

Elektrisches und magnetisches Schalten im nichtlinearen mesoskopischen Transport

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

vorgelegt von

David Hartmann

geboren in

Büdingen / Hessen

Eingereicht am: 18.01.2008

bei der Fakultät für Physik und Astronomie
der Universität Würzburg

1. Gutachter: PD Dr. Lukas Worschech
2. Gutachter: Prof. Dr. Hartmut Buhmann
der Dissertation.

1. Prüfer: PD Dr. Lukas Worschech
2. Prüfer: Prof. Dr. Hartmut Buhmann
3. Prüfer: Prof. Dr. Wolfgang Kinzel
im Promotionskolloquium.

Tag des Promotionskolloquiums: 24.07.2008

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

Publikationen	3
Zusammenfassung	4
Abstract	7
1 Einleitung	11
2 Theoretische Grundlagen	15
2.1 Charakteristische Längenskalen	15
2.2 Zwei- und eindimensionale Systeme	17
2.3 Transversale Moden im magnetoelektrischen Potential	20
2.4 Ladungstransport in mesoskopischen Systemen	21
2.4.1 Die Landauer Formel	22
2.4.2 Die Energieverteilung der Elektronen und der Verlauf des elektrochemischen Potentials	23
2.4.3 Der Gesamtwiderstand des mesoskopischen Systems	25
2.4.4 Mesoskopischer Widerstandsdipol	26
2.4.5 Verhalten bei höherer Temperatur und Vorwärtsspannung	28
2.5 Magnetotransport-Effekte im mesoskopischen System	29
2.6 Gate-Effektivität in Quantensystemen	32
2.7 Der Leitwert der Y-Struktur	36
2.8 Rauschaktiviertes Schalten und stochastische Resonanz	37
2.8.1 Übergangsraten in einem bistabilen Potential	37
2.8.2 Stochastische Resonanz	39
3 Experimenteller Teil	43
3.1 Flache zweidimensionale Elektronengase für Raumtemperatur-Anwendungen	43
3.2 Transportuntersuchungen an 30 nm Quantendrähten bei 4.2 K und Raumtemperatur	45
3.3 Self-Gating bei Raumtemperatur	47
3.4 Nanoelektronische Umsetzung komplexer Digital-Logik	51
3.4.1 Die Y-Struktur als digitales Bauelement	51
3.4.2 Die Y-Struktur als nanoelektronischer Zähler	53
3.4.3 Nanoelektronischer monolithischer Volladdierer bei Raumtemperatur	57
3.5 Quantengates als rückgekoppelte mesoskopische Dipole	63
3.5.1 Schaltmechanismus der Y-Struktur	64
3.5.2 Invertierendes und nicht-invertierendes bistabiles Schalten	70

3.5.3	Source-Switching in parallel geschalteten Quantenkapazitäten	74
3.5.4	Bistabiles Schalten im Magnetfeld	78
3.6	Stochastisch bistabiles Schalten in Y-Strukturen	80
3.6.1	Rauschaktiviertes bistabiles Schalten	81
3.6.2	Stochastische Resonanz	83
3.6.3	Spannungssensor auf der Basis von Verweildauerasymmetrien	86
3.6.4	Magnetfeldsensor auf der Basis von Verweildauerasymmetrien	87
3.7	Magnetfeld-Asymmetrie im nichtlinearen Transportbereich	88
3.7.1	Magnetfeld-Asymmetrien in Quantendrähten	90
3.7.2	Steuerung der Asymmetrie und Wiederherstellung der Symmetrie	93
3.7.3	Das Modellbild der Side-Gate kontrollierten Magnetfeld-Asymmetrie in Quantendrähten	95
Literaturverzeichnis		100
Messaufbau		112
Danksagung		113
Lebenslauf		114
Erklärung		115

Publikationsliste

- Tunable magnetic-field asymmetry of nonlinear mesoscopic transport: Field-effect controlled backscattering in a quantum wire, D. Hartmann, L. Worschech and A. Forchel, Phys. Rev. B 78, 113306 (2008)
- Dynamic quantum-gate capacitor, L. Worschech, D. Hartmann, and A. Forchel wird eingereicht bei Appl. Phys. Lett.
- Noise activated nonlinear magnetic field nanosensor, D. Hartmann, L. Worschech, P. Kowalzik, L. Gammaitoni and A. Forchel wird eingereicht bei Appl. Phys. Lett.
- Shunt quantum capacitance induced source switching in an electron Y-branch switch, D. Hartmann, L. Worschech, S. Lang and A. Forchel, Phys. Rev. B 75, 121302 (2007)
- Self-gating in an electron Y-branch switch at room temperature, D. Hartmann, L. Worschech, S. Höfling, A. Forchel and J. P. Reithmaier, Appl. Phys. Lett. 89, 122109 (2006)
- Cascaded Quantum Wires and Integrated Design for Complex Logic Functions: Nanoelectronic Full Adder, B. Lau, D. Hartmann, L. Worschech and A. Forchel, IEEE Transactions on Electron Devices 53, 1107 (2006)
- Y-branch switch frequency bisection, D. Hartmann, L. Worschech, P. Kowalzik and A. Forchel, Electron. Lett. 42, 1005 (2006)
- Nonlinear properties of ballistic nanoelectronic devices, L. Worschech, D. Hartmann, S. Reitzenstein and A. Forchel, J. Phys.: Conds. Matter 17, R775 (2005)
- Inverted and non-inverted hysteretic switching in GaAs/AlGaAs-based electron Y-branch switches, D. Hartmann, L. Worschech, S. Lang and A. Forchel Electron. Lett. 41, 1083 (2005)
- Static memory element based on electron Y-branch switch, D. Hartmann, S. Reitzenstein, L. Worschech and A. Forchel, Electron. Lett. 41, 303 (2005)
- Drain voltage induced barrier increasing of quantum-wire transistors, S. Reitzenstein, L. Worschech, D. Hartmann and A. Forchel, Electron. Lett. 40, 75 (2004)

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Transporteigenschaften von Nanostrukturen basierend auf modulationsdotierten GaAs/AlGaAs Heteroübergängen untersucht. Derartige Heterostrukturen zeichnen sich durch ein hochbewegliches zweidimensionales Elektronengas (2DEG) aus, das sich wenige 10 nm unterhalb der Probenoberfläche ausbildet. Mittels Elektronenstrahl-Lithographie und nasschemischer Ätztechnik wurde dieses Ausgangsmaterial strukturiert. Eindimensionale Leiter mit Kanalweiten von wenigen 10 nm wurden auf diese Weise hergestellt. Die Vorzüge derartiger Strukturen zeigen sich im ballistischen Elektronentransport über mehrere 10 μm und einer hohen Elektronenbeweglichkeit in der Größenordnung von $10^6 \text{cm}^2/\text{Vs}$. Als nanoelektronische Basiselemente wurden eingehend eindimensionale Quantendraht- sowie y-förmig verzweigte Strukturen untersucht, deren Kanalleitwert über seitliche Gates kontrolliert werden kann. Dabei wurden die Transportmessungen überwiegend im stark nichtlinearen Transportregime bei Temperaturen zwischen 4,2 K und Raumtemperatur durchgeführt. Der Fokus dieser Arbeit lag insbesondere in der Untersuchung von Verstärkungseigenschaften und kapazitiven Kopplungen zwischen Nanodrähten, der Realisierung von komplexen Logikfunktionen wie Zähler- und Volladdiererstrukturen, dem Einsatz von Quantengates sowie der Analyse von rauschaktivem Schalten, stochastischen Resonanzphänomenen und Magnetfeldasymmetrien des nichtlinearen mesoskopischen Leitwertes.

Transportuntersuchungen an flachen Elektronengasen

Ein Ziel der Arbeit bestand darin, die Transporteigenschaften von GaAs/AlGaAs Nanostrukturen mit flachen zweidimensionalen Elektronengasen 30 nm unterhalb der Probenoberfläche zu untersuchen. Über nasschemisches Ätzen konnten so schmale stromführende 1D-Kanäle hergestellt werden. Dabei muss die nötige Ätztiefe der Gräben, die lokal das zweidimensionale Elektronengas durchbrechen und somit voneinander isolierte Kanäle und Side-Gates definieren, größer sein als der Abstand zwischen dem Elektronengas und der Probenoberfläche. Somit kann über oberflächennahe 2DEGs die Ätztiefe reduziert werden. Je flacher man nun aber ätzt, desto weniger wird auch der Kanal durch das isotrope nasschemische Ätzmittel unterätzt. Dies ist vor allem deshalb von Bedeutung, da das Unterätzen und damit die unerwünschte Aufweitung der Kanäle unter Umständen so groß wie die Ätztiefe werden kann. Die Nutzung flacher Elektronengase ermöglichte es schließlich, sehr kompakte, miniaturisierte Nanobauteile mit Kanalbreiten von nur wenigen Nanometern zu realisieren. So konnten Quantendrähte und Y-Strukturen mit Kanalweiten von ca. 30 nm hergestellt werden. Die Quantendrähte konnten über den gesamten Temperaturbereich zwischen 4,2 K und Raumtemperatur erfolgreich als Transistorstrukturen und logische Inverter eingesetzt werden. Die Y-Strukturen hingegen wurden z.B. als

Differenzverstärker genutzt. Durch die Miniaturisierung und den dadurch bedingten Self-Gating-Effekt zwischen den Ästen konnte eine Differenz-Verstärkung bis Raumtemperatur gezeigt werden.

Nanoelektronische Umsetzung komplexer Logikfunktionen

Sowohl die Quantendraht- als auch die Y-Struktur wurden als Basiselemente für komplexe nanoelektronische Schaltkreise eingesetzt. Die Besonderheiten dieser Nanobauteile mit aktiven Strukturweiten von wenigen 10 nm liegen neben der ballistischen Elektronenbewegung in der einfachen Strukturgeometrie, in dem hohen Grad an Symmetrie und der daraus resultierenden logischen Multifunktionalität.

Das Hauptaugenmerk lag dabei auf der Umsetzung der Logik eines T-Flip-Flops (T steht dabei für englisch toggle - Hin- und herschalten) als das erste Bit eines Zählwerkes. Ein solches Flip-Flop besitzt nur einen Eingang (Taktingang) und kippt bei einer steuernden Flanke eines rechteckförmigen Eingangssignals in den komplementären Ausgangszustand. Die Frequenz des Eingangssignals wird am Ausgang des T-Flip-Flops halbiert. Dieses Ausgangssignal dient als Eingangssignal für eine darauffolgende Zählstufe. Ein gesamtes Zählwerk setzt sich folglich aus einer sequentiellen Schaltung von T-Flip-Flops zusammen. Ein derartiger Binär-Untersetzer und somit das erste Bit eines Digitalzählers konnte durch eine Kopplung zweier Y-Strukturen realisiert werden. Dabei dient eine Y-Struktur als Trigger, der das planare elektrische Side-Gate Feld einer zweiten bistabilen Y-Struktur kontrolliert. Weiterhin können derartige bistabile Y-Strukturen ebenfalls als Schmitt-Trigger und RS-Flip-Flops (R=Reset, S=Set) eingesetzt werden. Die Bistabilität resultiert hierbei aus dem Zusammenspiel von externer Rückkopplung, Side-Gate-Wirkung und Self-Gating.

Auch die logische Funktion eines Volladdierers konnte durch die Kaskadierung nanoelektronischer Quantendrähte bei Raumtemperatur gezeigt werden. Ein Volladdierer (engl. full adder) ist ein digitales Schaltnetz und ermöglicht die Addition drei einstelliger Binärzahlen (A , B und C_{in}). Dabei liefert der Ausgang SUM die niederwertige Stelle des Ergebnisses, der Ausgang C_{out} (engl. carry (output) - Übertrag (Ausgang)) die höherwertige. Bei der Umsetzung wurde die logische Inverter-Funktion sowie die NAND-Eigenschaft der Quantendrähte genutzt. Die externen Anschlüsse konnten ohne Treiberbausteine und ohne Beeinträchtigung der logischen Funktionalität durch monolithische Verknüpfungen reduziert werden. Es konnte gezeigt werden, dass Multi-Terminal-Strukturen aus Quantendrähten unterschiedliche logische Funktionen wie AND oder XOR Operationen erfüllen, wenn die Eingänge und die Vorwärtsspannungen entsprechend arrangiert werden. Schließlich entstand so eine monolithische Volladdiererstruktur bestehend aus lediglich neun Quantendrähten.

Quantengates als rückgekoppelte mesoskopische Dipole

Eine Y-Struktur ermöglicht bistabiles Schalten mit wohl definierten Schwellspannungen aufgrund von internen Rückkopplungen der mesoskopischen Leiter. Dabei werden keine externen Rückkopplungen mehr benötigt. Verzweigte Kanäle dienen hierbei als nieder-dimensionale Quantengates mit einer Gatelänge im Bereich von wenigen 10 nm. Dabei ist das planare Quantengate nicht durch ein schlecht leitendes

des Material (Dielektrikum) vom Leitungskanal isoliert, sondern lediglich elektrisch durch eine induzierte Potentialbarriere von diesem getrennt. Ein solches Quantengate stellt hierbei einen mesoskopischen Widerstandsdipol dar. Die kompakte Gestaltung der Kanal-Gate-Region führt zu einer sensiblen positiven Rückkopplung des Kanals auf das Quantengate. Eine dadurch bedingte dynamische Verschiebung der Ladungsträger im Quantengate und im Source-Drain-Kanal führt schließlich zu bistabilen Schaltphänomenen. Je nach Wahl der Eingangsvariable konnte auf diese Weise die Funktion eines invertierenden bzw. nicht-invertierenden bistabilen Schmitt-Triggers sowie ein komplementäres Source-Schalten zwischen zwei Source-Kanälen realisiert werden.

Stochastisch bistabiles Schaltverhalten in Y-Strukturen

Die Quantengate Rückkopplung ist wiederum von generellem Interesse hinsichtlich rauschaktiviertem Schalten und stochastischer Resonanzphänomene. Bei höheren Temperaturen ($T > 20$ K) wurde die bistabile Schaltcharakteristik von einem rauschaktivierten Schalten zwischen den beiden Zuständen überlagert. Diese Phänomene konnten in Form von kompakten, miniaturisierten E- und B-Feld-Sensoren angewendet werden. Dabei nutzt das Sensorkonzept die Differenz der Verweildauern der jeweiligen Schaltzustände, um das E-Feld bzw. B-Feld zu detektieren. Interessant ist hierbei die Tatsache, dass das elektrische Rauschen, welches aufgrund eines schlechten *Signal zu Rausch*-Verhältnisses normalerweise als Störfaktor der Bauteilcharakteristik eingestuft wird, für das Sensorkonzept genutzt wurde.

Magnetfeldasymmetrien im nichtlinearen Transportbereich

Weiterhin wurden Magnetfeld-Asymmetrien in Quantendrähten im nichtlinearen Transportbereich untersucht. Diese Asymmetrien konnten im Regime der schwachen Lokalisierung im 1D-Kanal auf lokale Rückstreuungen der Kanalelektronen zurückgeführt werden. Der absolute Wert des antisymmetrischen Leitwertes fluktuiert dabei von Probe zu Probe. Der Effekt der Magnetfeld-Asymmetrie ist stabil und nimmt erst für höhere Vorwärtsspannungen bzw. Temperaturen wieder ab. Den lokal fluktuierenden Streupotentialen wurde ein planares elektrisches Feld überlagert, über welches die Art der Streuung, d.h. ob diffusiv oder spiegelnd, an den Kanalseiten beeinflusst werden kann. Auf diese Weise war die Rückstreuung der Elektronen im Kanal und damit die Magnetfeld-Asymmetrie steuerbar. Auch eine Wiederherstellung der Symmetrie war auf diese Weise möglich.

Abstract

This thesis reports on transport features of nanoelectronic devices based on modulation doped GaAs/AlGaAs heterostructures with a two dimensional electron gas (2DEG) a few 10 nm below the sample surface. Using electron beam lithography and wet chemical etching techniques low dimensional conductors were designed with a channel width of a few 10 nm. Such conductors enable ballistic transport up to 10 μm with high electron mobilities in the range of $10^6 \text{cm}^2/\text{Vs}$. One dimensional quantum wires as well as y-branched structures were used as nanoelectronic basic elements, which were controlled by lateral side-gates. Transport measurements were mainly performed in the strong nonlinear transport regime at temperatures between 4.2 K and room temperature. Experimental investigations were focused on gain, capacitive couplings between single nanowires, the realisation of complex logic functions like counter and fulladder devices, quantum-gate applications, noise activated switching, stochastic resonance phenomena and magnetic field asymmetries of the nonlinear mesoscopic transport.

Transport measurements on flat electron gases

One issue of this work was related to the investigation of transport characteristics of GaAs/AlGaAs nanostructures with shallow two dimensional electron gases 30nm below the sample surface. Using wet chemical etching techniques narrow one dimensional conductors were formed. The etching depth of the trenches, which is necessary to guarantee electric isolation between the monolithic side-gates and the conductors, is determined by the distance between the electron gas and the surface of the sample. In particular, a small etch depth enhances the pattern resolution as the undercut due to the isotropic wet etching is small, which is typically on the order of the etch depth. Wet-etched trenches cutting through the doped layers enable a strong electronic channel confinement with the advantage to define tiny electron devices. In that way quantum wires and Y-structures with a geometrical channel width down to 30 nm were fabricated. Such quantum wires can be used as transistors and logic inverters. The Y-structure can be conducted as a differential amplifier. Differential voltage gain is observable even at room temperature and is due to a self-gating effect, which is enhanced by the miniaturization of the devices.

Nanoelectronic realization of complex logic functions

The quantum wires as well as the Y-structure designs were conducted as basic elements in complex nanoelectronic circuits. These nanodevices with active regions of a few 10 nm are characterized by ballistic electron motion and moreover by their logic multi-functionality. Due to their simple geometry, high degree of symmetry,

logic multi-functionality as well as their ballistic behavior the quantum wire and the Y-structure could be used as interesting applications in highly integrated circuits in the future.

The main focus was on the realization of a T-flipflop (or binary scaler) logic as the first bit of a counter device. Such a flipflop has only one input stage (clock input) and its output stage switches abruptly to the complementary state triggered by the incoming edge of a rectangular shaped input signal. The frequency of the input signal is bisected at the output stage. This output signal can be used as the input signal of a following counter stage. The whole counter device is built up by a sequential circuit of T-flipflops. Such a T-flipflop and hence the first bit of a counter device was realized by a compact circuit consisting of only two Y-structures. One Y-structure serves as a trigger controlling the in-plane field at the second Y-structure, which is in turn feedback coupled into a bistable regime. Such bistable Y-structures allow also Schmitt-Trigger and RS-flipflop functionality. Bistable transitions are the consequence of the interplay between external feedback, side-gate operation and self-gating.

Furthermore the logic function of a fulladder at room temperature was realized by a certain cascade of quantum wires. A digital fulladder circuit enables the addition of three binary digits (A , B and C_{in}). The output SUM provides the low-order and the output C_{out} the high-order digit. Thereby the logic inverter characteristic as well as the NAND-characteristic of quantum wires were used for the fulladder implementation. Without using buffers and without losing logic functionality the amount of external contacts were reduced by monolithic interconnects. Multi-terminals consisting of quantum wires feature different logic functions like AND or XOR operations by only adjusting the input stages and bias voltages. Finally a monolithic fulladder consisting of only nine quantum wires was developed.

Quantum-gates as feedback coupled mesoscopic dipoles

A Y-structure enables bistable switching with steep thresholds due to internal feedback between the mesoscopic conductors. Thereby external feedback couplings are not needed anymore. Branched conductors are used as low-dimensional quantum-gates with a gate length of a few 10 nm. The quantum-gate used as a mesoscopic dipole is not isolated from the channel by a low conductive material (dielectric) but by a side-gate-induced potential barrier. The compact design of the channel-gate region leads to a sensitive positive feedback of the channel to the gate. A dynamic shift of the carriers into the quantum-gate and in the source-drain-channel results in bistable switching phenomena. In this way dependent on the chosen input stage an inverting and a non-inverting bistable Schmitt-Trigger as well as a source-switching effect between two source channels were realized.

Stochastic bistable switching effects in Y-structures

A feedback coupled quantum-gate is an interesting application with regard to noise activated switching and stochastic resonance. With increasing temperature ($T > 20$ K), the bistable characteristic triggered by changes of the externally applied voltage can be superposed by noise activated switching. This result was applied to deve-

lope compact miniaturized E- and B-field-sensors using the difference in the mean residence times of the switching states. Interestingly the electrical noise normally disturbing the signal-to-noise ratio is used for the realization of the sensor concept.

Magnetic-field-asymmetries in the nonlinear transport regime

Furthermore magnetic-field-asymmetries in quantum wires within the nonlinear transport regime were investigated. These asymmetries occur in the regime of weak localization and are attributed to local backscattering of electrons in the one dimensional channel. The absolute value of the antisymmetric conductance oscillates from sample to sample. The effect of the asymmetry is stable and is only reduced for higher bias voltages or temperatures. An external inplane electric field, which is overlayed to the local fluctuating scattering potential, regulates the sort of the scattering process at the channel boundaries (i.e. more specular or more diffusive scattering). In doing so backscattering of electrons in the channel and hence the magnetic-field-asymmetry can be controlled. Also a recovery of symmetry is possible.

Kapitel 1

Einleitung

Die komplexe Vernetzung von Feldeffekt-Transistoren (FETs) stellt eine der grundlegenden Aufgabengebiete der modernen Halbleitermikroelektronik dar [Mei03]. Die stetig voranschreitende Erhöhung der Packungsdichte von Transistoren und die daraus resultierende Miniaturisierung dieser Bauelemente folgt nach Extrapolation der bisherigen Entwicklung dem Mooreschen Gesetz [Moo65]. Dabei werden neuartige Transporteigenschaften durch die Verkürzung der Gatelängen in den 10-nm Bereich die Bauelementfunktionen mitbestimmen [FG97]. Weltweit wird daher aufgrund des hohen Marktvolumens der Mikroelektronik an innovativen Technologien bzw. Bauteilkonzepten geforscht, mit dem Ziel, den Bedarf an immer leistungsfähigerer und kostengünstigerer Elektronik zu decken.

Hinsichtlich der Transistor-Technologie wird intensiv an neuen Transistorarchitekturen geforscht. Die Reduzierung der Gateoxid-Dicke bei konventionellen CMOS-Transistoren (engl. für complementary metal oxide semiconductor) bis in den Bereich weniger (zehn) Angström, die bei der Bauteilskalierung notwendig wird, führt zu physikalischen und technologischen Problemen. So werden Kurzkanal-Effekte wie der DIBL (engl. drain induced barrier lowering) [Nat94, LBB⁺01] beobachtet und es fließen unerwünschte Leckströme, die mit einer deutlich erhöhten Leistungsaufnahme der Transistoren einhergehen und zudem die Gates in ihrer Funktion, den Kanalstrom zwischen Source und Drain zu kontrollieren, stark beschränken. Intel stellte in diesem Zusammenhang und im Hinblick auf neuartige Transistorarchitekturen einen Tri-Gate-Transistor vor, der durch eine Verdreifachung der vom Gate kontrollierten Kanalfläche bei gleicher Transistorgröße ein hohes I_{on}/I_{off} -Verhältnis und damit eine erhebliche Effizienzsteigerung aufweist.

Die Eigenschaften neuer Transistorgeometrien wurden zunächst mit dem Hauptaugenmerk auf der Erforschung der physikalischen Gesetzmäßigkeiten bei tiefen Temperaturen und kleinen Vorwärtsspannungen untersucht. Hierbei zeigte sich durch die Verkleinerung der Strukturen, dass im wesentlichen zwei Transporteffekte auftreten, die Einfluss auf die Schalteigenschaften nehmen. Die Miniaturisierung von Bauelementen kann einerseits zur Ausbildung von Quanteneffekten in elektrischen Leitern führen, die sich aufgrund der diskreten Anzahl der Ladungen z.B. in Oszillationen des Leitwerts niederschlägt. Andererseits wurde beobachtet, dass mit abnehmender Ausdehnung der Transistoren Elektronentransport ohne Streueffekte stattfinden kann: Die Ladungsträger breiten sich ballistisch aus. Da sich die Elektronen in engen Leitern nur in einer Richtung frei bewegen können und in den beiden anderen

über die Quantisierung festgelegt sind, erfolgt der Transport ähnlich wie die Ausbreitung einer optischen Welle in einem Wellenleiter. In diesem Zusammenhang ist beispielhaft die für ballistische Quantenpunktkontakte charakteristische Leitwertquantisierung zu nennen. Die Quantisierung der elektrischen Ladung tritt in Form der Coulomb-Blockade auf [WTN⁺88, vvB⁺88]. Basierend auf der Quantisierung der elektrischen Ladung wurden so genannte Einzelelektronen-Transistoren (SET, single electron transistor) als Verstärker in verschiedenen Materialsystemen realisiert, die abhängig von der Größe bis hin zu Raumtemperatur betrieben werden können [KRL⁺97, MIS⁺96, DS00]. Weiterhin wurde eine auf SETs beruhende komplementäre Logik als Alternative zu der weitverbreiteten CMOS-Technologie vorgeschlagen [OTY⁺00]. Eine Kombination der ballistischen Ausbreitung von Elektronen und der Coulomb-Blockade wurde hinsichtlich neuartiger mesoskopischer Speicherbauelemente - sogenannter Quantenpunktflashmemories - ausgenutzt, deren Funktionsweise auf dem Tunneln von Elektronen und deren Speicherung in nanostrukturierten Elektroneninseln beruht [SWR⁺02].

Nach der Entdeckung und Untersuchung ballistischer und quantenmechanischer Effekte wurden in den letzten Jahren zudem nanoelektronische Bauteile mit komplex geformten Kanälen intensiv untersucht [Sto02]. Y-förmige Kanalverzweigungen waren hierbei von besonderem Interesse, da drei Kontakte auf kleinstem Raum im Bereich weniger 10 nm verbunden werden können. Auf diese Weise können stabile ballistische Effekte in der Verzweigung ohne Minderung durch inelastische Streuprozesse selbst bei Raumtemperatur und großen Vorwärtsspannungen im nichtlinearen Transportbereich beobachtet werden. Das ballistische Verhalten der Ladungsträger wird für das Arbeitsprinzip der y-förmigen Verzweigungen genutzt, das darauf beruht, dass durch ein laterales Feld der elektrische Strom in einen der beiden Zweige abgelenkt wird, ohne diesen durch eine Barriere zu stoppen. Ausgehend von diesem Wirkungsprinzip wurde eine Reihe von logischen Gattern und Schaltkreisen vorgestellt, die nicht mit einer Zunahme des Leistungsverbrauchs bei deren Miniaturisierung einhergehen [PT92, Pal95, Wes99]. Y-Verzweigungen wurden bereits auf verschiedenen Materialsystemen hergestellt und im Hinblick auf ihre Transporteigenschaften untersucht [HU00, PRL⁺00, AMS01]. Hierbei wurde beispielsweise ein ballistischer Gleichrichtungseffekt bis hin zu Raumtemperatur beobachtet, der den Einsatz einer y-förmigen Verzweigung als kompaktes logisches AND-Gatter ermöglicht [WXFS].

Aufgrund der kurzen Kanallängen spielt die Kapazität in nanoelektronischen Transistoren eine besondere Rolle. Die nanoelektronische Kapazität hängt nicht allein von der Geometrie der Struktur ab, sondern auch von der Zustandsdichte der Elektronen [Nat95]. So übertrifft in nieder-dimensionalen Strukturen die so genannte Quantenkapazität die geometrisch definierte [Wes99]. Die Quantenkapazität ist zudem eine Funktion der Fermienergie und erlaubt daher eine Kontrolle der Kapazität einer nanoelektronischen Struktur durch eine Spannungsdifferenz. Bei geschickter Beschaltung und geeigneter Geometrie kann dieser Effekt für eine hohe Schalteffektivität von Transistoren ausgenutzt werden.

Vor diesem oben beschriebenen Hintergrund befasst sich die vorliegende Arbeit mit Transportuntersuchungen an planaren, eindimensionalen Nanostrukturen basierend auf modulationsdotierten GaAs/AlGaAs Heteroübergängen mit einem hochbeweg-

lichen zweidimensionalen Elektronengas wenige zehn Nanometer unterhalb der Probenoberfläche. Das Hauptaugenmerk wurde hierbei auf eindimensionale, Side-Gate kontrollierte Quantendraht- sowie y-förmig verzweigte Strukturen gelegt. Im Einzelnen ist die Arbeit in folgende Punkte unterteilt:

- In **Kapitel 2** werden die für das Verständnis des experimentellen Teils der vorliegenden Arbeit notwendigen theoretischen Grundlagen vorgestellt. Zunächst wird auf die Physik nieder-dimensionaler Elektronensysteme näher eingegangen. Dabei werden unterschiedliche Transportbereiche anhand charakteristischer Längenskalen eingeteilt, die Eigenschaften von zwei- und eindimensionalen Systemen erläutert, die Ausbildung von transversalen Moden in eindimensionalen Systemen dargestellt und Besonderheiten des Ladungstransports in elektrischen und anschließend magnetischen Feldern vorgestellt. Schließlich wird die Wirkung von seitlichen planaren elektrischen Gates für Quantendraht- und Y-Strukturen in Form von Gate-Effektivitäten beschrieben. Den Abschluss des theoretischen Teils bildet eine Darstellung von rauschaktivierten Schaltphänomenen und stochastischen Resonanzeffekten in einem Doppelmuldenpotential als Grundlage für stochastisch bistabiles Schalten in Y-Strukturen.
- In **Kapitel 3** werden schließlich die experimentell beobachteten Ergebnisse vorgestellt. Dabei werden in **Kapitel 3.1** bis **Kapitel 3.3** die Transporteigenschaften von naßchemisch geätzten Quantendrähten und Y-Strukturen basierend auf GaAs/AlGaAs Heterostrukturen mit flachen zweidimensionalen Elektronengasen (2DEGs), die sich ca. 30 nm unterhalb der Probenoberfläche ausbilden, untersucht. In **Kapitel 3.1** werden zunächst der Aufbau solcher Elektronengase und die Ergebnisse eindimensionaler Wellenleiter, die mittels naßchemischer Strukturierung hergestellt wurden, beschrieben. Dabei zeigte sich, dass derartige Strukturen den Vorteil sehr schmaler Kanalweiten von wenigen 10 nm ermöglichen. Transistor- und Logik-Eigenschaften des Quantendrahtes bei Raumtemperatur werden in **Kapitel 3.2** aufgezeigt. Self-Gating-Eigenschaften aufgrund interner Kapazitäten der Äste und der mögliche Einsatz der Y-Struktur als Differenzverstärker bei Raumtemperatur zeigt das **Kapitel 3.3**.
- In **Kapitel 3.4** wird die Multifunktionalität der Quantendraht- und Y-Strukturen genutzt, um komplexe nanoelektronische Schaltkreise aufzubauen wie Schmitt-Trigger, RS-Flipflops, Digitalzähler und Volladdierer. Dabei werden z.B. die Transistoreigenschaften und die logische NAND-Funktion des Quantendrahtes und die Self-Gating- sowie die Side-Gate-Steuerung der Y-Struktur zur Umsetzung der Schaltkreise herangezogen.
- In **Kapitel 3.5** wird die Wirkungsweise von verzweigten nieder-dimensionalen Quantengates mit Gatelängen von wenigen zehn Nanometern vorgestellt. Eine sensible positive Rückkopplung zwischen Gate und Kanal bedingt eine dynamische Verschiebung der Ladungsträger im Quantengate und im Source-Drain-Kanal und führt zu bistabilen Schaltphänomenen. In Abhängigkeit von der jeweiligen Eingangsvariable konnten auf diese Weise invertierende bzw. nicht-invertierende bistabile Schaltübergänge sowie ein komplementäres Source-Schalten zwischen zwei Source-Kanälen realisiert werden.
- Mittels der Quantengate Rückkopplung konnten bei höheren Temperaturen rauschaktiviertes Schalten sowie stochastische Resonanzphänomene gemessen

werden. Diese Ergebnisse werden im **Kapitel 3.6** dargestellt. Asymmetrien in den mittleren Verweildauern der jeweiligen Schaltzustände wurden genutzt, um elektrische sowie magnetische Sensoren zu realisieren.

