-Tunnel-Prozesse und eine unterschiedlich starke kapazitive Kopplung der Elektroneninsel zu Drain und Source zurückgeführt. Die

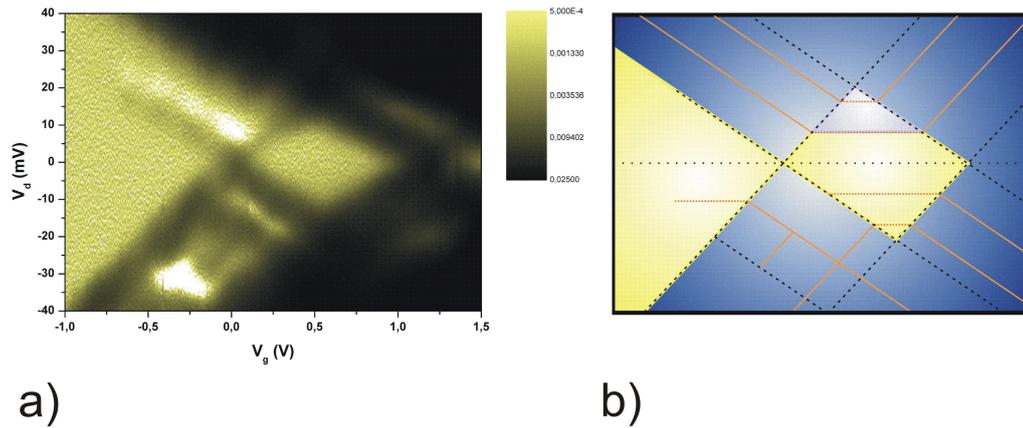


Abb. 3.7: Teilbild a): Leitwert als Fehlfarbandarstellung gemessen an einer Dreikontaktstruktur mit selbstorganisierten InAs QP und Darstellung des differentiellen Leitwertes g in Größen von G_0 und in Abhängigkeit von der angelegten Drain- und Gatespannung. Teilbild b): Schematische Darstellung der Messungen mit ein-gezeichneten Hilfslinien. Hierbei sind die Coulombdiamanten hellgelb und die des sequentielle Tunneln durch die Grundzustände schwarz wiedergegeben.

vollständige Auswertung der Energieabstände im Coulombdiamanten sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Für diese wird zum einen die Energiedifferenz ΔE_N der Quantisierungsniveaus unter der Annahme, dass der Fall der Energieentartung in einem Quantentopf immanent ist, vernachlässigt. Zum anderen wird in einer zweiten Berechnung $\Delta E_N = E_{ex}$ angenommen, um den gegenteiligen Fall gerecht zu werden. Des Weiteren liefert $\Delta E = \frac{(\hbar\pi)^2}{2m \cdot L^2}$ Rückschlüsse auf die Quantentopfbreite, wobei

angenommen wird, dass die Quantisierungsenergie äquidistant sind. Hierbei muss allerdings berücksichtigt werden, dass weder die Geometrie der Elektroneninsel, noch das tatsächliche Einschusspotential berücksichtigt werden. Ein Vergleich der Resultate zeigt, dass $L(\Delta E_N)$ mit dem korrigierten $D(\Delta\mu - \Delta E_N)$ sehr gut übereinstimmt. Daher wird der Durchmesser mit $D \sim 30$ nm angenommen.

Tab. 3.1: Zusammenstellung der charakteristischen Energien und der daraus resultierenden Größen

$\Delta\mu$	ΔE_N	$\Delta\mu - \Delta E_N$
20.4 meV	8.2 meV	12.2 meV
$C(\Delta\mu)$	—	$C(\Delta\mu - \Delta E_N)$
7.9 aF	—	13.2 aF
$2 \cdot R(\Delta\mu)$	$L(\Delta E_N)$	$2 \cdot R(\Delta\mu - \Delta E_N)$
17.2 nm	26.2 nm	28.8 nm

3.1.2 Vorpositionierte Quantenpunkte

Im Anschluss wurden Proben mit regelmäßig angeordneten, vorpositionierten QP untersucht. Die Quantenpunkte der in Abbildung 3.5 b) gezeigten Struktur mit Astbreiten von $B_{Ast} = 405$ nm und einer Stammbreite von 430 nm weisen einen Abstand von ca. 200 nm auf. Der differentielle Leitwert in Abbildung 3.8 a) ist in Abhängigkeit von der Drain- und Gatespannung zu sehen und variiert im Bereich von 0.005 % bis 5 %. Es sind zahlreiche unterschiedliche Rauten und ein erhöhter Leitwert in den Coulombblockade-Bereichen zu erkennen. Diese Tatsache und die durch das gewählte Ätzverfahren breite Probenstruktur lassen den Schluss zu, dass es sich hierbei um mehrere Elektroneninseln im Kanal handeln muss. Für die schematische Darstellung der Coulombdiamanten in Teilbild b) der Abbildung 3.8 wird davon ausgegangen, dass es sich um ein gekoppeltes System aus mindestens zwei Elektroneninseln handelt, welche sich parallel im Kanal befinden. Dies führt dazu, dass der Ladungsträgertransport durch den Kanal nur dann komplett blockiert ist, wenn beide Elektroneninseln sich im Coulombblockade-Bereich befinden. Die Überlagerung von zwei ähnlich großen Rauten ist im Modellbild ersichtlich. Aufgrund der Komplexität des Systems und der unterschiedlichen Einflussnahme der Kopplung der Elektroneninsel auf den Leitwert der Struktur wird im Folgenden nur eine Abschätzung des Durchmessers der QP durchgeführt. Die Abschätzungen sind in Tabelle 3.2 zusammenfassend aufgeführt und liefern für die Rauten A

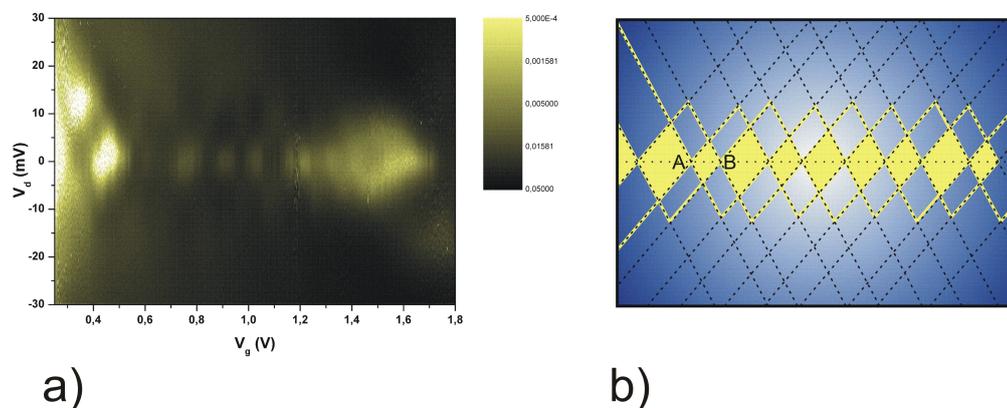


Abb. 3.8: Teilbild a): Leitwert als Fehlfarbendarstellung gemessen an einer Dreikontaktstruktur mit vorpositionierten InAs QP und Darstellung des differentiellen Leitwertes g in Größen von G_0 und in Abhängigkeit von der angelegten Drain- und Gatespannung. Teilbild b): Schematische Darstellung der Messungen mit eingezeichneten Hilfslinien. Hierbei sind die Coulombdiamanten hellgelb und die des sequentiellen Tunnelns durch die Grundzustände schwarz wiedergegeben.

und B einen Elektroneninsel-Durchmesser $D \sim 30$ nm. Aufgrund des gewählten Lochmuster für die Vorpositionierung befinden sich im Kanal so viele QP, dass die Ausbildung von Elektroneninseln ermöglicht wird. Es konnten somit erstmals ausgeprägte Elektroneninseln im Kanal eines Quantendraht-Transistors mit vorpositionierten und dadurch bedingt regelmäßig angeordneten Quantenpunkten realisiert und untersucht werden.

Tab. 3.2: Zusammenstellung der charakteristischen Energien und der daraus resultierenden Größen aus Abbildung 3.8

Quantenpunkt	$\Delta\mu$	$C(\Delta\mu)$	$2 \cdot R(\Delta\mu)$
A	12.5 meV	12.8 aF	28.0 nm
B	11.6 meV	13.8 aF	30.1 nm

3.2 Speicherverhalten einer Drei-Kontakt-Struktur mit vorpositionierten Quantenpunkten

Im nachfolgenden Kapitel werden Untersuchungen zur Speicherfunktion einer Drei-Kontakt-Struktur mit vorpositionierten Quantenpunkten, welche als sogenanntes Floating Gate dienen, dargestellt. Hierzu wird die Hysteresebreite ΔV_{th} in Abhängigkeit der Parameter Kanalbreite und Temperatur untersucht und diskutiert.

3.2.1 Lade- und Entladevorgänge von Quantenpunkten

Häufig ist ein Ziel bei Quantenpunkt-Untersuchungen, einen leitfähigen Kanal in einem Transistor nicht nur durch das Gate, sondern zusätzlich durch ein sogenanntes Floating Gate zu steuern. Ein solches Floating Gate ist sowohl von externen Steuereinheiten als auch intern vom leitfähigen Kanal isoliert. Häufig dienen Quantenpunkte, welche überhalb eines 2DEGs eines Quantendraht-Transistors in die Struktur eingebracht sind, als Floating Gate. Da solch ein Floating Gate kapazitiv an den Kanal gekoppelt ist, kann dadurch ebenfalls die Leitfähigkeit des Kanals durch Laden und Entladen des Floating Gates gesteuert werden.

Nachfolgend wird kurz auf die Lade- und Entladevorgänge von Quantenpunkten

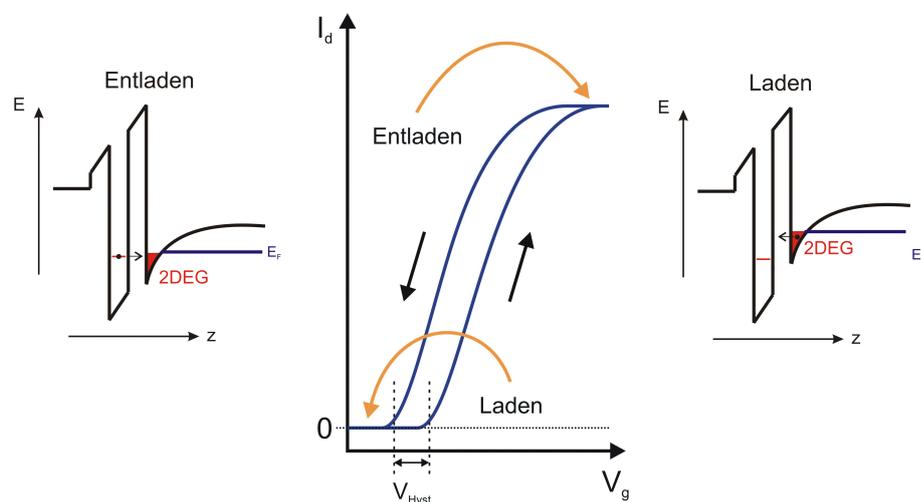


Abb. 3.9: Einheitenlose Darstellung des Drain-Stroms als Funktion der Gatespannung sowie die dazugehörigen Banddiagramme für die Lade- und Entladevorgänge eines Quantenpunktes am Beispiel eines Quantenpunkttransistors.

eingegangen. Das Laden und Entladen von Quantenpunkten findet statt durch Tun-

nelprozesse zum Beispiel aus einem Kanal heraus bzw. in einen solchen hinein. Wie bereits unter Abb. 2.12 dargestellt, wird die Position der Zustände innerhalb eines Quantenpunktes durch die angelegte Gatespannung beeinflusst. Des weiteren beeinflusst das Gate auch die Lage der Fermikante des 2DEGs. Da das Gate näher am 2DEG liegt als an den Quantenpunkten, hat das Gate einen größeren Einfluss auf das 2DEG als auf die Quantenpunkte. Somit wird das Leitungsband im Kanal durch das Beschalten des Gates stärker beeinflusst als die Quantenpunkte. Aufgrund der Modulationsdotierung sind die Quantenpunkte zunächst geladen. Durch genügend hohe Gatespannung kann daher ein Elektron aus dem besetzten Quantenpunkt in den Kanal tunneln, was bedeutet, dass der Quantenpunkt sich entlädt. Wird die angelegte Gatespannung erniedrigt, so können die Elektronen aus dem 2DEG in freie Quantenpunktzustände gelangen, das heißt es liegt ein Ladevorgang vor. Diese Tatsachen haben zur Folge, dass, betrachtet man die Transferkennlinie für kleine Vorwärtsspannungen, die Threshold-Spannung bei vergleichsweise großen Gatespannungen auftritt. Mit zunehmender Gatespannung und damit verbunden der Reduzierung des elektrochemischen Potentials, werden die Quantenpunkte entladen; dies führt in der Transferkennlinie zu einer Verschiebung des Threshold zu kleinen Gatespannungen. Diese Verschiebung der Threshold-Spannung aufgrund der Lade- und Entladevorgänge verursacht bei der Messung der Transferkennlinie eine deutlich ausgeprägte Hysterese. Eine einheitliche Darstellung einer möglichen gemessenen Transferkennlinie sowie das Banddiagramm für den Lade- und Entladezustand ist in Abbildung 3.9 zu sehen

3.2.2 Speicherfunktion für unterschiedliche Strukturgrößen

In Abbildung 3.10 sind zwei elektronenmikroskopische Aufnahmen für Drei-Kontakt-Strukturen mit unterschiedlichen Strukturgrößen gezeigt. Teilbild a) zeigt eine Struktur mit sehr großer Stammbreite $B_{Stamm,1} = 405$ nm und einer Astbreite $B_{Ast,1} = 245$ nm. Die Struktur in Teilbild 3.10 b) weist einen wesentlich schmaleren Stamm von Breite $B_{Stamm,2} = 185$ nm bei einer Astbreite von $B_{Ast,2} = 390$ nm auf. Ein weiterer Unterschied der beiden abgebildeten Strukturen ist die Lage der Quantenpunkte. Während bei a) sich mehrere Quantenpunkte im Bereich des Stamms und der Äste ausgebildet haben, verteilen sich bei b) vier einzelne Quantenpunkte über den Stamm sowie je ein einzelner QP in den Ästen. Für die durchgeführten Transportmessungen diente der Stamm als Masse, wohingegen die Äste mit den Spannungen $V_{d1} = 0$ und $V_{d2} = V_d$ beschaltet wurden, wobei V_d als Parameter variiert wurde. Durch die mit V_g kurzgeschlossenen Gates wird ein von Ast2 zum Stamm und zu Ast1 verlaufender Stromfluss hervorgerufen. In

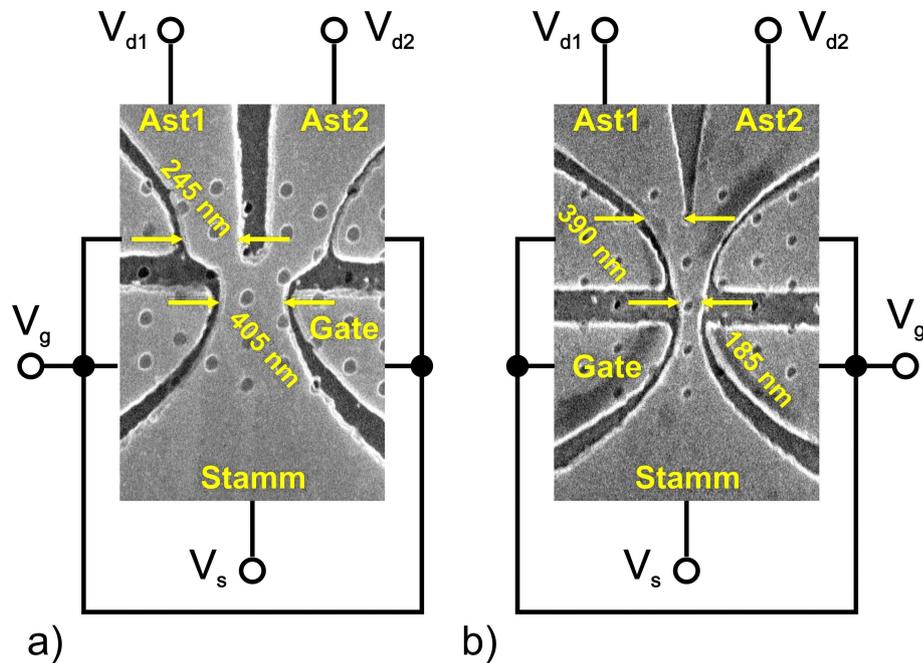


Abb. 3.10: Elektronenmikroskop-Aufnahmen einer breiten a) und einer schmalen b) Struktur mit vorpositionierten QP. Dunkel dargestellt sind zum einen die Ätzgräben und zum anderen die Mulden zur Realisierung der Quantenpunkte.

Abbildung 3.11 sind die Transferkennlinien für zwei unterschiedliche Strukturen für den Drainspannungsbereich von $-0.095 < V_d < 0.105$ V bei einer Temperatur $T = 4.2$ K zu sehen. Teilbild a) zeigt, dass der Strom für breite QP-Strukturen bereits für negative Gatespannung einsetzt und für das ungeladene Floating Gate ein Maximum von $I_d = 0.65 \mu\text{A}$ bei $V_g = 2.3$ V erreicht. Des Weiteren ist eine Hysterese mit einer Breite von $\Delta V_{th} \sim 0.8$ V zu beobachten. Im Gegensatz dazu ist bei schmalen Strukturen zum Erreichen eines Stromflusses eine positive Gatespannung nötig. Für das ungeladene Floating Gate mit einer angelegten Gatespannung von $V_g = 2.3$ V erreicht der Strom einen Maximalwert von $I_d = 0.90 \mu\text{A}$. Die gemessene Hysteresebreite beträgt bei dieser Struktur $\Delta V_{th} \sim 2.0$ V.

Im Gegensatz zu bisherigen Ergebnissen von auf Silizium basierenden Technologien, in welchen Hysteresenbreiten von einigen hundert mV bis über 1.2 V gezeigt wurden [95, 44] stellt dies einen erstaunlich hohen Wert dar. Der Unterschied in V_{th} zwischen der breiten und der schmalen Struktur ist hierbei auf die unterschiedliche Kanalbreite zurückzuführen. In einem breiten Kanal ist die Ladungsträgerdichte größer als in einem schmalen Kanal; deshalb wird eine größere negative Spannung benötigt, um die Ladungsträger aus dem Kanal zu verdrängen. Eine Bedingung für

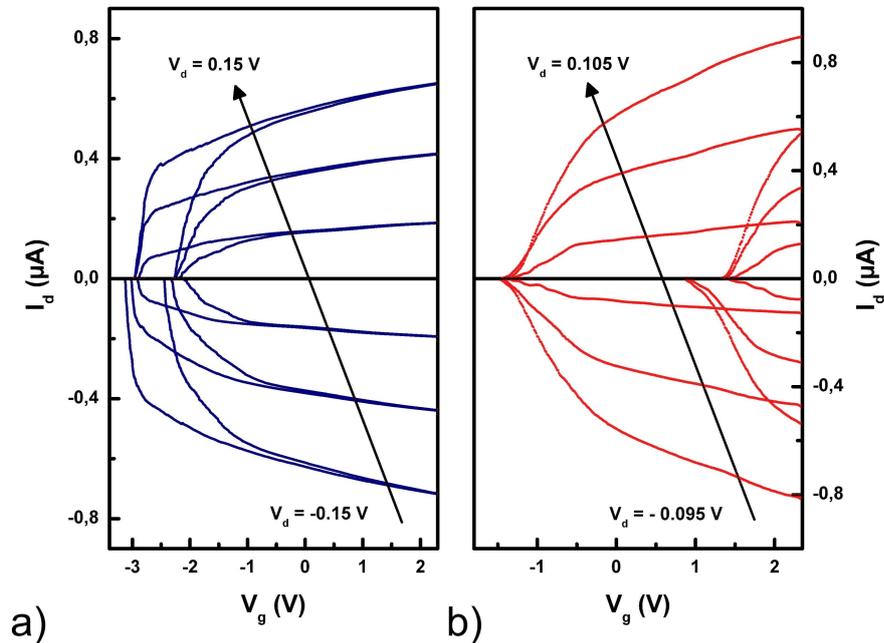


Abb. 3.11: Teilbild a): Drain-Strom I_d als Funktion der angelegten Gatespannung für einen Vorwärtsspannungsbereich von $-0.15 < V_d < 0.15 \text{ V}$ für eine breite QP-Struktur. Teilbild b): Transferkennlinie der untersuchten schmalen Struktur für einen Vorwärtsspannungsbereich $-0.095 < V_d < 0.105 \text{ V}$.

das Zustandekommen der unterschiedlichen Hysteresebreite ist die jeweilige Probenstruktur. Wie in Abbildung 3.10 gezeigt, sind aufgrund der breiten Ätzgräben die QP in der breiten Struktur etwa doppelt soweit vom Gatekontakt entfernt wie in der schmalen Struktur. Unter der Annahme, dass die kapazitive Kopplung C mit $1/d$ von der Distanz d zwischen Gate und QP abhängt, wird nach [29] eine Spannungsdifferenz von $\Delta V = e/C \sim d$ benötigt, um den Quantenpunkt zu laden bzw. zu entladen.