- Abschließend wurden Magnetfeld-Asymmetrien im nichtlinearen Transportbereich von Quantendrähten erforscht (**Kapitel 3.7**). Der Leitwert einer solchen Struktur nimmt unterschiedliche Werte für positive und negative Magnetfelder gleichen Betrags an. Diese Messungen wurden im Regime der schwachen Lokalisierung durchgeführt und können auf lokale Rückstreuungen der Kanalelektronen im 1D-Kanal zurückgeführt werden. Der Grad der Asymmetrie ist dabei über ein planares elektrisches Feld der Side-Gates steuerbar.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Charakteristische Längenskalen

Die Methoden der Nanostrukturtechnik ermöglichen es, elektronische Bauteile herzustellen, in denen der Ladungstransport auf räumliche Bereiche von wenigen Nanometern eingeschränkt werden kann. Solche Strukturen können anhand eines Vergleichs verschiedener Längenskalen charakterisiert werden. Wichtige Längenskalen sind dabei die Fermi-Wellenlänge, die mittlere freie Weglänge und die Phasenkohärenzlänge [FG97, Dat95].

Fermi-Wellenlänge

Die Fermi-Wellenlänge wird definiert als $\lambda_F = \frac{2\pi}{k_F}$, wobei die Fermi-Wellenzahl k_F von der Ladungsträgerdichte n_e abhängig ist. Im Fall eines zweidimensionalen Elektronengases (2DEG) (siehe Abschnitt 2.2) gilt die Beziehung

$$k_F = \sqrt{2\pi n_e} . \quad (2.1)$$

Für eine typische Ladungsträgerdichte eines 2DEGs von $5 \cdot 10^{11}/\text{cm}^2$ beträgt die Fermi-Wellenlänge 35 nm [Dat95]. Bei tiefen Temperaturen tragen hauptsächlich Elektronen nahe der Fermienergie $E_F = \hbar^2 k_F^2 / (2m_e)$ zum Ladungstransport bei.

Mittlere freie Weglänge

Die Bewegung eines Elektrons in einem perfekten Kristall kann wie die Bewegung eines freien Elektrons im Vakuum beschrieben werden. Dabei unterscheiden sich die Bewegungsgleichungen lediglich in den effektiven Elektronenmassen. Durch Abweichungen von der perfekten kristallinen Struktur wird das Teilchen aus seinem momentanen Zustand gestreut. Man unterscheidet zwischen elastischen und inelastischen Streuprozessen. Die Streuung an Gitterdefekten ist elastisch, d.h. weder die Energie noch die Phase des Elektrons ändert sich. Bei der inelastischen Streuung, die z.B. in Form der Elektron-Elektron-Streuung oder der Elektron-Phonon-Streuung auftritt, ändert sich sowohl die Energie als auch die Phase des Teilchens. Die elastische mittlere freie Weglänge ist nun der Weg, den ein Elektron zurücklegt, bis eine Impulsänderung aufgrund eines elastischen Stoßes einsetzt. Für tiefe Temperaturen gilt

$$L_m = v_F \cdot \tau_m = \frac{\hbar k_F}{m^*} \cdot \frac{\mu_e m^*}{e} = \frac{\hbar k_F \mu_e}{e} , \quad (2.2)$$

wobei v_F die Fermi-Geschwindigkeit, τ_m die Impulsrelaxationszeit (oder Drude-Streuzzeit), m^* die effektive Masse und μ_e die Elektronenbeweglichkeit darstellen.

Da nach der Gleichung (2.1) die Fermi-Wellenzahl k_F von der Ladungsträgerdichte abhängt, werden hohe elastische mittlere freie Weglängen erreicht, wenn das Produkt $\mu_e \cdot n_e$ maximal wird. In Halbleiter-Heterostrukturen kann L_m Werte bis $160 \mu\text{m}$ annehmen [FKD⁺99]. Die Impulsrelaxationszeit τ_m ist verknüpft mit der Kollisionszeit τ_c über das Verhältnis

$$\frac{1}{\tau_m} \rightarrow \frac{1}{\tau_c} \alpha_m, \quad (2.3)$$

wobei der Wert des Faktors α_m zwischen 0 und 1 liegt und die Effektivität der einzelnen Kollisionen hinsichtlich einer Impulsänderung beschreibt. Werden die Elektronen nur innerhalb eines schmalen Winkels gestreut, dann ist der Impulsverlust für eine einzelne Kollision gering. Der Faktor α_m wird einen kleinen Wert annehmen, so dass die Impulsrelaxationszeit viel länger als die Kollisionszeit wird [Dat89].

Phasenkohärenzlänge und inelastische mittlere freie Weglänge

Die Phasenkohärenzlänge gibt die Länge des Weges an, entlang dessen ein Elektron seine Phaseninformation aufgrund inelastischer Stöße verliert. Im Wellenbild des Elektrons gibt die Phasenkohärenzlänge somit den maximalen Abstand an, über welchen die Wellenfunktionen der Elektronen quantenmechanisch interferieren können. Die inelastische mittlere freie Weglänge wird über die Fermigeschwindigkeit v_F und die so genannte Phasenrelaxationszeit τ_Φ definiert

$$L_{in} = v_F \tau_\Phi. \quad (2.4)$$

Diese Beziehung ist nur gültig, wenn τ_Φ in derselben Größenordnung oder kleiner als τ_m ist, und gilt somit oft nur für Halbleiter hoher Beweglichkeit. Für Halbleiter niedriger Beweglichkeit kann die Impulsrelaxationszeit um Größenordnungen kleiner als die Phasenrelaxationszeit sein, $\tau_m \ll \tau_\Phi$. In diesem Fall ähnelt der Transport durch das Bauteil einem Diffusionsprozess und die Phasenkohärenzlänge wird über die Diffusionskonstante D des Systems und die Phasenrelaxationszeit τ_Φ berechnet mit

$$L_\Phi = \sqrt{D \tau_\Phi} \quad (2.5)$$

und

$$D = v_F^2 \tau_m / d \text{ (in } d \text{ Dimensionen)}. \quad (2.6)$$

In derartigen Nanostrukturen ist der Ladungstransport weder ballistisch noch diffusiv, sondern liegt zwischen den beiden Extremen. Die Phasenkohärenzlänge ist Messungen zufolge ungefähr um einen Faktor 3 kleiner als die inelastische mittlere freie Weglänge [FG97]. Dennoch werden oftmals beide Begriffe fälschlicherweise gleichwertig behandelt.

Für die charakteristische Zeitskala der Phasenrelaxationszeit gilt

$$\frac{1}{\tau_\Phi} \rightarrow \frac{1}{\tau_c} \alpha_\Phi, \quad (2.7)$$

wobei α_Φ nun die Effektivität der Kollisionen beschreibt, mit der die Phaseninformation verloren geht. Eine Beschreibung des Verlustes der Phaseninformation ist komplizierter als die der Impulsrelaxation, da α_Φ empfindlich vom jeweilig vorhandenen Streuprozess abhängt (Die unterschiedlichen Prozesse können z.B. in [Dat95]

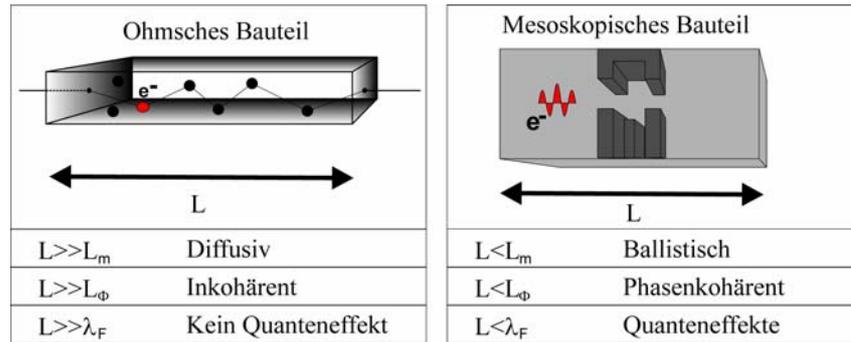


Abb. 2.1: Darstellung der verschiedenen Transportbereiche. Sie unterscheiden sich durch das Verhältnis der jeweiligen charakteristischen Längenskala (Fermiwellenlänge λ_F , mittlere freie Weglänge L_m , Phasenkohärenzlänge L_Φ) zur Strukturgröße L .

nachgelesen werden). Die Interferenzamplitude nimmt dabei exponentiell mit dem Faktor $\exp[-\tau_t/\tau_\Phi]$ ab (τ_t die Transitzeit des Elektrons durch das Bauteil).

Anhand der verschiedenen charakteristischen Längen kann man unterschiedliche Transportbereiche charakterisieren. Die wichtigsten sind in Abbildung 2.1 skizziert. Durchquert das Elektron die Nanostruktur ohne im Mittel die Richtung und den Betrag seines Impulses zu ändern, so bewegt es sich ballistisch. Streuungen treten höchstens an den begrenzenden Wänden des Leiters auf. Hierbei ist die Ausdehnung der Struktur stets kleiner als die (elastische) mittlere freie Weglänge. Das wichtigste Merkmal des ballistischen Transports ist die Quantisierung des Leitwerts in Vielfachen von $\frac{2e^2}{h}$ [WTN⁺88, vvB⁺88].

Ist die mesoskopische Länge kleiner als die Phasenkohärenzlänge, $L < L_\Phi$, treten keine phasenerstörenden Streuungen mehr in Erscheinung. In diesem quasi-ballistischen bzw. phasenkohärenten Bereich spielen elastische Streuungen an Ionen und Verunreinigungen eine große Rolle. Charakteristische Eigenschaften des phasenkohärenten Transports sind Leitwertfluktuationen [BULW87, TPA⁺87], schwache Lokalisierung [AKLL80, KBB⁺96] oder der Aharonov-Bohm-Effekt [AB59].

Ein Bauteil zeigt Ohmsches Verhalten, wenn die Strukturgröße größer ist als die mittlere freie Weglänge und die Phasenkohärenzlänge, d.h. $L \gg L_m$ und $L \gg L_\Phi$. Dieser klassische oder diffusive Transportbereich kann mit Hilfe der Boltzmann-Transportgleichung beschrieben werden. Der Widerstand des Leiters ist direkt proportional zu seiner Länge und indirekt proportional zu seiner Querschnittsfläche [Sch01].

2.2 Zwei- und eindimensionale Systeme

Die Erfindung modulationsdotierter Halbleiterheterostrukturen (MOD-Heterostrukturen, engl. für Modulation Doped Heterostructures) durch H. Störmer [Stö78] schuf die Voraussetzung, qualitativ hochwertige zweidimensionale Elektronengase (2DEGs) herzustellen, in denen ballistischer Elektronentransport über mehrere $10 \mu\text{m}$ stattfinden kann [FKD⁺99]. Das 2DEG, das sich in den MOD-Heterostrukturen unterhalb des $Al_xGa_xAs/GaAs$ -Heteroübergangs ausbildet, zeichnet sich durch den

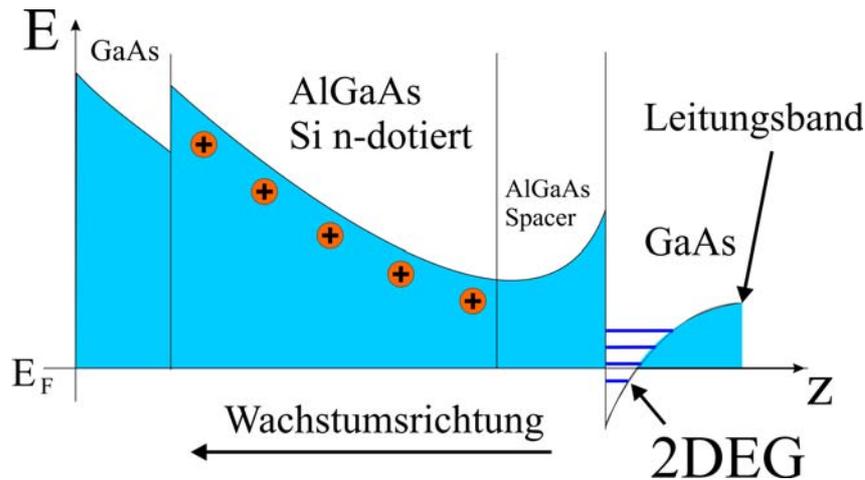


Abb. 2.2: Schematische Darstellung des Leitungsbandverlaufs in Abhängigkeit der Schichtdicke eines GaAs/AlGaAs-Heteroübergangs. An der Grenzschicht der beiden Halbleitermaterialien bilden sich quantisierte Subbänder aus. Ist nur ein Subband durch eine genau abgestimmte Dotierung besetzt, so erhält man ein zweidimensionales Elektronengas. Das Schichtwachstum verläuft gegen die Richtung der z -Achse.

Vorzug hoher Elektronenbeweglichkeiten aus. In der vorliegenden Arbeit wurden HEMT-Strukturen (engl. für High Electron Mobility Transistor) mit Beweglichkeiten von bis zu $\mu_e = 2 \times 10^6 \text{ V s/cm}^2$ bei einer Ladungsträgerdichte von $n_e = 3 - 4 \times 10^{11} \text{ 1/cm}^2$ untersucht.

Die Abbildung 2.2 zeigt schematisch den Leitungsbandverlauf einer modulationsdotierten Heterostruktur. Bringt man zwei Materialien mit deutlich unterschiedlichen Bandlücken E_{gap} zusammen, wobei das Material mit der höheren Bandlücke n-dotiert ist, dann bildet sich am Übergang ein 2DEG aus [DSGW78, Stö78, CVH87, SM84]. Ein Ausgleich der unterschiedlichen Fermienergien der Materialien findet statt, indem aus der mit Si n-dotierten Schicht Elektronen in die Grenzfläche diffundieren. Im thermischen Gleichgewicht wird diese Diffusion durch ein Gegenfeld der positiv geladenen Donatorionen kompensiert. Daraus resultiert eine Bandverbiegung der AlGaAs-Schicht zu höheren Energien, während sich die Bandkante auf der Seite des GaAs zu niedrigeren Energien verschiebt. Eine Erhöhung der n-Dotierung im AlGaAs erhöht die Anzahl der Elektronen, die sich bei einer gegebenen Temperatur im Leitungsband befinden. In der Praxis wird zusätzlich eine Zwischenschicht (Spacer-Schicht) aus undotiertem AlGaAs zwischen dem n-dotierten AlGaAs und der GaAs-Schicht gewachsen, um das positive Potential der Donatorrümpfe abzusichern. Dadurch werden Streuprozesse an geladenen Silizium-Atomen vermieden und somit die Beweglichkeit der Ladungsträger erhöht [SDGW78]. Für eine geeignete Konzentration der Donatoren und eine günstige Einstellung der Spacer-Schichtdicke liegt das Leitungsband der GaAs-Schicht an der Grenzfläche unterhalb des Fermi-niveaus und das erste Subband ist besetzt. Da die Elektronen lateral eingeschlossen sind und ihnen somit ein Freiheitsgrad der Bewegung entzogen wurde, entsteht ein quasi-zweidimensionales Elektronengas.

Die Energieeigenwerte E_n der Subbandniveaus können quantenmechanisch durch

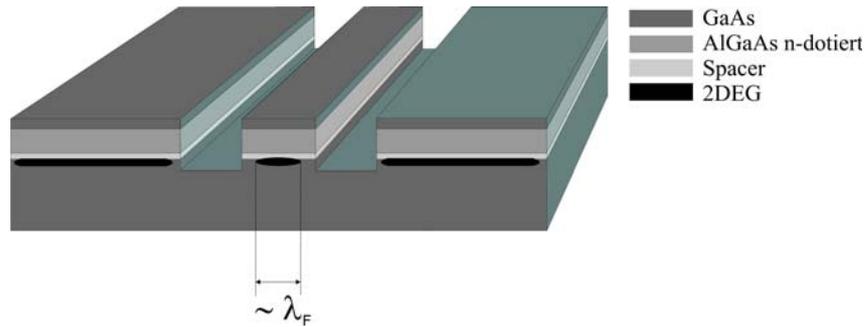


Abb. 2.3: Quasi-eindimensionale Struktur. Die laterale Einschnürung des Elektronengases in der Größenordnung der de Broglie-Wellenlänge der Elektronen wird über nasschemisch geätzte Gräben, deren Tiefe jene des zweidimensionalen Elektronengases übersteigt, realisiert.

Airy-Funktionen berechnet werden [BBF, FG97, Sak94, Beu99]. Für sie erhält man

$$E_n \simeq \left(\frac{\hbar^2}{2m_z} \right)^{1/3} \left(\frac{3\pi q F_{eff}}{2} \left[n - \frac{1}{4} \right] \right)^{2/3} \quad \text{mit } n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.8)$$

mit der effektiven Masse m_z senkrecht zum Heterostrukturübergang und einem effektiven Oberflächenfeld F_{eff} , das hauptsächlich von der Dichte der Akzeptoren im GaAs und von der Dichte der Ladungsträger im 2DEG abhängt. Über die Energieeigenwerte kann man die Zustandsdichte eines solchen Systems berechnen. Für die Temperatur $T = 0$ gilt

$$N_{2D} = \frac{g_S g_V m_{II}^*}{2\pi \hbar^2} \sum_n \Theta(E - E_n), \quad (2.9)$$

wobei g_S und g_V die Spin- bzw. Valleyentartung und m_{II}^* die effektive Masse parallel zum Heteroübergang und $\Theta(E - E_n)$ die Heavyside-Funktion bezeichnen.

Entzieht man der Elektronenbewegung einen weiteren Freiheitsgrad, so erhält man eine quasi-eindimensionale Struktur. Um solche eindimensionalen Strukturen zu realisieren, hat sich neben der Split-Gate-Technologie vor allem das nasschemische Ätzverfahren durchgesetzt. Alle in dieser Arbeit untersuchten Strukturen wurden nasschemisch geätzt, wobei die für diese Technik notwendigen Masken mit Hilfe der hochauflösenden Elektronenstrahlithographie hergestellt wurden. Dabei werden die oberen Schichten der Bereiche, die nicht zum Ladungstransport beitragen, bis unter die Tiefe des 2DEGs abgetragen (Abbildung 2.3). So erreicht man eine starke laterale Einschnürung des Leitungsbandes in der Größenordnung der de Broglie-Wellenlänge der Elektronen. Die Beschreibung der Transporteigenschaften wird somit durch die Wellennatur der Elektronen bestimmt. Die laterale Auflösung, die mit den vorhandenen Anlagen im Mikrostrukturlabor der Technischen Physik Würzburg möglich ist, beträgt einen Nanometer [KEKF99].

Es konnte unlängst eine Energieaufspaltung von 20 meV zwischen den ersten beiden Subbändern nachgewiesen werden [WBF99]. Dies ermöglicht ballistischen Ladungstransport auch bei wesentlich höheren Temperaturen als 4,2 K. Die Zustandsdichte für einen solchen eindimensionalen Kanal errechnet sich zu

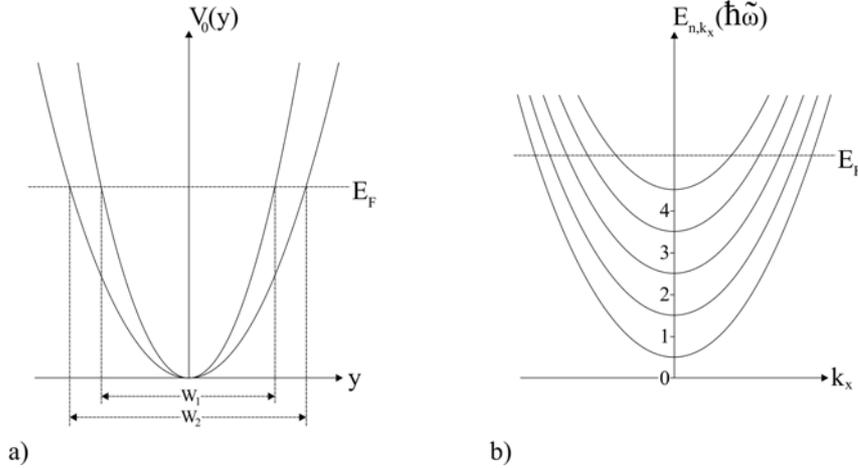


Abb. 2.4: a) Parabolisches Begrenzungspotential zur Beschreibung der lateralen elektrostatischen Einschnürung am Beispiel zweier Drahtweiten W_1 und W_2 . b) Energiedispersion bei fünf besetzten eindimensionalen Subbändern.

$$N_{1D} = \frac{gsgV}{2\pi\hbar} \sum_n \sqrt{\frac{m_{II}^*}{2(E - E_n)}} \Theta(E - E_n) . \quad (2.10)$$

2.3 Transversale Moden im magnetoelektrischen Potential

In diesem Abschnitt wird die Ausbildung von transversalen Moden (Subbändern) in Elektron-Wellenleitern vorgestellt. Geht man von einer freien Elektronenbewegung in x -Richtung und einem Begrenzungspotential in y -Richtung aus, dann erhält man den Hamiltonoperator

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{m^* \omega_c^2}{2} (y - y_0)^2 + V_0(y) . \quad (2.11)$$

Unter Verwendung eines parabolischen Begrenzungspotentials

$$V_0(y) = \frac{1}{2} m^* \omega_0^2 y^2 \quad (2.12)$$

kann die Ausbildung von eindimensionalen Subbändern berechnet werden [BRv88, DL66]. $V_0(y)$ beschreibt hierbei die laterale elektrostatische Einengung des Elektronensystems in der x - y -Ebene, die beispielhaft für zwei Drahtbreiten (W_1 , W_2) in der Abbildung 2.4 a) dargestellt ist. Dabei bestimmt die charakteristische Frequenz ω_0 die Stärke der Einschnürung des lateralen Drahtpotentials. Bei vergleichbaren Anteilen der magnetischen und der elektrostatischen Einschnürung der freien Elektronenbewegung, lässt sich das Problem vereinfachen, wenn man die charakteristische elektrostatische Frequenz ω_0 durch die Hybridfrequenz

$$\tilde{\omega} = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_c^2} \geq \omega_0 \quad (2.13)$$

ersetzt, wobei die Hybridfrequenz die energetische Weite der Subbandaufspaltung definiert. Zusätzlich wird zur Beschreibung eine modifizierte effektive Masse eingeführt

$$\tilde{m} = m^* \left(\frac{\tilde{\omega}}{\omega_0} \right)^2 \geq m^* . \quad (2.14)$$

Für das Energiespektrum des Quantendrahtes im Magnetfeld mit einem parabolischen lateralen Begrenzungspotential erhält man dann

$$E_{n,k_x} = E_n + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2\tilde{m}} = \hbar\tilde{\omega} \left(n + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2\tilde{m}} . \quad (2.15)$$

Ein solches Energiespektrum ist in der Abbildung 2.4 b) am Beispiel von sechs besetzten 1D-Subbändern (Subbandindex n) schematisch abgebildet. In Landau-Näherung entsprechen die Wellenfunktionen in x -Richtung ebenen Wellen und in y -Richtung verschobenen Oszillatorfunktionen. Dabei wird die energetische Aufspaltung mit zusätzlicher Einschränkung größer.

Der Ortserwartungswert y_0 einer Elektronenwelle im Zustand $|nk_x\rangle$ in y -Richtung, von der Drahtmitte aus betrachtet, kann als Funktion der magnetischen Länge $l_B = \sqrt{\hbar/eB}$ und der korrespondierenden Hybridlänge $\tilde{l} = \sqrt{\hbar/m^*\tilde{\omega}}$ geschrieben werden

$$y_0 = \frac{\tilde{l}^4}{l_B^2} k_x = l_B^2 \frac{\omega_c^2}{\omega_0^2 + \omega_c^2} k_x . \quad (2.16)$$

Für Elektronen an der Fermienergie E_F kann dieser Erwartungswert für jedes einzelne Subband mit der Bedingung $E_F = E_{n,k_x}$ aus der Gleichung 2.15 berechnet werden. Für kleine Magnetfelder hängt der Ortserwartungswert linear vom Magnetfeld B ab. Mit zunehmenden Magnetfeld bilden sich Randkanäle mit hin- und rücklaufenden Zuständen aus. Diese sind über den Abstand $2y_0$ voneinander getrennt, wodurch der Überlapp der Wellenfunktionen reduziert wird. Über die räumliche Auftrennung von hin- und rücklaufenden Zuständen wird eine effektive Rückstreuung im Kanal vermindert. Folglich sinkt der Kanalwiderstand mit zunehmendem Magnetfeld.

2.4 Ladungstransport in mesoskopischen Systemen

Untersucht man den Elektronentransport in einem mesoskopischen System, so lassen sich Phänomene beobachten, die im klassischen Bild nicht erklärbar sind: So erscheint z.B. der Widerstand eines ballistischen Wellenleiters als quantisierte Funktion seiner elektronischen Weite, welche über ein externes Gate kontrolliert werden kann [vvB⁺88, WTN⁺88]. Ein weiteres Beispiel ist das Auftreten von diskreten Werten im Hallwiderstand als Funktion des angelegten Magnetfeldes (Quantenhalleffekt) [vDP80], wohingegen man im klassischen Bild einen linearen Anstieg des Widerstandes erwarten würde. Im Folgenden soll zunächst die Landauer-Formel zur Beschreibung des Ladungstransport in mesoskopischen Leitern gemäß [Dat95] motiviert werden. Anschließend werden dann spezielle mesoskopische Beobachtungen vorgestellt.

2.4.1 Die Landauer Formel

Eine mesoskopische Strombeschreibung fand zum ersten Mal Anwendung in Tunnelstrukturen, für welche Transmissionswahrscheinlichkeiten deutlich kleiner als 1 gemessen wurden [Fre30]. Landauer verknüpfte im Rahmen einer linearen Transportbeschreibung den Leitwert mit der Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron durch das Bauteil transmittiert wird [Lan88, Lan92], und konzentrierte sich auf das Problem des Kontaktwiderstandes. Dabei ging er der Fragestellung nach, welchen Widerstand ein ballistisches Bauteil haben würde, wenn die Transmissionswahrscheinlichkeit gegen 1 strebt. Das Phänomen des Kontaktwiderstandes konnte schließlich von Imry [Imr86] demonstriert werden, der sich hierbei auf Ergebnisse von Engquist und Anderson [EA81] beruft. Büttiker erweiterte schließlich diesen Formalismus, um Multiterminal-Messungen im Magnetfeld beschreiben zu können [Lan70, BILP85].

Der Leitwert eines ohmschen Leiterstücks skaliert nach der Regel $G = \sigma W/L$. Hierbei beschreibt σ die materialabhängige Leitfähigkeit. Würde diese Relation auch gelten, wenn man die Länge L der Struktur immer weiter verkleinert, so würde man einen unendlichen Leitwert erwarten. Experimentell beobachtet man jedoch einen endlichen, auch wenn die Strukturgröße viel kleiner als die mittlere freie Weglänge der Elektronen wird. Der Grund hierfür ist intuitiv einsichtig: Da der Strom in den Kontakten im Idealfall über unendlich viele transversale Moden transportiert wird, jedoch im Leiter selbst nur eine endliche Zahl für den Transport zur Verfügung steht, muss der Strom folglich vom Kontakt auf den Leiter (bzw. umgekehrt) umverteilt werden, d.h. der Übergang zwischen unendlich vielen Moden und einer limitierten Anzahl von Moden erzeugt einen Widerstand, den man folglich als Kontaktwiderstand bezeichnet. Weiterhin konnte Wharam zeigen, dass der Widerstand eines ballistischen Wellenleiters nicht nur einen von Null verschiedenen Wert annimmt, sondern auch als quantisierte Funktion seiner elektronischen Weite erscheint, welche über ein externes Gate kontrolliert werden kann [vvB⁺88, WTN⁺88]. Landauer verknüpfte beide Beobachtungen mit der Landauer-Formel.

Bei der Herleitung dieser Formel werden die Kontakte der Abbildung 2.5 als reflexionsfrei angenommen. Daraus folgt, dass zum Einen die k_x -Zustände in der Zuführung 1 nur mit Elektronen aus dem linken Kontakt besetzt werden können und zum Anderen deren elektrochemisches Potential auf μ_1 liegt. Entsprechend liegen die $-k_x$ -Zustände in der Zuführung 2 auf dem elektrochemischen Potential μ_2 und werden nur mit Elektronen aus dem rechten Kontakt besetzt. Für eine Temperatur $T = 0$ findet der Stromtransport im Energiebereich zwischen μ_1 und μ_2 statt. Der einlaufende Strom in die Zuführung 1 ist I_1^+ und der auslaufende Strom aus der Zuführung 2 ist I_2^+ . Der restliche Strom I_1^- wird zurück in den Kontakt 1 reflektiert. Der Netto-Strom I an jedem Punkt des Bauteils kann nach einer einfachen Rechnung angegeben werden mit

$$I = I_1^+ - I_1^- = I_2^+ = \frac{2e}{h} MT [\mu_1 - \mu_2] . \quad (2.17)$$

Somit erhält man die Landauer-Formel

$$G = \frac{I}{(\mu_1 - \mu_2)/e} = \frac{2e^2}{h} MT . \quad (2.18)$$

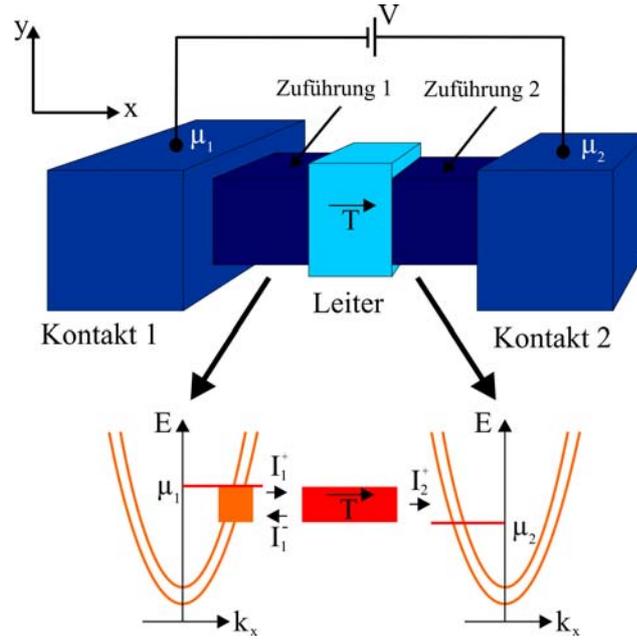


Abb. 2.5: Schematische Darstellung des Ladungstransports durch einen ballistischen Leiter. Ein ballistischer Leiter mit der Transmissionswahrscheinlichkeit T wird über ballistische Zuführungen mit zwei Kontakten verknüpft. Aufgrund einer angelegten Spannungsdifferenz V besitzen die Kontakte unterschiedliche elektrochemische Potentiale μ_1 bzw. μ_2 .

M steht hierbei für die Anzahl der propagierenden Moden, die über die Fermienergie und die Weite der Struktur abgeschätzt werden kann, $M = \text{Int}[k_F W/\pi]$. Der Faktor T gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein Elektron, welches an einem Ende des Leiters injiziert wird, am anderen Ende des Leiters auch tatsächlich transmittiert wird.

2.4.2 Die Energieverteilung der Elektronen und der Verlauf des elektrochemischen Potentials

In diesem Abschnitt soll die Energieverteilung der Elektronen in den negativen und positiven k_x -Zuständen auf der linken und rechten Seite eines vorhandenen Streuzentrums in einem Wellenleiter sowie der räumliche Verlauf des elektrochemischen Potentials nach [Dat95] untersucht werden. Dabei werden Interferenzeffekte vernachlässigt und die Elektronen als semiklassische Teilchen betrachtet. Die $+k_x$ -Zustände auf der linken Seite des Streuzentrums werden nur von Elektronen aus dem linken Kontakt besetzt. Folglich liegen diese Zustände auf dem elektrochemischen Potential μ_1 des linken Kontaktes. Für tiefe Temperaturen erhält man für die Fermifunktion der $+k_x$ -Zustände auf der linken Seite des Streuzentrums

$$\text{links vom Streuzentrum} \quad f^+(E) \cong \Theta(\mu_1 - E) . \quad (2.19)$$

$\Theta(\mu_1 - E)$ bezeichnet hierbei die Heavyside-Funktion. Analog liegen die $-k_x$ -Zustände auf der rechten Seite des Streuzentrums auf demselben elektrochemischen Potential μ_2 wie der rechte Kontakt und deren Fermifunktion ist

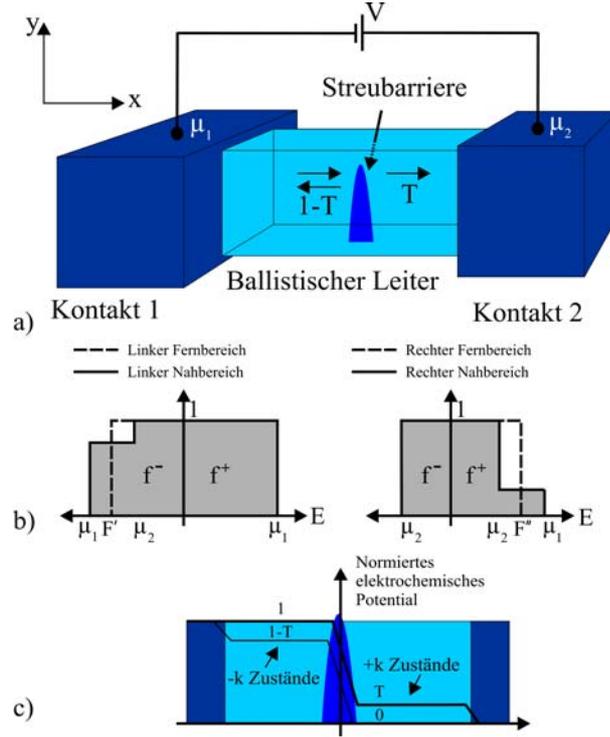


Abb. 2.6: a) Schematische Darstellung eines ballistischen Leiters mit einer Streubarriere der Transmissionswahrscheinlichkeit T . b) Energieverteilung der Elektronen an unterschiedlichen Punkten im Leiter. Linker Graph: Links vom Streuzentrum. Rechter Graph: Rechts vom Streuzentrum. f^+ : Fermifunktion für $+k_x$ -Zustände. f^- : Fermifunktion für $-k_x$ -Zustände. c) Normiertes elektrochemisches Potential.

$$\text{rechts vom Streuzentrum} \quad f^-(E) \cong \Theta(\mu_2 - E) . \quad (2.20)$$

Betrachtet man die $-k_x$ -Zustände vor dem Streuzentrum und die $+k_x$ -Zustände nach dem Streuzentrum, dann wird die Situation komplizierter. Alle Zustände sind unterhalb von μ_2 gefüllt. Im Energiebereich zwischen μ_1 und μ_2 jedoch sind die $+k_x$ -Zustände rechts vom Streuzentrum nur teilweise mit der Wahrscheinlichkeit T der transmittierten Elektronen gefüllt:

$$\text{rechter Nahbereich} \quad f^+(E) \cong \Theta(\mu_2 - E) + T (\Theta(\mu_1 - E) - \Theta(\mu_2 - E)) . \quad (2.21)$$

Ähnliches gilt für die $-k_x$ -Zustände links vom Streuzentrum:

$$\text{linker Nahbereich} \quad f^-(E) \cong \Theta(\mu_2 - E) + (1-T) (\Theta(\mu_1 - E) - \Theta(\mu_2 - E)) . \quad (2.22)$$

Diese Fermifunktionen sind hochgradige Nichtgleichgewichts-Verteilungen und gelten nur in unmittelbarer Nähe zum Streuzentrum. Wenige Energierelaxationslängen vom Streuzentrum entfernt werden die Elektronen zu niedrigeren Energien relaxieren und man erhält die Fermifunktionen

$$\text{linker Fernbereich} \quad f^-(E) \cong \Theta(F' - E) \quad (2.23)$$

und

$$\text{rechter Fernbereich} \quad f^+(E) \cong \Theta(F'' - E) . \quad (2.24)$$

Die elektrochemischen Potentiale F' und F'' werden hierbei bestimmt, indem man berücksichtigt, dass die Zahl der Elektronen integriert über alle Energien erhalten bleibt, obwohl sich die Verteilungsfunktionen (Fermifunktion multipliziert mit der entsprechenden Zustandsdichte) vom Nah- zum Fernbereich ändern

$$F' = \mu_2 + (1 - T) [\mu_1 - \mu_2] \quad (2.25)$$

$$F'' = \mu_2 + T [\mu_1 - \mu_2] . \quad (2.26)$$

Für die $+k_x$ -Zustände ist das elektrochemische Potential überall auf der linken Seite des Streuzentrums identisch mit μ_1 und im rechten Fernbereich mit F'' . Unmittelbar rechts vom Streuzentrum (vor der Energierelaxation) befindet sich das System im Nicht-Gleichgewicht, so dass man streng genommen nicht von einem definierten elektrochemischen Potential sprechen kann. Man definiert jedoch ein quasiolektrochemisches Potential, welches unmittelbar rechts vom Streuzentrum als stetige Funktion demjenigen im rechten Fernbereich nach der Energierelaxation gleicht. Für die $+k_x$ -Zustände gilt folglich:

$$\text{links} \quad F^+ = \mu_1 \quad (2.27)$$

$$\text{rechts} \quad F^+ = F'' = \mu_2 + T(\mu_1 - \mu_2) \quad (2.28)$$

Üblicherweise führt man normierte Potentiale μ^+ und μ^- ein, die man über F^+ und F^- erhält, indem man $\mu_2 = 0$ und $\mu_1 = 1$ setzt:

$$\mu^+ = 1 \quad (\text{links}) \quad \mu^+ = T \quad (\text{rechts}) \quad (2.29)$$

Analog erhält man die normierten Potentiale für die $-k_x$ -Zustände

$$\mu^- = 1 - T \quad (\text{links}) \quad \mu^- = 0 \quad (\text{rechts}) \quad (2.30)$$

In der Abbildung 2.6 (c) sind die normierten Potentiale bei einem gegebenen Streuzentrum dargestellt. Man erkennt einen scharfen Potentialabfall am Streuzentrum, was charakteristisch für einen lokalisierten Widerstand ist. Dieser normierte Potentialabfall am Streuzentrum ist sowohl für positive als auch für negative k_x -Zustände gleich $(1-T)$.

2.4.3 Der Gesamtwiderstand des mesoskopischen Systems

Der Leitwert nach Gleichung 2.18 deutet an, dass Streuzentren die Transmission durch die Struktur reduzieren und somit den Widerstand der Struktur erhöhen. Nimmt man einen Wellenleiter an, der M Moden und ein Streuzentrum mit einer Transmissionswahrscheinlichkeit T besitzt, so kann man den Gesamtwiderstand als Serienschaltung aus Kontaktwiderstand G_K^{-1} und Streuwiderstand G_S^{-1} schreiben

$$G^{-1} = \frac{h}{2e^2 M T} \Rightarrow G_K^{-1} + G_S^{-1} , \quad (2.31)$$

wobei nun gilt

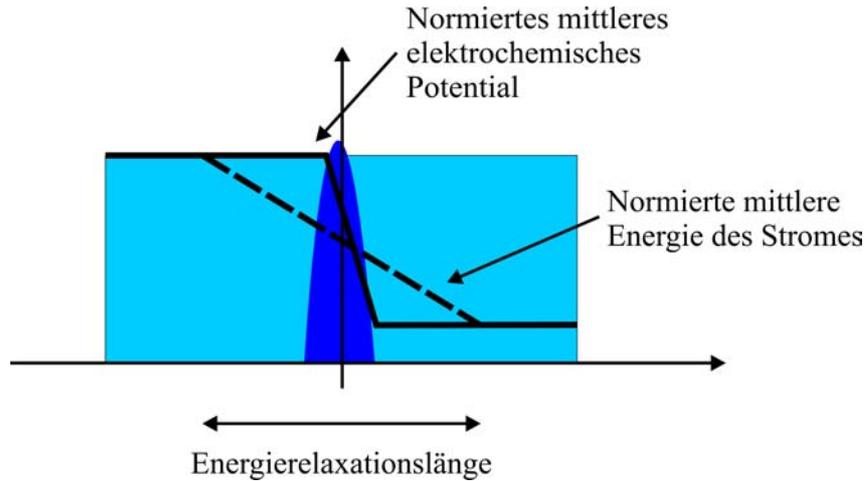


Abb. 2.7: Darstellung der normierten mittleren Energie des Stromes und des normierten mittleren elektrochemischen Potentials.

$$G_K^{-1} = \frac{h}{2e^2 M} \quad (2.32)$$

und

$$G_S^{-1} = \frac{h}{2e^2 M} \frac{1-T}{T} . \quad (2.33)$$

Der Spannungsabfall V_S an einer Streubariere ergibt sich aus dem Quotienten $V_S = I/G_S$ und man erhält mittels der Gleichungen 2.17 und 2.33 den Ausdruck

$$eV_S = (1-T) [\mu_1 - \mu_2] . \quad (2.34)$$

Wie im vorhergehenden Kapitel gezeigt, fällt die Spannung V_S unmittelbar an der Streubariere ab. Der Widerstand G_S^{-1} ist somit auf den Bereich des Streuzentrums beschränkt.

Anders jedoch verhält es sich mit der Jouleschen Wärme I^2/G_S , die bei dem Streueignis an das System abgegeben wird. Nimmt man ein starres Streuzentrum ohne innere Freiheitsgrade an, so kann dieses keine Wärme abführen. Vielmehr wird die Wärme über inelastische Prozesse wie Phononenemission dissipiert. Die Abbildung 2.7 zeigt die Änderung der mittleren Energie des Stromes und des elektrochemischen Potentials entlang des Kanals. Die mittlere Energie des Stromes ändert sich hierbei langsamer als das elektrochemische Potential über eine Energierelaxationslänge, die benötigt wird, um die Joulesche Wärme an das Gitter abzugeben.

2.4.4 Mesoskopischer Widerstandsdipol

Im Kapitel 2.4.2 wurde gezeigt, dass das elektrochemische Potential μ am Streuzentrum scharf abfällt. Der Grund hierfür wird einsichtig, wenn man bedenkt, dass sich unmittelbar auf der linken Seite vom Streuzentrum eine große Anzahl von Elektronen aus dem Kontakt 1 befindet, jedoch diese Zahl auf der rechten Seite der Streubariere stark abnimmt, weil dort nur ein Bruchteil T an transmittierten Elektronen ankommt. Da die Fermienergie ein Maß für die Zahl der Ladungsträger ist,

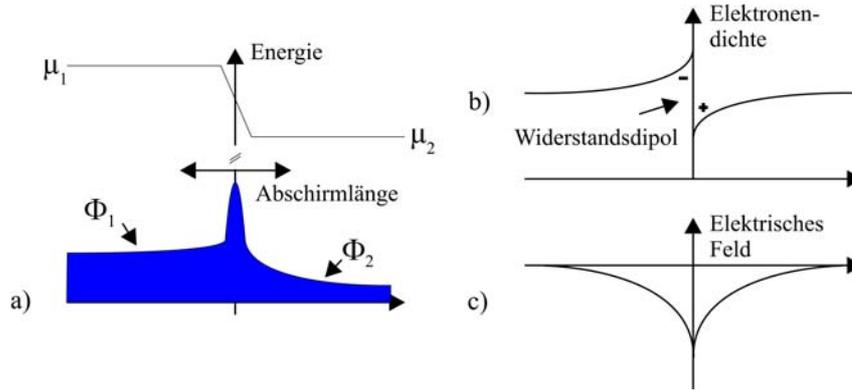


Abb. 2.8: a) Räumliche Änderung des elektrostatischen und des mittleren elektrochemischen Potentials bei einer vorhandenen Streubarriere. b) Entsprechende Elektronendichte. c) Elektrisches Feld in unmittelbarer Nähe zum Streuzentrum.

muss sie sich an der Barriere stark ändern. Es stellt sich nun die Frage, wie sich das elektrostatische Potential Φ und damit die Unterkante des Leitungsbandes an der Streubarriere verhält. Die Elektronendichte kann für den Fall eines entarteten Leiters geschrieben werden als

$$n = N_S(\mu - \Phi) \Rightarrow \Delta n = N_S(\Delta\mu - \Delta\Phi) \quad (2.35)$$

mit $N_S = m/\pi\hbar^2$ [Dat95]. Im Allgemeinen folgt Φ einer Änderung des elektrochemischen Potentials μ , wobei die Elektronendichte des Systems konstant bleibt. Dies gilt jedoch nicht in nieder-dimensionalen Systemen für eine abrupte Änderung in μ an einem Streuzentrum. Dabei muss in nieder-dimensionalen Systemen die endliche Zustandsdichte der beteiligten Leiter in Form der Quantenkapazität berücksichtigt werden. Eine Änderung des elektrochemischen Potentials in einem mesoskopischen Leiter lässt sich darstellen als

$$\Delta\mu = \Delta\Phi + \frac{\Delta Q}{D} \quad (2.36)$$

mit der Quantenkapazität $D = e^2 N$ und N die Zustandsdichte des Leiters. In metallischen Leitern ist die Zustandsdichte sehr hoch und der Einfluss der Quantenkapazität kann vernachlässigt werden, d.h. $\Delta\mu = \Delta\Phi$.

Eine Änderung in Φ erzeugt ein elektrisches Feld aufgrund eines Ladungsträgerungleichgewichts an der Streubarriere. Dieser Aufbau an Ladungsträgern ist beschränkt auf eine Abschirmlänge, die in Metallen nur wenige Angström beträgt, in typischen Halbleitermaterialien jedoch auf einige hundert Angström ausgedehnt sein kann. Folglich ändern sich Φ und μ auf der Längenskala der Abschirmlänge (2.8). Da in diesem Gebiet $\Delta\Phi \neq \Delta\mu$ gilt, wird sich dort die Elektronendichte ändern. Dabei werden Elektronen auf der linken Seite des Streuzentrums angehäuft, während auf der rechten Seite ein Elektronenmangel herrscht (2.8 (b)). Auf diese Weise entsteht ein mesoskopischer Widerstandsdipol an der Barriere, der ein elektrisches Feld am Streuzentrum erzeugt, wie es in der Abbildung (2.8) (c) dargestellt ist. Es bedarf nur einer geringen Rückstreuung von Ladungsträgern an einer Barriere um diesen Widerstandsdipol zu erzeugen. Dieser Widerstandsdipol ist die mesoskopische Version

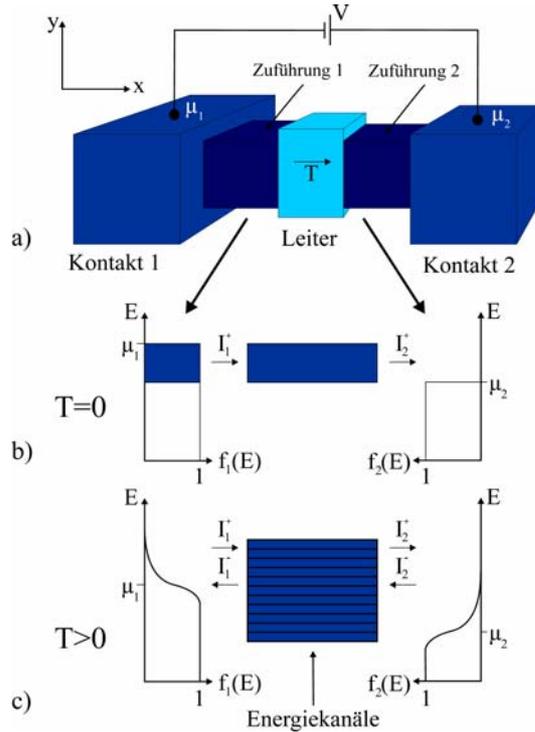


Abb. 2.9: a) Ballistischer Leiter mit Zuführungen und Kontakten. Energieverteilung injizierter Elektronen b) am absoluten Nullpunkt und c) bei höherer Temperatur in einem ballistischen Leiter. Bei $T > 0$ wird der Strom über mehrere Energiekanäle transportiert.

eines Gates [CB98], bei dem ein Material geringer Leitfähigkeit zwischen zwei Materialien hoher Leitfähigkeit eingebettet wird. Dabei ist nun die Tatsache interessant, dass sogar ein homogener Leiter mit einer einheitlichen Leitfähigkeit schließlich auf mesoskopischer Skala extrem inhomogene Eigenschaften aufweisen kann. Das elektrische Feld und der Stromfluss sind auf dieser Skala alles andere als einheitlich [OM94].

2.4.5 Verhalten bei höherer Temperatur und Vorwärtsspannung

Für die Herleitung der Landauer-Formel im Abschnitt 2.4.1 wurde die Temperatur $T = 0$ angenommen. Auf diese Weise ist der Ladungsträgertransport nur vom Kontakt 1 zum Kontakt 2 und nicht umgekehrt möglich. Weiterhin galt, dass der Strom nur über einen einzigen Energiekanal im Bereich der Fermienergie transportiert wird. Die Transmission T war hierbei im Bereich zwischen $\mu_1 > E > \mu_2$ konstant. Im Allgemeinen liegt jedoch eine Situation vor, wie sie in der Abbildung 2.9 (c) dargestellt ist. Dabei findet der Transport über mehrere Energiekanäle im Energiebereich zwischen

$$\mu_1 + (\text{einige } k_B T) > E > \mu_2 - (\text{einige } k_B T) \quad (2.37)$$

statt, wobei jeder Kanal eine andere Transmission \bar{T} besitzen kann, die sich aus dem Produkt aus der Anzahl der Moden und der Transmissionswahrscheinlichkeit per Mode für den jeweiligen Energiekanal ergibt, $\bar{T}(E) = M(E)T(E)$. Unter diesen

Bedingungen erhält man - ähnlich wie im Abschnitt 2.4.1 - einen Ausdruck für den Kanalstrom, wobei nun der Strom aus beiden Kontakten injiziert werden kann. Für den Nettostrom $I(E)$ an jedem Punkt des Bauteils gilt $I(E) = I_1^+ - I_1^- = I_2^+ - I_2^-$ (siehe Abbildung 2.9); dabei wird mit + und - die jeweilige Stromrichtung definiert und die Indizes benennen den jeweiligen Kontakt. Nach kurzer Rechnung findet man den Ausdruck

$$I(E) = \frac{2e}{h} [\bar{T}(E)f_1(E) - \bar{T}'(E)f_2(E)] . \quad (2.38)$$

mit der Transmission \bar{T} von 1 nach 2 und der Transmission \bar{T}' von 2 nach 1 durch den mesoskopischen Leiter [Dat95]. Für den Gesamtstrom gilt schließlich $I = \int I(E)dE$. Wenn im mesoskopischen Zwei-Terminal-Leiter keine inelastische Streuung stattfindet, wird die Transmission symmetrisch $\bar{T}(E) = \bar{T}'(E)$. Diese Relation gilt dabei auch in Anwesenheit eines Magnetfeldes. Die Gleichung 2.38 vereinfacht sich dann zu

$$I(E) = \frac{2e}{h} \bar{T}(E) [f_1(E) - f_2(E)] . \quad (2.39)$$

Man kann zeigen, dass die I-V-Charakteristik unabhängig von der Temperatur linear verläuft, wenn $\bar{T}(E)$ im Energiebereich, in dem der Transport stattfindet, näherungsweise konstant bleibt. Damit gilt für den Gesamtstrom:

$$I = \frac{2e}{h} \bar{T}(E_f) \int [f_1(E) - f_2(E)] dE . \quad (2.40)$$

Im Falle tiefer Temperaturen kann man die Vereinfachung

$$\int [f_1(E) - f_2(E)] dE = \mu_1 - \mu_2 \quad (2.41)$$

nutzen, da sowohl f_1 als auch f_2 als Stufenfunktionen mit $f_1(E) \approx \Theta(\mu_1 - E)$ und $f_2(E) \approx \Theta(\mu_2 - E)$ angenähert werden können. Somit gilt dann

$$I = \frac{2e}{h} \bar{T}(E_f) [\mu_1 - \mu_2] . \quad (2.42)$$

In realen Messungen jedoch wird mit zunehmender Spannung ein elektrisches Feld im Leiter aufgebaut, welches wiederum die Transmissionsfunktion \bar{T} beeinflusst. Die I-V-Charakteristik wird auf diese Weise eine nichtlineare, unter Umständen sehr komplexe Funktion und die Transmissionsfunktion geht über in $\bar{T}(E, \mu_1, \mu_2)$.

2.5 Magnetotransport-Effekte im mesoskopischen System

Eine schematische Darstellung der wichtigsten mesoskopischen Magnetotransport-Effekte in nieder-dimensionalen Strukturen wird gemäß [Men94] in der Abbildung 2.10 gezeigt: Shubnikov-de Haas Oszillationen (SdH), die Rückstreuung durch Randeffekte (RS), der Effekt der schwachen Lokalisierung (SL), und die universellen Leitwertfluktuationen (UCF, universell conductance fluctuations). Der Leitwert einer Drahtstruktur wird durch diese Effekte modifiziert, so dass entsprechende Korrekturen am Modell der Leitfähigkeit angebracht werden müssen.

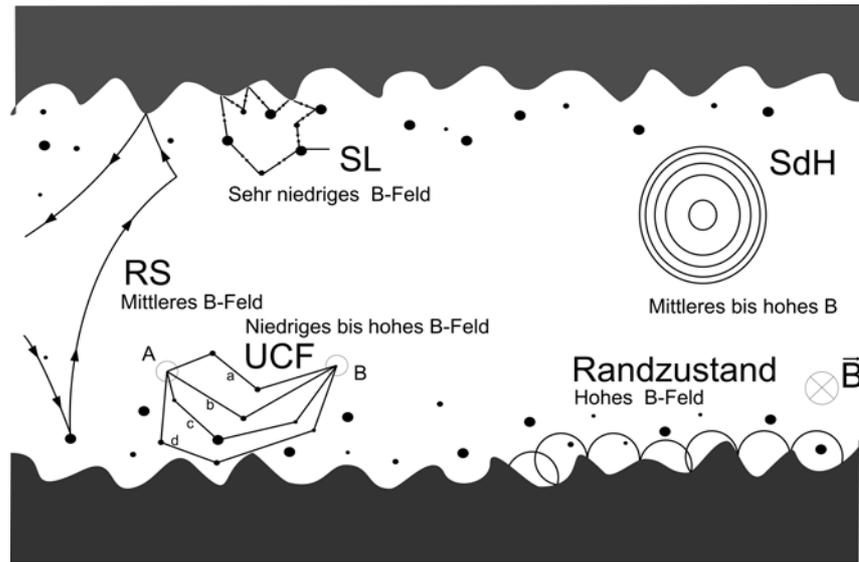


Abb. 2.10: Schematische Darstellung der Magnetotransport-Effekte als Wechselwirkung der Elektronen in einem Quantendraht bei einem angelegten Magnetfeld. Dargestellt sind: RS Rückstreuung, SW schwache Lokalisierung, Randzustand Ausbildung von Randzuständen, SdH Shubnikov-de Haas-Oszillationen und UCF universelle Leitwertfluktuationen. Quelle: [Men94]

Wie im Abschnitt 2.3 gezeigt, führt ein das 2DEG einschnürendes elektrisches Begrenzungspotential zur Ausbildung eindimensionaler Subbänder. Beim Übergang von einem 2D- auf ein 1D-System ändert sich somit das Verhalten der **Shubnikov-de Haas Oszillationen**. Es kann gezeigt werden, dass die Extrema der Widerstandoszillationen in ihrer Magnetfeldposition bei abnehmender Drahtbreite zu kleineren B-Feldern verschiebt [Men94].

Beim Herstellungsprozess von Quantendrähten durch das nasschemische Ätzverfahren entstehen an den Drahrändern Rauigkeiten und zusätzliche lokalisierte Streuzentren, welche vermehrt zur Rückstreuung und somit zur Widerstandserhöhung im Draht beitragen. Die Ausbildung sogenannter **Randzustände** bei hohen Magnetfeldern reduziert die Rückstreuung und führt zu einem abnehmenden Widerstand des Systems.

In Drahtsystemen mit geometrischen Ausdehnungen in der Größenordnung der Phasenkohärenzlänge L_ϕ kann die Wellennatur der Elektronen Interferenzeffekte hervorrufen [AL88, Ber84, vBv⁺88]. Die Anwesenheit einer erhöhten Anzahl von Streuzentren nahe der Drahränder im Vergleich zum zweidimensionalen Ausgangssystem verstärkt kohärente Rückstreuungen der Elektronen im Kanal (**schwache Lokalisierung**). Daraus resultiert ein ausgeprägter differentieller negativer Magnetowiderstand. Weiterhin bedingt die diskrete Natur der Störstellen reproduzierbare, probenspezifische **universelle Leitwertfluktuationen**.

Das Phänomen der schwachen Lokalisierung soll nun im Hinblick auf nachfolgende Magnetfeld-Asymmetrie-Untersuchungen in Quantendrähten näher betrachtet werden.

Interferenzeffekte sind über das „Phasengedächtnis“ der Elektronen auf ihren Trajektorien durch das Bauteil bestimmt. Treten entlang dieser Pfade nur elastische Streuungen auf, so bleibt die Kohärenz der Elektronenwelle erhalten. Übertreffen die zurückgelegten Strecken jedoch den mittleren Abstand zweier phasenbrechender Streueignisse (L_Φ), gehen Interferenzeffekte verloren. Ausgehend von mehreren kohärenten Elektronenpartialwellen kann deren feste Phasenbeziehung ϕ durch ein einwirkendes Vektorpotential \vec{A} verändert werden, wenn die Trajektorien entlang unterschiedlicher Wege verlaufen

$$\Delta\phi = \frac{e}{h} \oint \vec{A} d\vec{s} . \quad (2.43)$$

Unter Verwendung des Stokes'schen Satzes lässt sich das Wegintegral zu einem Flächenintegral umformen und man erhält die Phasenänderung in Abhängigkeit des magnetischen Flusses B durch die eingeschlossene Fläche A

$$\Delta\phi = 2\frac{e}{h} B \cdot A . \quad (2.44)$$

Abhängig von der Änderung des Produktes $B \cdot A$ wird die Phasenbeziehung zwischen Elektronenpartialwellen konstruktiv ($\Delta\phi = 0, \pm 2\pi, \dots$) oder destruktiv ($\Delta\phi = \pm\pi, \pm 3\pi, \dots$).