3.2.3 Temperaturabhängigkeit der Speicherfunktion

Für die schmale Quantenpunkt-Struktur wurde im folgenden aufgrund der hohen Hysteresebreite die Temperaturabhängigkeit der Speicherfunktion näher untersucht. Eine Analyse der Temperaturabhängigkeit an selbstorganisierten QP mit großer Hysteresebreite bei tiefen Temperaturen wurde in [61] gezeigt. Für die Temperaturmessungen wurde die Probe aus dem flüssigen Helium entfernt und in der Heliumatmosphäre für schrittweise zunehmende Temperaturen untersucht. Die genaue Messung

der Temperatur wurde hierbei über eine Widerstandsmessung an einem genormten PT100 Widerstand vorgenommen. Für jede eingestellte Temperatur wurde Transferkennlinien für einen Vorwärtsspannungsbereich von $-0.095 < V_d < 0.105$ V aufgenommen und ausgewertet. In Abbildung 3.12 ist die Hysteresebreite a) und die gemessene Thresholdspannung b) in Abhängigkeit der Temperatur dargestellt. Dabei repräsentieren die Datenpunkte den Mittelwert ΔV_{th} der Messungen bei den verschiedenen Spannungen V_d . Der Bereich, in welchem sich alle Messpunkte einer Temperatur befinden, wird durch die Balken repräsentiert. Dem Teilbild a) ist zu entnehmen, dass mit steigender Temperatur die Hysteresebreite abnimmt. Für $T = 250$ K erreicht der Mittelwert ein Minimum von ca. 0.1 V und steigt für eine weitere Erhöhung der Temperatur auf eine Hysteresebreite von $\Delta V_{th} = 0.25$ V bei Raumtemperatur an. Vergleichbare Ergebnisse von $\Delta V_{th} = 0.1$ bis $\Delta V_{th} = 0.24$ V bei InAs Quantenpunktstrukturen konnten von [45, 7] gezeigt werden.

Teilbild b) zeigt die Thresholdspannung $V_{th,auf}$ und $V_{th,zu}$ für das Öffnen und

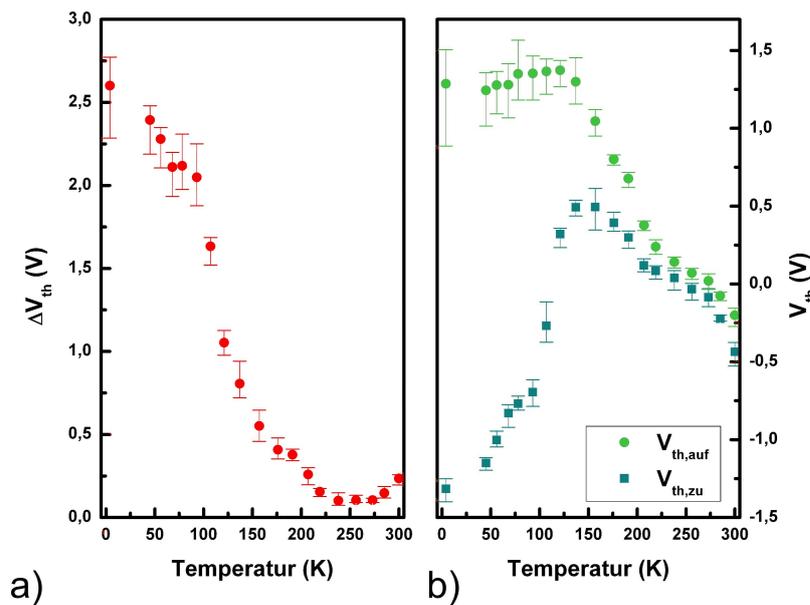


Abb. 3.12: Teilbild a): Darstellung der gemessenen Hysteresebreite in Abhängigkeit der Temperatur. Die Datenpunkte stehen für die Mittelwerte aus den Messungen bei verschiedenen V_d -Werten und die Balken symbolisieren den gesamten Bereich, in dem die Messungen liegen. Teilbild b): Gemessene Threshold-Spannungen $V_{th,zu}$ und $V_{th,auf}$ als Funktion der Temperatur.

Schließen des Transportkanals. Es ist zu erkennen, dass für Temperaturwerte $T \leq 125$ K $V_{th,auf}$ annähernd konstant bei $V_{th,auf} \sim 1.3$ V bleibt. Für höhere Temperatur-

ren ($T > 125$ K) nimmt die Thresholdspannung mit der Temperatur ab und erreicht bei Raumtemperatur den Wert $V_{th,auf} = -0.4$ V. Für die Resultate verschwindet die Abhängigkeit von der Drainspannung nahezu komplett, da für steigende Temperaturen die thermische Energie (kT) der Ladungsträger gegenüber der Potentialbarriere im Kanal immer größer wird. Die beobachteten Stufen in $V_{th,auf}(T)$ werden auf eine Abnahme des Ladezustandes des Floating Gates zurückgeführt. Dies verursacht einen Anstieg der Wahrscheinlichkeit, dass die höheren Ladungszustände der QP mit der Temperatur entladen werden, da zum einen eine Zunahme energetisch tiefer gelegener, freier Zustände im Kanal zu verzeichnen ist und zum anderen durch die thermische Verbreiterung der Zustände im QP das Entladen in energetisch höher gelegene Zustände im Kanal erlaubt wird (schematisch dargestellt in Abb. 3.13).

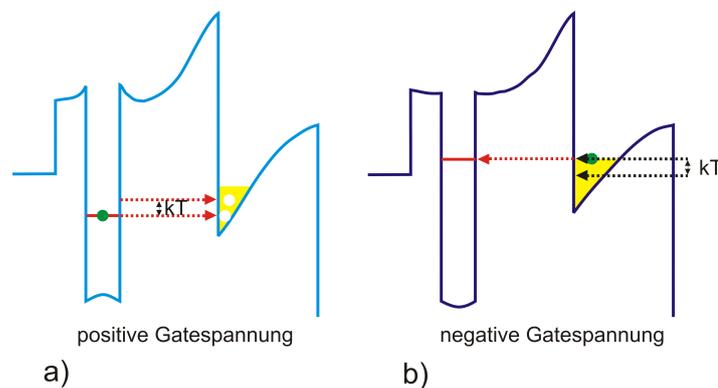


Abb. 3.13: Schematische Darstellung der Tunnelprozesse, die für $T > 0$ K erlaubt sind. Teilbild a): Entladen des QP in ein freies Energieniveau im Kanal. Teilbild b): Tunneln eines Elektrons in einen freien QP Zustand.

Entgegen dieser Ergebnisse steigt die Thresholdspannung $V_{th,zu}$ für das Schließen des Kanals direkt mit der Temperatur an, wobei auch hier Stufen im Verlauf zu erkennen sind. Ab einem Temperaturwert von $T \geq 125$ K, ab welchem $V_{th,auf}$ abnimmt, sinkt auch $V_{th,zu}$ mit der Temperatur und nähert sich dabei dem Verlauf von $V_{th,auf}(T)$ an, woraus die kleiner werdene Hysteresebreite resultiert. Für höhere Temperaturen $T \geq 250$ K fällt $V_{th,zu}$ wieder deutlich rascher ab als $V_{th,auf}$, da für steigende Energien der Ladungsträger die Quantenzustände wesentlich früher wieder geladen werden können, als dies für kleinere Temperaturen der Fall ist (dargestellt in Abbildung 3.13 b)). Dies liefert den Zusammenhang $V_{th,zu}(T) = V_{th,zu}(0K) - kT/(e\eta_{Kanal})$ für die Thresholdverschiebung eines einzelnen QP Zustandes. Aufgrund der Tatsache, dass $V_{th,zu}$ dem Verlauf von $V_{th,auf}$ folgt, wird

angenommen, dass der Prozess des Entladens für $T \geq 125$ K zu dominieren beginnt, d.h. ein allgemein niedrigerer Zustand des Floating-Gates vorliegt. Des Weiteren wird davon ausgegangen, dass der erneute Anstieg der Hysteresebreite ab $T \geq 250$ K durch ein Entladen der vorher geladenen Quantenzustände hervorgerufen wird. Für einen Floating Gate Speicher kann ebenfalls, wie für einen Quantendraht, ein kapazitives Ersatzschaltbild nach Abbildung 3.14 aufgestellt werden. Hierfür muss die kapazitive Kopplung zwischen den Quantenpunkten, dem Gate und dem Quantendraht ($C_{Gate-QD}$, $C_{Gate-Draht}$ und $C_{QD-Draht}$) sowie die Quantenkapazität der Quantenpunkte C_{Q-QD} und des Quantendrahtes $C_{Q-Draht}$ berücksichtigt werden. Nach [29] besteht die Abhängigkeit der Thresholdspannung von der Ladung Q der Quantenpunkte, $C_{Gate-QP}$ und $C_{Gate-Draht}$. Für die Hysteresebreite ΔV_{th} folgt daher:

$$\Delta V_{th} = \frac{\Delta Q}{C_{Gate-Draht} + C_{Gate-QO}} \quad (3.1)$$

Dieser Zusammenhang zeigt, dass für den Fall, dass die Ladungsdifferenz ΔQ des Floating Gates zunimmt, folglich auch die Hysteresebreite ansteigt.

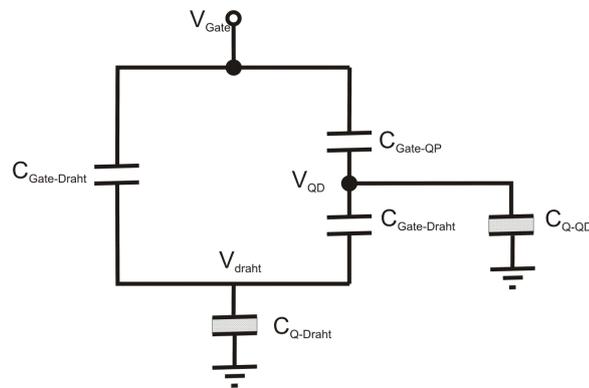


Abb. 3.14: Kapazitives Ersatzschaltbild eines Floating Gate Speichers mit Quantenpunkten. Es werden Kopplungen zwischen Gate, Quantenpunkten und Quantendraht sowie die Quantenkapazität C_Q für die Quantenpunkte und des Kanals berücksichtigt.

Kapitel 4

Transporteigenschaften an monolithischen Drei-Kontakt-Strukturen

In diesem Kapitel werden Transport- und Hochfrequenzmessungen an modulationsdotierten GaAs/AlGaAs-HEMT-Strukturen vorgestellt. In Kapitel 4.1 werden die Auswirkungen eines injizierten Gate-Strom auf den gemessenen Drain-Strom näher untersucht. Eine Abnahme des Drain-Strom beim Einsetzen des Gate-Stromes wird hierbei auf ein dynamisches Gate zurückgeführt. Für diese Messungen wurde ein spezielles paralleles Design gewählt, um den Innenwiderstand der Probe zu verringern. Hierdurch konnte im Gegensatz zu Quantendraht-Transistoren eine deutliche höhere Transconductance ermittelt werden, die zusätzlich keinen linearen Verlauf mit V_d sondern einen quadratischen aufweist.

Des Weiteren werden in Kapitel 4.2 Hochfrequenz-Messungen an Drei-Kontakt-Strukturen dargestellt. Hierfür wurden zunächst basierend auf DC-Messungen Arbeitspunkte definiert, an welchen im folgenden Hochfrequenz-Messungen zur Leistungsverstärkung durchgeführt wurden. Für diese Messungen wurden das Layout der Struktur derart verändert, dass die Goldkontakte für die Kontaktierung nahe an die aktive Region der Struktur herangebracht werden, um die Hochfrequenzperformance der Struktur zu verbessern. Hierdurch konnte erstmal Leistungsverstärkung > 1 dB im GHz-Bereich erzielt werden.

4.1 Gate-Strom induziertes Schalten in niederdimensionalen Strukturen

Im folgenden Kapitel wird die Rolle des Gate-Leckstroms auf den gemessenen Drain-Strom in monolithischen Drei-Kontakt-Strukturen (TTJ) näher untersucht. Hierbei ist zu beobachten, dass ein Abfall des Drain-Stromes ab einem kritischen Gate-Stromwert einsetzt. Dieses Schalten wird auf ein dynamisches Gate zurückgeführt, welches durch die vom Gate induzierten Raumladungen hervorgerufen wird. In klassischen Leitern mit einer hohen Zustandsdichte (DOS) führt eine Änderung des elektrochemischen Potentials zu einer vergleichbaren Änderung des elektrostatischen Potentials, da genügend Ladungsträger an der Oberfläche akkumuliert sind, um ein externes elektrisches Feld komplett abzuschirmen. Im Gegensatz dazu können bei genügend miniaturisierten Leitern mit geringerer Zustandsdichte Veränderungen der Potentiale zur Neuordnung der Ladungsträger im Leiter selbst führen. Eine solche unkonventionelle Ansammlung von Ladungsträgern kann durch die in der klassischen Elektrodynamik vorkommende geometrische Kapazität nicht mehr beschrieben werden, da diese nur unter der Bedingung der vollständigen Abschirmung der Felder an der Oberfläche Gültigkeit hat. Sowohl zur Beschreibung von nicht-klassischen Abschirmeigenschaften niederdimensionaler Leiter als auch zur Darstellung der Ladungsträgerzustände in niederdimensionalen Systemen [109, 60, 108, 107] wurde daher die Quantenkapazität [50] eingeführt. In konventionellen gate-kontrollierten Feldeffekttransistoren mit hoher Zustandsdichte ist eine Transmission von Elektronen durch die Gatebarriere unerwünscht, da ein solcher Gate-Leckstrom den Zeitabstand der stattfindenden Coloumb-Abstoßungen zwischen Ladungsträgern im Gate und im Kanal reduzieren. Es muss berücksichtigt werden, dass jeder Ladungsträger, der sich zwischen den Gate-Kondensatoren befindet, die Transistorfunktionalität der Struktur beeinflusst. So führt zum Beispiel das Laden des Floating Gates in einem Flash-Speicher-Bauelement zu einer charakteristischen Schwellspannungs-Verschiebung, welche allerdings für die beabsichtigten Speicher-Operationen ausgenutzt werden kann [105, 55].

In niederdimensionalen Gate-Kontakten wird die Gate-Kapazität als eine serielle Verbindung der geometrischen und der Quantenkapazität dargestellt. Daraus begründet sich die Frage, ob Ladungsträger, die durch ein niederdimensionales Gate in den Kanal gelangen und sich dort für eine charakteristische Verweilzeit aufhalten, als dynamisches Floating Gate aufgefasst werden können. In Quantendraht-Transistoren mit einem ausgebildeten 2DEG [103] dienen äußere Elektronenreservoirs als Gates, welche den eingebetteten Kanal zwischen den Gates steuern kön-

nen. Die Leitfähigkeit G eines Quantendraht-Transistors kann in Abhängigkeit von der Schaltspannung ΔV_s folgendermaßen beschrieben werden:

$$G = \frac{1}{2} G_{max} [1 + \tanh[(e\Delta V_s/kT)]]. \quad (4.1)$$

Hierbei stellt kT/e die thermische Spannung und G_{max} die maximale Leitfähigkeit des Kanals dar [79]. Die Abhängigkeit der Schaltspannung von der an die Kanalbarriere angelegten Gatespannung kann unter Zuhilfenahme des in Abbildung 4.1 dargestellten kapazitiven Netzwerkes abgeleitet werden. Für das Modell wird angenommen, dass das Gate kapazitiv über die Gate-Kapazität C an den Kanal mit der Kanalkapazität (Quantenkapazität) D angekoppelt ist. Folglich führt eine Spannungsänderung über der Kanalquantenkapazität bei einer gegebenen Änderung der Gatespannung zu einer Änderung der Schaltspannung ΔV_s . Hierbei kann die Gatespannungsänderung auch als Spannung über die seriellen Kapazitäten D und C aufgefasst werden. Daraus ergibt sich für diesen Fall die Gate-Effektivität

$$\eta_g = \frac{\Delta V_s}{\Delta V_g} = 1/(1 + D/C). \quad (4.2)$$

Für einen auf GaAs/AlGaAs basierenden Quantendraht-Transistor mit einem Gate-Kanal-Abstand von ungefähr 100 bis 150 nm ist eine Gate-Effektivität von $\eta_g = 0.1$ eine typische Größe.

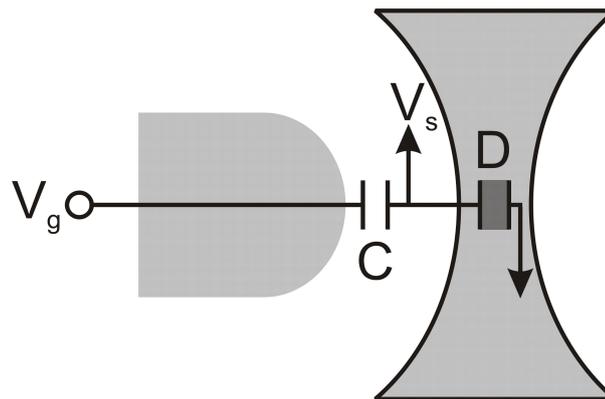


Abb. 4.1: Kapazitives Netzwerk, welches zur Beschreibung der Schaltspannung in einem gate-kontrollierten Kanal ohne Gate-Leckströme herangezogen wird.

Die fortschreitende Miniaturisierung von Bauelementen führt zu einer stetigen Erhöhung des Innenwiderstandes sehr kleiner Strukturen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass nur noch eine geringe Anzahl an stromführenden Zuständen zum Elektronentransport beitragen können. Um den Innenwiderstand zu verringern, wurde ein paralleles Design für planare Gate-Transistoren verwendet, wie es schon für Quantenpunkt-Kontakte gezeigt wurde [30]. Um dieses parallele Design eines gate-gesteuerten Transistors verwirklichen zu können, musste zuerst eine fundamentale geometrische Hürde überwunden werden, denn prinzipiell ist es nicht möglich, auf einer Ebene parallel die Source- und Drain-Kontakte mehrerer Transistoren mit einem zentralen Gate zu verbinden. In dieser Arbeit wurde dieses Problem gelöst, indem das Gate nicht wie üblich zwischen Source und Drain positioniert wurde, sondern in serieller Verbindung mit dem Drain- oder Sourcekontakt. Diese Anordnung führt allerdings durch die größere Distanz des Gates zum Kanal zu einer kleineren Gate-Effektivität.

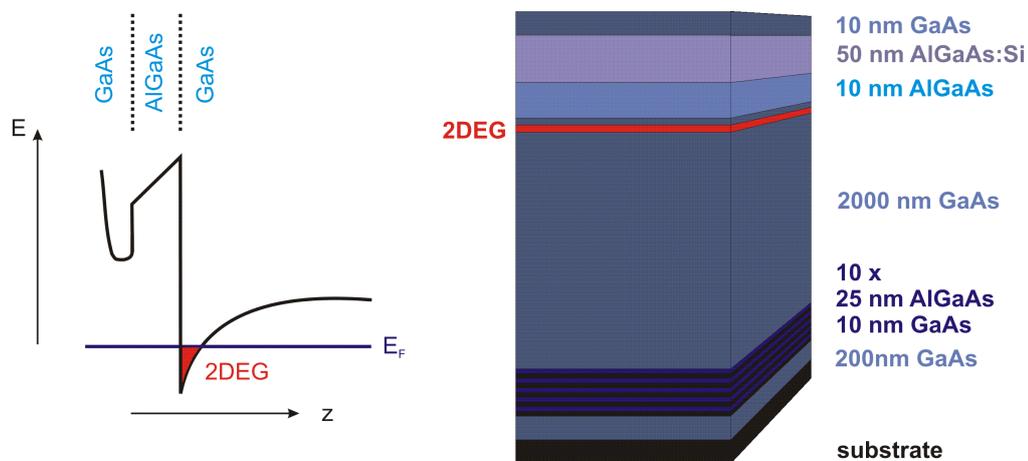


Abb. 4.2: Schematischer Probenaufbau der untersuchten GaAs/AlGaAs-Heterostruktur mit zugehörigem Bandverlauf.