In Ringsystemen ist der für die Elektronenbewegung zur Verfügung stehende Weg und somit die eingeschlossene Fläche fest vorgegeben. Damit lässt sich die Phase ϕ über eine Variation des Magnetfeldes steuern. In metallischen und halbleitenden Ringsystemen konnten so grundlegende Interferenzphänomene demonstriert werden [CRWP85, UvL+86, FTN+88]. Durch die Aufspaltung einer Elektronenwelle an einer Verzweigung (z.B. Halbleiterringsystem) in zwei Partialwellen haben diese nach einem halben Umlauf unterschiedliche Störstellenkonfigurationen durchlaufen. Dadurch erlangen die beiden Partialwellen im Allgemeinen unterschiedliche Phasenänderungen, so dass bei der Überlagerung ein Interferenzmuster entsteht, welches als Analogon zur Optik bei der Überlagerung zweier kohärenter Lichtwellen betrachtet werden kann [GKV82]. Konstruktive oder destruktive Interferenz ist hierbei von der probenspezifischen Störstellenkonfiguration abhängig. Dieses Interferenzphänomen wird als Aharonov-Bohm-Effekt (AB) bezeichnet.

Interferieren die beiden Teilwellen erst nach einem vollen Umlauf, so haben beide Wellenpakete dieselbe Störstellenkonfiguration durchlaufen und gemäß ihrem unterschiedlichen Umlaufsinn eine entgegengesetzte Phasenverschiebung erhalten (Gleichung 2.43). Die Interferenz ist somit destruktiv bei $B = 0$, wobei die Phasenlage zeitumkehrinvariant und dementsprechend auch nicht probenabhängig ist. Eine Magnetfeldänderung bedingt schließlich Oszillationen mit der Periode $h/2e$

$$\Delta B = \frac{h}{2e} \frac{1}{A} . \quad (2.45)$$

Dieses Interferenzphänomen wird Al'tshuler-Aronov-Spivak-Effekt (AAS) genannt.

Auch in nicht ringförmigen Systemen sind unter der Voraussetzung einer gegebenen Streuzentrenkonfiguration entsprechend dem AAS-Effekt Interferenzphänomene möglich. Notwendig sind dazu identische Trajektorien, die in entgegengesetzter Richtung von den Elektronen zeitumkehrinvariant durchlaufen werden, so dass sie am

Ausgangspunkt mit exakt entgegengesetzter Phase ankommen [Ber83].

Im Gegensatz zum AAS-Effekt der geometrisch definierten Ringsysteme ist die von den Trajektorien eingeschlossene Fläche und somit die Periode der Oszillationen im Magnetfeld nicht festgelegt. Hierbei sind die größten Perioden (kleinsten Flächen) durch den kleinsten Abstand der elastischen Streuzentren und die kleinsten Perioden (größten Flächen) durch die Begrenzung der Phasenkohärenzlänge L_Φ gegeben.

Für $B = 0$ nehmen beim AAS-Effekt alle Oszillationsperioden ein Maximum an und tragen somit zu einer Widerstandserhöhung bei. Die Elektronen sind lokalisiert und nicht am Stromtransport beteiligt (schwache Lokalisierung). Wird das Magnetfeld erhöht, so nimmt die Widerstandsamplitude rasch ab, da die notwendige Rückkehrwahrscheinlichkeit der Elektronen durch die Einwirkung der Lorentzkraft stark reduziert wird. Folglich beobachtet man einen kontinuierlich abfallenden Widerstand mit zunehmenden Magnetfeld (differentieller negativer Magnetowiderstand).

Dabei wird die schwache Lokalisierung nur durch einen geringen Anteil aller möglichen Trajektorien im System hervorgerufen, da nicht jede aufgrund ihrer festen Phasenbeziehung zur kohärenten Rückstreuung beiträgt. Sind ausreichend Streuzentren in einem System vorhanden, lässt sich der Effekt in zweidimensionalen [Ber84] und quasi-eindimensionalen [Gio80] Strukturen nachweisen.

Die Leitwert-Korrektur ΔG aus der schwachen Lokalisierung mit einem Magnetfeld senkrecht zum Elektronensystem ergibt sich zu [AA81]:

$$\Delta G = \frac{e^2}{\pi^2 \hbar} \sqrt{D} \left[\left(\frac{1}{\tau_\Phi} + \frac{1}{\tau_B} \right)^{-1/2} \right] \quad (2.46)$$

mit der Diffusionskonstante D des Systems und der magnetischen Streuzeit τ_B .

2.6 Gate-Effektivität in Quantensystemen

Über ein Gate kann der Leitwert eines benachbarten Kanals gesteuert werden. Hierbei führt eine Änderung des elektrochemischen Potentials im Gate zu einer Änderung des elektrostatischen Potentials im Kanal. Dies geschieht mit einer Effektivität, deren Wert mit der kapazitiven Ankopplung des Gate-Kontaktes an den Kanal korreliert ist. Dabei muss wie im Abschnitt 2.4.4 in nieder-dimensionalen Systemen die endliche Zustandsdichte der beteiligten Leiter in Form der Quantenkapazität berücksichtigt werden. Die Gate-Effektivität in Systemen mit endlicher Zustandsdichte wurde in [Wes99, Wes98] detailliert analysiert. Im Folgenden sollen für verschiedene nieder-dimensionale Systeme deren Gate-Effektivitäten bestimmt werden. Die dabei verwendeten Indizes qg , qd , gd , gl , gr , bl , br und st stehen für: *Quantengate*, *Quantendraht*, *Gate – Draht*, *Gate left* (engl. Gate links), *Gate right* (engl. Gate rechts), *Branch left* (engl. Ast links) bzw. *Branch right* (engl. Ast rechts) und *Stem* (engl. Stamm)

Zunächst wird ein einfaches System bestehend aus einem Quantengate und einem über ein Dielektrikum kapazitiv angekoppelten Quantendraht (Abbildung 2.11) betrachtet. Eine sinnvolle Beschreibung der Gate-Effektivität η_{qg} bezieht die Änderung

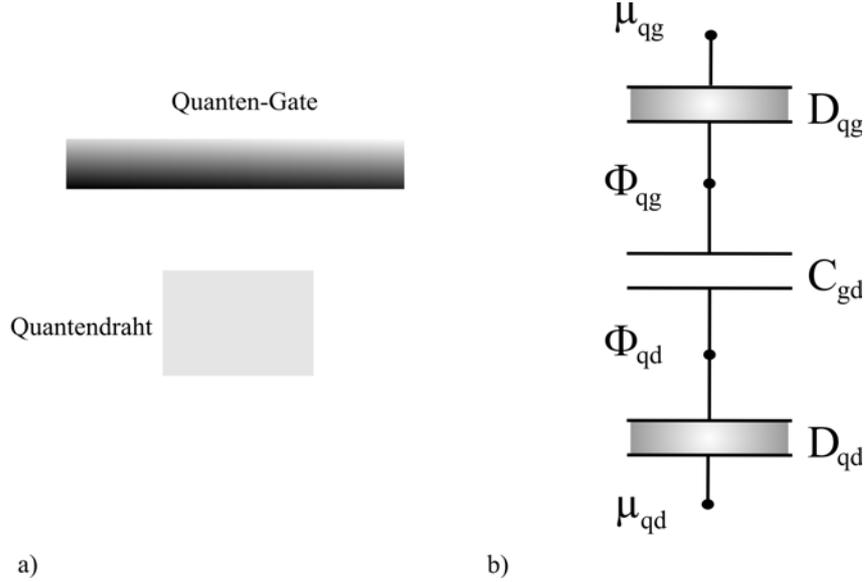


Abb. 2.11: a) Schematische Darstellung eines Querschnitts durch einen Quantendraht mit einem angrenzenden Quantengate. b) Kapazitives Netzwerk des Systems. Die Kopplung zwischen Gate und Kanal wird durch die Quantenkapazitäten D_{qg} und D_{qd} sowie der geometrischen Kapazität C_{gd} beschrieben.

zwischen dem elektrostatischen und dem elektrochemischen Potential $\Delta\Phi_{qd} - \Delta\mu_{qd}$ im Kanal auf eine Variation zwischen dem elektrochemischen Gate- und Kanalpotential $\Delta\mu_{qg} - \Delta\mu_{qd}$,

$$\eta_{qg} = \frac{\Delta\Phi_{qd} - \Delta\mu_{qd}}{\Delta\mu_{qg} - \Delta\mu_{qd}}. \quad (2.47)$$

Unter Anwendung der Gleichung 2.36 und dem Kapazitätsbild in der Abbildung 2.11 (b) erhält man folgenden Zusammenhang zwischen der Gateeffektivität und den einzelnen geometrischen und Quanten-Kapazitäten der Struktur

$$\eta_{qg} = \frac{1}{1 + \frac{D_{qd}}{C_{gd}} + \frac{D_{qd}}{D_{qg}}}. \quad (2.48)$$

Man erkennt nach Gleichung 2.48, dass eine niedrige Quantenkapazität D_{qd} im Quantendraht die Gateeffektivität erhöht. Andernfalls wird die Kanalladung den Feld-Effekt abschirmen. Weiterhin stellt man fest, dass eine hohe Quantenkapazität D_{qg} im Quantengate die Gate-Effizienz verbessert. Ebenso ist eine hohe kapazitive Kopplung zwischen dem Quantengate und dem Quantendraht C_{gd} vorteilhaft. Die geometrische Kapazität (pro Einheitslänge) ist in vielen Konfigurationen durch die dielektrische Konstante des umgebenden Materials, $C_{gd} \approx \epsilon \approx 10^{-10}$ F/m bestimmt. Die Quantenkapazität kann über das Leitwertquant G_0 und die Fermigeschwindigkeit v_F beschrieben werden mit $D_{qd} = 2G_0/v_F$. Für eine typische Fermigeschwindigkeit $v_F = 10^5$ m/s erhält man den Wert $D_{qd} \approx 10^{-9}$ F/m. Nimmt man ein metallisches Gate mit einer hohen Quantenkapazität D_{qg} an, dann erhält man für die Gate-Effektivität den Wert $\eta_{qg} \approx 1/11$. Dieser Wert ist z.B. typisch für Split-Gatestrukturen. Für einen Wellenleiter, dessen Leitwert durch einen weiteren planar gelegenen Wellenleiter kontrolliert wird, gilt für die Quantenkapazitäten $D_{qd} \approx D_{qg}$. Somit sinkt die Gateeffektivität auf den Wert $\eta_{qg} \approx 1/12$.

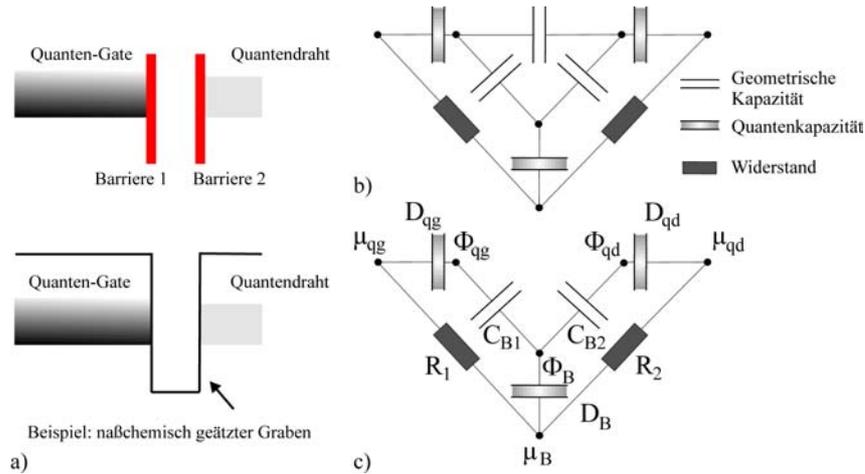


Abb. 2.12: a) Querschnitt durch einen Quantendraht mit einem anliegendem Quantengate und einem nasschemisch geätzten Graben (Zwei-Barrieren-System). b) Kapazitives Ersatzschaltbild dieses Systems. c) Vereinfachtes Netzwerk.

Nun soll der Fall einer Gateeffektivität für ein Zwei-Barrierensystem entwickelt werden, bei welchem Leckströme zwischen Quantengate bzw. und Quantendraht fließen können. Ein solches Zwei-Barrierensystem ist z.B. gegeben, wenn ein planares Side-Gate durch einen geätzten Graben vom Quantendraht isoliert wird (2.12 (a)). Die Kontaktflächen zwischen Gate und Graben bzw. zwischen Graben und Draht stellen hierbei jeweils eine Potentialbarriere dar. Näherungsweise kann mit dem nachfolgenden Formalismus aber auch der Gate-Mechanismus anderer Barrierensysteme entwickelt werden, wie z.B. die Gate-Effektivität eines Quantengates bestehend aus zwei in Reihe geschalteten mesoskopischen Dipolen. Dieses System ist Bestandteil dieser Arbeit.

Ein einfaches schematisches Netzwerk eines Zwei-Barrierensystems zeigt die Abbildung 2.12 (b). Das Modell des nasschemisch geätzten Grabens zwischen Quantengate und Quantendraht besteht aus den drei Leitersystemen: Quantendraht, Quantengate und Grabenoberfläche. Um den Gate-Mechanismus zu beschreiben werden drei geometrische und drei Quantenkapazitäten benötigt. Diese sind jeweils dreieckförmig angeordnet. Die Knotenpunkte entsprechen elektrochemischen bzw. elektrostatischen Potentialen. Die Grabenoberfläche ist nicht kontaktiert; dementsprechend könnte man annehmen, dass die Grabenoberfläche sich nicht auf einem definierten elektrochemischen Potential befindet. Jedoch können Leckströme aus dem Gate bzw. aus dem Kanal fließen. Daher sind die äußeren Knotenpunkte, d.h. die elektrochemischen Potentiale, über die Widerstände R_1 und R_2 miteinander verbunden. Um das Modell zu vereinfachen, wird die Kapazität direkt zwischen dem Quantengate und dem Quantendraht vernachlässigt, da der geometrische Abstand zwischen diesen vergleichbar groß ist. Das vereinfachte Modell ist in der Abbildung 2.12 (c) gezeigt. Für eine gegebene Änderung des elektrochemischen Potentials im Quantengate $\Delta\mu_{qg} - \Delta\mu_{qd}$ bei niedrigen Frequenzen wird das elektrochemische Potential der Oberfläche nur durch Leckströme bestimmt, d.h. es gilt $\Delta\mu_B - \Delta\mu_{qd} = (\Delta\mu_{qg} - \Delta\mu_{qd}) / (1 + R_1/R_2)$. Über das elektrostatische Potential der Grabenoberfläche kann man leicht die Differenz zwischen dem elektrostatischen und dem elektrochemischen Potential des Quantendrahtes berech-

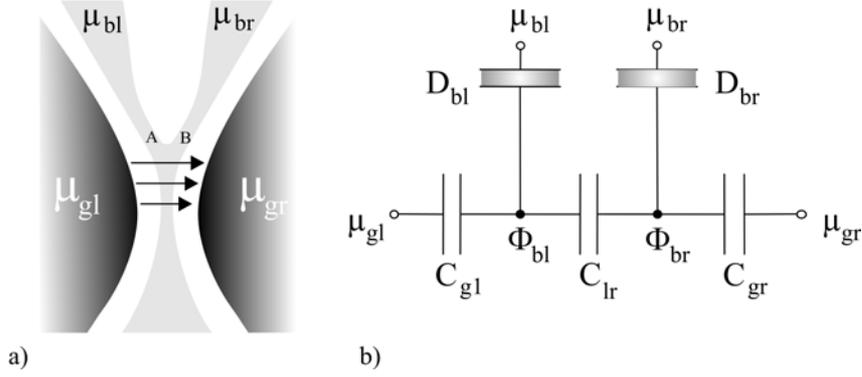


Abb. 2.13: a) Schematische Darstellung einer Y-Struktur. Das laterale elektrische Feld der Side-Gates (durch Pfeile angedeutet) erzeugt eine Differenz in den elektrostatischen Potentialen zwischen den Punkten A und B. b) Kapazitives Netzwerk der Y-Struktur.

nen: $\Delta\Phi_{qd} - \Delta\mu_{qd} = (\Delta\mu_B - \Delta\mu_{qd}) / (1 + D_{qd}/C_{B2} + D_{qd}/D_B)$. Die Gate-Effektivität nach Gleichung 2.47 lautet somit:

$$\eta_{qg} = \frac{\Delta\Phi_{qd} - \Delta\mu_{qd}}{\Delta\mu_{qg} - \Delta\mu_{qd}} = \frac{1}{1 + \frac{R_1}{R_2}} \frac{1}{1 + \frac{D_{qd}}{C_{B2}} + \frac{D_{qd}}{D_B}} \quad (2.49)$$

Auf ähnliche Weise können die Gate-Effektivitäten in einer Y-Struktur bestimmt werden: Seit der Entdeckung der Leitwertquantisierung in QPCs (Quantum-Point-Contacts) sind die Welleneigenschaften der Elektronen als Grundlage für die Entwicklung neuartiger logischer Bauteile von großem Interesse [vvB⁺88, Itr01]. Verschiedenartige Bauelemente auf der Basis von Elektronenwellenleitern wurden seitdem konzipiert, wie z.B. der direkte Koppler [AE90], der Quanten-Stumpf-Transistor [SMRH89] und das Aharonov-Bohm-Interferometer [DMBL86].

Der Elektronen-Transport in der Y-Struktur basiert ebenfalls auf der Ausbreitung von Elektronenwellen. Seinen Namen verdankt er seinem geometrischen Erscheinungsbild. Er besteht aus drei miteinander verbundenen Wellenleitern, nämlich einem Stamm-Wellenleiter, der sich y-förmig in zwei Ast-Wellenleiter verzweigt. Dabei kann dem elektrischen Feld, erzeugt durch Vorwärtsspannungen an den Ästen, ein laterales elektrisches Feld im Bereich des Verzweigungspunktes überlagert werden, das durch eine Differenz in den elektrochemischen Potentialen der planaren Side-Gates erzeugt wird (Abbildung 2.13 (a)). Dieses laterale elektrische Feld (durch Pfeile angedeutet) bewirkt eine Differenz in den elektrostatischen Potentialen zwischen den Punkten A und B. Dadurch können die Elektronen in einen der beiden Äste abgelenkt werden. In der Abbildung 2.13 (b) wird das kapazitive Netzwerk dieser Struktur veranschaulicht. Zur Vereinfachung wird die direkte geometrische Kapazität zwischen den Side-Gates vernachlässigt, sowie die Kapazität zwischen einem Side-Gate und dem gegenüberliegenden Ast, d.h. nur die Kapazität zwischen den Ästen C_{lr} und zwischen einem Side-Gate und dem benachbarten Ast $C_{gl} = C_{gr} = C_g$ werden in Betracht gezogen. Die Knotenpunkte der elektrochemischen Potentiale der Äste werden über die Quantenkapazitäten $D_{bl} = D_{br} = D_b$ mit der Struktur verbunden. Zur weiteren Vereinfachung wird angenommen, dass die Side-Gates eine metallische Wirkung besitzen, so dass deren Quantenkapazitäten vernachlässigt werden können. Eine geeignete Definition der Gate-Effektivität, um die Wirkung eines lateralen elek-

trischen Feldes zu beschreiben, ist für konstante elektrochemische Potentiale der Äste durch den Ansatz

$$\eta_g = \frac{\Delta\Phi_{bl} - \Delta\Phi_{br}}{\Delta\mu_{gl} - \Delta\mu_{gr}} \quad (2.50)$$

gegeben. Mit Hilfe des kapazitiven Netzwerkes findet man für die Effektivität des lateralen elektrischen Feldes der Side-Gates den Ausdruck

$$\eta_g = \frac{C_g}{C_g + D_b + 2C_{lr}} \quad (2.51)$$

Hält man jedoch die elektrostatischen Potentiale der Side-Gates konstant und variiert die elektrochemischen Potentiale der Äste, so wird ebenfalls ein laterales elektrisches Feld zwischen den Ästen erzeugt. Die Effektivität dieses Feldes, die angibt, in welchem Maße die Äste sich gegenseitig kapazitiv beeinflussen, wird in der Literatur [Wes99, RWH⁺02, HWH⁺06] als Self-Gating Effektivität beschrieben. Mit Hilfe des kapazitiven Netzwerkes findet man

$$\eta_b = \frac{\Delta\Phi_{bl} - \Delta\Phi_{br}}{\Delta\mu_{bl} - \Delta\mu_{br}} = \frac{D_b}{C_g + D_b + 2C_{lr}} \quad (2.52)$$

2.7 Der Leitwert der Y-Struktur

Nachdem nun die Gating-Effektivität eines lateralen Side-Gate-Feldes sowie die Self-Gating Effektivität der Y-Struktur vorgestellt wurden, soll nun im Folgenden ein Ausdruck für den Leitwert der Äste gefunden werden. Für diese Struktur kann mit einer besetzten Subband-Mode gezeigt werden, dass die für das Schalten zwischen den Ästen benötigte Spannung durch die Heisenbergsche Zeit-Energie-Unschärferelation nach unten begrenzt ist mit

$$\Delta V_S \geq \frac{\hbar}{e\tau_t} \approx \frac{\hbar v_F}{L_i} \quad (2.53)$$

wobei v_F die Fermigeschwindigkeit und L_i Wechselwirkungslänge des Verzweigungsbereiches in der Y-Struktur darstellen. τ_t ist die Transitzeit eines Elektrons, d.h. die Zeit, die es benötigt, um die Schaltregion des Y-Transistors zu passieren [PTNS93]. Dies bedeutet, dass der Schaltvorgang nur einem quantenmechanischen, jedoch keinem thermischen unteren Limit, wie es für einen Feld-Effekt-Transistor (FET) existiert ($\Delta V_{S,FET} = \log(10)k_B T/e$), unterliegt. Daher ist diese Struktur gerade für die wärmeintensive Kaskadierung von Bauteilen und in integrierten Schaltkreisen interessant; denn grundsätzlich gilt, je weniger Wärme ein Bauteil entwickelt, desto höher darf die Packungsdichte in Schaltkreisen werden.

Der Leitwert zwischen dem Stamm und dem linken bzw. rechten Ast einer solchen monomodigen Struktur kann gemäß [Wes99] über

$$G_{bl,br} = \frac{1}{2}G_0 (1 \pm \gamma) \quad (2.54)$$

beschrieben werden. Hierbei berücksichtigt der Schaltparameter γ sowohl den Gating-Mechanismus der Side-Gates als auch den Self-Gating Effekt und verknüpft die Effektivität des lateralen elektrischen Feldes η_g mit einer Differenz in den elektrochemischen Potentialen der Side-Gates sowie die Self-Gating Effektivität η_b mit einer Differenz der elektrochemischen Potentiale der Äste

$$\gamma = \tanh \left(\frac{\eta_g(\Delta\mu_{gl} - \Delta\mu_{gr}) + \eta_b(\Delta\mu_{bl} - \Delta\mu_{br})}{V_S} \right). \quad (2.55)$$

Dabei ist die Schaltspannung V_S (wie oben angedeutet limitiert durch die Zeit-Energie-Unschärferelation) ein Maß dafür, wie groß eine Änderung der elektrostatischen Potentialdifferenz $\Delta\Phi_{bl} - \Delta\Phi_{br}$ der Äste sein muss, um γ wirksam zu beeinflussen.

2.8 Rauschaktiviertes Schalten und stochastische Resonanz

Elektronisches Signalrauschen stellt für die Funktion eines Bauteils in der Regel einen unerwünschten Nebeneffekt dar. In den letzten Jahren konnte jedoch in zahlreichen Untersuchungen gezeigt werden, dass es Situationen gibt, wo eine günstige Kombination aus Signalrauschen und nichtlinearem Verhalten der Bauteile die Leistung des Bauteils verbessert, anstatt sie zu verschlechtern [BB00, JSCM00, GLS⁺06]. Dieses Phänomen wurde unter dem Namen *stochastische Resonanz* (SR) zusammengefasst. SR wurde zum ersten Mal von Benzi et al. 1981 postuliert, um die periodische Wiederkehr von Eiszeiten zu erklären [BSV81, BPSV82, GHJM98]. Sie führten diese Periodizität auf eine Wechselwirkung zwischen der schwachen periodischen Änderung in der Exzentrizität der Erdbahn und zufälligen, erdklimatischen Fluktuationen, wie Variationen in der Meerestemperatur oder Vulkanausbrüche, zurück. Damit SR jedoch auftreten kann, muss eine Energiebarriere, ein schwach periodisches Signal und eine Rauschquelle vorhanden sein. Diese Forderungen sind so generell, dass das Phänomen der stochastischen Resonanz Einzug in den unterschiedlichsten Forschungsgebieten erhielt, wie z.B. in bistabilen Ringlasern [MWR88], in superleitenden Quanteninterferenz-Bauteilen (SQUIDS) [HSJ⁺95], in nanomechanischen Duffing-Resonatoren [AZSB07] und nanomechanischen Oszillatoren [BM05]; weiterhin in physiologischen Systemen wie Haarzellen [LBW05], in neurophysiologischen Systemen wie Rezeptoren in Grillen [JEM96] oder Flusskrebse [DWPM93]. Sogar in der Medizin findet SR Anwendung, um der altersbedingten Verschlechterung des menschlichen Gleichgewichtsinns entgegen zu wirken [PNS⁺02].

In der vorliegenden Arbeit wird das Phänomen des rauschaktivierten Schaltens und der stochastischen Resonanz am Beispiel einer bistabilen Y-Struktur vorgestellt. Die hierzu nötigen Grundlagen umfassen die folgenden beiden Abschnitte.

2.8.1 Übergangsraten in einem bistabilen Potential

Die Abbildung 2.14 zeigt ein Doppelmuldenpotential $V_0(x)$, in welchem sich ein Teilchen der Masse m bewegen soll. Die Bewegung des Teilchens wird hierbei über die Langevin-Gleichung

$$m\ddot{x} = -V_0'(x) - \gamma\dot{x} + \xi(t) \quad (2.56)$$

beschrieben [Gar85, HTB90]. Dabei wirkt auf das Teilchen zusätzlich zur Kraft $-V_0'(x)$ die Reibungskraft $-\gamma\dot{x}$ mit der Dämpfungskonstante γ und eine Zufallskraft $\xi(t)$, die den Rauschprozess beschreibt, für den im Folgenden weißes Rauschen

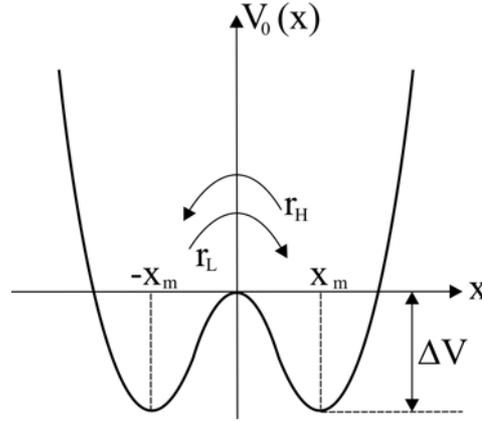


Abb. 2.14: Darstellung eines Teilchens der Masse m in einem Doppelmuldenpotential $V_0(x)$.

angenommen wird. Für den Mittelwert gilt $\langle \xi(t) \rangle = 0$, wobei die Werte von $\xi(t)$ zu verschiedenen Zeiten statistisch unabhängig voneinander sind. Letzteres kommt in der Autokorrelationsfunktion $\langle \xi(t)\xi(t') \rangle = 2B\delta(t-t')$ zum Ausdruck (B : ein Maß für die Rauschintensität). Sind die Fluktuationen thermisch bedingt, indem das System mit einem Wärmebad der Temperatur T wechselwirkt, so gilt $B = \gamma k_B T$. Ohne stochastische Anregung relaxiert das Teilchen innerhalb einer Zeitskala, die sich bei gegebenem Potential $V_0(x)$ aus der Dämpfung γ des Systems ergibt, in eines der beiden Potentialminima. Aufgrund der Zufallskraft $\xi(t)$ bewegt sich das Teilchen innerhalb der Mulden, aber auch Übergänge zwischen diesen finden statt. Zur Berechnung der Übergangsrate betrachtet man den Grenzfall einer starken Dämpfung, wodurch die Gleichung 2.56 unter Vernachlässigung der zweiten zeitlichen Ableitung von x angenähert wird mit

$$\dot{x} = -\frac{1}{\gamma} (V_0'(x) - \xi(t)) . \quad (2.57)$$

Einen analytischen Ausdruck für die Übergangsrate erhält man mit Hilfe der zu Gleichung 2.57 äquivalenten Fokker-Planck-Gleichung für die Wahrscheinlichkeitsverteilung $\rho(x, t)$ für die Position x des Teilchens zur Zeit t [Gar85]:

$$\frac{\partial \rho(x, t)}{\partial t} = \frac{1}{\gamma} \frac{\partial}{\partial x} [V_0'(x)\rho(x, t)] + \frac{B}{\gamma^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \rho(x, t) . \quad (2.58)$$

Die mittlere Zeit T_0 für die erste Passage, d.h. die mittlere Zeit, in der ein Teilchen, das bei $x = -x_m$ startet, das Maximum bei $x = 0$ erreicht, ergibt sich daraus zu

$$T_0 = \frac{\gamma^2}{B} \int_{-x_m}^0 \exp\left[\frac{V_0(y)}{B/\gamma}\right] dy \int_{-\infty}^y \exp\left[\frac{-V_0(z)}{B/\gamma}\right] dz . \quad (2.59)$$

Für eine hohe Potentialbarriere ΔV und kleinem B/γ wird das Integral über z von dem Potential nahe dem Minimum bei $x = -x_m$ bestimmt und das Integral über y durch das Maximum bei $x = 0$. Entwickelt man das Potential bis zur zweiten Ordnung um diese Punkte, so erhält man die Näherung

$$T_0 = \frac{\pi\gamma}{\sqrt{|V_0''(0)|V_0''(-x_m)}} \exp\left[\frac{\Delta V}{B/\gamma}\right] . \quad (2.60)$$

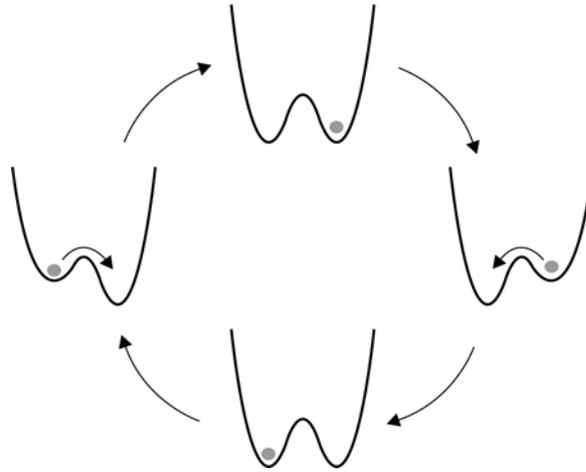


Abb. 2.15: Modulation eines Doppelmuldenpotentials mit einer externen periodischen Kraft. Abhängig von der Phase der periodischen Kraft wird die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang von einer Potentialmulde in die andere erhöht, während der entgegengesetzte Übergang unterdrückt wird.