Die hier verwendeten Proben basieren ebenfalls, wie in Kapitel 3, auf AlGaAs/-GaAs-Hochbeweglichkeits-HEMT-Struktur, allerdings ohne eingebettete Quantenpunkte im Spacer. Ein schematischer Aufbau der untersuchten Probe zusammen mit dem zugehörigen Bandschema ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Zur Definition der gewünschten Struktur und zur Erzeugung der aktiven Region wurde mittels hochauflösender Elektronenstrahlolithographie das gewünschte Layout in den PMMA-Lack "geschrieben" und durch nasschemische Ätzverfahren [10] strukturiert. Die Ätztiefe musste hierbei so gewählt werden, dass eine Trennung des zweidimensionalen Elektronengases vom umliegend unbearbeiteten Gebiet erreicht wird. Mittels Hall-Messungen bei 4.2 K im Dunkeln wurden eine Elektronenbeweglichkeit von $\mu = 1.0 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/Vs$ und Elektronendichte von $n = 3.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ermittelt. Abbildung 4.3 a) zeigt eine elektronenmikroskopische Aufnahme (FEM-Aufnahme) der untersuchten Struktur. Die zentrale Anordnung des Drain-Kontaktes zwischen Source und Gate ist deutlich zu erkennen. Da das realisierte 2DEG bei den untersuchten Proben ca. 80 nm unterhalb der Oberfläche liegt, beträgt die gewählte Ätztiefe zur Trennung des zweidimensionalen Elektronengases vom umliegenden unbearbeiteten Gebiet ungefähr 100 nm. Die ca. 100 nm tiefen und 120 nm breiten Löcher wurden in zwei Reihen mit einem Abstand vom ca. $1.5 \mu\text{m}$ durch nasschemisches Ätzen angeordnet. Hierbei haben zwei aufeinander folgende Löcher in einer Reihe einen Abstand von ca. 150 nm voneinander. Durch das Ätzen der Löcher wird an diesen Stellen sowohl das Substrat als auch das 2DEG entfernt. Dort bilden sich Barrieren aus, die den Transportfluss auf die Bereiche zwischen den Löchern begrenzen. Auf der rechten Seite der Abbildung 4.3 ist der schematische Aufbau der untersuchten Probe dargestellt. Die geätzten Löcher durchtrennen das 2DEG und definieren hiermit die Transportkanäle zwischen den einzelnen Löchern.

Abbildung 4.4 a) zeigt eine FEM-Aufnahme der untersuchten Struktur (Ansicht von oben) verbunden mit dem verwendeten Messaufbau. Des Weiteren sind zwei exemplarische Transportpfade durch weiße Pfeile gekennzeichnet. Zur Messung der Transfer- und Eingangskennlinie wurde an den linken Kontakt (L) der Struktur eine Gatespannung V_g angelegt, während der rechte Kontakt (R) als Erde dient. Die in der Abbildung 4.5 aufgetragene Spannung V_d wurde als Funktion der angelegten Gatespannung V_g für verschiedene Vorwärtsspannungen V_{bias} aufgenommen. Die Vorwärtsspannung V_{bias} wurde für die Messungen seriell über einen Widerstand $R = 10 \text{ MOhm}$ mit dem mittigen Kontakt (Drain) verbunden. Die Ströme durch die drei Kontakte wurden durch den Spannungsabfall über serielle Messwiderstände ermittelt, wie zum Beispiel $I_d = (V_{bias} - V_d)/R$. Alle Messungen wurden im Dunkeln bei Raumtemperatur vorgenommen. Der Stromfluss durch das linke Reservoir (L)

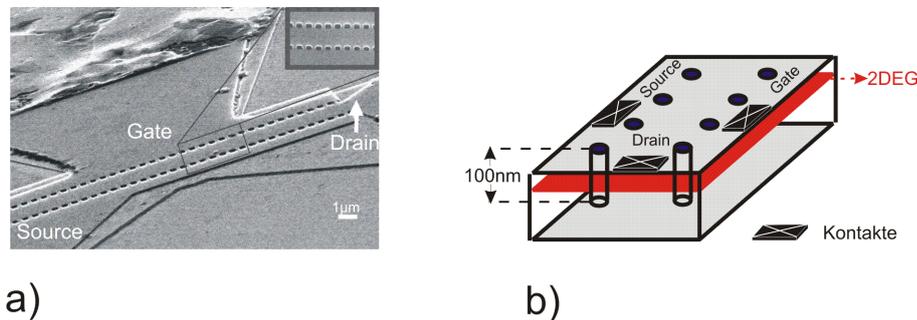


Abb. 4.3: Teilbild a): Elektronenmikroskop-Aufnahme der untersuchten Struktur mit dem durch Lochreihen vom Source- und Gate-Kontakt getrennten zentralen Drain-Kontakt. Teilbild b): Schematische Skizze der verwendeten Struktur. Die geätzten Löcher sind in zwei Reihen angeordnet. Die Ätztiefe ist so gewählt, dass das 2DEG an diesen Stellen durchtrennt wird und somit lediglich ein Elektronentransport zwischen den entstandenen Löchern möglich ist.

wird im nachfolgenden Teil als Gate-Leckstrom I_g bezeichnet, der Stromfluss durch den mittigen Kontakt als I_d . Zur Klarheit werden aus der Struktur ausfließende Ströme als negativ gekennzeichnet, in die Struktur einfließenden Ströme als positiv.

Abbildung 4.4 b) zeigt die gemessene Ausgangsspannung V_d bei Raumtemperatur in Abhängigkeit der angelegten Gatespannung V_g für verschiedene Vorwärtsspannungen $V_{bias} = 4, 3, 2, 1$ und 0 V. Für $V_g < -0.5$ V ist der Kanal der Struktur geschlossen und daher die gemessenen Ausgangsspannungen annähernd konstant für die verschiedenen Vorwärtsspannungen. Für $V_{bias} = 4, 3, 2, 1$ V können in diesem Bereich Ausgangsspannungswerte im geschlossenen Zustand von $V_{d,close} = 3.5, 2.6, 1.6$ und 0.5 V erreicht werden. Für Gatespannungen $V_g > -0.5$ V setzt ein merklicher Stromfluss durch den Kanal ein. Folglich nimmt die für die angelegte Vorwärtsspannung gemessene Ausgangsspannung V_d bis zum Erreichen der Sättigungswerte $V_{d,sat} = 0.93, 0.64, 0.40$ und 0.22 V ab. Der Verlauf der Ausgangskurve spiegelt sich in der differentiellen Spannungsverstärkung $g = \frac{dV_d}{dV_g}$ wider. Die Abhängigkeit der ermittelten differentiellen Spannungsverstärkung g von der Gatespannung V_g ist in Abbildung 4.5 a) für drei Biasspannungswerte $V_{bias} = 5, 2$ und 1 V aufgezeigt.

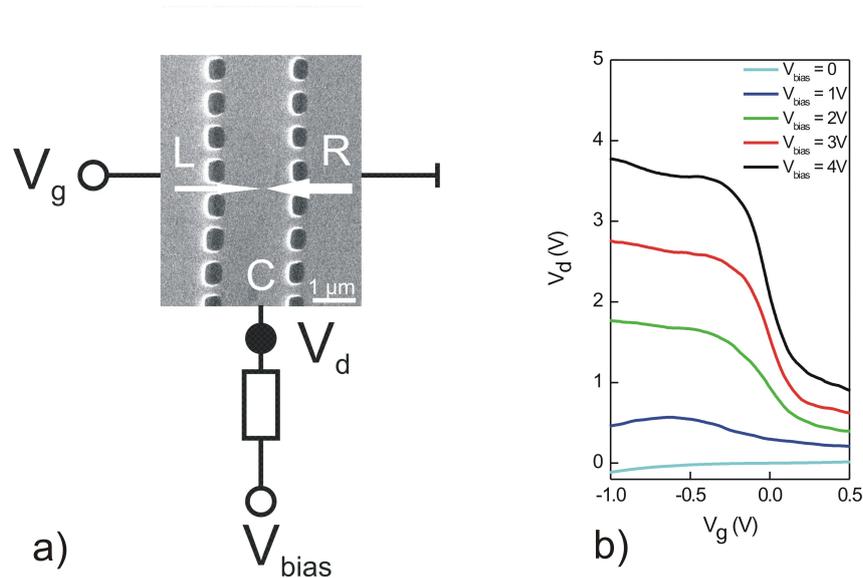


Abb. 4.4: Teilbild a): Elektronenmikroskop-Aufnahme der untersuchten Struktur (Ansicht von oben) zusammen mit dem verwendeten Messaufbau. Teilbild b) Kennlinie $V_d(V_g)$ für Vorwärtsspannungen $V_{bias} = 4, 3, 2, 1$ und 0 V aufgenommen bei Raumtemperatur.

Für $V_{bias} = 5$ V erreicht die differentielle Spannungsverstärkung g bei $V_g = -0.05$ V einen Maximalwert von $g_{max} = 8.73$. Zur näheren Untersuchung der Wirkung der gewählten Biasspannung auf die maximale differentielle Spannungsverstärkung wurden für einen Biasspannungsbereich von $0 < V_{bias} < 5$ V in Schrittwerten von 0.5 V die Maximalwerte abgelesen und in Abbildung 4.5 b) graphisch dargestellt. Hierbei ist zu beobachten, dass für steigende positive V_{bias} die Verstärkung annähernd quadratisch ansteigt (dargestellt durch rote Fitkurven), bevor sie ab ca. $V_{bias} = 5.0$ V einen Sättigungswert von $g_{max} = -16$ annimmt. Der Gate-Leckstrom I_g und der Drain-Strom I_d in Abhängigkeit von der angelegten Gatespannung V_g für verschiedene Vorwärtsspannung V_{bias} ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Während der Messung wurde die Gatespannung im Bereich von $-0.5 < V_g < 0.5$ V variiert und $V_{bias} = 1.5, 2.5, 3.5$ und 4.5 V als Vorwärtsspannung angelegt. Für $V_g = -0.5$ V und positive Vorwärtsspannungen ist der Gate-Leckstrom I_g negativ. Für eine Reduzierung der angelegten Vorwärtsspannung von $V_{bias} = 4.5$ V auf $V_{bias} = 1.5$ V nimmt der Absolutwert des Leckstromes ab. Bei einer Erhöhung der Gatespannung V_g auf 0.125 V verringert sich der Absolutwert des Gate-Leckstromes gleichbleibend und verschwindet für höhere Gatespannungen an-

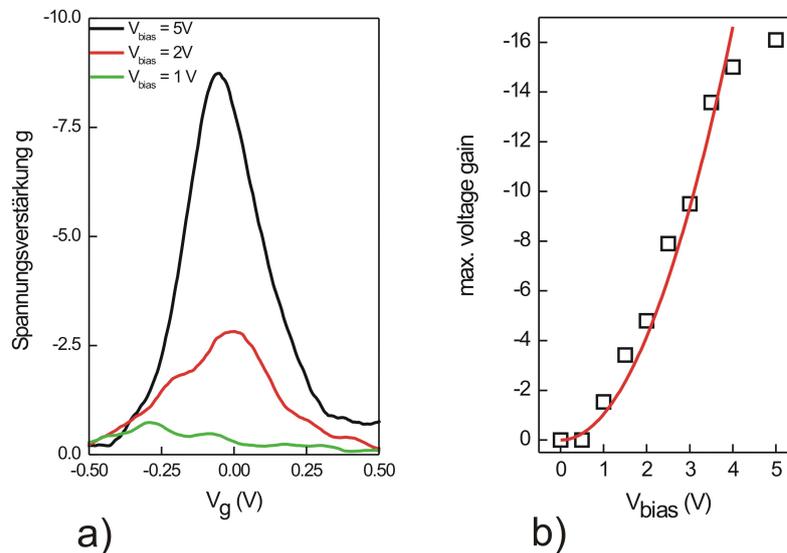


Abb. 4.5: Teilbild a): Spannungsverstärkung einer Drei-Kontakt-Struktur in Abhängigkeit von der Gatespannung V_g für $V_{bias} = 5, 2$ und 1 V. Teilbild b): Maximalwerte der differentiellen Spannungsverstärkung als Funktion der angelegten Vorwärtsspannung V_{bias} .

nähernd unabhängig von der angelegten Vorwärtsspannung. Der Gate-Leckstrom zeigt für positiv angelegte Vorwärtsspannungen ein gleichrichtendes Verhalten. Für positive Gatespannungen fließt ein Großteil der aus Source in die Gate-Kapazität C injizierten Elektronen in den Drainkontakt und tragen auf diese Weise nicht zu I_g bei. Die Messungen zeigen keine Gleichrichtung für $V_{bias} = 0$ (nicht gezeigt). Im Bereich zwischen $-0.2 < V_g < 0.2$ V konnte eine ausgeprägte Änderung des Drain-Stromes I_d beobachtet werden. Interessanterweise ist dies genau der Bereich, in dem ein Einsetzen des Gate-Leckstrom festzustellen ist. In Abbildung 4.6 sind die beiden Ströme I_g und I_d für eine Vorwärtsspannung von $V_{bias} = 4.5$ V exemplarisch dargestellt. Der Vergleich zeigt, dass der gemessene Drain-Strom wesentlich größer ist, als der Gate-Strom. Des Weiteren konnte eine gute Übereinstimmung des Experimentes mit der im Theorieteil angegebenen Formel $I_d \sim (V_{bias} - V_{th})^2$ erzielt werden. Bemerkenswert ist die Tatsache, dass im Leckstrom-Bereich die maximale Transconductance der untersuchten Probe - verglichen mit auf dem gleichen Wafer realisierten Messungen an Quantendraht-Transistoren - mit $dI_d/dV_g \sim 10^{-5}$ A/V einen deutlich höheren Wert aufzeigt. Worschech et al. [105] geben für einen pla-

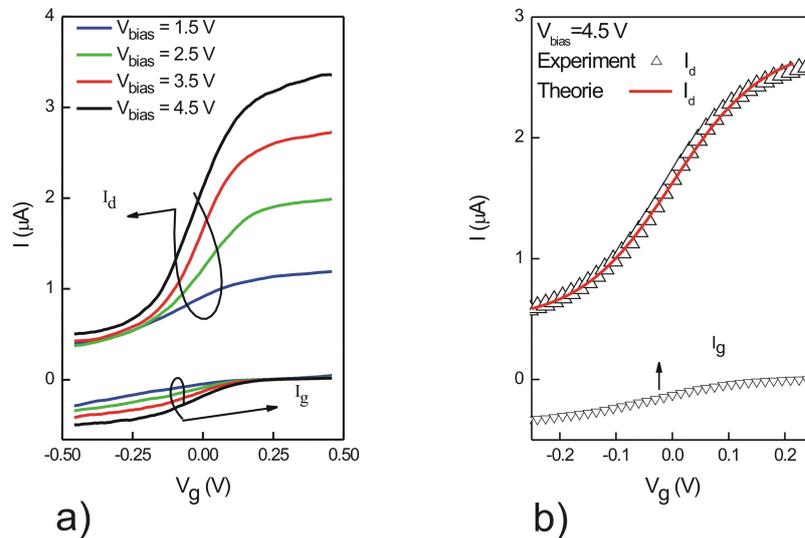


Abb. 4.6: Teilbild (a): Drain-Strom I_d und Gate-Leckstrom I_g in Abhängigkeit der angelegten Gatespannung V_g für verschiedene Vorwärtsspannungen $V_{\text{bias}} = 1.5, 2.5, 3.5$ und 4.5 V . Teilbild (b): Transfer- und Eingangskennlinie exemplarisch für $V_d = 4.5\text{ V}$ zusammen mit theoretisch ermittelten Kurven.

naren Quantendraht-Transistor eine maximale Transconductance von $dI_d/dV_g \sim 8 \cdot 10^{-6}\text{ A/V}$ an. Teilbild a) der Abbildung 4.7 zeigt die Abhängigkeit der maximalen Transconductance dI_d/dV_g von der Drainspannung V_d . Die dI_d/dV_g Kurve steigt bis $V_d = 1.5\text{ V}$ quadratisch mit $dI_d/dV_g = 3.3\text{ }\mu\text{A/V}^3 V_d^2$ (rote Kurve) an, sättigt und erreicht bei $V_d = 2.23\text{ V}$ einen Maximalwert von $dI_d/dV_g = 9.2\text{ }\mu\text{S}$. Bisherige Quantentransistoren ohne das beschriebene Leckstromverhalten zeigen nicht nur deutlich geringere Transconductance-Werte, für kleine V_d steigen diese nicht quadratisch sondern linear an, bevor eine Sättigung einsetzt [105]. Der direkte Zusammenhang des Drain-Stromes mit dem Gate-Leckstrom ist in Abbildung 4.7 b) dargestellt. Hierin werden kleine Änderungen des Drain-Strom mit den damit verbundenen kleinen Änderungen im Gate-Leckstrom an der Stelle der maximalen Transconductance ins Verhältnis gesetzt. Die ermittelten Werte können durch eine linear ansteigende Fitkurve mit der Steigung 4.5 V^{-1} gut angenähert werden. Diese Ergebnisse zeigen, dass für zunehmende Drainspannungen eine kleine Änderung des Drain-Stroms effektiver auf den Gate-Strom einwirkt. Die Reduzierung des Drain-Stromes wird auf den Aufbau eines zusätzlichen Kondensators in paralleler Anordnung zum geometrischen Gate-Kondensator zurückgeführt. Interessanterweise konnten Naser et

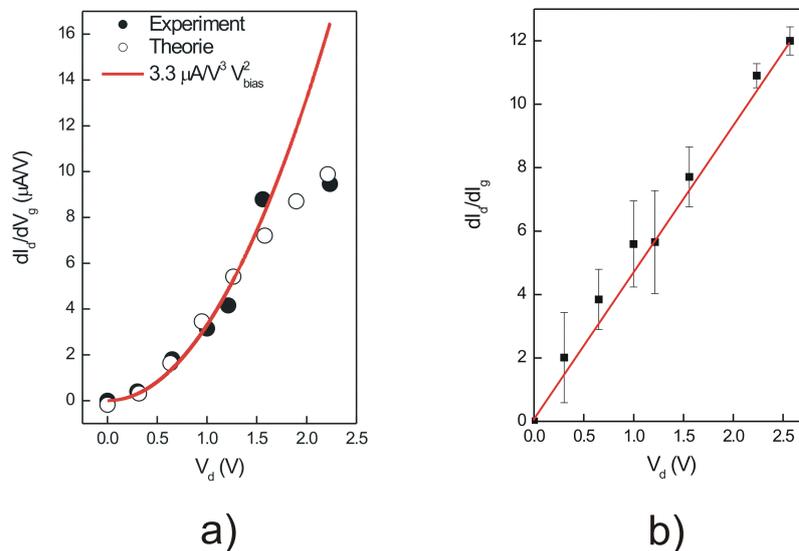


Abb. 4.7: Teilbild a): Maximale Transconductance dI_d/dV_g in Abhängigkeit von der V_d . Teilbild b): Dazugehörige Ableitung dI_d/dI_g der Drain-Strom I_d nach dem Gate-Leckstrom I_g in Abhängigkeit der Drainspannung V_d .

al. [63] zeigen, dass bei großen Parallelkapazitäten, die den Bedingungen zur Bildung von Quantenpunktkontakten unterliegen, Leckströme auftreten. Die in dieser Arbeit beobachtete Reduzierung des Drain-Strom im Bereich mit leckenden Gates wird auf ein dynamisches Floating Gate zurückgeführt, welches auf dem einsetzenden Gate-Strom basiert. Dieses virtuelle Floating Gate erhöht die Raumladung Q zwischen den Barrieren, wie im oberen Teilbild der Abbildung 4.8 veranschaulicht wird. In diesem gezeigten Modell wird die Doppelbarrieren-Geometrie der untersuchten Struktur durch die beiden geätzten Lochreihen hervorgerufen und als zwei Kapazitäten C_l und C_r definiert. Unter der Annahme, dass das Bauteil symmetrisch aufgebaut ist, wird für nachfolgende Betrachtungen angenommen, dass $C_l=C_r=C$. Aus demselben Grund gilt dies auch für die beiden Quantenkapazitäten D_l und D_r , so dass $D_l=D_r=D$ angenommen wird. Für das Verständnis der Reduzierung des Drain-Stromes ist die Raumladung ausschlaggebend, welche durch den einsetzenden Gate-Strom zwischen die beiden Kapazitäten C platziert wird. Es kann gezeigt werden, dass für $Q = 0$ sich die Gesamtkapazität zu $C_{\Sigma} = (2D^{-1} + 2C^{-1})^{-1}$ ergibt.

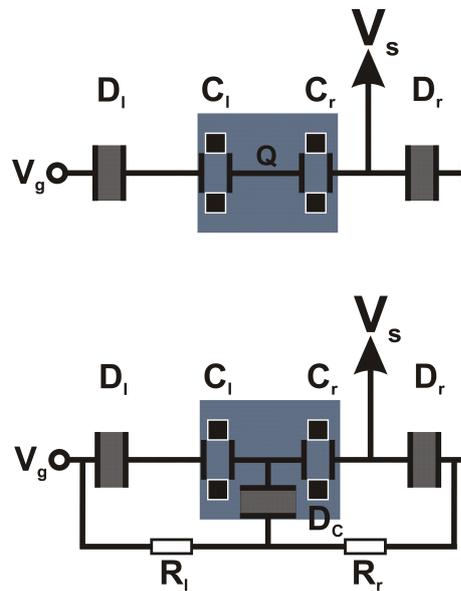


Abb. 4.8: Oberes Teilbild: Ersatzschaltbild mit dem Aufbau der Kapazitäten C und D . Die Ladung Q im Kanal symbolisiert die durch den Leckstrom induzierte Raumladung. Unteres Teilbild: Beschreibung der Raumladung Q durch das Einfügen der beiden Widerstände R_l und R_r sowie einer Quantenkapazität D_c .

Durch die Einbeziehung der Raumladung Q verändert sich die Gesamtkapazität zu

$$C_{Q\Sigma} = \frac{-Q}{2V_g} + C_\Sigma.$$

Unter dieser Annahme ergibt sich für die Schaltspannung V_s :

$$V_s = \frac{C_{Q\Sigma}}{D} V_g = \frac{1}{2} \left(\frac{Q}{D} + V_g \frac{C}{(C + D)} \right). \quad (4.3)$$

Wie bereits erwähnt, bewirkt der Gate-Leckstrom durch die Kapazität eine Raumladung Q , welche folglich durch die Widerstände R_l und R_r dargestellt werden kann (vgl. Abbildung 4.8 unteres Teilbild). Durch Ansetzen der Strom- und Spannungsgleichungen für das Kapazitätsmodell ergibt sich eine Schaltspannung V_{s_2} von

$$V_{s_2} = \frac{(C(C + D)D_C R_r + CD(R_r + R_l))V_g}{2CD(C + D)(R_r + R_l) + (C + D)^2 D_C (R_r + R_l)}. \quad (4.4)$$

Durch einen direkten Vergleich der Gleichungen 4.3 und 4.4 ergibt sich für die Raumladung Q

$$Q = \frac{DCD_C}{(2CD + CD_C + DD_C)} \frac{R_r - R_l}{R_r + R_l} \quad (4.5)$$

Durch Einführen der RC-Zeit $\tau = \Delta RC$ mit $\Delta R = R_r - R_l$ und des Gate-Stromes $I_g = V_g/(R_r + R_l)$ kann die Raumladung mit

$$Q \approx I_g \tau \quad (4.6)$$

angenähert werden. Der Term $\Gamma = \frac{\Delta R}{R_r + R_l}$ aus Gleichung 4.5 ist gleichbedeutend mit dem in elektrischen Schaltkreisen häufig verwendeten Begriff des Reflexionskoeffizienten. Aus diesem Zusammenhang ist ersichtlich, dass auch die Größe der Widerstände einen Effekt auf die Gating-Funktion ausüben kann. So ist zum Beispiel für $R_r < R_l$ der Reflexionskoeffizient negativ. Im Gegensatz dazu bewirkt ein positiver Reflexionskoeffizient, $R_r > R_l$, eine Verbesserung der Gating-Funktion durch den einsetzenden Gate-Leckstrom, wie dies bei der untersuchten Probe zu beobachten ist. Folglich ergibt sich für die Schaltspannung V_s mit Gate-Leckstrom folgender Zusammenhang

$$V_s = V_g \frac{C_{Q\Sigma} D}{2} \frac{\eta_g}{V_g} + \frac{I_g \tau}{2D} \quad (4.7)$$

Die theoretisch ermittelte Kurve in Abbildung 4.6 b) wurde unter der Annahme ermittelt, dass $I_d = GV_d$, mit G wie in Gleichung 4.1 definiert. Für die Parameter $\eta < 0,01$ und $\tau/D = 0,8 \cdot 10^5 \text{ sF}^{-1}$ konnte eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erzielt werden. Folglich ist der zu beobachtende Feldeffekt aufgrund der Coloumb-Wechselwirkung der Elektronen zwischen den beiden Reservoirs verschwindend gering. Für $D/C = \eta^{-1} - 1$ kann ein Wert für ΔR von ungefähr 10 M Ohm berechnet werden. Ebenfalls konnte für die maximale Transconductance ein Wert von $G_{max} = 4,4 \text{ A/V}$ extrahiert werden. Sowohl die experimentellen Daten als auch die theoretischen Berechnungen des daraus ergebenden Drain-Strom I_d werden in Abbildung 4.6 b) dargestellt. Durch Ableitung der theoretischen Kurve ergibt sich die in Abbildung 4.7 a) ermittelte Kalkulationskurve für die maximale Transconductance (dargestellt durch unausgefüllte Kreise).

4.2 Hochfrequenz-Untersuchung an nanoelektronischen Drei-Kontakt-Strukturen

Die Schalteigenschaften von Drei-Kontakt-Strukturen (Three Terminal Junction TTJ) wurde in den letzten Jahren mit dem Augenmerk auf dem Einsatz der TTJs in logischen Gattern intensiv untersucht. So wurde zum Beispiel der Nutzen des Y-Schalters als selbstschaltender Elektronenwellenleiter oder als Schmitt-Trigger in zahlreichen Veröffentlichungen [104, 106, 79, 78] dargelegt. Trotz der bemerkenswerten Eigenschaften dieser Bauteile sind bis heute keine Untersuchungen zur Leistung bei Anregung mit Hochfrequenzsignalen aus anderen Forschungsgruppen bekannt. Die im Folgenden dargestellten Messungen wurden an einem Hochfrequenzmessplatz durchgeführt. Dieser erlaubt es, sowohl die Frequenz f des Wechsellspannungssignals in einem Bereich von 50 MHz bis maximal 50 GHz als auch dessen Leistung P_{in} in einem Bereich von -2 dBm bis 20 dBm zu variieren.

4.2.1 DC-Charakterisierung zur Bestimmung Hochfrequenz- Arbeitspunkte

Die Funktionsweise eines TTJs im nichtlinearen wie auch im Hochfrequenzbereich war in den letzten Jahren von großer wissenschaftlicher Bedeutung. So wurden bereits von zahlreichen Forschungsgruppen Eigenschaften und Schaltverhalten von nanoelektronischen Bauelementen im nichtlinearen Bereich intensiv untersucht [108, 107, 105, 55]. Auch die Funktionsweise von Transistoren unter Hochfrequenzbedingungen wurden unter anderem hinsichtlich Grenzfrequenz und Schaltzeiten analysiert [109, 60, 56]. Für die Hochfrequenzuntersuchungen werden einige Bedingungen an die Struktureigenschaften gestellt, wie zum Beispiel eine hohe Stabilität bei hohen Frequenzen und eine Funktionalität bei Raumtemperatur [60, 2, 54]. Des Weiteren ist die Schaltgeschwindigkeit der Strukturen von großem Interesse [101, 48]. Basierend auf der Annahme einer kurzen Transitzeit von Elektronen in ballistischen Bauelementen wird die Grenzfrequenz solcher zu untersuchenden Strukturen im Terahertz (THz) Bereich vermutet. Durch die fortschreitende Miniaturisierung steigt der Innenwiderstand der Proben enorm an, was bei der Kontaktierung einer hochohmigen niederdimensionalen Probe mit einem niederohmigen Messplatz (meist 50 Ohm) zu hohen Reflexionen des Signals führt. Hierdurch kann nur ein geringer Teil des Signals zum Transport durch die Probe beitragen. Im schlimmsten Fall führen die beiden unterschiedlichen Widerstände zu einer Total-

reflexion des Signals, was Hochfrequenzmessungen komplett verhindern würde. Für Frequenzen $f > 100$ MHz ist es üblich, spezielle Streuparameter, die sogenannten *S-Parameter*, anzugeben. Dies sind komplexe Zahlen, welche numerische Werte für die Reflexion und Transmission des HF-Signalen liefern. Die in diesem Kapitel untersuchte Struktur stellt bezüglich HF-Analysen ein sogenanntes 2-Tor dar. Daraus folgt, dass insgesamt 4 Streuparameter zu bestimmen sind. S_{11} stellt dabei den Eingangsreflexionskoeffizient und S_{22} den Ausgangsreflexionskoeffizient dar. Zur Angabe der Transmission des angelegten Signals durch die untersuchte Probe werden die Transmissionskoeffizienten S_{12} und S_{21} verwendet.

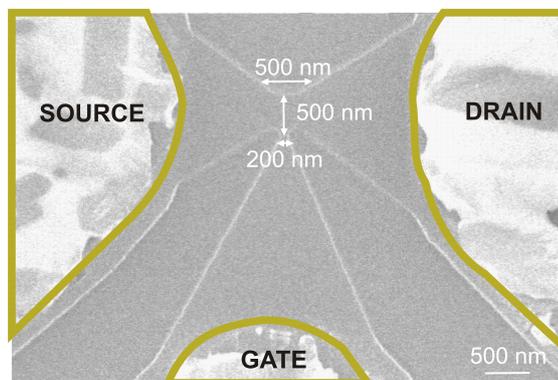


Abb. 4.9: FEM-Aufnahme des untersuchten TTJ mit den Goldkontakten und den Abmessungen der aktiven Region. Zu sehen sind die drei Anschlüsse der Struktur: Drain, Source und Gate. Die laterale Abmessung und die Breite des Kanals im Abschnürbereich sind jeweils ca. 500 nm. Die Breite des Gates beträgt ungefähr 200 nm.

Abbildung 4.9 zeigt eine Elektronenmikroskop-Aufnahme der untersuchten Dreikontakt-Struktur mit den angrenzenden Goldkontakten. Der Probenaufbau der Struktur ist prinzipiell der selbe wie bereits im voran gegangenen Kapitel beschrieben, allerdings wurde zur Verbesserung der Hochfrequenzeigenschaften der Struktur der Schichtaufbau in der Art verändert, dass sich das 2DEG bereits in einer Tiefe von 30 nm unterhalb der Oberfläche ausbildet (vgl. hierzu 4.10).

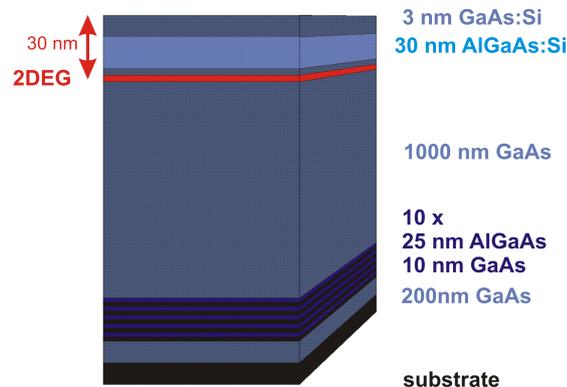


Abb. 4.10: Schematischer Probenaufbau der untersuchten GaAs/AlGaAs-Heterostruktur mit einem sich 30 nm unter der Oberfläche ausgebildeten 2DEG

Zusätzlich wurde hier mittels Elektronenstrahl-Lithographie und Lift-off eine Struktur definiert, welche in der aktiven Region eine laterale und vertikale Abmessung des Kanals von ungefähr 500 nm und eine Breite des Gates von ca. 200 nm hat. Für eine gute Hochfrequenzübertragung ist es förderlich, die Goldkontakte bis auf einige μm an die aktive Region heranzubringen (zum Vergleich: vorheriger Abstand ca. 15 – 20 μm). Zum Erstellen einer DC-Charakterisierung und dem damit verbundenen Nachweis der Transistorfunktionalität wurden die Ströme und Spannungen am Transistor für den Fall gemessen, dass alle Größen quasi statisch sind, d.h sich nicht oder nur sehr langsam verändern. Für die HF-Messungen wurde ein HP 8510C Netzwerk-Analysator verwendet.

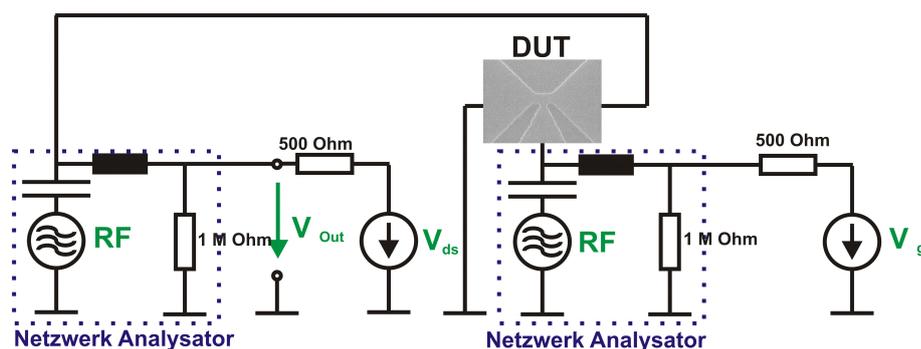


Abb. 4.11: Schematischer Messaufbau zur Hochfrequenz-Messung.

Eine vereinfachte Darstellung des Messaufbaus ist in Abbildung 4.11 gezeigt. Im blauen Kasten ist das vereinfachte Ersatzschaltbild des Netzwerk-Analysators dargestellt. Dieser besteht aus einer Hochspannungsquelle (RF), einer Spule (ausgefüllte Rechtecke) zur Unterdrückung parasitärer Oberwellen aus V_g bzw. V_d und einem Kondensator zur elektrostatischen Entkopplung der Hochspannungsquelle von der Gleichspannung, um eventuell auftretende Gleichspannungsüberlagerungen zu unterbinden. Für die Messungen wurde die Gatespannung V_g an den Gate-Ast und die Vorwärts-Spannung V_d zwischen Drain und Source des Kanals angelegt. Als Messwiderstände dienten ein $500\ \Omega$ Widerstand am Gatekontakt und ein $500\ \Omega$ Widerstand am Drainkontakt. Um die Proben leichter kontaktieren zu können, wurden metallische Goldkontakte angebracht, welche das eingekoppelte Mikrowellensignal zur Probe führen. Zur anschließenden Kontaktierung mit dem Netzwerk-Analysator wurden zwei spezielle PicoProbe Kontaktierkrallen verwendet. Jede einzelne Kralle besteht aus 3 Nadeln, die auf die Goldkontakte der Struktur aufgesetzt werden (vgl. Abbildung 4.12). Die beiden äußeren Nadeln liegen dabei auf Masse, der innere Pin

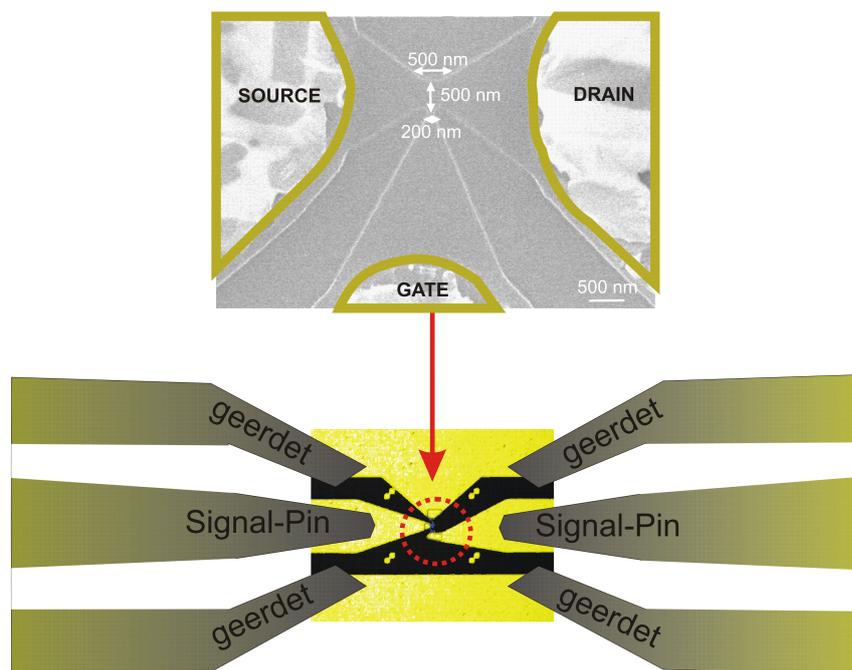


Abb. 4.12: Oberes Teilbild: FEM-Aufnahme der aktiven Struktur. Unteres Teilbild: Probenkontaktierung mittels PicoProbe Nadeln. Die beiden äußeren Nadeln werden auf die Goldkontakte aufgesetzt. Die Goldkontakte wiederum sind mit der untersuchenden Struktur verbunden.

leitet das einzukoppelnde Signal. Der Abstand der einzelnen Pins beträgt ungefähr 150 nm. Vor der Hochfrequenz-Messung wurden die Krallen zusammen mit dem für die Messungen verwendeten Netzwerk-Analysator mittels eines Kalibrations-substrats als Referenz kalibriert. Dafür wurde die Eingangsleistung des eingekoppelten Hochfrequenzsignals soweit reduziert, dass sie als statisch angenommen werden konnte. Wie in Kapitel 4.1 beschrieben, ist bei der Untersuchung eines TTTJ der

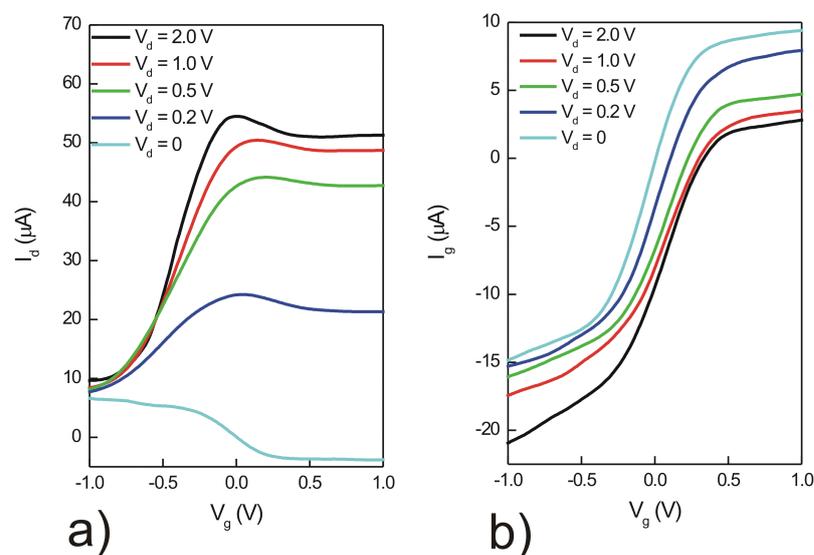


Abb. 4.13: Teilbild a): Transferkennlinie $I_d(V_g)$ für verschiedene Drainspannungen $V_d = 2.0, 1.0, 0.5, 0.2$ und $V_d = 0$ V. Teilbild b): Eingangskennlinie $I_g(V_g)$ für die gleichen Drainspannungen.