Für die Wahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit, mit welcher das Teilchen an der Spitze der Barriere ankommt, gilt $r_0 = 1/T_0$. Die gesuchte Übergangsrates ist hierbei $r_0/2$, da das Teilchen dort mit gleicher Wahrscheinlichkeit nach links oder rechts springt. Die Rate heißt Kramers-Rate [Kra40] mit

$$r_K = \frac{\sqrt{|V_0''(0)| V_0''(-x_m)}}{2\pi\gamma} \exp\left[\frac{-\Delta V}{B/\gamma}\right]. \quad (2.61)$$

Ein Signal, welches zwischen zwei oder mehr diskreten Werten fluktuiert, wird in der Literatur als Random Telegraph Signal bezeichnet. Die beiden Zustände im Doppelmuldenpotential werden im Folgenden als H und L bezeichnet. Die mittleren Verweildauern T_H und T_L im H - bzw. L -Zustand, d.h. das Zeitintervall zwischen zwei aufeinanderfolgenden Sprüngen in entgegengesetzter Richtung $L \rightarrow H \rightarrow L$ bzw. $H \rightarrow L \rightarrow H$, besitzt bei diesem Prozess eine exponentiell abfallende Häufigkeitsverteilung [PP02]:

$$N_H(T) = \frac{1}{T_H} \exp\left[-\frac{T}{T_H}\right] \quad (2.62)$$

$$N_L(T) = \frac{1}{T_L} \exp\left[-\frac{T}{T_L}\right] \quad (2.63)$$

Im Falle des symmetrischen Doppelmuldenpotentials sind die mittleren Verweildauern T_H und T_L gleich groß und durch den Kehrwert der Kramers-Rate gegeben.

2.8.2 Stochastische Resonanz

Das symmetrische Doppelmuldenpotential soll nun durch eine kleine periodische Modulation mit $V_1 < \Delta V$ angeregt werden

$$V(x, t) = V_0(x) + V_1 \frac{x}{x_m} \sin(\omega t). \quad (2.64)$$

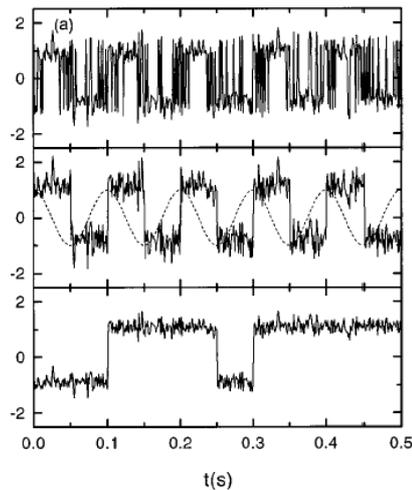


Abb. 2.16: Beispiel für eine Input/Output Synchronisation in einem symmetrischen bistabilen System in Einheiten von x_m . Die Modulationsfrequenz wird konstant gehalten und die Rauschstärke von unten nach oben erhöht. Quelle: L. Gammaitoni, P. Hänggi, P. Jung, F. Marchesoni, *Rev. Mod. Phys.* 70, 229 (1998)

Die externe Anregung ermöglicht deterministische Übergänge zwischen den Mulden. Aufgrund der linearen Modulation in x-Richtung wird nur die Höhe der Potentialbarriere, jedoch nicht die zweite Ableitung des Potentials, welche in die Kramers-Rate (Gleichung 2.61) eingeht, beeinflusst. Setzt man die dynamische Potentialbarriere $\Delta V_{mod} = \Delta V \pm V_1 \sin(\omega t)$ in die Gleichung 2.61 ein, so erhält man als Übergangsraten von der linken in die rechte Mulde (r_L) bzw. umgekehrt (r_H)

$$r_{L,H} = \frac{\sqrt{|V_0''(0)| V_0''(-x_m)}}{2\pi\gamma} \exp \left[\frac{-(\Delta V \pm V_1 \sin(\omega t))}{B/\gamma} \right]. \quad (2.65)$$

Abhängig von der Phase der periodischen Kraft wird die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang von einer Potentialmulde in die andere erhöht, während der entgegengesetzte Übergang unterdrückt wird (Abbildung 2.15). In der Abbildung 2.16 sind simulierte Trajektorien für drei unterschiedliche Werte der Rauschintensität B dargestellt, wobei die Modulation als gestrichelte Kurve im mittleren Bild abgebildet ist. Ist die Rauschintensität gering (unteres Teilbild), so werden thermisch aktivierte Übergänge stark reduziert und das Teilchen kann dem Signal nicht folgen. Bei zunehmender Rauschstärke wird die Zahl der mit der Anregung synchronisierten Übergänge schließlich erhöht und die Trajektorie des Teilchens ist bei optimaler Einstellung in Resonanz mit der Anregung (mittleres Teilbild). Bei zu hoher Rauschstärke jedoch werden während einer Periode der Anregung sehr viele Übergänge aktiviert und die Synchronisation geht wieder verloren (oberes Teilbild). Die optimale Antwort eines rauschaktivierten Systems auf ein schwaches periodisches Signal bezeichnet man als stochastische Resonanz.

Um die Synchronisation quantitativ zu erfassen, wertet man die Verteilung $N(T)$ der Verweilzeiten der beiden Zustände aus [GMS95]. Für das unmodulierte symmetrische System zerfällt die Häufigkeit N der Verweildauer für steigendes T exponentiell und der Mittelwert der Verteilung ist durch den Kehrwert der Kramers-Rate r_K ge-

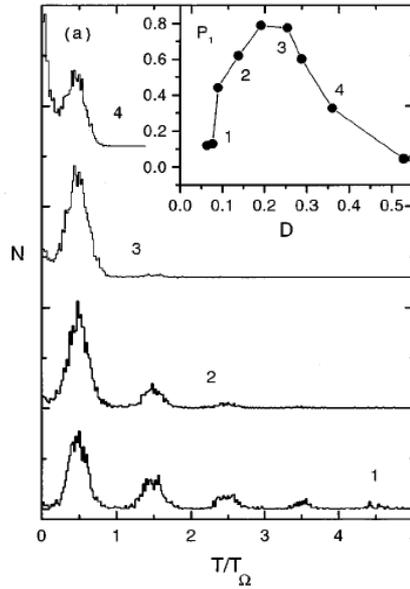


Abb. 2.17: Verweildauerverteilung $N(T)$ für ein symmetrisches bistabiles System. Die Modulationsfrequenz ist konstant und die Rauschstärke D wird von unten nach oben erhöht. D entspricht hierbei B/γ und T_Ω entspricht T_ω . Der Einsatz zeigt den Verlauf der Fläche P_1 unter dem ersten Peak der Verteilung $N(T)$ in Abhängigkeit der Rauschstärke. Quelle: L. Gammaitoni, P. Hänggi, P. Jung, F. Marchesoni, *Rev. Mod. Phys.* 70, 229 (1998)

geben. Bei gegebener Modulation erscheint in der Verweildauerverteilung eine Serie von Peaks bei ungeradzahigen Vielfachen der halben Periodendauer $T_\omega = 2\pi/\omega$ des Signals, d.h. bei

$$T_n = (2n - 1) \frac{T_\omega}{2}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (2.66)$$

Dabei nimmt die Höhe der Peaks exponentiell mit der Ordnung n ab. Dies ist in der Abbildung 2.17 für unterschiedliche Rauschintensitäten dargestellt. Die Verteilung kann anschaulich erklärt werden: Die maximale Wahrscheinlichkeit für einen Übergang ist dann gegeben, wenn die Potentialbarriere ein Minimum annimmt. Springt das Teilchen in diesem Moment in die andere Mulde, verweilt es dort eine halbe Modulationsperiode, bis die minimale Barrierenhöhe wieder erreicht wird. Die höheren Peaks ergeben sich somit jeweils eine Modulationsperiode später. Mit einer Zunahme des Rauschens verschwinden jedoch diese höheren Peaks und das Teilchen springt zunehmend unabhängig von der Modulation. Auf diese Weise nimmt die Anzahl der sehr kurzen Verweilzeiten zu und die Verteilung geht schließlich wieder in den exponentiellen Verlauf des unmodulierten Systems über. Bei optimaler Synchronisation jedoch findet man ausschließlich Verweilzeiten bei $T_\omega/2$.

Ein Maß für die stochastische Resonanz ist die Fläche P_1 unter dem ersten Peak der Verteilung $N(t)$ bei $T_1 = T_\omega/2$, da sie den Anteil der Sprünge widerspiegelt, die nach einer Verweildauer von etwa einer halben Modulationsperiode stattgefunden haben. Berechnet wird P_1 nach [GMS95] über

$$P_1 = \int_{T_1 - \alpha T_\omega}^{T_1 + \alpha T_\omega} N(T) dT \quad \text{mit } 0 < \alpha \leq \frac{1}{4}, \quad (2.67)$$

wobei der genaue Wert von α keinen Einfluss auf das Verhalten von P_1 hat. Der Einsatz in der Abbildung 2.17 zeigt den Verlauf von P_1 für das simulierte Teilchen im Doppelmuldenpotential in Abhängigkeit von der Rauschstärke. Die Kurve zeigt ein deutliches Maximum bei der Rauschintensität, die der optimalen Synchronisation entspricht. Die Position des Maximums ergibt sich aus der Bedingung, dass die Zeitskalen der rauschaktivierten Übergänge und der Modulation übereinstimmen, also

$$T_K \approx \frac{1}{2} T_\omega \quad (2.68)$$

mit der Kramers-Zeit T_K , d.h. der Kehrwert der Kramers-Rate. Die Resonanz-Bedingung der Gleichung 2.68 kann erfüllt werden, wenn die Rauschintensität bei konstanter Modulation oder die Frequenz der periodischen Kraft auf die Kramers-Rate abgestimmt wird.

Kapitel 3

Experimenteller Teil

3.1 Flache zweidimensionale Elektronengase für Raumtemperatur-Anwendungen

Ein Ziel der Arbeit bestand darin, die Transporteigenschaften von naßchemisch geätzten Quantendrähten und Y-Strukturen basierend auf GaAs/AlGaAs Heterostrukturen mit flachen zweidimensionalen Elektronengasen (2DEGs), die sich ca. 30 nm unterhalb der Probenoberfläche ausbilden, zu untersuchen. Neben ballistischem Elektronentransport über mehrere 10 μm und einer hohen Elektronenbeweglichkeit ermöglicht eine derartige Struktur die Herstellung sehr schmaler stromführender Kanäle mittels nasschemischer Ätztechnik. Generell gilt, je geringer der Abstand zwischen dem Elektronengas und der Oberfläche ist, desto geringer kann man die nötige Ätztiefe der Gräben wählen, die lokal das zweidimensionale Elektronengas durchbrechen und somit voneinander isolierte Kanäle und Side-Gates definieren. Je flacher man nun aber ätzt, desto weniger wird auch der Kanal durch das isotrope nasschemische Ätzmittel unterätzt. Dieser Sachverhalt ist vor allem deshalb interessant, da das Unterätzen des Kanals unter Umständen so groß wie die Ätztiefe werden kann. Durch flache Elektronengase werden somit sehr kompakte, miniaturisierte mesoskopische Bauteile mit Kanalbreiten von nur wenigen Nanometern möglich.

Die einzelnen Schichten wurden mittels Molekularstrahlepitaxie in atomarer Präzision gewachsen¹. Die Abbildung 3.1 (a) zeigt schematisch den Probenaufbau dieser Heterostruktur. Die Basis bildet ein 500 μm dickes Substrat aus GaAs gefolgt von einer 200 nm dicken GaAs Schicht. Darauf folgt ein 10-faches Übergitter, bestehend aus $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$, wobei die $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -Komponente eine Schichtdicke von 25 nm und die GaAs-Komponente eine Dicke von 10 nm aufweist. Das Übergitter verhindert einen Leckstrom in das Substrat. Die darauffolgenden Schichten sind für die Ausbildung des 2DEGs notwendig. Auf eine 2 μm dicke Schicht GaAs wird eine 30 nm dicke Donatorschicht aus Si-dotiertem AlGaAs gewachsen. An der entstehenden GaAs/AlGaAs-Grenzfläche bildet sich das 2DEG aus. Den Abschluss der Struktur bildet eine Deckschicht aus 3 nm GaAs. Die Abbildung 3.1 (b) zeigt eine theoretische Potentialmodellierung², bei der die Dotierung der AlGaAs-Schicht als entscheidender Parameter variiert wurde. Es wird deutlich,

¹MBE-Wachstum: Sven Höfling

²Modellierung mit Wingreen 2.0.1

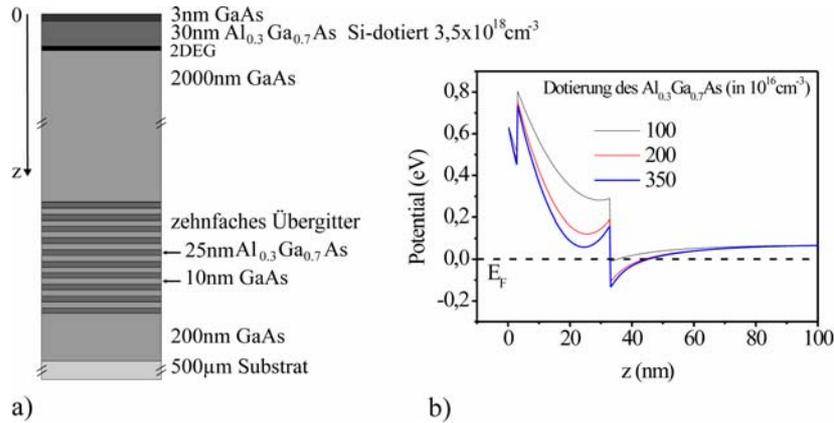


Abb. 3.1: a) Schematischer Querschnitt einer Heterostruktur mit einem flachen 2D Elektronengas ca. 30 nm unterhalb der Probenoberfläche am GaAs/AlGaAs Heteroübergang. b) Theoretischer Potentialverlauf von flachen Elektronengasen unterschiedlicher Dotierung der AlGaAs-Schicht. Das 2DEG bildet sich hier ungefähr 33 nm unterhalb der Probenoberfläche am AlGaAs/GaAs Heteroübergang aus.

dass die Dotierung den relativen Verlauf des Leitungsbandes zur Fermienergie stark beeinflusst. Während für eine Dotierung von $100 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ das Leitungsband fast vollständig oberhalb der Fermikante verläuft und somit die AlGaAs-Schicht zu schwach dotiert ist, damit sich ein stromführendes 2DEG ausbilden kann, bildet sich ab einer Dotierung von $200 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ der typische dreieckförmige 2DEG-Potentialverlauf am GaAs/AlGaAs-Heteroübergang aus, dessen Ausdehnung im Bereich der de Broglie-Wellenlänge der Leitungselektronen liegt. Eine hohe Dotierung der oberflächennahen Schichten ist somit charakterisierend für die folgenden untersuchten mesoskopischen Strukturen mit flachen Elektronengasen. Durch eine geschickte Variation der Dotierung wurde für das 2DEG eine planare Ladungsträgerkonzentration von $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ mit einer Hall-Beweglichkeit von $2 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei 4,2 K erreicht.

Das so hergestellte 30 nm 2DEG Probenmaterial dient als Basis, um mittels Elektronenstrahlolithographie bei 100 kV Lift-Off und anschließendem nasschemischen Ätzen Gräben mit einer Ätztiefe von lediglich 40-50 nm zu realisieren. Elektronenmikroskopische Aufnahmen von Zweiterminalsystemen (Quantendraht) und Dreiterminalsystemen (Y-Struktur) sind in der Abbildung 3.2 dargestellt. Während der Quantendraht aus einem eindimensionalen Kanal sowie zwei angrenzenden Side-Gates besteht, mit welchen die Kanalleitfähigkeit gesteuert werden kann, ist eine Y-Struktur durch einen Verzweigungsbereich ausgezeichnet, in dem sich ein Stammkanal in zwei Ast-Kanäle aufspaltet. Zusätzlich kann über vier Side-Gates, d.h. jeweils zwei auf jeder Seite der Y-Struktur, die Kanalleitfähigkeit in den unterschiedlichen Sektionen unabhängig voneinander kontrolliert werden. Die Kanalweiten in derartigen Strukturen können auf wenige Nanometer reduziert werden. Die Beispiele in der Abbildung 3.2 zeigen Weiten für einen Quantendraht von nur 34 nm und für einer Y-Struktur von lediglich 47 nm.

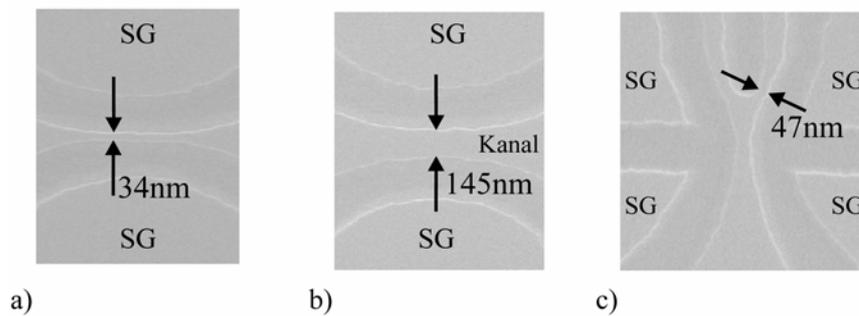


Abb. 3.2: Elektronenmikroskopische Aufnahmen basierend auf 30 nm 2DEGs von planaren GaAs/AlGaAs HEMT-Strukturen. a) Quantendraht mit einer Kanalbreite von 34 nm bzw. b) 145 nm. c) 4-Gate-Y-Struktur mit einer Astbreite von 47 nm. SG = Side-Gate.

3.2 Transportuntersuchungen an 30 nm Quantendrähten bei 4.2 K und Raumtemperatur

Im Folgenden werden Transportuntersuchungen bei Helium- und Raumtemperatur an Quantendraht- und Y-Strukturen basierend auf 30 nm 2DEGs vorgestellt, um deren Funktionalität zu überprüfen und deren Charakteristiken zu bestimmen. Am Quantendraht wird eine Vorwärtsspannung V_{bias} im Bereich von 0 bis 3 V über einen Messwiderstand $R = 10 \text{ k}\Omega$ an einen Kanalkontakt angelegt, während der gegenüberliegende Kontakt auf Masse gesetzt wird. Der detektierte Kanalstrom I_d kann über Side-Gate-Spannungen V_{gl} und V_{gr} beeinflusst werden.

Die Abbildung 3.3 (a) zeigt typische Übertragungskennlinien $I_d(V_g)$ eines Quantendrahtes mit einer Kanalweite von 110 nm bei Vorwärtsspannungen zwischen $V_{bias} = 0,3 \text{ V}$ und $V_{bias} = 2,0 \text{ V}$ bei 4,2 K. Dieser Bias-Bereich wird in Schritten von $\Delta V_{bias} = 0,1 \text{ V}$ abgedeckt. Als Eingang dienen die extern gekoppelten Side-Gates mit $V_g = V_{gl} = V_{gr}$. Bei niedrigen Gate-Spannungen ist der Kanal nicht leitfähig (z.B. $V_{bias} = 2,0 \text{ V}$, $V_g < 0,7 \text{ V}$), während bei höheren Spannungen ($V_g > 0,7 \text{ V}$) schließlich ein Stromfluss einsetzt. Der Einsatz zeigt die Steilheit $S = \partial I_d / \partial V_g$ als lineare Funktion der Vorwärtsspannung. Für $V_{bias} = 2,0 \text{ V}$ beträgt diese $4,1 \mu\text{A/V}$.

Die Abbildung 3.3 (b) zeigt die Übertragungscharakteristiken desselben Drahtes bei Raumtemperatur. Dabei ist im Einsatz der Abbildung 3.3 (b) die Verschiebung der Schwellspannung V_{th} in Abhängigkeit der Vorwärtsspannung für $T = 4,2 \text{ K}$ und $T = 300 \text{ K}$ ausgewertet. Man erkennt, dass eine Temperaturerhöhung bei gegebener Vorwärtsspannung die Schwellspannung zu positiveren Gate-Spannungen verschiebt. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass mit zunehmender Temperatur der Widerstand der Struktur anwächst und die Kanalelektronen für eine gegebene Gate-Spannung eine höhere Gate-Barriere überwinden müssen als bei tiefen Temperaturen. Weiterhin wird mit zunehmender Vorwärtsspannung die Schwellspannung zu kleineren Werten verschoben. Eine höhere Vorwärtsspannung reduziert die Gate-Barriere im Kanal. Dieser Effekt tritt in kurzen Kanälen miniaturisierter Strukturen (Kurzkanaleffekt) auf und ist bekannt als drain induced barrier lowering (DIBL) [LHH⁺93].

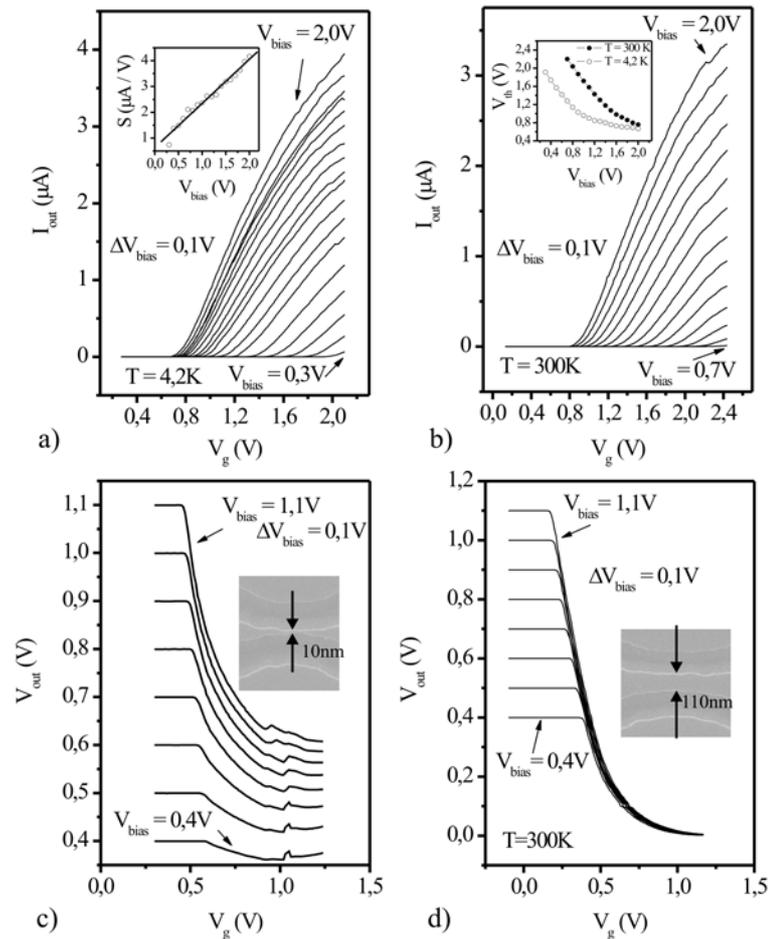


Abb. 3.3: a) Übertragungscharakteristik von eindimensionalen Quantendrähten bei 4,2 K. Der Einsatz zeigt die Zunahme der Steilheit für eine Erhöhung der Vorwärtsspannung. b) Übertragungscharakteristik von eindimensionalen Quantendrähten bei 300 K. Im Einsatz ist das Verhalten der Schwellspannung in Abhängigkeit der Vorwärtsspannung dargestellt. Eine Zunahme der Vorwärtsspannung (Kanalbreite) reduziert die Gate-Barriere im Kanal und verschiebt die Schwellspannung somit zu negativeren Werten. c) V-V-Charakteristik für einen Quantendraht mit einer Kanalweite von 10 nm. d) V-V-Charakteristik für einen Quantendraht mit einer Kanalweite von 110 nm.

In den Abbildungen 3.3 (c) und (d) sind entsprechende V-V-Charakteristiken in Abhängigkeit der Vorwärtsspannung für zwei verschiedene Kanalbreiten (10 nm bzw. 110 nm) abgebildet. Dabei wurde anstatt des Messwiderstandes ein Lastwiderstand von $R = 10 \text{ M}\Omega$ verwendet. Eine geringere Kanalbreite verschiebt die Schwellspannung zu höheren Gate-Spannungen (0,17 V...0,39 V für 110 nm und 0,45 V...0,59 V für 10 nm). Der Grund hierfür liegt darin, dass die elektrostatische Gate-Barriere im Kanal mit einer Reduzierung der Kanalbreite zunimmt. Wie beim DIBL-Effekt verschiebt eine höhere Gate-Barriere die Schwellspannung zu höheren Gate-Spannungen. Weiterhin entspricht die Charakteristik einer logi-

schen Inverterfunktion, d.h. das Eingangssignal wird am Ausgang auf seinen komplementären Wert gezogen; so erhält man für eine H -Level-Spannung am Eingang eine L -Level-Spannung am Ausgang und umgekehrt.

Als Ergebnis der Untersuchungen an Quantendrähten basierend auf flachen 30 nm 2DEGs kann festgehalten werden, dass derartige Strukturen erfolgreich als Transistor-Strukturen und logische Spannungsinverter eingesetzt werden können. Nachfolgende Abschnitte werden zeigen, dass derartige Quantendrähte genutzt werden können, um komplexe Logikschaltkreise zu realisieren. Dies wird am Beispiel eines nanoelektronischen Volladdierers gezeigt werden.

3.3 Self-Gating bei Raumtemperatur

Das Zusammenspiel zwischen internen und externen Kapazitäten bezüglich unterschiedlicher Gate- und Kanalgeometrien bestimmt das Schaltverhalten in mesoskopischen Strukturen [dSW96, BHB98, Wes99]. So wird in miniaturisierten Y-Strukturen der Schaltvorgang zwischen hoch- und niederohmigen Kanalzuständen nicht nur von geometrischen Kapazitäten, sondern als Folge einer reduzierten Zustandsdichte der mesoskopischen Leiter von Quantenkapazitäten bestimmt. Die Quantenkapazität wurde ursprünglich eingeführt, um nicht-klassische Abschirmeffekte in niederdimensionalen Leitern modellhaft zu beschreiben [Lur88]. Aber auch in der aktuellen Forschung wird die Quantenkapazität in nanoskalierten Systemen intensiv diskutiert. Dabei steuert die Quantenkapazität den Ladungszustand gekoppelter niederdimensionaler Systeme, wie z.B. Quantenpunkte in unmittelbarer Nähe zu einem 2DEG [RML⁺06]. Quanteneffekte basierend auf Quantenkapazitäten wurden kürzlich über eine Reduzierung des Abstandes zwischen der Rastertunnelmikroskop-Spitze und einem zwei-dimensionalen Gold-Clusters entdeckt [HWY⁺01]. Weiterhin wurden in Cooper-Paar Transistoren für bestimmte Vorwärtsspannungen Quantenkapazitäten gefunden, die den Wert der geometrischen Kapazität sogar übersteigen [DJB⁺05]. Auch negative Werte der Quantenkapazität konnten für Gate-kontrollierte Carbon Nanoröhrchen gemessen werden; dieser Effekt folgt aus einer Überkompensierung des äußeren elektrischen Feldes durch eine hohe Ladungsträgeranhäufung in den Nanoröhrchen [LPCL05]. Im Besonderen ist der Effekt der Quantenkapazität in Drei-Terminal-Systemen (Y-Struktur) [GVL05, VCTC06, WY05, TGB06, HU00, WXF01] interessant, da dort die intrinsische Parallelschaltung von Quantenkapazitäten die Ladungsträgerverteilung im System dominieren kann.

Unter Anwendung des Modells der Quantenkapazität sagte Wesström einen Self-Gating Effekt zwischen den Ästen vorher [Wes99], demzufolge ein Schaltvorgang nicht nur über externe elektrische Felder durch Differenzen in den elektrochemischen Potentialen der Side-Gates, sondern auch durch interne Felder aufgrund von elektrochemischen Potentialdifferenzen zwischen den Ästen gesteuert wird. Dieser interne Self-Gating Mechanismus wurde von Reitzenstein et al. experimentell für Helium Temperatur nachgewiesen [RWH⁺02]. Mit zunehmender Temperatur wächst jedoch die thermische Energie kT des Systems an und der Self-Gating Effekt wird abgeschwächt, da die thermische Energie die Schaltenergie $E_S = \hbar v_F / eL_i < 3$ meV für eine typische Schaltlänge von $L_i = 200$ nm übersteigt.

Im Folgenden wird gezeigt, dass ein Self-Gating-Effekt in ausreichend stark minia-

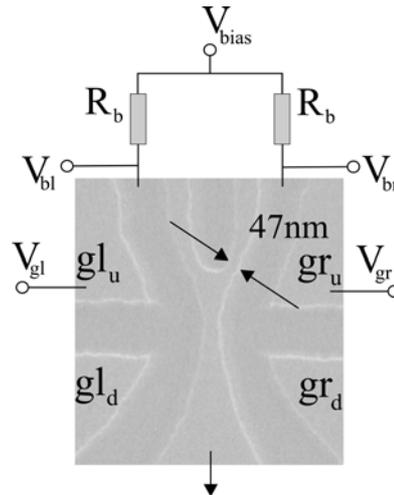


Abb. 3.4: Elektronenmikroskopische Aufnahme einer Y-Schalter-Struktur mit einem Elektronengas 30 nm unterhalb der Probenoberfläche. Die Astbreite beträgt 47 nm.

turisierten Y-Strukturen sogar bei Raumtemperatur beobachtet werden kann. Die Ausgangsstruktur ist hierbei wiederum eine GaAs/AlGaAs-Heterostruktur mit einem zweidimensionalen Elektronengas 30 nm unterhalb der Probenoberfläche. Die Abbildung 3.4 zeigt exemplarisch eine derartige Y-Struktur, die über vier Side-Gates (gl_u , gl_d , gr_u , gr_d) gesteuert werden kann, sowie die externe Beschaltung. Eine Vorwärtsspannung V_{bias} wird über zwei Ast-Widerstände ($R_b = 10 \text{ M}\Omega$) an den linken bzw. rechten Ast angeschlossen, der Stamm ist geerdet. Als Eingangsspannungen dienen V_{gl} und V_{gr} und beziehen sich auf die beiden oberen Side-Gates mit $V_{gl} = V_{gl,u}$ und $V_{gr} = V_{gr,u}$, die jeweils in erster Näherung nur die Leitfähigkeit ihres benachbarten Astes kontrollieren; so beeinflusst z.B. das Side-Gate gl_u hauptsächlich die Leitfähigkeit des linken Astes, während sein Einfluss auf den rechten Ast für den gewählten Spannungsbereich am Eingang vernachlässigt werden kann. Die beiden unteren Side-Gates liegen auf konstantem Potential mit $V_{gl,d} = V_{gr,d} = 0,3 \text{ V}$. Der Spannungsabfall an den Ästen, d.h. V_{bl} bzw. V_{br} , wurde als Ausgangssignal detektiert.

Die Abbildung 3.5 (a) zeigt den Spannungsabfall am jeweiligen Ast (V_{bl} bzw. V_{br}) als Funktion der Differenz in den Side-Gatespannungen $\Delta V_g = V_{gl} - V_{gr}$. Dabei wurde die Messung im Push-Pull-Modus durchgeführt, d.h. es gilt $\delta V_{gl} = -\delta V_{gr}$. Die Vorwärtsspannung wurde als Testparameter in Schritten von $\Delta V_{bias} = 0,1 \text{ V}$ zwischen 0 und 0,7 V erhöht. Für niedrige Vorwärtsspannungen und negative Werte von ΔV_g lenkt das daraus resultierende laterale elektrische Feld die Elektronen mehr in den rechten Ast ab. Dieses Verhalten ändert sich für positive Werte von ΔV_g , und die Elektronen werden mehr in den linken Ast abgelenkt. Dabei liegt der Schnittpunkt $V_{bl}(\Delta V_g) = V_{br}(\Delta V_g)$ nahe bei $\Delta V_g = 0$. Diese symmetrische Ablenkung der Elektronen in der Y-Struktur bezogen auf das Massepotential kann auf den symmetrischen Einfluss der Side-Gates und auf eine Symmetrie der Rückstreuung in den einzelnen Kanälen zurückgeführt werden. Eine Zunahme der Vorwärtsspannung verschiebt den Schnittpunkt nur geringfügig und linear zu höheren Werten von ΔV_g (dargestellt durch eine durchgezogene Linie in 3.5 (a)). Die Abbildung 3.5 (b) zeigt

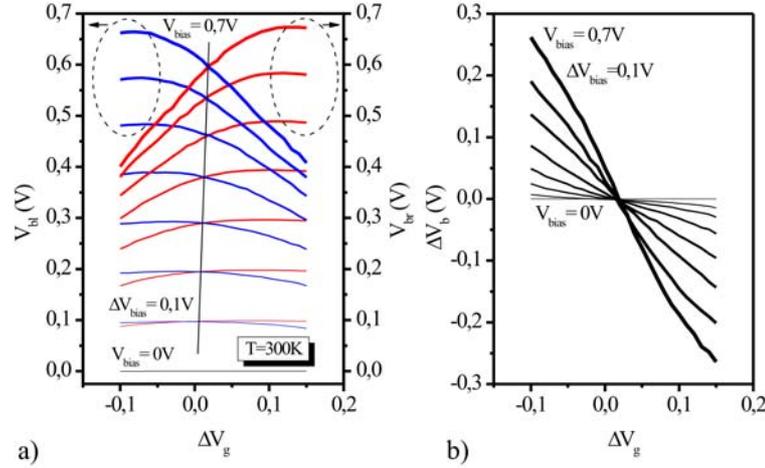


Abb. 3.5: a) Spannungsabfall am jeweiligen Ast als Funktion der Differenz in den Side-Gate-Spannungen im Push-Pull-Modus, d.h. $\delta V_{gl} = -\delta V_{gr}$. b) Differenz der Spannungsabfälle an den Ästen als Funktion der Differenz in den Side-Gate-Spannungen.

die Spannungsdifferenz $\Delta V_b = V_{bl} - V_{br}$ als eine Funktion der Spannung ΔV_g für alle Werte des Testparameters V_{bias} . Augenscheinlich nimmt ΔV_b mit zunehmender Vorwärtsspannung V_{bias} zu und ΔV_b übersteigt sogar die entsprechende Side-Gate Variation ΔV_g für $V_{bias} = 0,5$ V. Als Ergebnis erhält man schließlich eine differentielle Spannungsverstärkung bei Raumtemperatur, $g = d(\Delta V_b)/d(\Delta V_g)$. Diese erreicht z.B. für $V_{bias} = 0,7$ V eine Wert von -2,73. Die Y-Struktur kann somit als Differenzverstärker bei Raumtemperatur eingesetzt werden.

In der Abbildung 3.6 ist die maximale differentielle Spannungsverstärkung $g_{max} = (d(\Delta V_b)/d(\Delta V_g))_{max}$ als Funktion der Vorwärtsspannung dargestellt. Interessanterweise nimmt g_{max} superlinear mit der Vorwärtsspannung zu. Dieser Sachverhalt wurde theoretisch ([Wes99]) und experimentell ([RWH⁺02]) für Heliumtemperatur als Indikator für Self-Gating zwischen den Ästen interpretiert. Um diesen Zusammenhang nachvollziehen zu können, werden zwei Schaltparameter γ_l und γ_r eingeführt, die die Leitfähigkeit im linken bzw. rechten Ast in Abhängigkeit der lateralen elektrischen Felder beschreiben. Analog zur Referenz [Wes99] berücksichtigen diese Schaltparameter nicht nur eine Spannungsdifferenz zwischen den Side-Gates, sondern auch zwischen den Ästen

$$\gamma_l = \tanh\left(\frac{\eta_g(V_g - V_{wp}) + \eta_b \Delta V_b}{V_S}\right) \quad (3.1)$$

$$\gamma_r = \tanh\left(\frac{\eta_g(V_g + V_{wp}) + \eta_b \Delta V_b}{V_S}\right) \quad (3.2)$$

mit der Side-Gate-Effektivität η_g nach Gleichung 2.51, der Gate-Effektivität η_b zwischen den Ästen nach Gleichung 2.52 und der Schaltspannung V_S . Der Schnittpunkt $V_{bl} = V_{br}$ wird definiert durch die Arbeitspunktspannung V_{wp} . Für eine perfekt symmetrischen Y-Struktur gilt $V_{wp} = 0$ und folglich $\gamma = \gamma_l = \gamma_r$. Unter dieser Annahme

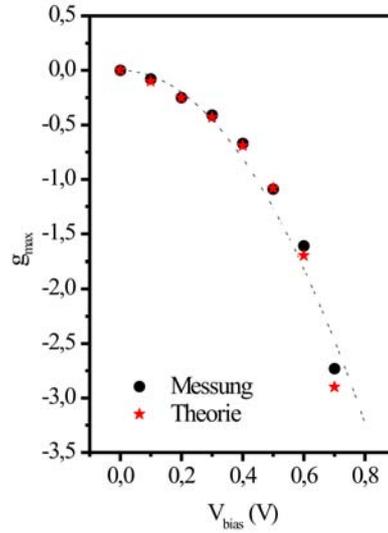


Abb. 3.6: Maximale differentielle Spannungsverstärkung als Funktion der Vorwärtsspannung

erhält man für den Strom durch den linken bzw. rechten Ast die vereinfachten Terme

$$I_l = \frac{G}{2}(1 + \gamma)V_{bl} = \frac{V_{bias} - V_{bl}}{R_b} \quad (3.3)$$

$$I_r = \frac{G}{2}(1 - \gamma)V_{br} = \frac{V_{bias} - V_{br}}{R_b} . \quad (3.4)$$

Nach Gleichung 3.3 und Gleichung 3.4 erhält man schließlich

$$\Delta V_b = V_{bias} \left(\frac{1}{1 + GR_b(1 + \gamma)} - \frac{1}{1 + GR_b(1 - \gamma)} \right) . \quad (3.5)$$

Unter Verwendung von Gleichung 3.2 kann Gleichung 3.5 numerisch gelöst werden³ und die maximale Spannungsverstärkung $g_{max} = (d(\Delta V_b)/d(\Delta V_g))_{max}$ als Funktion der Vorwärtsspannung V_{bias} berechnet werden. Eine gute Anpassung der so gefundenen theoretischen Daten an die experimentellen Werte wurde mit $V_{wp} = 0$ für $\eta_g/V_S = 3,6 \text{ V}^{-1}$ und $\eta_b/V_S = -4,1 \text{ V}^{-1}$ gefunden. Die maximale beobachtete Leitfähigkeit der Struktur beträgt $G = 1,9 \times 10^{-8} \text{ } \Omega^{-1}$. Die differentielle Spannungsverstärkung wächst quadratisch mit der Vorwärtsspannung an und erreicht Werte mit $|d(\Delta V_b)/d(\Delta V_g)| > 1$ bei Raumtemperatur. Das Verhältnis zwischen η_b und η_g deutet an, dass für niedrige Vorwärtsspannungen und somit für kleine Spannungsdifferenzen ΔV_b zwischen den Ästen, die Side-Gates den Schaltmechanismus dominieren; mit zunehmender Vorwärtsspannung jedoch nimmt der Self-Gating Effekt zu und der Schaltparameter wird aufgrund von $|\eta_b/\eta_g| > 1$ stark vom Wert des Termes $\eta_b V_b$ bestimmt. Im Vergleich zu den Messergebnissen bezüglich Self-Gating in Y-Strukturen bei Helium-Temperatur [RWH⁺02] mit $\eta_g/V_S = 10,0 \text{ V}^{-1}$

³Numerische Lösung mit Mathematica 4.0

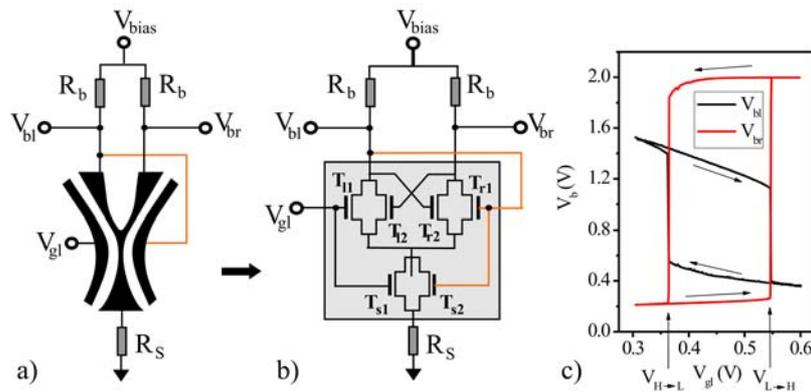


Abb. 3.7: a) Schematische Darstellung einer Y-Struktur als bistabiles Schaltelement (Schmitt-Trigger) bei externer Rückkopplung. Als Eingangsspannung dient V_{gl} ; gemessen wird der Spannungsabfall an den Ästen (V_{bl} und V_{br}). Die Vorwärtsspannung beträgt $V_{bias} = 2,0$ V. b) Erstschalbild für eine extern rückgekoppelte Y-Struktur. Die Äste und der Stamm werden durch je zwei Feld-Effekt-Transistoren ersetzt ([RWHF03]). c) Auftreten des bistabilen Schaltens bei externer Rückkopplung. Die Hystereseschleife ist sowohl für V_{bl} als auch für V_{br} als Funktion von V_{gl} abgebildet.

und $\eta_b/V_S = -0,36$ V $^{-1}$ ist die Side-Gate-Effektivität im vorliegenden Experiment geringer, allerdings ist der Wert der Self-Gating Effektivität um mehr als eine Dekade größer. Dieser Effekt kann auf die Miniaturisierung des Bauteils mittels flacher Elektronengase zurückgeführt werden.

Als wichtiges Ergebnis kann festgehalten werden, dass basierend auf dem Effekt des Self-Gatings monolithische nanoelektronische Bauteile realisiert werden können, die Spannungsverstärkung bei Raumtemperatur zeigen. Dazu ist es wichtig, den Self-Gating Effekt der Äste zu verstärken. Dies wurde über eine Reduzierung der Kanalweite mittels flacher Elektronengase erreicht. Derartige Elektronengase ermöglichen geätzte Kanäle im sub-50 nm Bereich.

3.4 Nanoelektronische Umsetzung komplexer Digital-Logik

3.4.1 Die Y-Struktur als digitales Bauelement

Ein idealer digitaler Schalter ist ein bistabiles Bauteil, bei dem die Ausgangsspannung als Funktion der Eingangsspannung nicht kontinuierlich variiert wird, sondern abrupt von einem logischen Low-Pegel (High-Pegel) auf einen logischen High-Pegel (Low-Pegel) springt [TS99]. Im Folgenden wird der logische Zustand low (high) mit L (H) bezeichnet. Der Kippvorgang (z.B. von L nach H) und der Rückkippvorgang (von H nach L) werden von außen durch Gleichspannungen an statischen Eingängen oder durch Potentialsprünge (Pulse) an dynamischen Eingängen ausgelöst. Beide Lagen - Arbeitslage und Ruhelage - sind stabil.

Zur Familie der bistabilen Kippschaltungen gehören z.B. Schmitt-Trigger, dessen Funktionsprinzip unlängst am Beispiel einer Y-Struktur mit der in der Abbildung

3.7 (a) gezeigten Beschaltung nachgewiesen werden konnte [RWHF03, HRWF05]. Dabei wird eine externe Rückkopplung von einem Ast auf das gegenüberliegende Side-Gate verwendet und eine Vorwärtsspannung V_{bias} über externe Widerstände $R_{bl} = R_{br} = 10 \text{ M}\Omega$ an die Struktur angelegt. Die typische ST-Charakteristik ist in der Abbildung 3.7 (c) abgebildet. Das Ausgangssignal $V_{out} = V_{bl}$ des Schmitt-Triggers verweilt im L -Zustand, solange das Eingangssignal V_{gl} kleiner ist als die Schwellenspannung $V_{L \rightarrow H}$ und geht instantan in den H -Zustand über, wenn diese kritische Schwellenspannung erreicht wird. Dieser Zustand ist stabil, bis die Eingangsspannung eine zweite Schwellenspannung $V_{H \rightarrow L}$ unterschreitet und das Ausgangssignal wieder zurück in den L -Zustand springt.

Der beobachtete Schaltvorgang beruht auf dem kapazitiven Zusammenspiel der Side-Gates mit dem selbstinduzierten Schalten der Äste: Ein diesbezügliches Ersatzschaltbild für die Y-Struktur ist in der Abbildung 3.7 (b) dargestellt. In diesem Bild werden die Äste und der Stamm durch jeweils zwei parallel geschaltete Feld-Effekt-Transistoren ersetzt. Spannungen, die an die Side-Gates angelegt werden, beeinflussen sowohl die elektrische Weite im Stamm als auch (in erster Näherung nur) im nächstgelegenen Ast. Die Feld-Effekt-Transistoren entsprechen n-Kanal Transistoren mit unterschiedlichen Schwellwert-Spannungen und unterschiedlicher Leitfähigkeit. Die Gate-Effektivität hängt von der kapazitiven Kopplung zwischen dem Gate und dem nächstgelegenen Kanal ab. Die externe Kopplung zwischen dem linken Ast und dem rechten Side-Gate verbessert signifikant die Steuerung der Leitfähigkeit des rechten Astes und ermöglicht bistabiles Schalten. Das Ergebnis einer solchen Bistabilität ist in der Abbildung 3.7 (c) dargestellt. Sowohl die Ausgangsspannung V_{bl} als auch V_{br} ändern sich abrupt mit der Eingangsspannung V_{gl} und zeigen Hystereseverhalten im Bereich zwischen $V_{gl} = 0,365 \text{ V}$ und $V_{gl} = 0,550 \text{ V}$. Diese Beobachtung kann folgendermaßen erklärt werden: Für $V_{gl} = 0,604 \text{ V}$ sperren die Transistoren T_{r1} , T_{r2} und T_{s2} . Folglich fällt am rechten Ast die gesamte anliegende Drain-Spannung $V_{br} = V_{bias} = 2,0 \text{ V}$ ($I_r = 0$) ab, wodurch T_{l2} aufgrund von Self-Gating leitend wird. Weiterhin sind die Transistoren T_{l1} , und T_{s1} über V_{gl} leitend, d.h. V_{bl} ist auf ca. $0,4 \text{ V}$ abgesunken. Reduziert man nun die Spannung am linken Side-Gate, dann verringert sich die Leitfähigkeit der Transistoren T_{s1} und T_{l1} und V_{bl} wächst an, wodurch wiederum V_{br} kleiner wird, weil nun V_{bl} die Transistoren T_{s2} , T_{r1} und über Self-Gating T_{r2} langsam öffnet. In diesem Bereich ist das Verhalten der Ausgangsspannungen V_{bl} und V_{br} reversibel, solange nicht der Schwellenwert $V_{H \rightarrow L} = 0,365 \text{ V}$ unterschritten wird. Ab diesem Wert nimmt über die interne (selbstinduziertes Schalten) und externe Rückkopplung die Leitfähigkeit des linken Ast-Kanals abrupt ab, während die des rechten Astes zunimmt, da nun die erhöht zunehmende Spannung am linken Ast die Transistoren T_{r1} und T_{s2} sowie (mit einer geringeren Effektivität) den Transistor T_{r2} abrupt öffnet. Infolgedessen springt V_{br} nahezu auf den Wert $0,2 \text{ V}$ und sperrt dabei durch selbstinduziertes Schalten T_{l2} , was wiederum V_{bl} erhöht. Diese sprunghafte Spannungsänderung in den Ästen ist stabil und kann nur für $V_{gl} \geq V_{L \rightarrow H} = 0,550 \text{ V}$ umgekehrt werden.

Die Messungen im nicht-linearen Transportregime zeigen, dass der Y-Transistor als kompaktes Schaltelement die Funktion eines Schmitt-Triggers erfüllt. Das Zusammenspiel der intrinsischen Kopplung zwischen den Ästen und der externen Kopplung vom linken Ast auf das rechte Sidegate bewirkt eine Rückkopplungsschleife und ermöglicht somit bistabiles Schalten. Im Folgenden wird gezeigt, dass eine dop-

pelte Rückkopplung, d.h. eine Rückkopplung eines jeden Astes auf das jeweilig gegenüberliegende Side-Gate, das Funktionsprinzip eines T-Flip-Flops erfüllt, welches z.B. als Basiselement in einem elektronischen Zählwerk Anwendung findet.

3.4.2 Die Y-Struktur als nanoelektronischer Zähler

Elektronische Zählwerke gehören zu den komplexen Bausteinen digitaler Systeme und werden in der digitalen Datenverarbeitung sowie in der industriellen Steuerungs- und Regelungstechnik u.a. bei Frequenz-, Zeit-, und Geschwindigkeitsmessungen, Frequenzteilungen und in der Programmsteuerung von Mikroprozessoren eingesetzt. Deren Funktion besteht darin, Eingangspulse zu registrieren und abzuzählen. Es handelt sich hierbei stets um Pulszähler aus flankengesteuerten Flip-Flops [Mil86, TS99]. Ein derartiges Flip-Flop (T-Flip-Flop oder Binäruntersetzter-Schaltung, T steht dabei für englisch toggle: Hin- und herschalten) besitzt nur einen Eingang (Taktein-gang) und kippt bei einer steuernden Flanke eines rechteckförmigen Eingangssignals in den komplementären Ausgangszustand. Die Frequenz des Eingangssignals wird am Ausgang des T-Flip-Flops halbiert. Dieses Ausgangssignal dient als Eingangssi-gnal für eine darauffolgende Zählstufe. Das gesamte Zählwerk setzt sich folglich aus einer sequentiellen Schaltung von T-Flip-Flops zusammen.

Ein derartiger Binär-Untersetzter und somit das erste Bit eines Digitalzählers wird im Folgenden durch eine Kopplung zweier Y-Strukturen realisiert. Dabei dient eine Y-Struktur als Trigger, der das planare elektrische Side-Gate Feld einer zweiten bi-stabilen Y-Struktur kontrolliert.

Im schematischen Bild der Abbildung 3.8 werden die Kopplung der Y-Strukturen und das externe Setup vorgestellt. Die Vorwärtsspannung V_{bias} wird über $10\text{ M}\Omega$ Widerstände an die beiden Drain-Äste der Y-Struktur YBS2 angelegt und beträgt 4 V. Der Stamm liegt auf Masse. Beide Drain-Äste der Y-Struktur YBS2 sind auf das jeweils gegenüberliegende Side-Gate zurückgekoppelt. Diese doppelte Rückkopplung bewirkt das für ein Flip-Flop notwendige bistabile Schaltverhalten zwischen Ein-gang und Ausgang des Bauteils und ermöglicht zudem eine Memory-Funktion, d.h. der jeweilige Schaltzustand bleibt erhalten, auch wenn die logischen Signale an den Side-Gates zurückgenommen werden. Zur Demonstration des Funktionsprinzips sei das System zurückgesetzt mit $V_Q = L$ und $V_{\overline{Q}} = H$. Wird nun die Spannung am Side-Gate $g1$ kurzzeitig erhöht, nimmt die Leitfähigkeit im linken Ast $b_{2,l}$ zu. Fol-glich nimmt die Spannung am Side-Gate $g2$ ab. Eine niedrigere Spannung im linken Ast und am Side-Gate $g2$ resultiert wiederum in einer geringeren Leitfähigkeit des rechten Astes und damit in einer höheren Spannung am linken Side-Gate $g1$. Diese Rückkopplung führt zu einer Bistabilität im System. Der Ausgang schaltet nun in den komplementären Zustand $V_Q = H$ und $V_{\overline{Q}} = L$. Die doppelte Rückkopplung hält diesen Set-Zustand (S-Zustand) aufrecht, auch wenn die Signalspannung an $g1$ zurückgenommen wird, bis das System durch eine entsprechende Spannungs-erhöhung an $g2$ wieder in den Reset-Zustand (R-Zustand) zurückgeschaltet wird. Die Prozessschritte des Reset-Vorgangs gleichen aus Symmetriegründen denen des beschriebenen Set-Vorganges (wenn man jeweils die Indizes der Äste und der Gates vertauscht: $b_{2,l} \rightarrow b_{2,r}$ und $g1 \rightarrow g2$). Dieses Flip-Flop erfüllt somit die Logik eines RS-Flip-Flops.

Weiterhin ist der Ausgang V_Q mit dem Side-Gate $g4$ und entsprechend $V_{\overline{Q}}$ mit dem

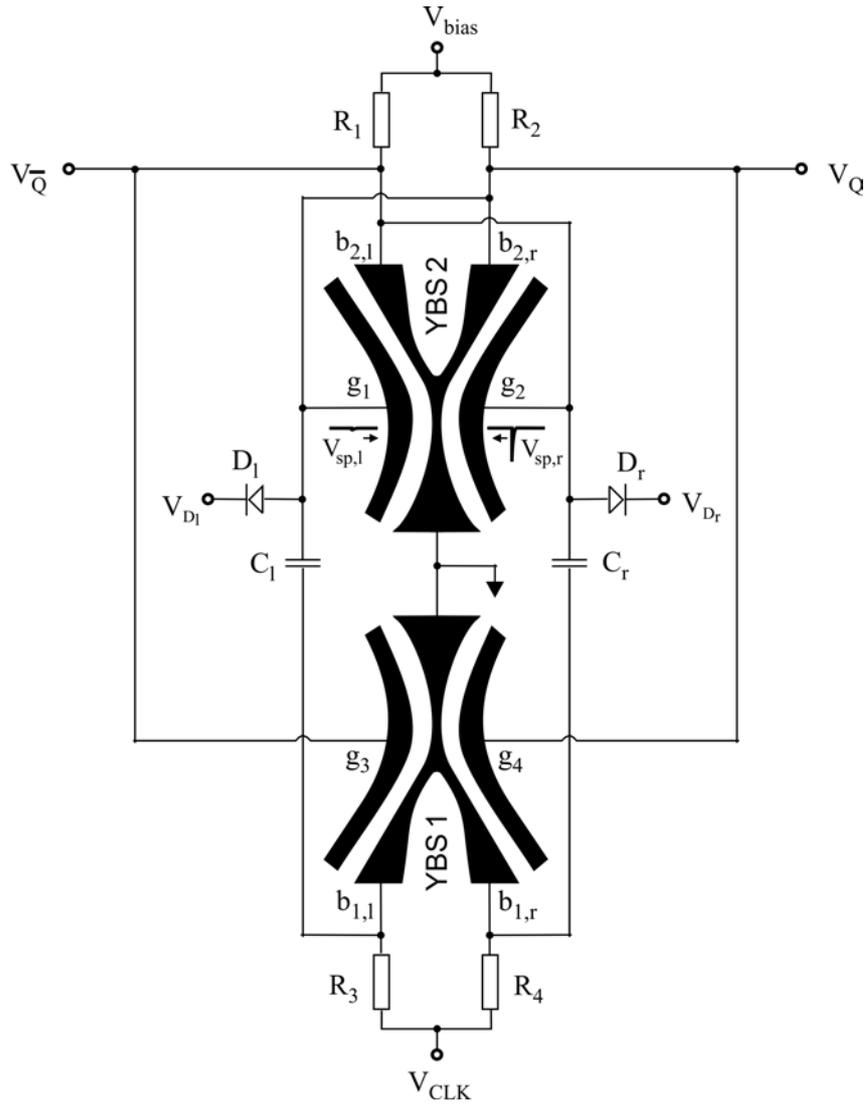


Abb. 3.8: Schematische Darstellung einer digitalen Zählerstufe bestehend aus zwei Y-Strukturen. YBS2 dient als Flip-Flop und YBS1 als Trigger für YBS2. Wie im Bild angedeutet erreichen gedämpfte und verstärkte negative Nadelpulse gleichzeitig das linke bzw. rechte Side-Gate von YBS2.

Side-Gate g_3 der Y-Struktur YBS1 kurzgeschlossen. Das Taktsignal (CLK) wird über die Widerstände $R_3 = R_4 = 1\text{ M}\Omega$ an die Äste der Y-Struktur YBS1 angelegt. Der Stamm liegt wiederum auf Masse-Potential. Das CLK Signal wird über RC-Elemente differenziert und mittels der Dioden D_l bzw. D_r mit $V_{D_l} = V_{D_r} = 2\text{ V}$ gleich gerichtet, so dass schließlich negative Nadelpulse die Side-Gates von YBS2 erreichen. Weiterhin ist es je nach Einstellung des lateralen Side-Gate Feldes von YBS1 möglich, dass ein Ast leitet, während der andere keinen Strom führt. Die Nadelpulse werden am leitenden Ast gedämpft und am nicht-leitenden verstärkt. Beispielsweise werden Nadelpulse am linken Ast $b_{1,l}$ gedämpft und am rechten $b_{1,r}$ verstärkt, wenn sich die Side-Gates g_3 im H -Zustand $V_{\bar{Q}} = H$ und g_4 im L -Zustand $V_Q = L$ befinden.

Der Trigger-Ausgang von YBS1 ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Abbildung 3.9 (a)

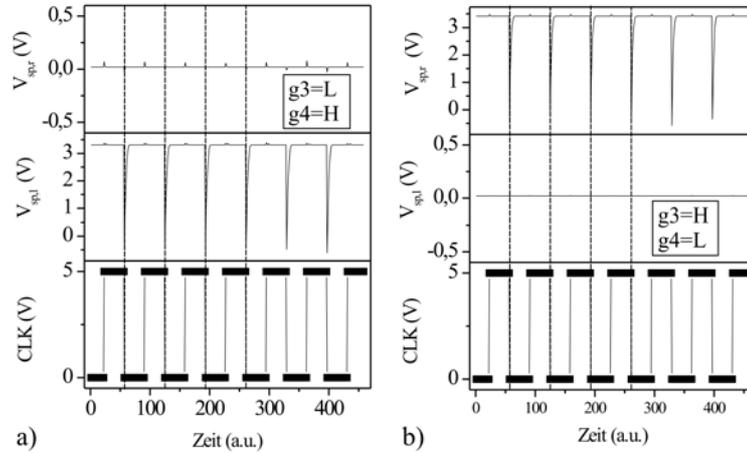


Abb. 3.9: Demonstration eines Triggerpuls Generators mit alternierender Pulserzeugung zwischen den Ästen.

zeigt das Ergebnis für $g3 = L$ und $g4 = H$. Die entsprechenden Nadelpulse als Ausgangssignale am linken Ast (Mitte) bzw. am rechten Ast (oben) sind als Funktion des Taktsignals (unten) abgebildet. Die Taktsignal-Amplitude erstreckt sich zwischen 0 und 5 V. In ausgeprägter Form treten die Nadelpulse am Ausgang des linken Astes in Erscheinung, während sie am rechten Ausgang verschwindend klein sind. Die gemessene Peak-Spannung des Nadelpulses beträgt ca. 4 V. Wird die Orientierung des planaren Side-Gate Feldes um 180° gedreht ($g3 = H$, $g4 = L$), dann werden die Nadelpulse am rechten Ast verstärkt und am linken stark gedämpft (Abbildung 3.9 (b)).