Drain- und Gate-Stromverlauf zu berücksichtigen. Die Auswirkung des beschriebenen Gating-Effekts wurde daher auch für hochfrequente Signale untersucht. Hierfür wurde zunächst eine DC-Charakterisierung der untersuchten TTTJ-Probe vorgenommen, um daraus Arbeitspunkte für die Hochfrequenzanalyse festzulegen. Für diese Messungen wurde die Eingangsleistung des eingekoppelten Hochfrequenzsignals auf $P_{in} = -110$ dBm reduziert, um die Bedingung für quasi statische Größen zu erfüllen. Das linke obere Teilbild a) in Abbildung 4.13 zeigt den gemessenen Drain-Strom I_d in Abhängigkeit von der Gatespannung V_g für die Drainspannungswerte $V_d = 2.0, 1.0, 0.5, 0.2$ und 0 V. Es ist zu entnehmen, dass für Gatespannungen $V_g < -1$ V der Drain-Strom nahezu unabhängig von der Drainspannungen einen annähernd konstanten Wert von ca. $8 \mu\text{A}$ annimmt. Dieser Wert wird im Nachfol-

genden als Off-Strom $I_{d,0}$ bezeichnet. Bei einer stetigen Erhöhung der angelegten Gatespannung steigt der Drain-Strom deutlich an und erreicht bei ca. $V_g = 0$ einen Maximalwert. Für $V_d = 2$ V erreicht der Drain-Strom in der Transferkennlinie den Maximalwert von $I_{d,max} = 55.2 \mu\text{A}$ für $V_g = 0$. Ab ca. $V_g = 0.4$ V verringert einer weitere Erhöhung der Gatespannung den Maximalstrom auf einen konstanten Sättigungs-Wert von $I_d = 51.0 \mu\text{A}$. Eine Reduzierung der Drainspannung führt zu einer Verminderung des Maximal- und des Sättigungs-Wertes bei ansonsten gleichbleibendem Verlauf. So verringert sich für eine Drainspannung von $V_d = 0.5$ V der Maximalstrom auf $I_{d,max} = 24.2 \mu\text{A}$ für $V_g = 0.04$ V und der Sättigungsstrom auf $0.4 \mu\text{A}$. Der zugehörige Gate-Strom im Bereich von $-1 < V_g < 1$ V ist im rechten Teilbild der Abbildung 4.13 veranschaulicht. Für negative Gatespannungen sind die gemessenen Gate-Ströme für alle Drainspannungen negativ. Davon ausgehend führt für exemplarisch $V_d = 2$ V eine Erhöhung der Gatespannung V_g von -0.5 V bis 0.5 V zu einem annähernd linearen Anstieg von I_d . Bei weiterer Erhöhung der Gatespannung verläuft die gemessene Kurve annähernd konstant bei einem Wert von ca. $2.32 \mu\text{A}$. Durch eine Reduzierung der Drainspannung auf $V_d = 0$ bleibt der Verlauf des Gate-Stromes gleich; allerdings verschiebt sich die Kurve zu höheren I_g -Werten, so dass der Sättigungswert auf $I_g = 9.1 \mu\text{A}$ für $V_d = 0$ ansteigt. Der gemessene Gate-Strom ist hierbei im untersuchten Gatespannungsbereich deutlich geringer als der dazugehörige Drain-Strom. Abbildung 4.14 a) zeigt den beschriebenen Sachverhalt zwischen I_d und I_g zusammen mit jeweils theoretischen Fit-Kurven des Drain- und Gate-Stromes. Die Modellkurve des Drain-Stroms basiert auf den theoretischen Formeln (2.1) aus Kapitel 2.1.1. Für diesen Fall muss die Gleichung aufgrund des Off-Stroms zu

$$I_d \sim (V_g - V_{th})^2 + I_{d,0} \quad (4.8)$$

erweitert werden. Die experimentellen und theoretischen Daten stimmen im Anstiegsbereich ($-1.0 < V_g < -0.1$ V) des Drain-Strom, unter der Annahme von $I_{d,0} = 10 \mu\text{A}$, sehr gut überein. Zur Beschreibung der Ergebnisse für den Gate-Strom wird angenommen, dass sich durch die Struktur der Probe eine Potentialbarriere im Gate-Kontakt ausbildet [60]. Der Gate-Strom durch eine solche Barriere zwischen Kanal und Gate kann nach Sze [93] folgendermaßen beschrieben werden:

$$I_g = I_{g,0} \left[\exp \left(\frac{V_g}{\eta \frac{kT}{e}} \right) - 1 \right]. \quad (4.9)$$

Hierin ist η die Gate-Effektivität, $kT/e \approx 26$ mV die thermische Spannung bei Raumtemperatur und $I_{g,0}$ der Sättigungs-Gate-Leckstrom. Bezogen auf dieses Modell, wird der Gate-Leckstrom durch thermische Injektion von Elektronen über die Potentialbarriere hervorgerufen. Unter der Annahme, dass die Größe der Barriere ebenso von der angelegten Gatespannung abhängt, wird davon ausgegangen, dass die Gate-Effektivität eine Gatespannungs-Abhängigkeit besitzt:

$$\eta = \eta_0(1 - \gamma V_g)$$

Hierin symbolisiert γ die Wirkung der Gatespannung auf die Effektivität. Basierend auf Gleichung 4.9 wurde der theoretische Gate-Strom I_g unter Zuhilfenahme der Parameter $\eta = 15$ und $I_{g,0} = -6.3 \mu\text{A}$ in Abbildung 4.14 a) dargestellt.

In Abbildung 4.14 b) ist die maximale Transconductance g_{max} in Abhängigkeit

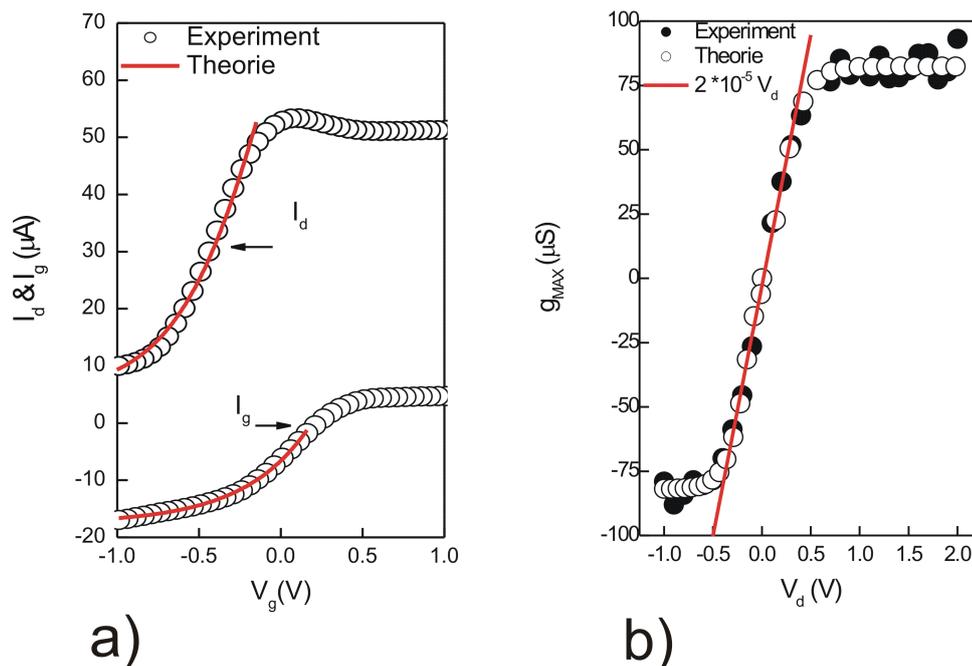


Abb. 4.14: Teilbild a): Vergleich des Drain-Strom I_d und des Gate-Stromes I_g für $V_d = 2$ V mit jeweiligen theoretischen Modellkurven (rote Kurve). Es ist zu sehen, dass der Gate-Strom deutlich kleiner als der korrespondierende Drain-Strom ist. Teilbild b): Maximale Transconductance g_{max} als Funktion der angelegten Drainspannung im Bereich von $V_d = -1.0$ V bis $V_d = 2$ V zusammen mit einer theoretisch angenäherten Geraden (rot) für den Anstiegsbereich und einer Theoriekurve.

von der angelegten Drainspannung V_d zusammen mit der theoretisch angenäherten Kurve aus der Ableitung basierend auf Formel (2.1) graphisch dargestellt. Beide Kurven zeigen eine gute Übereinstimmung des Experimentes mit der Theorie. Für negative Drainspannungen kleiner als -0.6 V ist die maximale Transconductance nahezu konstant bei einem Wert von $g_{max} = -80\ \mu\text{S}$. Mit zunehmender Drainspannung steigt g_{max} annähernd linear mit einer Steigung von $0.2 \cdot 10^{-5} V_d$ an. Für $V_d > 0.75\text{ V}$ erreicht g_{max} erneut einen Sättigungswert von $81\ \mu\text{S}$.

4.2.2 Hochfrequenzmessungen an Drei-Kontakt-Strukturen und Ermittlung des Power Gains

Ein wichtige Kenngröße für nanostrukturierte Bauelemente in der Hochfrequenztechnik ist die Leistungsverstärkung, häufig Power Gain genannt [59, 99]. Unter dieser versteht man im Allgemeinen das Verhältnis der einem Verstärker entnommenen Leistung zu der von einem zweiten Verstärker aufgenommenen Leistung. Dieser Zusammenhang ist in der Hochfrequenztechnik ebenfalls als Klemmenleistungsverstärkung bekannt. Diese Verstärkung vernachlässigt allerdings das Problem, ob die vom Sender angebotene Leistung überhaupt in das Übertragungssystem eingespeist werden kann. Daher wird häufig auch die vom Übertragungssystem dem Empfänger angebotene Leistung zu der durch den Sender angebotenen Leistung ins Verhältnis gesetzt. In diesem Fall spricht man von der verfügbaren Leistungsverstärkung. In dieser Arbeit wird mit der maximal verfügbaren Leistungsverstärkung gearbeitet. Hierbei wird davon ausgegangen, dass durch eine Anpassung des Senders an das Übertragungssystem die gesamte vom Sender angebotene Leistung in das Übertragungssystem eingespeist wird. Somit kann davon ausgegangen werden, dass die dem Empfänger angebotene Leistung maximal ist. Zur Bestimmung der maximal verfügbaren Leistungsverstärkung, im nachfolgenden Power Gain genannt, muss zunächst die Definition der verfügbaren Leistungsverstärkung kurz betrachtet werden.

Wie bereits erwähnt, versteht man darunter das Verhältnis der Last angebotenen Leistung zu der vom Generator angebotenen Leistung. Der Berechnung liegt ein Zweitor zugrunde, welches an einen Generator mit der Quellimpedanz R_i angeschlossen und mit einer Lastimpedanz R_L abgeschlossen ist.

Unter diesen Annahmen ergibt sich für die verfügbare Leistungsverstärkung folgender Zusammenhang:

$$G = \frac{|S_{21}|^2 \cdot (1 - |\Gamma_S|^2)}{|1 - S_{11} \cdot \Gamma_S|^2 - |S_{22} \cdot (1 - S_{11} \cdot \Gamma_S) + S_{12} \cdot S_{21} \cdot \Gamma_S|^2}$$

mit Γ_S als Quellreflexionsfaktor. Nach dieser Formel müsste die Verstärkung unendlich werden, wenn der Nenner der Gleichung gegen null geht. Aus der Voraussetzung

$$|1 - S_{11} \cdot \Gamma_S|^2 - |S_{22} \cdot (1 - S_{11} \cdot \Gamma_S) + S_{12} \cdot S_{21} \cdot \Gamma_S|^2 = 0$$

ergibt sich nach einigen Umformungen

$$1 = |S_{22} + \frac{S_{12} \cdot S_{21} \cdot \Gamma_S}{1 - S_{11} \cdot \Gamma_S}| = |\Gamma_{out}|^2,$$

woraus wiederum folgt, dass die verfügbare Leistungsverstärkung ins unendliche wächst, wenn der Betrag des Ausgangsreflexionsfaktors gleich 1 ist. Für diesen Fall bleibt die vom Generator angebotene Leistung endlich. Folglich kann dem Zweitor also am Ausgang Leistung entnommen werden, ohne dass ihm am Eingang Leistung zugeführt wird. Ein derartiges Verhalten bezeichnet man als Instabilität, welches bei der Verstärkungsschaltung unbedingt zu vermeiden ist.

In der Praxis wird der maximal verfügbare Gewinn dann erreicht, wenn sowohl der Generator als auch die Last an das Zweitor angepasst sind. Durch aufwändige mathematische Umformungen kann für die Definition der maximal verfügbaren Leistungsverstärkung folgender kurzer Zusammenhang angegeben werden:

$$G = \frac{|S_{21}|}{|S_{12}|} \cdot (k - \sqrt{k^2 - 1}) \quad (4.10)$$

Hierin stellt k den sogenannten k- oder Rollet-Faktor dar:

$$k = \frac{1 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 + |\Delta|^2}{2 \cdot |S_{12} \cdot S_{21}|}$$

mit

$$\Delta = S_{11} \cdot S_{22} - S_{12} \cdot S_{21}.$$

Den praktisch erreichbaren Maximalwert erreicht G offensichtlich bei $k = 1$. Der k -Faktor ist eine dimensionslose Angabe über die Stabilität eines Bauelements bei einer gegebenen Frequenz [20, 54, 2]. Für $k > 1$ ist das Zweitor unbedingt stabil, das heißt es ist für alle Quellreflexionsfaktoren mit $|\Gamma_S| \leq 1$ und für alle Lastreflexionsfaktoren mit $|\Gamma_L| \leq 1$ stabil. Nur für solche Fälle ist der maximal verfügbare Gewinn überhaupt definiert. Werte von $k < 1$ symbolisieren ein instabiles Bauelement und sind bei Messungen unbedingt zu vermeiden. Für die folgenden Messungen wird der maximal verfügbare Power Gain G nach 4.10 [32] ermittelt. Charakteristisch für HF-Verstärker ist die Tatsache, dass sie für niedrige Frequenzen oft instabil, d.h. $k < 1$, sind. Messungen in diesem Bereich sind daher nicht sinnvoll. Durch genauere Betrachtung von 4.10 stellt sich heraus, dass ein möglichst kleiner k -Stabilitätsfaktor, aber $k > 1$, für einen möglichst großen Power Gain G sorgt. Im Gegenzug ist für große k -Faktoren der zu erreichende Power Gain annähernd null.

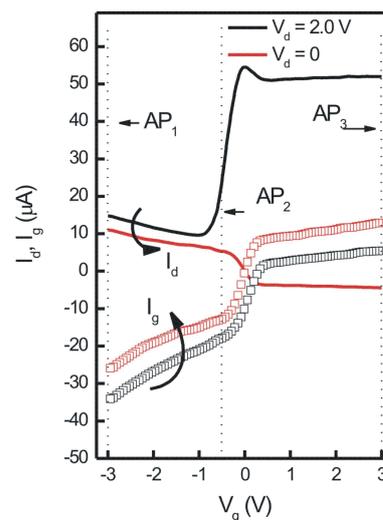


Abb. 4.15: Teilbild a) Elektronenmikroskop-Aufnahme der untersuchten Struktur. Deutlich zu erkennen sind die nahe an die Probe herangezogenen Goldkontakte. Die Abstände der Goldkontakte von der aktiven Region belaufen sich auf ca. $5.0 \mu\text{m}$. Teilbild b) Die Ströme I_d und I_g als Funktion der angelegten Gatespannung V_g für $V_d = 1.5 \text{ V}$ und $V_d = 0$. Durch die gestrichelten Linien sind die 3 gewählten Arbeitspunkte für die weiteren HF-Messungen gekennzeichnet.

Zur Ermittlung des Power Gains G wurde der Messaufbau wie in Abbildung 4.11 verwendet. Dabei wurde in den Gatekontakt ein Hochfrequenzsignal mit der Eingangsleistung $P_{ein} = 10$ dBm eingekoppelt. Das Hochfrequenzsignal wurde von $f_{start} = 500$ MHz bis $f_{end} = 3.0$ GHz variiert. Gleichzeitig wurden die aus den Arbeitspunkten ermittelten Gatespannungen und Drainspannung angelegt. Der verwendete Netzwerk-Analysator ermöglicht die Messung der Reflexions- und Transmissionskoeffizienten, aus welchen nach Gleichung 4.10 der Power Gain G der Probe mit verschiedenen Parametereinstellungen berechnet werden kann. Das rechte Teilbild b) der Abbildung 4.15 zeigt die Transfer- (durchgezogene Linie) und die Eingangskennlinie (offene Rechtecke) der Drei-Kontakt-Struktur für $V_d = 1.5$ V und $V_d = 0$. Für die anschließenden Hochfrequenzmessungen wurden drei Arbeitspunkte AP_1 , AP_2 und AP_3 gewählt. Für $V_g = -3$ V (AP_1) dominieren die Gate-Leckströme, während die Drain-Ströme eher gering sind. Für Arbeitspunkt AP_2 befindet sich das System im Punkt der maximalen Steigung, in welchem bei $V_d = 1.5$ V der Strom ca. $I_{d1,2} = 25$ μ A und für $V_d = 0$ annähernd $I_{d2,2} = 5$ μ A beträgt, bei Gate-Leckströme von $I_{g1,2} = -16$ μ A und $I_{g2,2} = -13$ μ A. Bis zum Arbeitspunkt AP_3 steigt der Drain-Strom für $V_d = 1.5$ V auf seinen Maximalwert von $I_{d1,2} = 51$ μ A an. Für $V_d = 0$ erreicht der Drain-Strom einen Wert von $I_{d2,2} = -4$ μ A. Um den Zusammenhang der Hochfrequenzübertragung und des Stromtransportes zu untersuchen, wurden Hochfrequenzmessungen für verschiedene Spannung für einen Frequenzbereich von $f_{start} = 500$ MHz bis $f_{end} = 3$ GHz durchgeführt. Aus diesen Daten wurden im Anschluss der Power Gain G und der Stabilitätsfaktor k ermittelt. Basierend auf der Annahme, dass die Hochfrequenz-Übertragungseigenschaften eng mit dem Stromfluss innerhalb der Probe zusammenhängen, wurde die Abhängigkeit des Power Gains G von der Gatespannung untersucht. Für diese Messungen wurde die Drainspannung V_d konstant auf den Werten $V_d = -1.5, 0$ und 1.5 V gehalten, während für die Gatespannung V_g die Werte $V_g = -3.0, -0.5$ und 3.0 V gesetzt wurden. Für die Messung wurde ein Frequenzbereich von $1.5 < f < 2.25$ GHz gewählt. Abbildung 4.16 a) zeigt den Frequenzgang des Power Gains für $V_g = 3$ V. Diese Messung zeigt, wie zu erwarten, dass für $V_d = 0$ der Power Gain mit einem Durchschnittswert von ca. $G_0 = -10.8$ dB am geringsten ist. Eine Erhöhung der Vorwärtsspannung zu positiven und negativen Werten führt zu einer merklichen Verbesserung des berechneten Power Gains. Es ist festzuhalten, dass sich für diese Messungen eine positive Drainspannung $V_d = 1.5$ V effektiver auf die Verstärkung auswirkt als eine negativ gewählte Spannung. Für eine positive Spannung steigt der Power Gain im Peak auf ungefähr $G_{peak} = 0.38$ dB an, während für $V_d = -1.5$ V lediglich eine Ver-

stärkung von $G_{peak} = -3.74$ dB erreicht werden kann. Bei Erhöhung der angelegten Frequenzen auf $f = 2.25$ GHz fallen beide Kurven auf Verstärkungswerte von $G = -7.14$ dB für $V_d = 1.5$ V beziehungsweise $G = -8.64$ dB für $V_d = -1.5$ V ab. Eine Reduzierung der Gatespannung auf $V_g = -0.5$ V (Teilbild b) in Abbildung 4.16) zeigt nur einen geringen Einfluss auf die beiden Kurven für $V_d = 0$ und $V_d = -1.5$ V. Der Durchschnittswert für $V_d = 0$ sinkt auf ca. $G_0 = -11.1$ dB ab und der Peak für $V_d = -1.5$ V erreicht einen geringeren Wert von $G = -5.46$ dB. Eine deutliche Veränderung für die verschiedenen Vorwärtsspannungen tritt für eine Gatespannung von $V_g = -3$ V auf (Teilbild c) in Abbildung 4.16). Für diese Parameter-Einstellung erreicht der Peak bei $f_{peak} = 1.67$ GHz ohne eine angelegte Drainspannung den Maximalwert von $G_{peak} = 1.49$ dB, während sich die Peak-Höhe für angelegte Vorwärtsspannungen auf $G_{peak} = 1.02$ dB für $V_d = 1.5$ V und $G_{peak} = -0.51$ dB für $V_d = -1.5$ V verringert. Die beschriebenen Ergebnisse lassen sich auf eine dynamische Kopplung des Gates an den Kanal zurückführen, welche für negative Gate-Spannungen ohne angelegte Vorwärtsspannung eine effektivere Hochfrequenz-Übertragung des Signals durch die Probe bewirkt. Abbildung 4.16 d) zeigt den maximalen Peak Power Gain als Funktion der Vorwärtsspannung für $V_g = -3.0$, -0.5 V und $V_g = 3.0$ V. Für $V_g = 3.0$ V und $V_g = 0$ ist der berechnete Power Gain G an der Stelle $V_d = 0$ mit $G_{3V} = -9.42$ dB und $G_0 = -10.7$ dB am geringsten. Eine Zunahme der Drainspannung sowohl in positive als auch negative Richtung führt zu einer Erhöhung des Power Gains. Für $V_d = 1.5$ V erreicht G die Werte von $G_{3V} = 0.38$ dB und $G_0 = -0.24$ dB. Negative Vorwärtsspannungen zeigen nicht die gleiche Auswirkung auf den Power Gain, wie die zuvor beschriebene positive Spannung. Hierdurch erreicht der Maximalwert für G von $V_d = -1.5$ V lediglich einen Wert von -3.75 dB, welcher annähernd identisch ist mit dem Wert für $V_g = 0$. Die Kurve des Maximalwertes des Power Gains für $V_g = -3$ V zeigt einen deutlich anderen Verlauf als die beiden vorher beschriebenen. Interessanterweise erfährt die Kurve bei dieser Zusammenstellung der Maximalwerte ein Maximum für $V_d = 0$. Der maximale Power Gain für die verschiedenen Vorwärtsspannungen verhält sich annähernd konstant, aber mit einem kleinen Maximum bei $G_{-3V} = 1.49$ dB bei $V_d = 0$. Das Einsatzbild in Abbildung 4.16 zeigt die Abhängigkeit des k-Stabilitätsfaktors von der angelegten Drainspannung. Für $V_g = -0.5$ V ist der zugehörige k-Faktor für $V_d = 0$ mit $k_0 = 10.72$ am größten. Eine Reduzierung der Vorwärtsspannung auf -1.5 V führt zu einer deutlichen Verringerung des k-Faktors auf $k_{-3V} = 1.5$. Für $V_g = -3.0$ V ist der berechnete k-Faktor weitestgehend konstant.