Diese Triggerpulse dienen als Set- und Reset-Schaltpulse und werden an die Side-Gates der bistabilen Y-Struktur YBS2 geführt (Abbildung 3.10). Der untere Graph zeigt wiederum das Taktsignal CLK (Amplitude 5 V) und der obere Graph die komplementären Ausgangssignale V_Q (schwarze Punkte) und $V_{\bar{Q}}$ (rote Punkte). Der Ausgang V_Q nimmt Werte zwischen 0 und 3,5 V und $V_{\bar{Q}}$ zwischen 0 und 2,4 V an. Die Schwelle zwischen L und H wurde bei 1,5 V definiert. Zur Zeit $t = 0$ ist YBS2 zurückgesetzt mit $V_Q = L$ und $V_{\bar{Q}} = H$. Bei der ersten negativen Flanke des CLK -Signals ($t = 16$) wird YBS2 gesetzt und V_Q und $V_{\bar{Q}}$ schalten in ihren komplementären Zustand, d.h. $V_Q = H$ und $V_{\bar{Q}} = L$. Bei der zweiten negativen Flanke des CLK -Signals ($t = 31$) wird YBS2 wieder zurückgesetzt und V_Q und $V_{\bar{Q}}$ gehen in ihren Anfangszustand über. Dieser Schaltmechanismus ist wiederholbar ($t = 45$, $t = 60$, usw.).

Um dieses Schaltverhalten zu verstehen, muss man das dynamische Zusammenspiel beider Y-Stufen berücksichtigen. Wenn YBS2 sich im zurückgesetzten Zustand befindet ($V_Q = L$ und $V_{\bar{Q}} = H$), so gilt $g3 = H$ und $g4 = L$. Folglich ist der linke Ast von YBS1 leitend und dessen Ausgang wird auf Masse-Potential gezogen, während der rechte Ast nicht-leitend ist. Auf diese Weise wird, wie oben beschrieben, die nächste negative Flanke des CLK -Signals zu zwei negativen Nadelpulsen geformt, von denen einer aufgrund der Side-Gate Einstellungen von YBS1 am linken Ast gedämpft

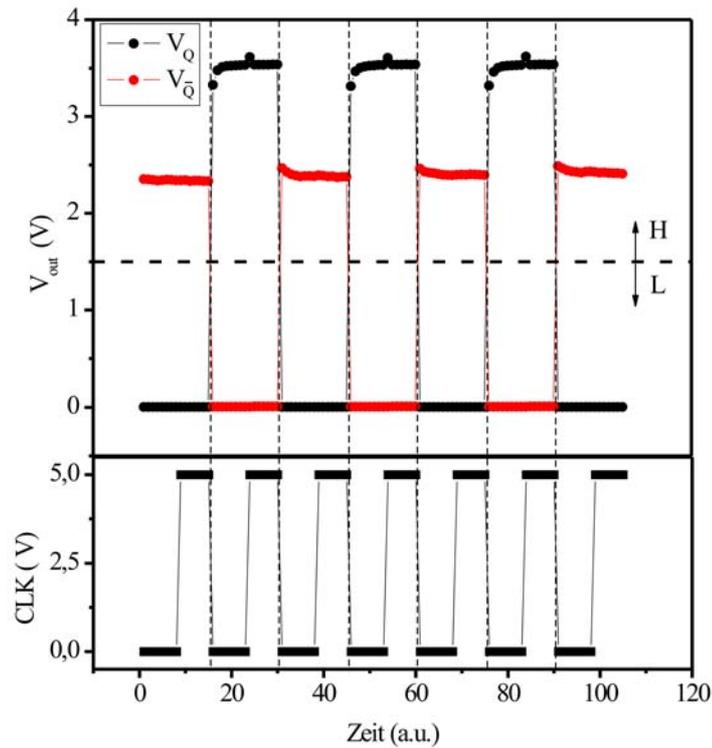


Abb. 3.10: Messung der Logik der digitalen Zählerstufe bestehend aus YBS1 und YBS2.

und der andere am rechten Ast verstärkt wird. Der verstärkte Nadelpuls gelangt zum Side-Gate $g2$ und reduziert die Leitfähigkeit des rechten Astes von YBS2. Nun befindet sich YBS2 im gesetzten Zustand, d.h. über Self-Gating der Äste und der externen Rückkopplung steigt V_Q an, während $V_{\bar{Q}}$ abnimmt und schließlich gehen beide Äste in ihre komplementären Zustände über, $V_Q = H$ und $V_{\bar{Q}} = L$ bzw. $g3 = L$ und $g4 = H$. Das planare Side-Gate Feld von YBS1 hat nun seine Orientierung umgekehrt. Der negative Nadelpuls der nächsten negativen Flanke des CLK-Signals wird nun am linken Ast von YBS1 verstärkt und erreicht schließlich das Side-Gate $g1$. Auf diese Weise wird YBS2 wiederum zurückgesetzt.

Nach einer Taktperiode wurde YBS2 entweder nur gesetzt oder zurückgesetzt. Zwei Taktperioden sind notwendig um eine ganze Set- und Reset-Sequenz zu vervollständigen. Dieses Prinzip der zwei gekoppelten Y-Strukturen stellt das erste Bit eines digitalen elektrischen Zählwerks dar. Weitere Bits können durch eine Kaskadierung solcher Zählerstufen realisiert werden.

Das Ergebnis zeigt, dass komplexe nanoelektronische Schaltungen aus mesoskopischen Y-Strukturen aufgebaut werden können. Das Ergebnis zeigt weiterhin, dass ballistische GaAs/AlGaAs Y-Strukturen als kompakte Bauelemente, deren aktive Region auf wenige 10 nm Ausdehnung beschränkt ist, verschiedene logische Funktionen in ein und derselben Schaltung erfüllen können. Die einfache Geometrie, der

hohe Grad an Symmetrie und Funktionalität und ihre einfache ballistische Funktionsweise ermöglichen prinzipiell den Einsatz der Y-Struktur als Basiselement in hoch komplexen integrierten Schaltungen. Dieses Ergebnis wird im folgenden Kapitel am Beispiel eines komplexen, monolithischen, nanoelektronischen Volladdierers noch genauer verdeutlicht.

3.4.3 Nanoelektronischer monolithischer Volladdierer bei Raumtemperatur

Die Umsetzung komplexer logischer Funktionen wird in der Regel über eine Kaskadierung von Bauteilen erreicht. Dabei kann der Ausgang eines Gatters nur mit einer bestimmten Anzahl weiterer Gatter belastet werden, um definierte Ausgangssignale mit entsprechenden Pegeln für High und Low (z. B. 5 V und 0 V) zu gewährleisten. Diese maximale Anzahl der anschließbaren Gatter nennt man Fan-Out eines Gatters und wird bestimmt nach $Fan - Out = \lfloor I_{out}/I_{in} \rfloor$ ⁴. Zum Beispiel verkraften die meisten TTL-Gatter (Transistor-Transistor-Logik-Gatter) bis zu 10 digitale TTL-Gatter am Ausgang. Daher hat ein typisches TTL-Gatter ein Fan-Out von 10. Als weitere Beispiele kann man anführen:

- TTL → TTL = Fan-Out von 10
- TTL → CMOS = Fan-Out von 50
- CMOS → TTL = Fan-Out von 1

CMOS steht hierbei für complementary metal oxide semiconductor. Bei Überschreitung des maximalen Fan-Out kann die sehr niedrige Ausgangsimpedanz im Zusammenhang mit dem Pull-Down-Widerstand den High-Zustand der logischen Signale nicht mehr erreichen. Dadurch können nachfolgende Gatter die ankommenden Signale nicht mehr richtig auswerten und ein Treiberbaustein muss zur Ausgangsanpassung zwischengeschaltet werden.

Das Problem des Fan-Out gilt ebenfalls für nanoelektronische Strukturen, die sich dadurch auszeichnen, dass zum Signaltransport nur eine geringe Anzahl von stromführenden Moden und Ladungsträgern beitragen und somit eine geringe Leistungsaufnahme im Bauteil gesichert wird. Um komplexe logische Funktionen mit einer geringen Anzahl von aktiven nanoelektronischen Strukturen zu realisieren, müssen diese daher kompakt gestaltet werden. Als einen positiven Nebeneffekt ermöglicht dies Einzel-Chip-Lösungen mit hoher Funktionalität und wenigen Interconnects unter Ausnutzung von Symmetrien. Im Folgenden wird dieses Konzept am Beispiel eines vollkommen monolithischen, nanoelektronischen Volladdierers bestehend aus lediglich neun Quantendrähten vorgestellt. Dabei werden für das Carry-Bit drei und für das Sum-Bit sechs Quantendrähte benötigt. Das Funktionsprinzip dieser monolithischen Struktur bleibt sogar bei Raumtemperatur erhalten.

Ein Volladdierer (engl. full adder) ist (in der Regel) ein digitales Schaltnetz. Es besteht aus drei Eingängen (A , B und C_{in}) und zwei Ausgängen (C_{out} und SUM). Mit einem Volladdierer kann man drei einstellige Binärzahlen addieren. Dabei liefert

⁴[...]: Gaußklammer → Abrunden auf nächste kleinere ganze Zahl

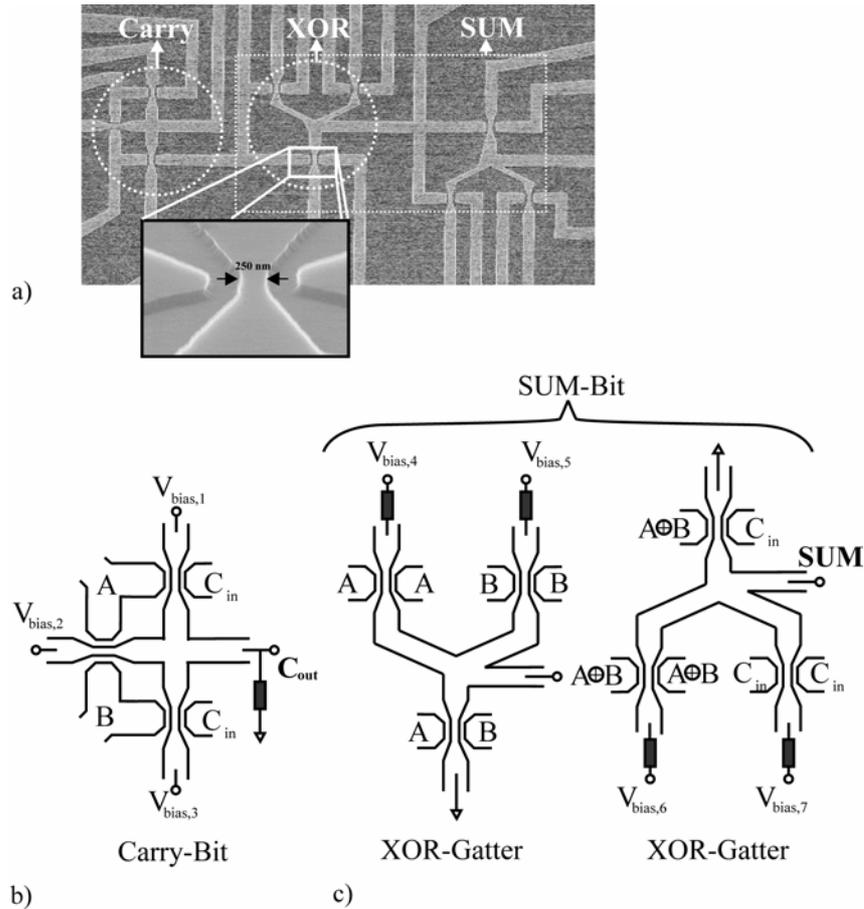


Abb. 3.11: a) SEM Aufnahme des nanoelektronischen Volladdierers bestehend aus einem Carry-Bit und zwei kaskadierten XOR-Gattern als SUM-Bit. Der Einsatz zeigt die Vergrößerung eines Quantendrahtes, der sich aus einem Kanal, einem linken und einem rechten Side-Gate zusammensetzt. b) Schematische Darstellung des Carry-Bits. Drei Quantendrähte sind miteinander in einer Kreuzverbindung verknüpft. c) Schematische Darstellung des SUM-Bits. Der Ausgang des ersten XOR-Gatters wird mit dem Eingang $A \oplus B$ des zweiten XOR-Gatter kurzgeschlossen.

der Ausgang SUM die niederwertige Stelle des Ergebnisses, der Ausgang C_{out} (engl. carry (output) - Übertrag (Ausgang)) die höherwertige. Die Bezeichner C_{in} und C_{out} legen hierbei eine Möglichkeit zur Überlaufbehandlung in Addiernetzen nahe [TS99].

In eine modulationsdotierte GaAs/AlGaAs Heterostruktur mit einem 2DEG 90 nm unterhalb der Probenoberfläche als Ausgangsmaterial wurde mittels Elektronenstrahl-Lithographie und nasschemischen Ätzen (Ätztiefe 100 nm) das Volladdierers-Layout gestaltet. Im Dunkeln bei einer Temperatur von 4,2 K beträgt die Beweglichkeit $1,1 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und die Ladungsträgerkonzentration $3,5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

In der Abbildung 3.11 (a) wird die gesamte monolithische Struktur des Volladdierers dargestellt. Jeder der neun Quantendrähte besteht aus ca. 250 nm breiten Kanälen. Der Einsatz zeigt eine Vergrößerung eines solchen Quantendrahtes mit 100 nm tief und 200 nm breit geätzten Gräben. Die Quantendrähte wurden so angeordnet und miteinander verknüpft, dass ein kompaktes planares Carry-Bit bzw.

Sum-Bit Bauteil realisiert werden konnte. Im Schema des Volladdierer-Konzeptes (Abbildung 3.11 (b)-(c)) sind drei Eingangssignale A , B und C_{in} , sieben Vorwärtsspannungen $V_{bias,1}$ bis $V_{bias,7}$, sowie vier Eingangswiderstände und ein Ausgangswiderstand dargestellt. Das logische Ausgangssignal des Carry-Bits ist C_{out} und dasjenige des Sum-Bits SUM . Das Carry-Bit (Abbildung 3.11 (b)) besteht aus drei Quantendrähten in einer Kreuzverbindung mit gemeinsamem Source-Kontakt. Weiterhin sind dessen Side-Gates so arrangiert und monolithisch verbunden, dass zwei Quantendrähte gleichzeitig über einen gemeinsamen Side-Gate Anschluss gesteuert werden: Die Symmetrie der Struktur erlaubt es, dass jedes Side-Gate des horizontalen Quantendrahtes über Interconnects mit einem Side-Gate eines vertikalen Drahtes verbunden ist. Auf diese Weise werden sechs Gates über lediglich vier externe Anschlüsse direkt gesteuert. Das Sum-Bit (Abbildung 3.11 (c)) setzt sich zusammen aus zwei monolithisch kaskadierten Vier-Terminal-Strukturen, jedes bestehend aus drei monolithisch miteinander verknüpften Quantendrähten, die über sechs planare Side-Gates gesteuert werden. Beide Hälften des Sum-Bits wiederum können unabhängig voneinander eine XOR-Operation ausführen. Der Ausgang des ersten XOR-Gatters dient als Eingangsspannung der $A \oplus B$ Side-Gates des zweiten XOR-Gatters. Das Ergebnis der beiden kaskadierten XOR-Operationen ist schließlich wieder eine XOR-Operation mit drei Eingängen.

Jeder Quantendraht des Carry- bzw. Sum-Bits stellt dabei ein NAND-Gatter dar. Diese Eigenschaft wurde von Reitzenstein et al. in [RWMF05] bei Raumtemperatur gezeigt. Die Leitfähigkeit wird über zwei laterale Side-Gates gesteuert, wobei der Gating-Einfluss sich asymmetrisch verhält, d.h. nur wenn positive Spannungen an beiden Side-Gates anliegen, nimmt die Leitfähigkeit im Draht zu. Liegt allerdings an einem oder beiden Side-Gates eine negative Spannung an, wird der Draht nichtleitend. Der nanoelektronische Volladdierer nutzt dieses Konzept der selektiven Auswahl von geöffneten und geschlossenen Quantendrähten via Side-Gate Spannungen, um die einzelnen Bauteil-Stufen zu kontrollieren: An den Side-Gates des Carry-Bits werden sämtliche kombinatorische Konfigurationen der Eingangssignale A , B und C_{in} verwendet und sind so arrangiert, dass das Carry-Bit ein AND-Gatter mit drei Eingängen darstellt. An den Side-Gates des horizontalen Quantendrahtes befinden sich die Eingänge A/B , und an den vertikalen Drähten die Eingänge A/C_{in} und B/C_{in} . In dieser Eingangskonfiguration nimmt das Ausgangssignal das Signal der Vorwärtsspannung $V_{bias,1}$ bis $V_{bias,3}$ an, vorausgesetzt dass beide Side-Gate Spannungen des entsprechenden Drahtes auf einem High-Level (H) liegen. Befinden sich dagegen zwei beliebige oder alle drei Eingänge auf einem Low-Level, wird das Ausgangssignal des Carry-Bits über den Ausgangswiderstand auf Masse gezogen.

Die Abbildung 3.12 illustriert eine *EXKLUSIV-ODER* (XOR) Stufe des Sum-Bits bestehend aus drei Quantendrähten. Eine H -Level Spannung am Eingang A und eine L -Level Spannung am Eingang B führt nach dem NAND-Konzept zu einem leitenden linken Ast und einem nichtleitenden rechten Ast bzw. Stamm-Ast (Abbildung 3.12 (a)). Folglich wird der Ausgang auf das Potential des linken Astes gezogen, d.h. $V_{A \oplus B} \cong V_{bias,4} = H$ (farblich gekennzeichnet in der Abbildung 3.12 (a)). Wenn alle Side-Gate Spannungen auf H -Level liegen (Abbildung 3.12 (b)), fließt ein Strom durch alle Kanäle und der Ausgang nimmt das Masse-Potential an. Für $A = L$ und $B = H$ entspricht das Potential des Ausgangs dem des rechten Astes, d.h. $V_{A \oplus B} \cong V_{bias,5} = H$. Für negative Spannungen am A - und B -Eingang,

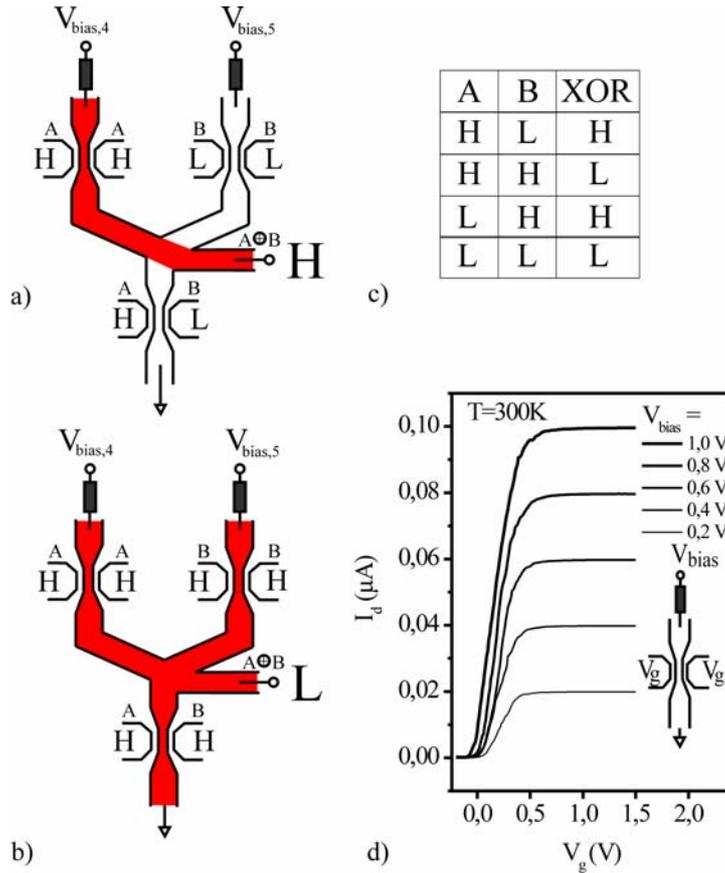


Abb. 3.12: Schaltprinzip des Volladdierers demonstriert am Beispiel des XOR-Gatters. Der Ausgang schaltet von H a) nach L b), wenn der Eingang B von L nach H übergeht. Farblich gekennzeichnete Regionen markieren Stromflüsse für die unterschiedlichen Einstellungen an den Side-Gates. c) Wahrheitstabelle des XOR-Gatters. d) Typische Strom-Spannungs-Charakteristik eines Quantendrahtes des Volladdierers. Einsatz: Beschaltung des Quantendrahtes.

$A = L$ und $B = L$, gilt für die effektive Gate-Spannung an den oberen Quantendrähten $V_g - V_{bias}$ und der Ausgang wird auf Masse-Potential gezogen. Die unterschiedlichen Eingangskonfigurationen sind in einer Wahrheitstabelle in Abbildung 3.12 (c) zusammengefasst und verdeutlichen die XOR-Funktionalität dieser Struktur. Es sei erwähnt, dass das XOR-Gatter prinzipiell auch als Carry-Bit verwendet werden kann; es müssen lediglich die Eingänge der Side-Gates und die Eingänge der Vorwärtsspannungen entsprechend der Carry-Bit Funktion angeordnet werden. Die Kreuzverbindung des Carry-Bits ist somit eine der Funktion entsprechende optimierte geometrische Anpassung.

Die I-V-Kennlinien in Abbildung 3.12 (d) bei einem Lastwiderstand von 10 M Ω verdeutlichen die Wirkung der Side-Gates; eine niedrige Spannung V_g führt zu einem nicht-leitenden Zustand, während eine höhere Spannung zu einem leitenden Zustand im Kanal führt. Der Kanal öffnet für $V_g \geq -0,1$ V und führt für $V_g > 1$ V einen Drain-Strom I_d von 0,1 μ A ($V_{bias} = 1$ V). Dies entspricht für $V_{bias} = 1$ V einer Leistungsaufnahme im Quantendraht von 0,1 μ W. Auf diese Weise kann die

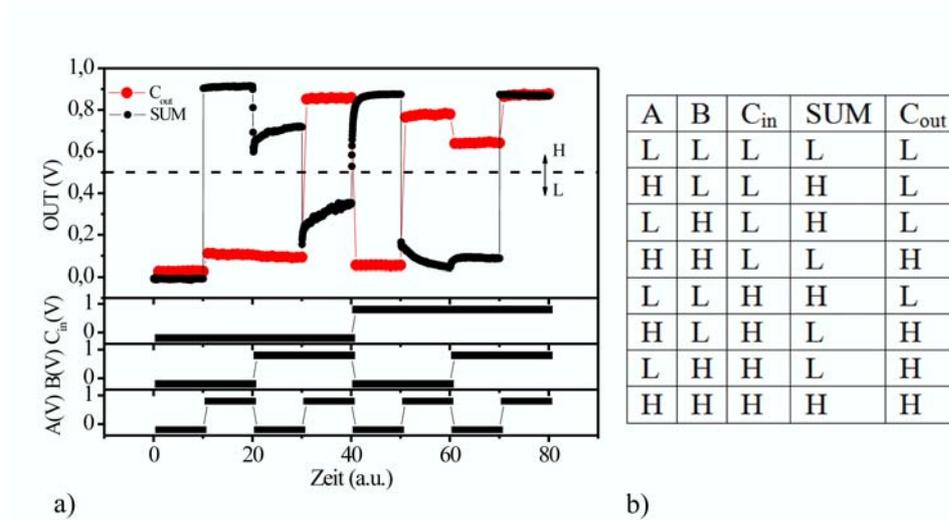


Abb. 3.13: a) Ausgang des Carry-Bits C_{out} und des Sum-Bits SUM des Volladdierers aus einzelnen kaskadierten Quantendrähten bei Raumtemperatur. b) Wahrheitstabelle des klassischen Volladdierers. Die Reihenfolge der Eingangskonstellationen entspricht derjenigen der Messung.

Leistungsaufnahme des Volladdierers auf ca. $1 \mu\text{W}$ für $V_g = 1 \text{ V}$ abgeschätzt werden.

Da oftmals in vielen Anwendungen nur eine Stufe des Volladdierers verarbeitet werden muss, ist weiterhin die Tatsache interessant, dass das Carry-Bit und das Sum-Bit getrennt voneinander genutzt werden können.

In einem ersten Test wurden einzelne diskrete Quantendrähte mit vergleichbaren Schwellspannungen extern miteinander gekoppelt, um die prinzipielle Funktionsweise des Volladdiererkonzeptes und die Möglichkeit einer Kaskadierung zu untersuchen. Diese Volladdierer-Struktur wurde im Dunkeln bei Raumtemperatur gemessen. Als Vorwärtsspannungen wurden gewählt: 1 V , 1 V , 1 V , $1,3 \text{ V}$, $2,5 \text{ V}$, $1,1 \text{ V}$ und $1,1 \text{ V}$ für $V_{bias,1}$ bis $V_{bias,7}$. Das Ergebnis wird in der Abbildung 3.13 (a) gezeigt. Die Ausgänge C_{out} und SUM sind als Zeitreihen in Abhängigkeit aller möglichen Kombinationen der Eingänge A , B und C_{in} dargestellt. Die Schwelle für logische Signale liegt bei $0,5 \text{ V}$, d.h. ist das Ausgangssignal größer $0,5 \text{ V}$, wird es als H - andernfalls als L -Signal gewertet. In der Abbildung 3.13 (b) findet man die Wahrheitstabelle eines klassischen Volladdierers, wobei die Wahl der Eingangskonfigurationen dem zeitlichen Verlauf der Messung entspricht. Die Messung erfüllt die Wahrheitstabelle. Weiterhin ist der Spannungshub am Ausgang vergleichbar mit dem am Eingang und liegt maximal bei ca. $0,9 \text{ V}$, wobei für die Eingänge $V_L = -0,2 \text{ V}$ und $V_H = 0,8 \text{ V}$ gilt. Somit erreicht die Spannungsverstärkung fast einen Wert von 1.

Das Ergebnis der ersten Stufe des monolithischen Sum-Bits (XOR-Gatter) und schließlich des gesamten monolithischen Volladdierers bei Raumtemperatur zeigen die Abbildungen 3.14 bzw. 3.15. Die Vorwärtsspannungen des monolithischen Konzeptes sind höher ($1,3 \text{ V}$, 3 V , $5,7 \text{ V}$, 4 V , 4 V , 4 V und $1,3 \text{ V}$ für $V_{bias,1}$ bis $V_{bias,7}$), um schlechtere Gating-Effektivitäten aufgrund parasitärer Kapazitäten auszugleichen. Sowohl die XOR-Messung als auch die Volladdierer-Messung erfüllen die jeweiligen Wahrheitstabellen. Der Spannungshub zwischen H und L am Ausgang der ersten

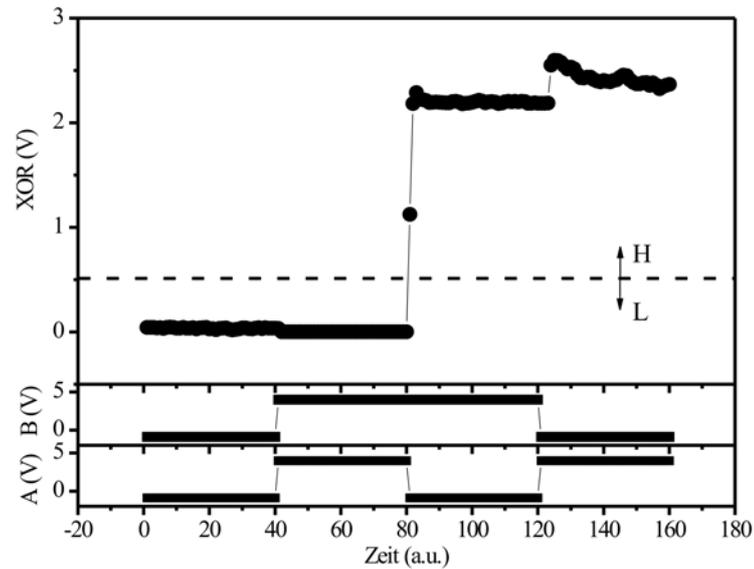


Abb. 3.14: XOR-Funktion einer einzelnen monolithischen XOR-Gatter-Struktur bei Raumtemperatur.

XOR-Stufe beträgt ca. 2 V und ist wichtig, um die entsprechenden Quantendrähte der zweiten XOR-Stufe ohne zusätzliche Treiberbausteine schalten zu können. Unterschiede in den H -Pegeln am XOR-Ausgang lassen sich auf Abweichungen in den Gating-Effektivitäten der Side-Gates zurückführen.

Hinsichtlich des monolithischen Volladdierers sind in Abbildung 3.15 wiederum die Ausgänge C_{out} und SUM als Zeitreihen und in Abhängigkeit von allen möglichen Eingangskonstellationen gezeigt. Für die Eingangsspannungen gilt, $V_L = -0.9$ V und $V_H = 4$ V. Einige Unterschiede zwischen dem monolithischen Konzept und dem Volladdierer aus kaskadierten separaten Quantendrähten fallen auf: Die maximale Ausgangsspannung ist kleiner als V_H und die Spannungsverstärkung ist kleiner 1. Dennoch können H - und L -Ereignisse bei Einführung einer gemeinsamen Schwelle unterschieden werden. Weiterhin fällt auf, dass die Spannungen an den Side-Gates beim monolithischen Volladdierer größer sind, um die Variationen in den Schwellenspannungen V_{th} der einzelnen Quantendrähte zu kompensieren; eine Erhöhung der positiven Eingangsspannung garantiert, dass alle Quantendrähte sich schließlich im geöffneten Zustand befinden, während eine Erniedrigung der negativen Eingangsspannung den Draht schließt. Für das Carry-Bit ist der maximale Spannungshub 1,5 V und für das Sum-Bit 0,8 V.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass komplexe logische Funktionen wie z.B. ein Volladdierer durch Kaskadierung nanoelektronischer Quantendrähte bei Raumtemperatur realisiert werden können. Dabei können externe Anschlüsse ohne Treiberbausteine und ohne Beeinträchtigung der logischen Funktionalität durch monolithische Verknüpfungen reduziert werden. Weiterhin ermöglichen Multi-Terminal-Strukturen aus Quantendrähten unterschiedliche logische Funktionen wie AND oder XOR Ope-

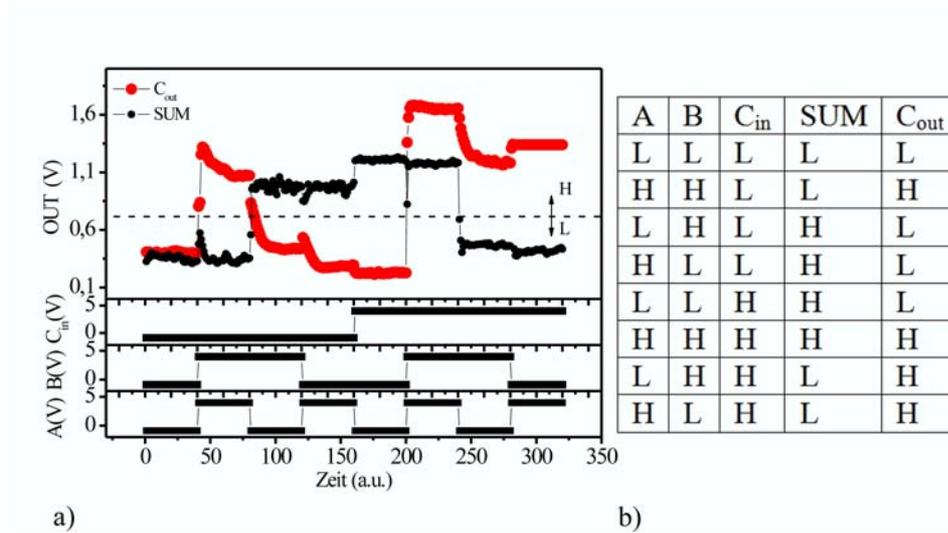


Abb. 3.15: a) Ausgang des Carry-Bits C_{out} und des Sum-Bits SUM des monolithischen Volladdierers bei Raumtemperatur. b) Wahrheitstabelle des klassischen Volladdierers. Die Reihenfolge der Eingangskonstellationen entspricht derjenigen der Messung.

rationen, wenn die Eingänge und die Vorwärtsspannungen entsprechend arrangiert werden.