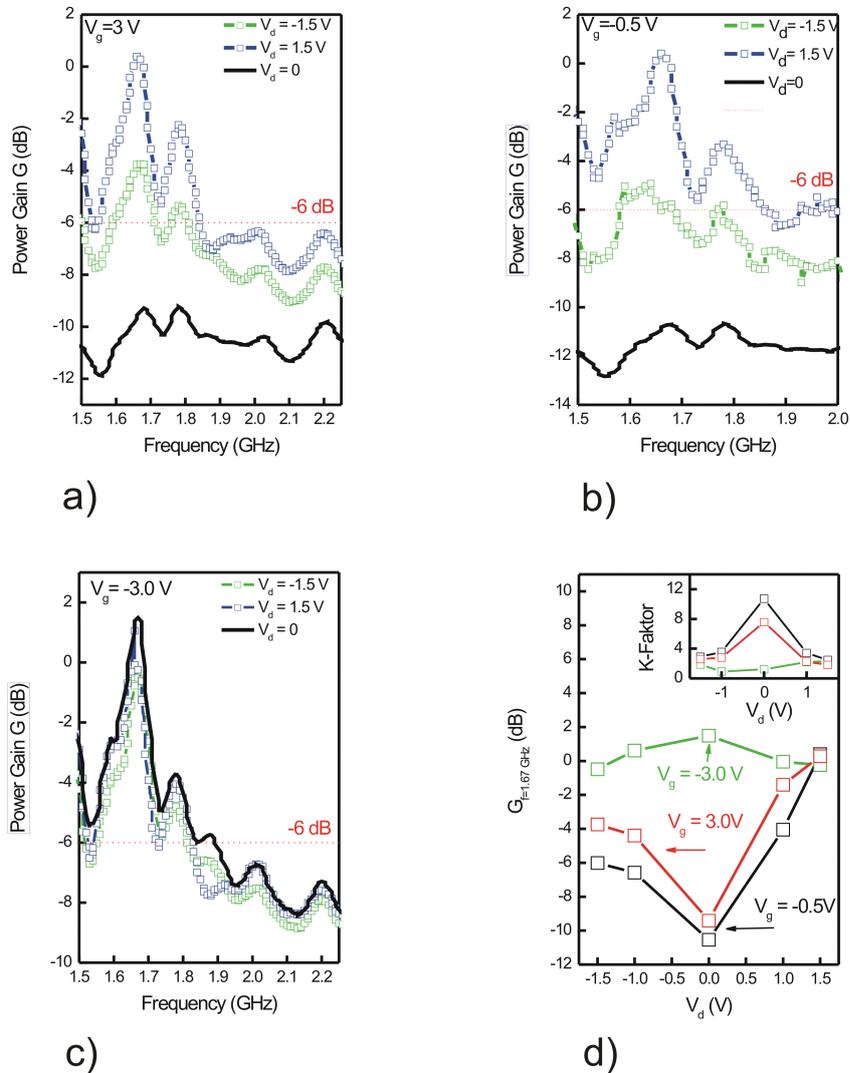


Abb. 4.16: Teilbild a) Power Gain G als Funktion der Frequenz für 3 verschiedene Vorwärtsspannungen V_d für $V_g = 3$ V. Teilbild b) Frequenzgang des Power Gains G für gleiche Vorwärtsspannungen und $V_g = -0.5$. Teilbild c) Abhängigkeit des Power Gains G von der angelegten Vorwärtsspannung für $1.5 < f < 2.25$ GHz und $V_g = -3$ V. Teilbild d) Zusammenstellung der Maximalwerte von G als Funktion der Vorwärtsspannung für $V_g = 3$, -0.5 V und $V_g = -3$ V bei $f_{peak} = 1.67$ GHz

Zusammengefasst kann aus den Messungen abgelesen werden, dass für eine Gatespannung von $V_g = -3$ V und eine Drainspannung von $V_d = 0$ die besten Ergebnisse für die Übertragung eines Hochfrequenzsignals durch die Probe erreicht werden. Für diese Spannungs Kombination können aus Abbildung 4.15 die Ströme $I_g = -25 \mu\text{A}$ und $I_d = 10 \mu\text{A}$ abgelesen werden. Um den Gesamtstrom von $35 \mu\text{A}$ durch die Probe erreichen zu können, müssen nach

$$Q = I \cdot \frac{1}{f}$$

insgesamt 120.000 Elektronen zum Stromfluss bei einer Frequenz von $f_{peak} = 1.67$ GHz beitragen. Bei einer angenommenen Elektronendichte von $3 \cdot 10^{15} \text{ 1/m}^2$ nehmen diese Elektronen eine Fläche von $3 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2$ ein, was auf eine Ausdehnung der aktiven Region von ca. $5.5 \mu\text{m}$ entspricht. Diese Annahme findet sehr gute Übereinstimmung dem in Abbildung 4.15 a) dargestellten Abstand der Goldkontakte zwischen Source und Drain und dem Abstand der aktiven Region zum Gate-Kontakt.

Kapitel 5

Netzwerk zur Behebung der Impedanz-Fehlanpassung

Ein großes Problem bei der Messung von Hochfrequenzeigenschaften stellt die häufig auftretende Impedanz-Fehlanpassung zwischen der zu untersuchenden Probe und dem verwendeten Netzwerk-Analysator dar. Als Fehlanpassung bezeichnet man in der Hochfrequenztechnik das Nicht-Übereinstimmen des Innenwiderstands der Probe mit dem Innenwiderstand der Signalquelle oder dem Leitungswellenwiderstand des Kabels. Das nachfolgende Kapitel 5.1 erörtert die Möglichkeit der Impedanz-Anpassung durch das Design eines Impedanz-Anpassungs-Netzwerkes, welches durch eingebaute Stichleitungen (eingefügt rechtwinklige Verlängerungen) die hohe Impedanzen der Probe der vorgegebenen Impedanz des verwendeten Messaufbaus annähern sollen.

In Kapitel 5.2 werden Simulationsrechnung zur Auswirkung des Anpassung auf die S-Parameter vorgestellt. Hierbei ist festzustellen, dass durch die Anpassung eine deutliche Reduzierung des Reflexionskoeffizienten bei einer gleichzeitigen Erhöhung des Transmissionskoeffizienten erreicht werden sollte. Die experimentellen Daten zu den Messungen der Probe in Verbindung mit dem Anpassungs-Board werden in den Kapiteln 5.3 und 5.4 dargelegt. Hierbei konnte eine gute Übereinstimmung der theoretisch erwarteten Änderungen des Reflexions- und Transmissionskoeffizienten mit den experimentellen Daten zu erzielt werden. Des Weiteren wurde die Spannungsabhängigkeit des Transmissionskoeffizienten und des Power Gains untersucht.

5.1 Design eines Impedanz-Anpassungs-Netzwerks

Es ist bekannt, dass eine Leistungsübertragung durch elektrische Signale zwischen einem Generator und einer Last nur dann optimal stattfinden kann, wenn deren reelle Impedanzen gerade gleich groß sind. Für komplexe Impedanzen ist dies der Fall, wenn die Realteile gleich sind und sich die Imaginärteile kompensieren, das heißt, dass die komplexen Impedanzen konjugiert komplex sind.

Die Anpassung unterschiedlicher Impedanzen ist notwendig, um Reflexionen bei der Übertragung zu vermeiden und so eine Gewinnoptimierung (Power Gain) zu erreichen. Damit sind die Anwendungsmöglichkeiten von Anpassungs-Netzwerken aber noch nicht erschöpft. Sie finden zusätzlich Anwendung zur Stabilisierung und Rauschoptimierung. Grundsätzlich kommen verschiedene Bauelemente und Schaltungsprinzipien für eine Anpassung zweier unterschiedlicher Impedanzen in Frage. Für diese Arbeit wurde die Anpassung durch das Design und den Bau eines Impedanz-Anpassungs-Boards erreicht, welches mittels zusätzlich integrierter Stichleitungen die Impedanz des verwendeten Messaufbaus auf den wesentlich höheren Innenwiderstand der untersuchten Probe anpassen soll. Die aus Gold bestehenden Übertragungsleitungen des Impedanz-Anpassungs-Boards sind Mikrostreifenleiter, welche auf der Oberseite eines nichtleitenden Substrats aufgebracht sind (schematischer Aufbau vgl. Abbildung 5.1).

Für Analyse, Entwurf und Herstellung eines Anpassungs-Netzwerkes muss aller-

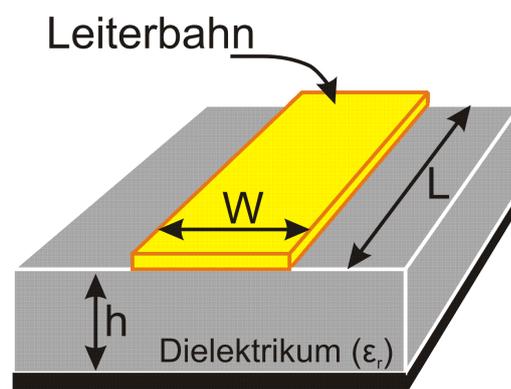


Abb. 5.1: Schematischer Aufbau eines Mikrostreifenleiters. Die Leiterbahn aus Gold hat die Länge L und die Breite B und ist auf ein Dielektrikum mit der Dielektrizitätskonstante ϵ_r aufgebracht.

dings bedacht werden, dass auch ein Mikrostreifenleiter eine eigene charakteristische Impedanz besitzt. Somit passt ein Netzwerk aus Mikrostreifenleitungen mittels

dem Einbau sogenannter Stubs die Impedanz der Leitungen an die der Probe an. Die charakteristische Impedanz der Leitung lässt sich folgendermaßen beschreiben [33, 75]:

$$Z_0 = \frac{60}{\sqrt{\varepsilon_{r,eff}}} \ln\left[\frac{8h}{B} + \frac{B}{4h}\right] \quad (5.1)$$

mit der effektiven Dielektrizitätskonstante einer Mikrostreifenleitung $\varepsilon_{r,eff}$ von

$$\varepsilon_{r,eff} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2\sqrt{1 + 12h/B}}. \quad (5.2)$$

Hierin ist B die Breite des Leiters, h die Substrathöhe und ε_r die Dielektrizitätskonstante des Substrats.

Für eine perfekte Anpassung ist eine Impedanz der Mikrostreifenleitung von $Z = 50 \Omega$ anzustreben. Allerdings ist eine perfekte Anpassung aufgrund von physikalischen Grenzen im Bereich der vorgegebenen Substratdicke oder der minimalen Linienbreite nahezu unmöglich.

Für die genaue Berechnung der Position der rechteckigen Abzweigungen (im nachfolgenden Stub genannt) ist die Kenntnis der Wellenlänge des sich ausbreitenden Signals durch die Streifenleitung nötig, die sich wie folgt berechnen lässt:

$$\lambda = \frac{\nu_p}{f} \quad (5.3)$$

mit

$$\nu_p = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_{r,eff}}}.$$

Unter Berücksichtigung der zuvor erläuterten Formeln kann das Design für ein Anpassungs-Board erstellt werden. Das Basislayout der Struktur ist in Abbildung 5.2 gezeigt. Die Übertragungsleitungen werden durch die dickeren grünen Linien dargestellt.

Um eine einheitliche Anpassung an beiden Kontakten zu erreichen, wurde das Impedanz-Anpassungs-Board symmetrisch aufgebaut. Je nach Einkopplung des HF-Signals ist somit der Aufbau variabel einsetzbar. Da nur senkrecht eingebrachte Leitungsstücke zu einer Veränderung führen, ist die Breite der Stichleitung nicht ausschlaggebend für die Anpassung und kann daher willkürlich gewählt werden. Das Anpassungs-Board wurde aus einer PCB-Platte gefertigt, welche mit einem Kupfer enthaltenden photoresistenten Lack bezogen ist. Im Rahmen dieser Arbeit wurde

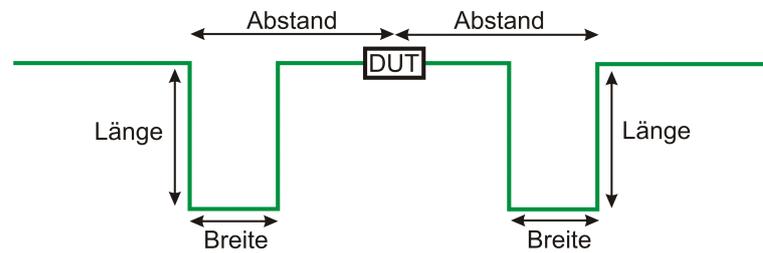


Abb. 5.2: Schematische Darstellung des Anpassungslayout mittels integrierter Stichleitungen. Die untersuchte Probe wird durch das mit **DUT** (*Device under Test*) bezeichnete Rechteck symbolisiert. Die Länge und Position des eingefügten Stubs wird mit Hilfe der charakteristischen Impedanz und der Wellenlänge der sich ausbreitenden Welle in den Leitern berechnet.

mit Hilfe einer speziell angefertigten Belichtungsmaske die Lackschicht mit dem Kupfer bis auf die gewünschten Leiterbahnen entfernt. In der Mitte des Layouts, an der Kontakt-Stelle der Probe mit den beiden Leitern, wurde ein $500\ \mu\text{m}$ großes Loch gebohrt, welches bei der Kontaktierung der Probe behilflich ist.

Für eine sichere und stabile Kontaktierung wurde nach dem Ätzen der Leiter auf deren Enden mittig kleine Goldtropfen, sogenannte Bondballs, aufgebracht. Anschließend wurde das Board mit denen der Probe zugewandten Leitungen auf diese aufgedrückt.

Zur Dimensionierung des Layouts mit eingebauten Stubs wurden folgende Design-Parameter gewählt:

Durch die Eigenschaften der verwendeten PCB-Platte sowie durch die physikali-

Tab. 5.1: Designparameter PCB-Board

Parameter	Wert
Anpassungsfrequenz (f)	3.75 GHz
Kupferleiter-Dicke (t)	$35\ \mu\text{m}$
Kupferleiter-Breite (B)	$150\ \mu\text{m}$
Substrathöhe (h)	1.5 mm
Relative Dielektrizitätskonstante	4.34
angenommener Innenwiderstand der Probe (Z_0)	10 MOhm

schen Grenzen des Platinenätzens sind sowohl die Leiterdicke als auch die Substrathöhe vorgegeben.

Mit diesen Design-Parametern und den vorangegangenen Gleichungen 5.1, 5.2 und 5.3 ergeben sich die Dimensionierungsdaten für die in das Anpassungs-Board zu integrierenden Stubs wie folgt:

Das komplette Impedanzanpassungs-Board-Design ist in Abbildung 5.3 schematisch dargestellt.

Tab. 5.2: Design-Parameter PCB-Board

Dimensionswerte für Stub	Größe
Charakteristische Impedanz der Mikrostreifenleiter (Z_0)	146.8 Ohm
Effektive Dielektrizitätskonstante	2.79
Abstand zur Probe (d)	22.37 mm
Länge (l)	11.29 mm

Das Design wurde um zwei weitere Kupferleiter oberhalb und unterhalb des Signalleiters erweitert, um eine Kontaktierung mit den Hochfrequenz-Kontaktiernadeln zu ermöglichen. Die obere und untere Kupferbahnen dienen dabei als Masse-Leitungen. Da die Probe aus 3 Kontakten besteht, wird für die Messungen nur ein Masseanschluss benötigt. Die der Kupferbahn hinsichtlich Dicke und Breite erlaubte lediglich die Realisierung einer charakteristischen Impedanz der Mikrostreifenleitung von $Z_0 = 146.8 \Omega$, aber bereits dies stellt eine Verbesserung um mehrere Größenordnung dar.

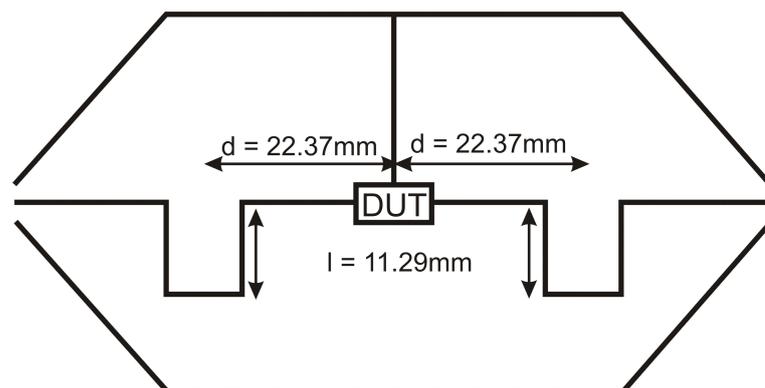


Abb. 5.3: Schematische Darstellung des ersten Impedanz-Boards mit berechneten Längen und Abständen.

5.2 Simulationsrechnung zur Auswirkung der Anpassung auf die S-Parameter

Um die späteren Messergebnisse besser auswerten und vergleichen zu können, wurden Simulationsrechnungen für die Probe mit und ohne Impedanzanpassung vorgenommen. Aufgrund des Innenwiderstandes der Probe von ca. $10\text{ M}\Omega$ besteht eine große Fehlanpassung zwischen der Probe und dem verwendeten Messaufbau. Daher wird erwartet, dass die Transmissionskoeffizienten S_{12} und S_{21} ohne jegliche Anpassung annähernd null sind, da das Signal fast komplett vom unangepassten Übergang von Messplatz zu Probe reflektiert wird. Die Reflexionskoeffizienten S_{11} und S_{22} sind für diesen Fall aufgrund der annähernden Totalreflexion ca. "1". Durch das Impedanz-Anpassungs-Board wird eine Erhöhung der Transmission und eine Verringerung der Reflexion für die gewählte Anpassungsfrequenz von $f = 1.67\text{ GHz}$ erwartet. Mit Hilfe eines S-Parameter Simulationsprogramms (QUCS; frei erhältliche Software) wurde die Frequenzabhängigkeit der Probe sowohl ohne als auch mit Impedanzanpassung simuliert. Das Programm ermöglicht es, das Board mit Mikrostreifenleitungen durch vorprogrammierte Komponenten nachzubilden und die Auswirkung auf die S-Parameter darzustellen. Abbildung 5.4 zeigt die Nachbildung des Impedanzboardes im Simulationsprogramm.

Zunächst wurde die Simulation ohne das Anpassungsnetz durchgeführt, indem die Probe durch einen $10\text{ M}\Omega$ Widerstand nachgebildet wurde (simuliertes Schaltbild ist nicht gezeigt). Abbildung 5.5 zeigt die Simulationsergebnisse für einen Frequenzbereich von $1 < f < 10\text{ GHz}$. Die Simulationsdaten für die Probe ohne Anpassung zeigen das erwartete Verhalten. Die Magnitude für den Reflexionskoeffizient S_{11} ist für den gesamten simulierten Frequenzbereich annähernd 1 und stellt dadurch eine Totalreflexion dar. Dies erklärt sich durch den großen Unterschied des Innenwiderstandes der Probe und der Impedanz der verwendeten Signalleiter am Messplatz. Bedingt durch die Totalreflexion ist der Transmissionskoeffizient der Simulation verschwindend gering. Um den Einfluss der Impedanzanpassung zu untersuchen, wurden gleiche Simulationen mit Impedanz-Anpassung durchgeführt (schematischer Aufbau siehe Abbildung 5.4). Die berechneten Dimensionierungsgrößen der einzubauenden Stichleitungen (vergleiche Tabelle 5.1) wurden für die Simulation übernommen; d.h. die beiden symmetrischen Stubs haben zur Probe (DUT) einen Abstand von 22.37 mm und die Länge der Stichleitungen beträgt 11.3 mm . Für die Breite wurde ein Wert von 5 mm gewählt. Die Simulation wurde für einen Frequenzbereich von $0.5 < f < 3.5\text{ GHz}$ unter der Annahme durchgeführt, dass

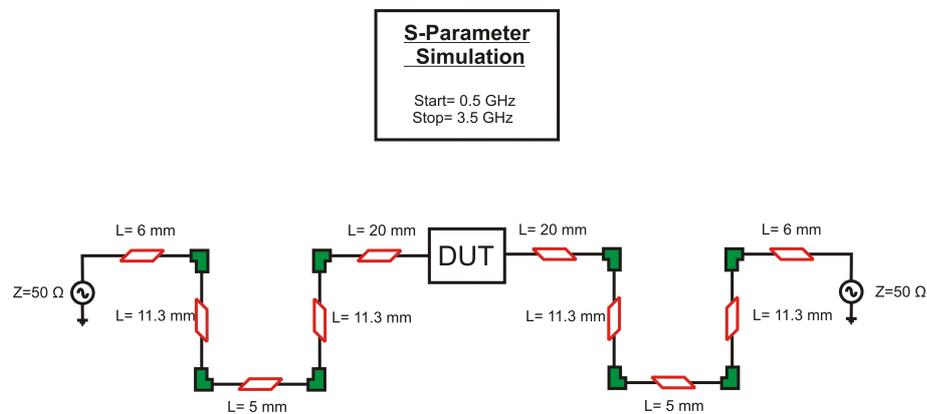


Abb. 5.4: Ersatzschaltbild zur Simulation der S-Parameter für die Verwendung eines Impedanz-Anpassungs-Boards. Die Probe wird für die Simulation in der Mitte mit **DUT** bezeichnet dargestellt. Die rot dargestellten Strukturen mit der Angabe einer Länge in mm stehen für Mikrosteifenleitungen mit der angegebenen Größe. Die Simulation wird unter der Annahme durchgeführt, dass die Kontaktierung mit 50 Ohm Signalleitern erfolgt. Die Simulationsdaten wurden für einen Frequenzbereich von 500 MHz bis 3.5 GHz berechnet.

an den Kontakten links und rechts ein auf 50 Ω genormter Messplatz angeschlossen wird. In Abbildung 5.5 b) ist das Ergebnis der Simulation für den Transmissionskoeffizienten S_{21} und den Reflexionskoeffizienten S_{11} aufgezeigt. Aufgetragen ist die Magnitude der Koeffizienten für den Frequenzbereich $0.5 < f < 3.5$ GHz. Es ist deutlich zu sehen, dass für Frequenzen bis $f < 1.67$ GHz die Maxima des Transmissionskoeffizienten S_{21} und die Minima des Reflexionskoeffizienten S_{22} nicht übereinstimmen - das bedeutet maximale Transmission bei gleichzeitiger minimaler Reflexion. Für $f = 1.67$ GHz (gestrichelte Linie) stimmen dagegen die Transmission im Maximum und die Reflexion im Minimum überein, was auf eine perfekte Anpassung der Impedanzen der Probe und des Messaufbaus hindeutet. Für eine Erhöhung der Frequenz hin zu 3.5 GHz verschieben sich Maxima und Minima der Koeffizienten wieder gegeneinander.

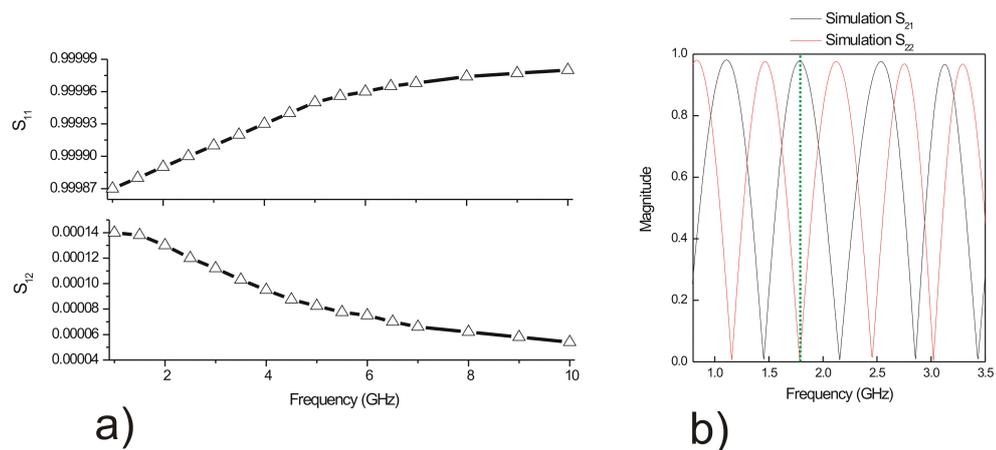


Abb. 5.5: Teilbild a): Simulationsdaten für die Annahme, dass die Probe durch einen $10\text{ M}\Omega$ Widerstand dargestellt werden kann. Gezeigt sind die Magnituden für den Reflexionskoeffizient S_{11} und den Transmissionskoeffizient S_{12} für einen Frequenzbereich von $1 < f < 10\text{ GHz}$. Im gesamten Frequenzbereich zeigt der Reflexionskoeffizient S_{11} eine nahezu Totalreflexion ($S_{11} \sim 1$). Dementsprechend ist der simulierte Transmissionskoeffizient S_{12} sehr gering, da durch die hohen Reflexionen nur ein verschwindend geringer Teil des Signals durch die Probe geleitet wird. Teilbild b): Simulierte Werte von S_{21} und S_{22} in Abhängigkeit der Frequenz unter der Annahme, dass mit Hilfe eines Impedanz-Anpassungs-Boards der Innenwiderstand der Probe ($10\text{ M}\Omega$) für die Frequenz 1.67 GHz angepasst wurde. Für die gewählte Anpassungsfrequenz (gestrichelte Linie) fällt das Maximum des Transmissionskoeffizienten mit dem Minimum des Reflexionskoeffizienten zusammen. Die Anpassung erlaubt somit eine nahezu komplette Signalübertragung durch die Probe.

5.3 Einfluss der Impedanz-Anpassung auf die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten

Auf Basis der zuvor beschriebenen Simulationen kann durch den Einsatz des Anpassungs-Netzwerks ebenfalls eine Veränderung der gemessenen Transmissionskoeffizienten und Reflexionskoeffizienten bei Messungen an Drei-Kontakt-Strukturen erwartet werden. Für die Messungen wurde die zu untersuchende Probe wie bereits beschrieben mit der Probe zugewandten Leitungen auf die PCB-Platine aufgesetzt und somit die Probenkontakte mit dem Anpassungsboard verbunden. Auf der linken Seite, dem Gatekontakt, wurde ein Hochfrequenzsignal sowie eine variable Gate-Spannung angelegt. Ferner wurde der Drainkontakt mit einer Vorwärtsspannung V_d versorgt.

Für eine angelegte Gatespannung von $V_g = 3$ V und eine Vorwärtsspannung von $V_d = 2$ V sind in Teilbild a) der Abbildung 5.6 die gemessenen Daten für die Magnitude des Transmissionskoeffizienten S_{21} sowohl für Messungen ohne (dargestellt durch leere schwarze Rechtecke) als auch mit Verwendung des Impedanz-Anpassungs-Boardes (rote Rechtecke) aufgezeigt. Für die Messung mit Einsatz des Impedanz-Anpassungs-Boardes ist eine deutliche Verbesserung der Magnitude des Transmissionskoeffizienten zu sehen. Ohne Anpassung verläuft die Magnitude von S_{21} meist unterhalb des Wertes 0.1. Mit Impedanzanpassung sind in regelmäßigen Abständen Peaks zu sehen, an deren Stellen die Magnitude bei einer Frequenz von 1.78 GHz bis auf einen Wert von 0.61 ansteigt. Diese Ergebnisse stimmen sehr gut mit der angestrebten Anpassungsfrequenz von 1.67 GHz überein. Teilbild b) verdeutlicht den Einfluss der Anpassung auf den Reflexionskoeffizienten S_{22} . Für Referenzmessungen ohne Anpassungsboard (schwarze leere Rechtecke) wird das Hochfrequenzsignal aufgrund des sehr hohen Innenwiderstands der Probe annähernd total reflektiert, weshalb der Reflexionskoeffizient in dem gemessenen Frequenzbereich von $0.75 < f < 6$ GHz annähernd den Wert "1" annimmt. Durch die Anpassung des Innenwiderstandes auf den geeichten Messplatz konnte eine Verbesserung erreicht werden, indem der Reflexionskoeffizient für Frequenzen wie zum Beispiel 1.49 und 2.25 GHz Minima mit 0.05 bzw. 0.08 annimmt. Für die aus der Transmissionskoeffizient-Messung ermittelte Frequenz $f = 1.78$ GHz, bei der die gemessene Transmission am größten ist, erreicht die Reflexion kein Minimum, ist aber mit 0.3 kleiner als der gemessene Transmissionskoeffizient an dieser Stelle.

Ein Vergleich der beiden Teilbilder in Abbildung 5.6 zeigt, dass für höhere Frequenzen die Minima des Reflexionskoeffizienten eine deutlich steigende Tendenz haben. Für eine Frequenz von $f = 5.28$ GHz erreicht das Reflexionsminimum nur

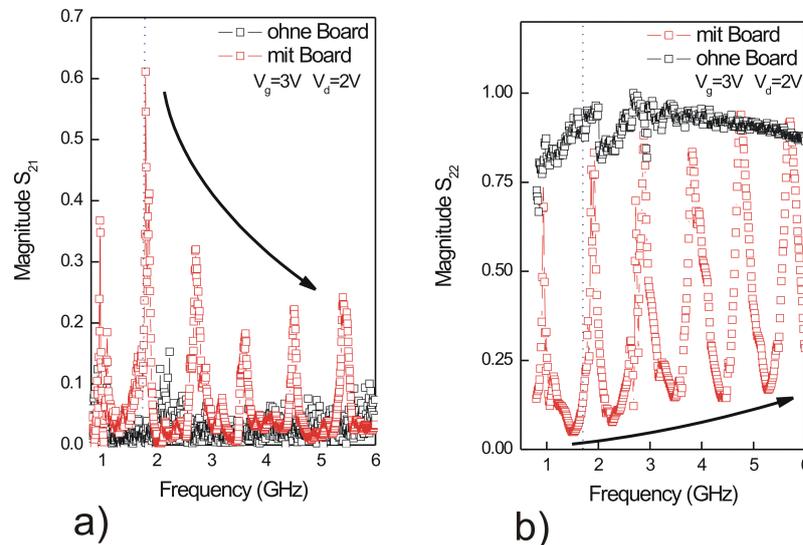


Abb. 5.6: Teilbild a) Experimentelle Daten für den Transmissionskoeffizienten S_{21} ohne (schwarze Kurve) und mit Impedanzanpassungs-Board (rote Kurve). Teilbild b): Auswirkung der Impedanzanpassung auf den Reflexionskoeffizienten S_{22} . Dargestellt sind die Ergebnisse ohne Anpassung durch schwarze leere Rechtecke und mit Anpassung durch rote leere Rechtecke. Für beide Messungen ist eine deutliche Verbesserung der Hochfrequenzübertragung der Probe durch die Anwendung des Anpassungsboards zu verzeichnen. Die Magnitude des Transmissionskoeffizienten S_{21} steigt für regelmäßige Frequenzen merklich an, während die Magnitude des Reflexionskoeffizienten deutlich abnimmt.

noch einen Wert von 0.17, dieses Ergebnis ist um den Faktor 3 schlechter als 0.05 bei $f = 1.49$ GHz. Gleichzeitig verringern sich die Maximawerte der Transmission ungefähr um den Faktor 2. Bei $f = 5.40$ GHz kann nur noch ein Maximum von 0.24 im Gegensatz zu 0.61 bei $f = 1.78$ GHz gemessen werden.

Der Vergleich der experimentell ermittelten Daten mit den Simulationsdaten für eine durch einen $10\text{ M}\Omega$ Widerstand symbolisierte Probe zeigt ebenfalls eine gute Übereinstimmung für $f = 1.78$ GHz. Teilbild a) der Abbildung 5.7 zeigt sowohl die Zusammenstellung der Simulationsdaten, ermittelt unter der Annahme, dass die Probe durch einen $10\text{ M}\Omega$ Widerstand symbolisiert werden kann, als auch die experimentellen Messdaten für die Magnitude des Transmissionskoeffizienten S_{21} für den Frequenzbereich $0.75 < f < 3.5$ GHz. Wie bereits bei zuvor dargestellten Messungen ist für die angestrebte Frequenz von 1.67 GHz eine ausgeprägte Verbes-

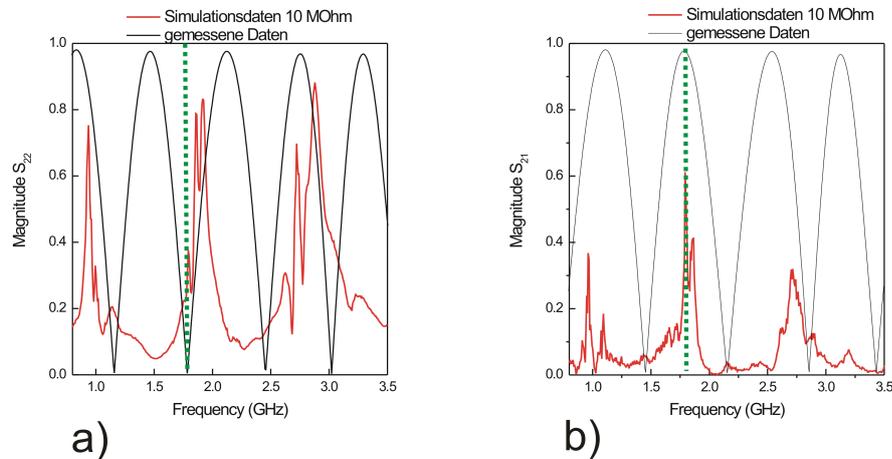


Abb. 5.7: Teilbild a): Vergleich der Simulationsdaten für die Magnitude des Transmissionskoeffizienten S_{21} mit den experimentell ermittelten Daten. Es ist zu sehen, dass bei der geplanten Anpassungsfrequenz von $f = 1.70$ GHz eine ausgeprägte Verbesserung auftritt. Bei dieser Frequenz erreicht die Magnitude einen Wert von 0.6 und fällt mit einem Maxima in den Simulationsdaten zusammen. Teilbild b): Zusammenstellung der gemessenen Daten für den Reflexionskoeffizienten S_{22} mit den Simulationsdaten. Hier erreichen sowohl die Simulationsdaten als auch die gemessenen Daten kein Minimum bei $f = 1.70$ GHz dennoch sind sie kleiner als die Transmissionsdaten dieser Frequenz.

serung durch die Anpassung zu beobachten (dargestellt durch die grüne gepunktete Linie). Dieser ausgeprägte Peak stimmt sehr gut mit dem an dieser Stelle ausgeprägten Maximum der Simulationsdaten überein. Die zugehörigen Simulations- und Messdaten des Reflexionskoeffizienten S_{22} sind in Abbildung 5.7 b) dargestellt. Für die Frequenz 1.78 GHz erreichen sowohl die Simulationsdaten als auch die Messdaten kein Minimum; der experimentell ermittelte Wert ist jedoch mit 0.3 deutlich kleiner als der an dieser Stelle erzielte Transmissionswert. Die Simulationskurve ist für diese Frequenz mit einem Wert von ca. 0.76 deutlich niedriger. Auch dies stellt eine relativ gute Übereinstimmung mit dem angestrebten Anpassungsziel dar.

5.4 Spannungsabhängigkeit des Transmissionskoeffizienten und des Power Gains

Im Folgenden wird die Abhängigkeit des Transmissionskoeffizienten S_{21} und des ermittelten Power Gains von den angelegten Drain- und Gatespannung untersucht. Zu Beginn wurde während der Messung von S_{21} die Gatespannung V_g von 3 V auf -3 V variiert. Die damit erzielten Messergebnisse sind in Abbildung 5.8 für den Frequenzbereich von $1 < f < 6$ GHz dargestellt. Wie bereits vorher gezeigt, weisen die Messungen in regelmäßigen Abständen Peaks (Plasmonen) auf. Für negative Gatespannung (schwarze Rechtecke) sind die Peaks wesentlich ausgeprägter als für die selbe positive Spannung (rote Rechtecke). Deutlich zu sehen ist dieser Unterschied bei $f = 1.78$ GHz. Für diese Frequenz erreicht der Magnitudenpeak für $V_g = 3$ V einen Wert 0.30. Wählt man dagegen eine negative Spannung, so führt dies zu einer Erhöhung der Magnitude um den Faktor 2 auf 0.61. Für die beiden folgenden Peaks bei 2.72 GHz und 3.62 GHz unterscheiden sich die gemessenen Daten für die unterschiedlich angelegte Spannung kaum. Für eine weitere Frequenzerhöhung auf 4.50 GHz und 5.40 GHz erreichen die Peaks für negative Gatespannungen wieder deutlich höhere Werte.

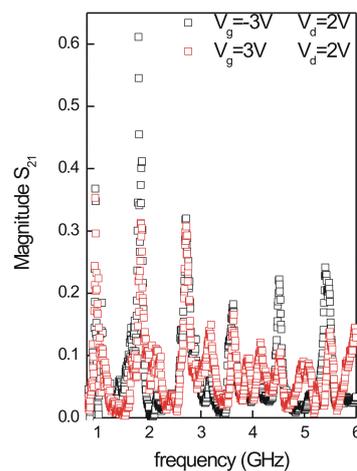


Abb. 5.8: Spannungsabhängigkeit der Magnitude des Transmissionskoeffizienten S_{21} . Für positive Gate- und Drainspannungen wird bei $f = 1.78$ GHz eine bessere Übertragung erzielt als für negative Gatespannungen.

Dieses Verhalten ist vergleichbar mit dem Spannungsverhalten der Probe ohne Einsatz des Anpassungs-Netzwerks. Wie im vorigen Kapitel gezeigt, führt bei Hochfrequenzmessungen eine an der Probe angelegte negative Spannung zu einer Verbesserung der Transistoreigenschaften.

Aufbauend auf diesen Messungen wurde der Power Gain, d.h. die Leistungsverstärkung der Probe, unter dem Einsatz des Impedanz-Anpassungs-Boards ermittelt. Dieser wurde wie bereits im vorherigen Kapitel mit der Formel 4.10 berechnet. Abbildung 5.9 zeigt den berechneten Power Gain als Funktion der eingekoppel-

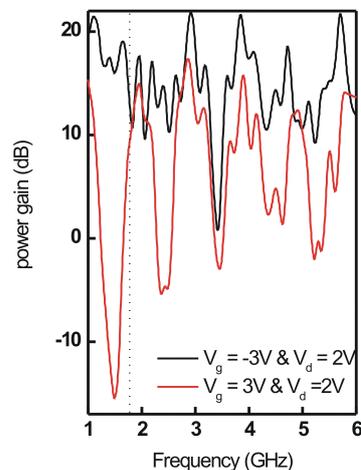


Abb. 5.9: Spannungsabhängigkeit des ermittelten Power Gains für positive und negative Gatespannungen.

ten Frequenz für verschiedene Gatespannungen. Auch hier zeigt sich die negative Spannung als effektiver bzgl. des Hochfrequenzverhaltens der Probe mit Impedanzanpassung. Aufgrund des Verlaufs der gemessenen Magnitudenkurve zeigen die Verstärkungskurven Peaks, wobei deren Auftreten komplexer sind. Dies wird darauf zurückgeführt, dass zur Berechnung des Power Gains alle 4 Koeffizienten S_{11} bis S_{22} beitragen, wodurch es zu Mischungen von Frequenzen kommt. Für $f = 1.47$ GHz erreichen die experimentellen Daten beider Spannungen den größten Unterschied von ca. 31 dB. Während für positive Spannung ein Verlust von -15 dB auftritt, erhöht sich der Power Gain bei einer Änderung auf eine negative Spannung auf 16.44 dB. Für die angenommene Anpassungsfrequenz von $f = 1.78$ GHz zeigen beide eine positive Verstärkung, jedoch kein Maximum. Auch diese Verschiebung der Maxima kann auf die Berechnung des auf alle 4 Koeffizienten basieren-

den Power Gains zurückgeführt werden. Den maximalen Wert von 22 dB erreicht der Power Gain für eine angelegte negative Spannung bei $f = 2.9$ GHz. Dies stellt einen Rekordwert dar. Somit konnte erstmals für einen Frequenzbereich von mehreren GHz durch ein Impedanz-Anpassungs-Board Power Gain in nanoelektrischen Transistoren demonstriert werden.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, ohne deren Mithilfe und Unterstützung die Entstehung dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre:

Allen voran Prof. Dr. Alfred Forchel für die Aufnahme am Lehrstuhl für Technische Physik und für die Bereitstellung der experimentellen Möglichkeiten, um die vorgestellten Nanostrukturen untersuchen zu können.

Ein großer Dank gehört auch Herrn PD. Dr. Lukas Worschech für die Aufnahme in die Gruppe und die kompetente Betreuung dieser Arbeit.

Ein ganz besonderer Dank geht an meinen Kollegen Stefan Lang für die gute und produktive Zusammenarbeit, die stetige und ermüdliche Motivation, für die Unterstützung in allen Lagen und für den Spaß sowohl auf der Arbeit als auch im Privaten.

Meinen Mitstreitern aus der Nanoelectronics-Gruppe für die freundschaftliche Atmosphäre, die ausführlichen Diskussionen und dem Zusammenhalt in allen Lagen. Besonderen Dank geht hierbei an meinen Kollegen Christian Müller.

Weiterer Dank geht an das MSL-Team für die kompetente und stets hilfsbereite Unterstützung bei der Erstellung von Proben, ganz besonders an Monika Emmertling, Silke Kuhn, Martin Kamp und Sven Höfling.

Vielen Dank auch an die Lehrstuhlsekretärin Angelika Berger für die Unterstützung in den alltäglichen Problemen am Lehrstuhl und für die stets guten Ratschläge.

Nicht zu vergessen geht ganz großer Dank an meine Korrekturleser Lukas, Mama und Stefan.

Ein ganz besonders großer Dank geht an meine Familie und Freunde. Allen voran an meine Eltern, die mich in den letzten Jahren in jeglicher Hinsicht immer unterstützt haben. Sie standen mir in allen Lagen mit Rat und Tat zur Seite.
VIELEN DANK!!!!

Last but not least - Vielen Dank "Mädels" für eure Unterstützung!

Ehrenwörtliche Erklärung

gemäß §5 Abs. 2 Ziff. 2 und 5
der Promotionsordnung der
Fakultät für Physik und Astronomie
der 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 haben.

Die Dissertation wurde bisher weder vollständig noch teilweise einer anderen Hochschule mit dem Ziel, einen akademischen Grad zu erwerben, vorgelegt.

Am 15. Juni 2005 wurde mir von der Universität Würzburg der akademische Grad *Diplom-Ingenieur (Univ.)* verliehen.

08.04.2009

Daniela Spanheimer

Literaturverzeichnis

- [1] H. Akagi and T. Oe. A specific filter for eliminating high-frequency leakage current from the grounded heat sink in a motor drive with an aktive front end. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 23(2):763–770, 2008.
- [2] A. J. Alobodnik and R. T. Webster. An alternative stability factor for amplifier design. *Microwave Journal*, Feb01, 1994.
- [3] A. V. Andreev and K. A. Matveev. Coulomb blockade oscillations in the thermopower of open quantum dots. *Phys. Rev. Lett.*, 86(2):280, 2001.
- [4] G. Bacher, H. Schweizer, J. Kovac, A. Forchel, H. Nickel, and W. Schlapp und R. Losch. Influence of barrier height on carrier dynamics in strained inxga1-xas gaas quantum-wells. *Phys. Rev. B*, 43(11):9312–9315, 1991.
- [5] J. Badeen and W. H. Brattain. The transistor, a semi-conductor triode. *Phys. Rev.*, 74(2)(2):230, 1948.
- [6] B.J. Baliga. *Silicon RF power MOSFET*. World Scientific, New Jersey, 2005.
- [7] C. Balocco, A. M. Song, and M. Missous. Room-temperature operations of memory devices based on self-assembled inas quantum dot sturctures. *Appl. Phys. Lett.*, 85(24):5911–5913, 2004.
- [8] C. B. J. Beenakker. Theory of coulomb-blockade oscillations in the conductance of a quantum dot. *Physical Review B*, 44(4):1646–1656, 1991.
- [9] H. Beneking. *Feldeffekttransistor*. Springer, Berlin, 1973.
- [10] F. Beuscher, L. Worschech, B. Weidner, and A. Forchel. Quantized conductance in extended electron waveguides fabricated on shallow etched modulation-doped gaas/algaas heterostructures. *PHYSICA E*, 7(772), 2000.
- [11] P. J. Burke. Ac performance of nanoelectronics: towards a ballistic thz nano-tube transistor. *Solid-State Electronics*, 48:1981–1986, 2004.
- [12] P. J. Burke, I. B. Spielman, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West. High frequency conductivity of high-mobility two-dimensional electron gas. *Appl. Phys. Lett.*, 76:745, 2000.

-
- [13] H. Bussey and J. E. Gray. Measurements of rf properties of materials: A survey. *Proceedings of IEEE*, 55:1046–1053, 1967.
- [14] M. Büttiker. Capacitance, admittance and rectification properties of small conductors. *J. Phys.: Condens. Matter*, 5:9361, 1993.
- [15] A. Cho and J. R. Arthur. Molecular beam epitaxy. *Prog. Solid State Chem.*, 10:157, 1975.
- [16] A. Christou, K. Varmazis, and Z. Hatzopoulos. High mobility two-dimensional electron-gas structure of modulation-doped gaas transistors. *Appl. Phys. Lett.*, 50:935, 1987.
- [17] A. V. Danilov, P. Hedegard, and D. S. Golubec. Nanoelectromechanical switch operating by tunneling of an entire c-60 molecule. *Nano Letters*, 8(8):2392–2398, 2008.
- [18] G. A. Deschamps. Determination of reflection coefficients and insertion loss of a waveguide junction. *J. Appl. Phys.*, 24(8):1046–1051, 1953.
- [19] R. Dingle, H. L. Strömer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann. Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterostructure super-lattices. *Appl. Phys. Lett.*, 33:665, 1978.
- [20] M. L. Edwards and H. H. Sinsky. A new criterion of linear 2-port stability using a single geometrically derived parameter. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 40(12):2303–2311, 1992.
- [21] J. P. Eisenstein. Technical report, Proc. 25th Int. Conf. Phys. Semicond., Osaka, 2000.
- [22] M. N. El-Gamal and G. W. Roberts. Very high-frequency log-domain band-pass filters. *IEEE Transactions on Circuits and Systems II-Express Briefs*, 45(9):1188–1198, 1998.
- [23] Prof. Dr. G. Epprecht. *Leitungen*. ZHW, Department Technik, Information und Naturwissenschaften, Zürcher Hochschule, 2003.
- [24] D. K. Ferry and S. M. Goodnick. *Transport in Nanostructures*. Cambridge University Press, Cambridge, 1997.
- [25] K. Furuya, T. Sugaya, K. Komori, and M. Asada. A analysis of antenna integrated thz oscillator using a negative differential resistance transistor. *IEICE Transaction on Communications*, E91B(6):1800–1805, 2008.
- [26] K. Ganesan and B. J. Leon. Applications of transmission line theory in power engineering. *Electric Power Components and Systems*, 22(5):601–618, 1994.
-

- [27] B. Godara and A. Fabre. The first all-transistor wideband (0-5ghz) impedance matching network. In *14th IEEE International Conference on Electronics, Circuits and Systems*, volume 1-4, pages 1217–1219, 2007.
- [28] C.J. Gorter. A possible explanation of the increase of the electrical resistance of thin metal film at room temperature and small field strengths. *Physica E*, 17:777, 1951.
- [29] L. Gou, E. Leobandung, and S. Y. Chou. A silicon single-electron memory operation at room temperature. *SCIENCE*, 275:649–651, 1997.
- [30] A. G. C. Haubrich, D. A. Wharam, H. Kriegelstein, S. Manus, A. Lorke, and J. P. Kotthaus. Parallel quantum-point-contacts as high-frequency-mixers. *Appl. Phys. Lett.*, 70:3251, 1997.
- [31] J. M. Hergenrother, M. T. Tuominen, T. S. Tighe, and M. Tinkham. Fabrication and characterisation of single-electron-tunnelingtransistors in the superconductivity state. *IEEE Transaction on applied Superconductivity*, 2:1980–1982, 1993.
- [32] K. Hoffmann. *Systemintegration: Vom Transistor zur großintegrierten Schaltung*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, München/Wien, 2003.
- [33] M. H. W. Hoffmann. *Hochfrequenztechnik*. Springer-Lehrbuch, Berlin, 1997.
- [34] H. K. J. Ihantola and J. L. Moll. Design theory of a surface field-effect transistor. *Solid State Electronics*, 7:423, 1964.
- [35] A. C. Irvine, Z. A. K. Durrani, and H. Ahmed. A high-speed silicon-based few-electron memory with metal-oxide-semiconductor field-effect transistor gain element. *J. Appl. Phys.*, 87:8594, 2000.
- [36] D. Kahng. Hot electron transistor. *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, 50:1534, 1962.
- [37] E. Kapetanakis, P. Normand, D. Tsoukalas, and K. Beltsios. Room-temperature single-electron charging phenomena in large-area nanocrystal memory obtained by low-energy ion beam synthesis. *Appl. Phys. Lett.*, 80:2794, 2002.
- [38] T.W. Kelley and C.D. Frisbie. Gate voltage dependent resistance of a single organic grain boundary. *J. Phys. Chem. B*, 105(4538-4540), 2001.
- [39] W. Kellner. *GaAs-Feldeffekttransistoren*, volume 2. Auflage. Springer-Verlag, 1989.
- [40] D. M. Kerns and R. W. Beatty. *Basic Theory of Waveguide Junction and Introduction Macrowave Network Analysis*. Pergamon Press, 1967.
-

- [41] H. Kim, T. Noda, T. Kawazu, and H. Sakaki. Control of current hysteresis effects in a gaas/n-algaas quantum trap field effect transistor with embedded inas quantum dots. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 39:7100, 2000.
- [42] R. King. *Transmission-line theory*. McGraw-Book Company, 1955.
- [43] D. L. Klein, R. Roth, A. K. L. Lim, and A. P. Alivisatos. A single-electron transistor made from cadmium selenide nanocrystal. *Nature*, 389:699, 1997.
- [44] A. Kohno, H. Murakami, M. Ikeda, S. Miyazaki, and H. Hirose. Memory operation of silicon quantum-dot floating-gate metal-oxide-semiconductor field-effect transistors. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 40:L721, 2001.
- [45] K. Koike, K. Saitoh, S. Li, S. Sasa, M. Inoue, and M. Yano. Room-temperature operation of a memory-effect algaas/gaas heterojunction field-effect transistor with self-assembled inas nanodots. *Appl. Phys. Lett.*, 76:1293, 2001.
- [46] G. P. Lansbergen and R. Rahman andn C. J. Wellard. Gate-induced quantum-confinement transistor of a single dopant atom in silicon finfet. *Nature Physics*, 4(8):656–661, 2008.
- [47] Y. Li, S. Feng, and Y. Luo. Conformal mapping of s-parameter of a three-terminal network from its feedback impedance admittance. *IEEE International Symposium on Volume*, pages 545–548, 1989.
- [48] H. Linke, T. E. Humphrey, A. Lofgren, A. O. Sushkov, R. Neubury, R. P. Taylor, and P. Omling. Experimental tunneling ratchets. *Science*, 286:2314, 1999.
- [49] X. Luo, A. O. Orlov, and G. L. Snider. Origin of coulomb blockade oscillations in single-electron transistors fabricated with granulated cr/cro resistive microstrips. *Microelectronics Journal*, 36:308–312, 2005.
- [50] S. Luryi. *Appl. Phys. Lett.*, 52:501, 1988.
- [51] Z. Q. Ma, S. Mohammadi, P. Bhattacharya, L. Katehi, S. A. Alterovitz, and G. E. Ponchak. A high-power and high-gain x-band si/sige/si heterojunction bipolar transistor. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 50(4):1101–1108, 2002.
- [52] A. Maffucci, G. Miano, and F. Villone. Full-wave transmission-line theory. *IEEE Transaction on Electron Devices*, 39(3):1594–1597, 2003.
- [53] M. H. Manscher, M. T. Savdainen, and J. Mygind. Microwave enhanced co-tunneling in set transistors. *IEEE Transaction on applied Superconductivity*, 13:1107–1110, 2003.
-

-
- [54] A. Martin, T. Reveyrand, M. Campovicchio, and R. Aubry. Balanced al-gan/gan hemt cascode cell: design for wideband distributed amplifiers. *Electronics Letters*, 44(2):116–118, 2008.
- [55] J. Mateos, B. G. Vasallo, D. Pardos, T. Gonzáles, E. Pichonat, J. S. Galloo, S. Bollaert, Y. Roelens, and A. Cappy. Nonlinear effect in t-branch junctions. *IEEE Electron Device Lett.*, 25:235, 2004.
- [56] J. S. McLean, A. D. Wieck, and M. Bledner andn K. Plogg. High-frequency characteristics of in-plane-gate transistors. *Appl. Phys. Lett.*, 61:1324, 1992.
- [57] H. Meinke and F.W. Grundlach. *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*, volume 5. Auflage. Springer-Verlag, 1992.
- [58] H. H. Meinke. *Einführung in die Elektrotechnik höherer Frequenzen*. Springer-Verlag, 1961.
- [59] H.-J. Michel. *Zweitor-Analysen mit Leitungswellen*. B. G. Teubner, 1981.
- [60] C. R. Mueller, L. Worschech, and A. Forchel. Room temperature memory operation of electron y-branch swith with embedded quantum dots. *IEEE Elektron Letters*, 43:1392–1393, 2007.
- [61] C. R. Mueller, L. Worschech, D. Spanheimer, and A. Forchel. Current and voltage gain in a monolithic gaas/algaas ttj at room temperature. *IEEE Electron Device Letters*, 27:208–210, 2007.
- [62] R. Mueller. *Bauelemente der Halbleiterelektronik*, volume 4. Auflage. Springer-Verlag, 1991.
- [63] B. Naser, D. K. Ferry, J. Heeren, J. L. Reno, and J. P. Bird. Large capacitance in a nanosecond-scale transient response of quantum point contacts. *Appl. Phys. Lett.*, 89:083103, 2006.
- [64] H. Nejati, T. Ragheb, A. Nieuwoudt, and Y. Massoud. Modeling and design of ultrawideband low noise amplifiers with generalized impedance matching networks. In *IEEE International symposium on circuits and Systems*, volume 1-11, pages 2622–2625, 2007.
- [65] A. C. Nunes, M. J. doRosario, and J. C. Freire. A microstrip matching network for class c power amplifiers optimazation. In *27th European Microwave Conference*, pages 761–766, 1997.
- [66] T. Oka, M. Hasegawa, M. Hirata, Y. Amano, Y. Ishimaru, and H. Kawamura. A high-power low-distortion gaashbt power amplifier for mobile terminals used in broadband wireless applications. *IEEE Journal of solid-state Circuits*, 42(10):2123–2129, 2007.
-

-
- [67] S. J. Organidis. *Electromagnetic Waves and Antennas*. ECE Department Rutgers University, 2008.
- [68] Y. Ota. High-frequency power applications using wide-bandgap semiconductors. *Electronics and Communications in Japan Part II-Electronics*, 81(9):54–61, 1998.
- [69] T. Palm and L. Thylen. Analysis of an electron-wave y-branch switch. *Appl. Phys. Lett.*, 60, 1992.
- [70] C. S. Pan, K. Wu, and G. Sery. Physical origin of long-term charge loss in floating-gate eeprom with an interpoly oxide nitride oxide stacked dielectric. *IEEE Electron Devices Letters*, 12(2):51–53, 1991.
- [71] E. Pehl. *Mikrowellentechnik 1*, volume 2. Auflage. Hüthig-Verlag, 1988.
- [72] E. Pehl. *Mikrowellentechnik 2*, volume 2. Auflage. Hüthig-Verlag, 1989.
- [73] D. Peng, P. Hu, and B. Zhu. The modified method of measuring the complex transmission coefficient of multiplayer acoustical panel in impedance tube. *Applied Acoustics*, 69(12):1240, 2008.
- [74] R. S. Pengelly. *Microwave Field-Effect Transistors - Theory, Design and Applications*. Research Studies Press, 1982.
- [75] T. Penick. *Microwave Engineering*, 2003.
- [76] L. Pfeiffer, K. West, H. Störmer, and K. Baldwin. Electron mobilities exceeding $107 \text{ cm}^2/\text{v s}$ in modulation-doped GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 55:1888, 1989.
- [77] L. Rashmi, L. Bednarz, B. Hackens, G. Farhi, V. Bayot, and I. Huynen. Non-linear electron transport properties of InAlAs/InGaAs based y-branch junctions for microwave rectification at room temperature. *Solid State Communications*, 1134(3):217, 2005.
- [78] S. Reitzenstein, L. Worschech, P. Hartmann, and A. Forchel. Pronounced switching bistability in a feedback coupled nanoelectronic y-branch switch. *Appl. Phys. Lett.*, 82:1980, 2003.
- [79] S. Reitzenstein, L. Worschech, P. Hartmann, M. Kamp, and A. Forchel. Capacitive-coupling-enhanced switching gain in an electron y-branch switch. *Phys. Rev. Lett.*, 89:226804, 2002.
- [80] C. T. Sah. Characteristics of metal-oxide semiconductor transistors. *IEEE Trans. Elect. Dev.*, 11:324, 1964.
-

-
- [81] H. Sakaki, G. Yusa, T. Someya, Y. Ohno, T. Noda, H. Akiyama, Y. Kadoya, and H. Noge. Transport-properties of 2-dimensional electron-gas in algaas/gaas selctively doped heterojunctions with embedded inas dots. *Appl. Phys. Lett.*, 67:3444, 1995.
- [82] T. Sameshima. Status of si thin film transistor. *J. Non-Cryst. Sol.*, 227-230(1196-1201), 1998.
- [83] A. Schliemann, L. Worschech, S. Reitzenstein, S. Kaiser, and A. Forchel. Large threshold hysteresis in a narrow algaas/gaas channel with embedded quantum dots. *Appl. Phys. Lett.*, 81:11, 2002.
- [84] M. Shichman and D. H. Hodges. Modeling and simulations of insulated gate field effect transistor switching cursuits. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 3:285, 1968.
- [85] I. Shorubalko, H. Q. Xu andn I. Maximov, D. Nilsson, P. Omling, L. Samuelson, and W. Seifert. A novel frequency-multiplication device based on three-terminal ballistic junction. *IEEE Electron Device Lett.*, 23(7):377, 02.
- [86] P. Sjoblom and H. Sjoland. Measured cmos switched high-quality capacitor in a recondigurable matching network. *IEEE Transaction on circuits and systems*, 54(10):858–862, 2007.
- [87] D. P. E. Smith. Quantum point-contact switches. *Science*, 269:371, 1995.
- [88] T. P. Smith, B. B. Goldberg, P. J: Stiles, and M. Heiblum. Direct measurement of the density of states of a two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B.*, 32:2696–2699, 1985.
- [89] P. Solomon and H. Morkoc. Modulation doped gaas/algaas heterojunction field-effect transistors (modfets), ultrahigh speed device for supercomputers. *IEEE Trans. Electron. Devices*, 31:1051, 1984.
- [90] D. Spanheimer, L. Worschech, C. R. Müller, and A. Forchel. Space charge induced gating by a leaky gate. *Appl. Phys. Lett.*, 90:232101, 2007.
- [91] D. Spanheimer, L. Worschech, C. R. Müller, and A. Forchel. Gate leakage induced gating in low-dimensional conductors. *Physica E*, 40:2150, 2008.
- [92] H. L. Stoermer. Proceeding of 15th international conference on the physics of semiconductors. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 49, 1978.
- [93] S. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley, New York, 2002.
- [94] U. Tietze and C. Schenk. *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Springer, Berlin, 2002.
-

-
- [95] S. Tiwari, F. Rana, H. Hanafi, A. Hartstein, and E. F. Crebbe. A silicon nanocrystals based memory. *Appl. Phys. Lett.*, 68:1377, 1996.
- [96] W. Togatov, P. A. Gnatyuk, and D. S. Ternovskii. Shwitching processes in high-frequency converters. *Instruments and Experimental Techniques*, 51(6):808–819, 2008.
- [97] Y. Tsvividis. *Operation and Modelling of the MOS Transistor*. McGrawHill, Boston, 2nd edition, 1999.
- [98] H. Haase und J. Nitsch. Full-wave transmission-line theory for the analysis of three-dimensional wire like structures. In *Zurich Symposium on EMC*, pages 235–240, 2001.
- [99] H.-G. Unger. *Hochfrequenzhalbleiterelektronik*. S. Hirzel Verlag, 1972.
- [100] E. Voges. *Hochfrequenztechnik*, volume 2. Auflage. Hüthig-Verlag, 1991.
- [101] D. Wallin and H. Q. Xu. Electrical properties and logic fundtion of multibranch junction structures. *Appl. Phys. Lett.*, 86:253510, 2005.
- [102] T. H. Wang, H. W. Li, and J. M. Zhou. Charging effect in inas self-assembled quantum dots. *Appl. Phys. Lett.*, 79:1537, 2001.
- [103] A. D. Wieck and K. Ploog. In-plane-gated quantum wire transistors fabricated with directly written focussed ion-beams. *Appl. Phys. Lett.*, 56:928, 1990.
- [104] L. Worschech, F. Fischer, A. Forchel, M. Kamp, and H. Schweizer. High frequency operation of nanoelectronic y-branch at room temperature. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 40:L867, 2001.
- [105] L. Worschech, D. Hartmann, S. Reitzenstein, and A. Forchel. Nonlinear properties of ballistic nanoelectronic devices. *J. Phys. Condens. Matters*, 17:R775, 2005.
- [106] L. Worschech, S. Reitzenstein, P. Hartmann und S. Kaiser, M. Kamp, and A. Forchel. Self-switching of branched multiterminal junctions: a ballistic half-adder. *Appl. Phys. Lett.*, 83:2462, 2003.
- [107] L. Worschech, H. Q. Xu, A. Forchel, and L. Samuelson. Bias-voltage-induced asymmetry in nanoelctronic y-branches. *Appl. Phys. Lett.*, 79:3287, 2001.
- [108] H. Q. Xu. Diode and transistor behaviors of three-terminal ballistic junctions. *Appl. Phys. Lett.*, 80:853, 2002.
-

- [109] H. Q. Xu. Nanotubes: The logical choice for electronics? *Nat. Mater.*, 4:649, 2005.
- [110] A. Yacoby, H. L. Störmer, N. S. Wingreen, L. N. Pfeifer, K. Baldwin, and K. W. West. Nonuniversal conductance quantization in quantum wires. *Phys. Rev. Lett.*, 77:4612, 1996.
-