3.5 Quantengates als rückgekoppelte mesoskopische Dipole

Gate kontrollierter Elektronentransport in nieder-dimensionalen Leiterstrukturen wurde sowohl theoretisch als auch experimentell in unterschiedlichsten mesoskopischen Systemen untersucht [FG97, FB01, FPMU03, MBM04]. In der Tat werden Gate-Elektroden genutzt, um die elektronischen Eigenschaften einer Vielzahl von unterschiedlichen mesoskopischen Bauteilen zu kontrollieren [HBH⁺02, BO04]. In den meisten dieser Studien zeigen sich neue Erkenntnisse hinsichtlich der Physik nieder-dimensionalen Strukturen, jedoch wurden die elektronischen Eigenschaften der nieder-dimensionalen Gates bisher nicht im Detail studiert.

Effiziente Gates zeichnen sich normalerweise durch gute Leitermaterialien und damit verbunden durch eine große Anzahl frei beweglicher Ladungsträger auf der Gate-Oberfläche aus. Das elektrische Feld wird an der Gate-Oberfläche abgeschirmt und dringt somit nicht in das Gate ein. Miniaturisiert man jedoch ein Gate auf eine nieder-dimensionale Struktur, so ändert sich die Gatefunktion gravierend [Lur88]. Aufgrund reduzierter Zustandsdichten und daraus resultierenden Quantenkapazitäten führen interne elektrische Felder im nieder-dimensionalen Gate zu drastischen Modifikationen der Ladungsverteilung im Gate selbst. In diesem Zusammenhang wurden z.B. nicht-ohmsche Potentialabfälle in inhomogenen nieder-dimensionalen Leitern [KR02] sowie elektrochemische mesoskopische Kapazitäten [CB96] modelliert. Auch der Self-Gating-Effekt in Y-Strukturen basiert auf dem Modell der Quantenkapazitäten [Wes99, RWH⁺02, HWH⁺06]. Im Folgenden wird gezeigt, dass bistabiles Schalten mit scharfen Schwellspannungen aufgrund von internen Rückkopplung-

en der mesoskopischen Leiter möglich wird. Dieses Ergebnis ist von generellem Interesse hinsichtlich kompakter, miniaturisierter Schaltkreise und neuartiger Sensoren [GB02], stochastischer Resonanzphänomene und rauschaktiviertem Schalten [GMS95, CPGOMH03] sowie instabilem oszillatorischem Schalten [RH04].

3.5.1 Schaltmechanismus der Y-Struktur

Nieder-dimensionale verzweigte Kanäle wurden in unterschiedlichsten Materialsystemen untersucht [PTNS93, PRL⁺00, OPRT94, WXFS01, PYX04, DDL⁺04] und zogen das Interesse aufgrund ihrer nichtlinearen Transporteigenschaften auf sich. In den nachfolgenden Untersuchungen wird erläutert, dass derartige verzweigte Kanäle als nieder-dimensionale Quantengates mit einer Gatelänge in der Größenordnung der de Broglie Wellenlänge der Elektronen eingesetzt werden können. Dabei ist das planare Quantengate nicht durch ein schlecht leitendes Material (Dielektrikum) vom Leitungskanal getrennt, sondern lediglich elektrisch durch eine induzierte Potentialbarriere isoliert. Diese Barriere wird in das elektrostatische Potentialprofil entweder über das elektrische Feld eines weiteren Gates oder durch lokale geometrische Einschnürungen erzeugt. Ein solches Quantengate stellt einen mesoskopischen Dipol gemäß dem Abschnitt 2.4.4 dar. Die Unterkante des elektrostatischen Potentials Φ_b folgt in der Regel stets einer Änderung des elektrochemischen Potentials μ_b , wobei die Elektronendichte $n_b = N_S(\mu_b - \Phi_b)$ mit $N_S = m/\pi\hbar^2$ konstant bleibt. Dies gilt jedoch nicht für sprunghafte Änderungen des elektrochemischen Potentials an einer Barriere. Dort gilt $\Delta\Phi_b \neq \Delta\mu_b$, was zu einer lokalen Änderung der Elektronendichte gemäß $\Delta n_b = N_S(\Delta\mu_b - \Delta\Phi_b)$ führt. Dabei werden Elektronen auf der Seite der Barriere, auf der sie injiziert werden, angehäuft, während auf der gegenüberliegenden Seite ein Elektronenmangel herrscht. Auf diese Weise entsteht ein mesoskopischer Widerstandsdipol an der Barriere, der ein elektrisches Feld am Streuzentrum erzeugt. Dieses elektrische Feld kann z. B. genutzt werden, um die Elektronendichte in einem nahe gelegenen Drain-Kanal zu beeinflussen. Es gilt hierbei $\Delta n_b = -\eta_{qg}\Delta n_d$ mit $n_d = N_S(\mu_d - \Phi_d)$.

Als Folge des mesoskopischen Dipols und des Self-Gating-Effektes sind die induzierte Ladung im Quantengate und der resultierende Strom im Drainkanal empfindlich voneinander abhängig. In der Abbildung 3.16 sind schematische Y-Strukturen dargestellt. Rote Kontraste sollen die Ladungsanhäufung im Quantengate verdeutlichen. Im oberen Teilbild der Abbildung 3.16 (c) ist der Quantengate-Kanal entvölkert und die abschirmende Wirkung des mesoskopischen Dipols auf den Drainkanal ist schwach, was dort zu einem ausgeprägten Kanalstrom führt. Wenn dagegen das Quantengate geladen wird (Abbildung 3.16 (d)), nimmt die Abschirmung des mesoskopischen Dipols zu. In der Tat ist sie ausreichend, um einen Stromfluss im Kanal zu unterbinden. Die Rückkopplung durch den Self-Gating-Effekt zwischen den Ästen (angedeutet durch die Kapazität C_{bd} in der Abbildung 3.16 (b)) beeinflusst den Verlauf der Unterkante des elektrostatischen Potentials Φ_b im Quantengate. Diese Änderung kann abrupt entlang der angegebenen x -Richtung geschehen, was zu unterschiedlichen stabilen Elektronenverteilungen im Quantengate und Strömen im Kanal, die durch das System selbst reguliert werden, führen kann. Die Rückkopplung beeinflusst die Barriere, die mit dem Widerstand R_1 identifiziert wird (Barriere B1). Nimmt zum Beispiel der Kanalstrom ab (Abbildung 3.16 (d)), wird die Höhe dieser Barriere und somit R_1 abnehmen und das Quantengate wird geladen. Dies ermöglicht nun eine Zunahme der beschriebenen mesoskopischen Dipolwirkung an der Barriere

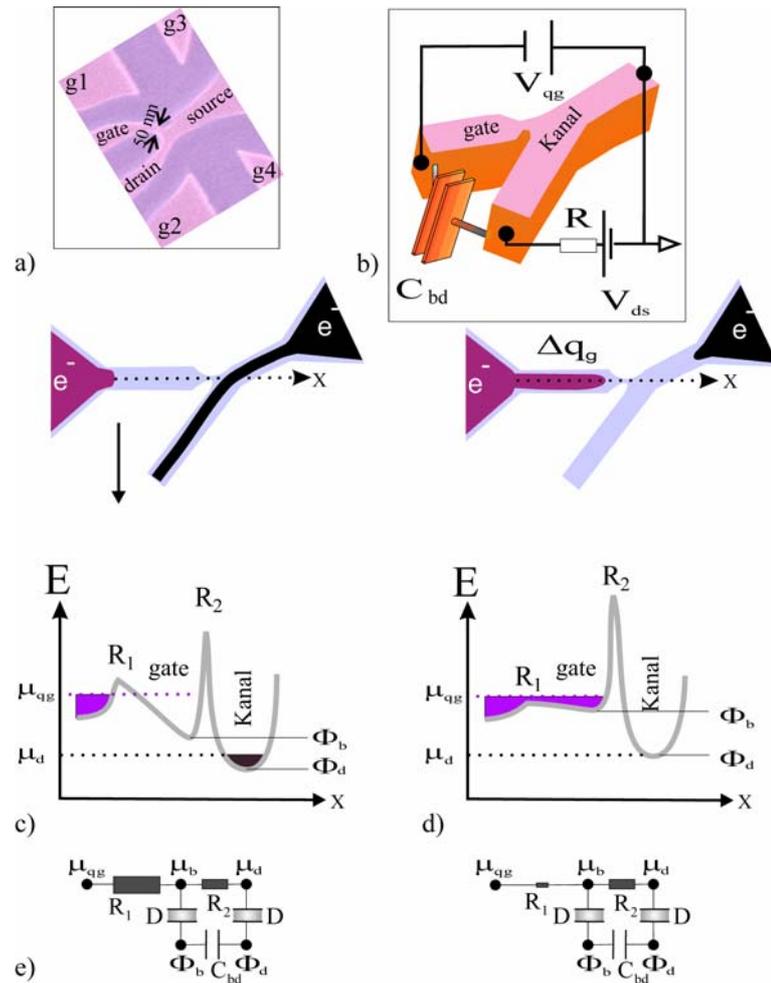


Abb. 3.16: a) Draufsicht auf eine elektronenmikroskopische Aufnahme einer asymmetrischen Y-Struktur. Der Ast „gate“ ist nahe des Verzweigungspunktes eingeschnürt (Weite 50 nm). Dieser Ast wird als ein nieder-dimensionales Quantengate verwendet. b) Schematische Y-Struktur zur Verdeutlichung der Rückkopplung zwischen den Ästen sowie zur Darstellung der externen Beschaltung. c) Elektronenverteilung und Potentialbild für den Fall eines entvölkerten Quantengates. Die Wirkung des mesoskopischen Widerstandsdipols ist schwach aufgrund des zu hohen Abstandes zwischen Elektronen im Quantengate und dem Kanal durch den Aufbau der Barriere R_1 . d) Elektronenverteilung und Potentialbild für den Fall eines populierten Quantengates. R_1 ist klein, der mesoskopische Widerstandsdipol ist aktiv und unterbindet einen Stromfluss im Kanal. e) Kapazitive Netzwerke der Y-Struktur mit unterschiedlichen Widerständen R_1 zur Beschreibung der Wirkung des Quantengates.

B_2 (identifiziert durch den Widerstand R_2). Dagegen wird ein zunehmender Kanalstrom den Widerstand R_1 und damit die Barriere B_1 erhöhen und der mesoskopische Dipol wird schwächer (Abbildung 3.16 (c)).

Die Effektivität des hier zu behandelnden Quantengates ergibt sich aus einer Kombination von mesoskopischem Dipol und Self-Gating und kann aus dem Netzwerk der Abbildung 3.16 (e) ermittelt werden mit

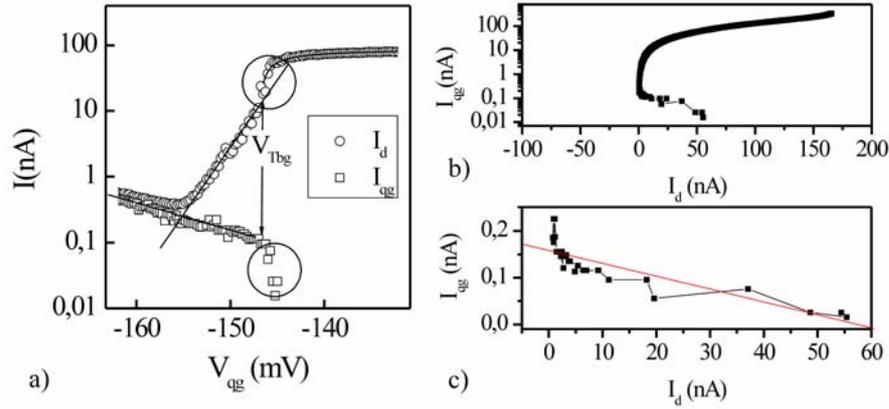


Abb. 3.17: a) Der Strom durch das Quantengate und der Drainstrom als Funktion der Quantengate Spannung V_{qg} . b) $I_{qg}(I_d)$ Funktion für den gesamten Bereich der untersuchten Quantengate Spannungen. c) Vergrößerte Darstellung der $I_{qg}(I_d)$ Kennlinie im interessanten Gating-Bereich.

$$\eta_{qg} = \frac{\Delta\Phi_d - \Delta\mu_d}{\Delta\mu_{qg} - \Delta\mu_d} = \frac{1}{1 + \frac{R_1}{R_2}} \frac{1}{2 + \frac{D}{C_{bd}}} \quad (3.6)$$

Die Quantenkapazität D ist hierbei die Quantenkapazität der Äste mit $D = D_{qg} = D_d$. Die Selfgating-Wirkung wird hierbei über eine dynamische Variation des Widerstandes R_1 berücksichtigt.

Die Abbildung 3.16 (a) zeigt die elektronenmikroskopische Aufnahme einer untersuchten Y-Struktur und die Abbildung 3.16 (b) die verwendete äußere Beschaltung. Die Kanäle sowie die Side-Gates g_1 , g_2 , g_3 und g_4 wurden durch Elektronenstrahl-lithographie und nasschemisches Ätzen definiert. Dunkle Kontrastregionen markieren die geätzten Gräben. Die oberen Side-Gates kontrollieren die Leitfähigkeit der Äste, während die unteren die Leitfähigkeit des Stammes beeinflussen. Ein Ast, bezeichnet mit *gate*, zeigt nahe des Verzweigungspunktes eine Einschnürung und dient als Quantengate. Die anderen beiden Äste werden als Drain und Source verwendet. Der Drainstrom wird mittels des Spannungsabfalls am Widerstand $R = 10 \text{ M}\Omega$ bestimmt. Die Spannungen, die an die Side-Gates g_1 bis g_4 angelegt werden, definieren den Arbeitspunkt des Bauteils.

In der Abbildung 3.17 (a) sind typische I-V-Charakteristiken der Y-Struktur für den Quantengate Strom und für den Drainstrom als Funktion der Quantengate Spannung V_{qg} dargestellt. Die Messung wurde bei 4,2 K durchgeführt mit $V_{ds} = 1,6 \text{ V}$, $V_{g1} = -0,38 \text{ V}$ und $V_{g2} = 1,59 \text{ V}$. Zwischen $V_{qg} = -0,140 \text{ V}$ und $V_{qg} = -0,144 \text{ V}$ nimmt der Drain-Strom zunächst langsam ab. Eine Gate-Wirkung ist hier gering. Ab $V_{qg} = -0,144 \text{ V}$ setzt jedoch ein ausgeprägter Gate-Effekt ein: Eine Abnahme der Spannung V_{qg} von lediglich 3 mV nach $V_{T_{qg}} = -0,147 \text{ V}$ führt zu einer Änderung des Drainstromes um 90 nA. Der weitere Kurvenverlauf $I_d(V_{qg})$ folgt zunächst einer exponentiellen Abnahme bis schließlich der Drainstrom aufgrund einer Verschlechterung des Feldeffektes durch höhere Leckströme aus dem Quantengate wieder zunimmt.

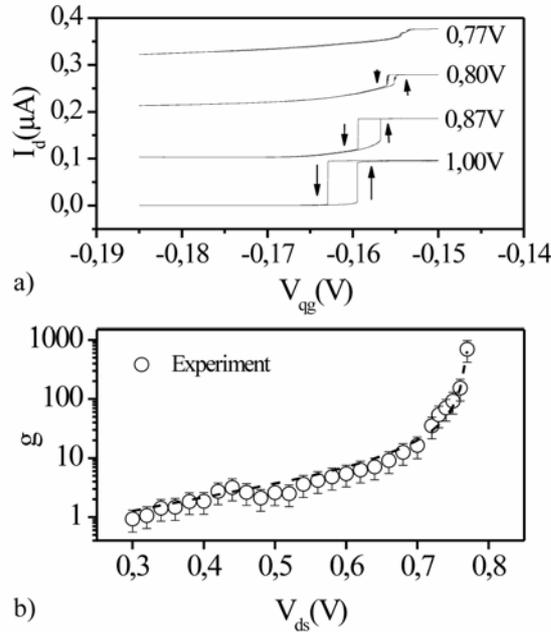


Abb. 3.18: a) I - V -Kurven für verschiedene Source-Drain-Spannungen. Mit zunehmender Source-Drain-Spannung wird ein Übergang von stabilem zu bistabilem Schalten beobachtet. b) Maximale differentielle Spannungsverstärkung als Funktion der Source-Drain-Spannung. Nahe dem Übergang wird eine starke Überhöhung von g beobachtet.

Die Abbildung 3.17 (b) zeigt die $I_{qg}(I_d)$ Funktion für den Bereich der Quantengate Spannungen zwischen $V_{qg} = -0,400$ V und $-0,144$ V, während sich die Abbildung 3.17 (c) auf den ausgeprägten Gating-Bereich zwischen $V_{qg} = -0,140$ V und $V_{qg} = -0,144$ V beschränkt, für den man in einer ersten Näherung einen linearen Zusammenhang zwischen dem Quantengate Strom und dem Drainstrom angeben kann mit $I_{qg} = -0,0028I_d + 1,58 \cdot 10^{-4}$ nA.

In der Abbildung 3.18 (a) ist der Drainstrom I_d als Funktion der Quantengate Spannung V_{qg} für unterschiedliche Spannungen $V_{ds} = 0,77 / 0,80 / 0,87 / 1,00$ V und $T = 4,2$ K abgebildet. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden die Kurven mit einem Offset von $0,1 / 0,2 / 0,3 \mu\text{A}$ bezogen auf die unterste Kurve dargestellt. Bei allen Kurven wächst der Drainstrom mit zunehmender Gatespannung an. Somit steuert der Feldeffekt des Quantengates, ähnlich einem über Side-Gates gesteuerten Quantendraht, die Elektronendichte des Kanals. Ab $V_{ds} > 0,77$ V tritt bistabiles Schalten auf. Dieser bistabile Schaltvorgang wird von einer Hysterese in der Strom-Spannungscharakteristik begleitet, wobei das Quantengate von $-0,185$ V auf $-0,150$ V und zurück auf $-0,185$ V gefahren wird. Die Schaltrichtungen sind durch Pfeile angegeben. Die Hysteresebreite sowie der entsprechende Stromhub wachsen mit zunehmender Vorwärtsspannung an. Für $V_{ds} = 1,00$ V beträgt der Stromhub $0,1 \mu\text{A}$. In der Abbildung 3.18 (b) ist die maximale differentielle Spannungsverstärkung $g = \text{MAX}(dI_d/dV_{qg}) \times R$ als Funktion von V_{ds} dargestellt. Eine exponentielle Zunahme der differentiellen Spannungsverstärkung kennzeichnet den Be-

reich von $0,3 \text{ V} \leq V_{ds} \leq 0,65 \text{ V}$. Nahe dem Übergang von stabilen zu bistabilen Schalten nimmt g jedoch drastisch zu, z.B. wird für $V_{ds} = 0,77 \text{ V}$ der Wert $g \approx 700$ beobachtet. Dieser Wert übersteigt das maximale Gain, das bei allen, aus demselben Wafermaterial hergestellten Quantendrähten gemessen wurde, um mehr als zwei Größenordnungen, obwohl diese über zwei einige Mikrometer lange Side-Gates gesteuert wurden [WHRF05].

Im Folgenden soll der Schaltvorgang analysiert werden. Die Leitfähigkeit im Source-Drain-Kanal kann als Funktion eines spezifischen Schaltparameters γ beschrieben werden

$$G = \frac{1}{2}G_0(1 + \gamma) \quad (3.7)$$

mit der Leitfähigkeit $G_0 = I_{MAX}/V_d$ des offenen Kanals mit dem maximalen Strom I_{MAX} und der am Drainast abfallenden Spannung V_d . Der Schaltparameter ist nun eine Funktion der Feldeffektwirkung des Quantengates und der Rückkopplung der Äste

$$\gamma = \tanh\left(\frac{\Delta\Phi_d - \Delta\mu_d}{kT}\right) = \tanh\left(\frac{e\eta_{qg}}{kT}(\Delta V_{qg} - \Delta V_{th})\right). \quad (3.8)$$

Die effektive Gate Spannung am Quantengate ist die Spannung, die an der elektrostatischen Barriere R_2 in der Nähe zum Verzweigungspunkt der Y-Struktur abfällt mit $V_{qg}^{eff} = 1/(1+R_1/R_2)(V_{qg} - V_{th})$. Die Ursache des beobachteten bistabilen Schaltens sowie für das Auftreten einer Hysterese liegt in dem veränderlichen elektrostatischen Potential im Quantengate begründet. Eine Zunahme der elektrochemischen Spannung V_{qg} im Quantengate erzeugt einen zunehmenden Drainstrom und über die Rückkopplung wie oben beschrieben eine höhere elektrostatische Potentialbarriere (R_1 nimmt zu) im Quantengate. Folglich ändert sich die effektive elektrochemische Spannung V_{qg}^{eff} , was wiederum den Drainstrom und schließlich wieder V_{qg}^{eff} beeinflusst. Die Quantengate Spannung V_{qg}^{eff} nimmt somit dynamisch zu (d.h. sie wird positiver) und V_{qg} muss für den Rückweg um den Wert der Hysterese erniedrigt werden, um den Schaltvorgang umzukehren. Eine dynamische Verschiebung der Schwellspannung prägt daher das Schaltverhalten dieser Struktur. Für die theoretische Betrachtung wurde diese Verschiebung über die Näherung $R_1/R_2 \approx I_d/I_S$ berücksichtigt. I_S beschreibt hierbei den Drainstrom für $R_1 = R_2$. Im bistabilen Regime entspricht I_S dem Niedrig-Strom-Level, bevor bistabiles Schalten einsetzt. Im stabilen Regime findet man $I_S = I_{MAX}/2$.

Interessanterweise ermöglicht eine Zunahme der Temperatur die Wiederherstellung eines kontinuierlichen Kurvenverlaufs. In der Abbildung 3.19 ist dies verdeutlicht. Der Drainstrom ist als Funktion der Quantengate-Spannung für verschiedene Temperaturen ($T = 16 \text{ K}, 18 \text{ K}, 20 \text{ K}, 22 \text{ K}$) dargestellt ($V_{ds} = 2,5 \text{ V}, V_{g1} = -0,47 \text{ V}, V_{g2} = 1,59 \text{ V}$). Die Abbildung 3.19 (a) zeigt deutlich, dass für $T = 16 \text{ K}$ im beobachteten Gate-Bereich eine ausgeprägte Hysterese auftritt. Ein Übergang von stabilen zu bistabilen Schalten wird für $T = 18 \text{ K}$ beobachtet. Über die Strom-Spannungsgleichung $I_d = GV_d$ kann man mit den Gleichungen 3.7 und 3.8 eine rekursive Lösung des Drain-Stromes als Funktion der Quantengate Spannung finden. Der Fit an das Experiment wurde für $C_{bd} = D/8$ vorgenommen. Der Verlauf der Kurven und die beobachtete Hysterese konnten so in guter Übereinstimmung

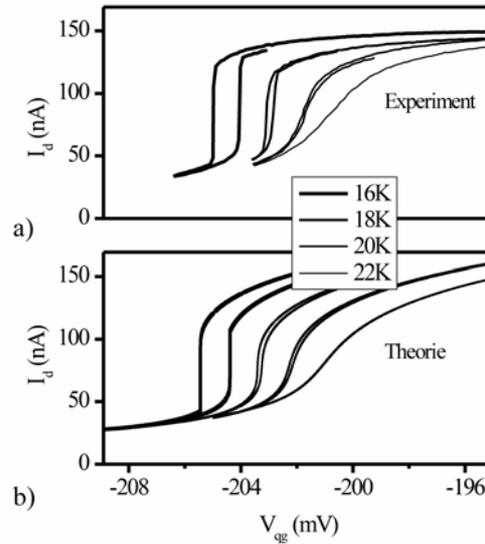


Abb. 3.19: a) Experimentell beobachteter Drainstrom als Funktion der Gatespannung und b) theoretische Kurven für unterschiedliche Temperaturen zwischen 16 K und 22 K. Ein Übergang von stabilem zu bistabilem Schalten findet bei $T = 18$ K statt.

wiedergegeben werden.

Der Effekt des Self-Gatings kann durch eine Studie des Öffnungsverhältnisses der Y-Verzweigung untersucht werden. Das Ergebnis zeigt Abbildung 3.20. Werden die beiden benachbarten Äste als Drain- und Quantengate-Kanal gewählt (Abbildung 3.20 (a)), so weist die Steilheit $S = dI_d/dV_{qg}$ des $I_d(V_{qg})$ -Verlaufs Werte bis zu $60 \mu\text{A/V}$ für $V_{ds} = 2,0$ V auf (Einsatz der Abbildung 3.20 (a)). Ist der Abstand jedoch zwischen Quantengate und Drain-Kanal groß (Abbildung 3.20 (b), der Drain-Kanal ist nun der Stammkanal), verschlechtert sich der Gatingeffektivität drastisch mit $S = 0,4 \mu\text{A/V}$. Der Grund hierfür liegt in der durch die geometrische Anordnung bedingten schlechten Rückkopplung zwischen dem Drainkanal und dem Quantengate.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der interessante und neuartige Aspekt dieser Messungen in der direkten Nutzung eines Astes als sehr kurzes und monolithisch integriertes Quantengate besteht, das eine mesoskopische Dipolwirkung zeigt und dessen laterale Ausdehnung in der Größenordnung der de Broglie-Wellenlänge der Leitungselektronen liegt. Ein Self-Gating-Effekt als zusätzlicher Effekt führt zu Rückkopplungen zwischen den Ladungsverteilungen der Äste und bewirkt bistabiles Schalten. Derartige intrinsische Schaltvorgänge könnten in Zukunft als experimentelle Grundlage genutzt werden, um theoretisch untersuchte Feedback Phänomene [KHTM05, PHBH05, PPKH02] im nichtlinearen Transport zu berücksichtigen. Auch können diese Beobachtungen im Hinblick auf Stromkorrelations-Effekte [RB06], Quanten-RC-Schaltkreise [GFB⁺06], frequenzabhängige Stromkorrelationen [SHP06] und Quantenrauschen im Zusammenspiel von mesoskopischen Leitern als interessante

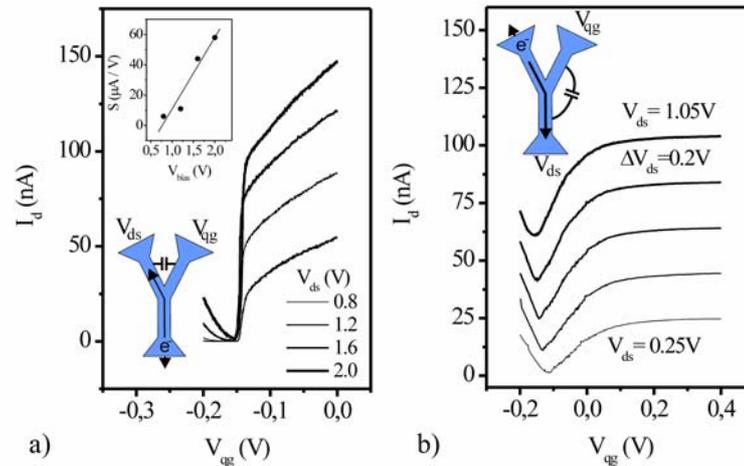


Abb. 3.20: Untersuchung des Öffnungsverhältnisses der Y-Struktur. a) Kleiner geometrischer Abstand zwischen Quantengate und Drainkanal. Einsatz: Zunahme der Steilheit mit der Vorwärtsspannung. b) Großer geometrischer Abstand zwischen Quantengate und Drainkanal. Mit Zunahme des geometrischen Abstandes zwischen Quantengate und Drainkanal nimmt die Steilheit S ab.

Datengrundlage dienen. Diese Datengrundlage soll nun weiter ausgebaut werden.

3.5.2 Invertierendes und nicht-invertierendes bistabiles Schalten

In den nachfolgenden Untersuchungen, die sich auf Y-Strukturen mit vier unabhängigen Side-Gates stützen, wird invertierendes und nicht-invertierendes bistabiles Schalten des rückgekoppelten mesoskopischen Dipols vorgestellt. Derartige Gate-Strukturen eignen sich insbesondere deshalb, da der Arbeitspunkt der Struktur über die Side-Gate Spannungen sehr genau gesteuert werden kann.

Die elektronenmikroskopische Aufnahme sowie die externe Beschaltung der Vier-Gate-Y-Struktur ist in der Abbildung 3.21 (a) dargestellt. Eine Potentialbarriere, die einen Stromfluss vom Quantengate in den Verzweigungsbereich verhindern soll, wird hier mittels eines Feldeffektes des rechten oberen Side-Gates im rechten Ast erzeugt. Dieses Gate wird im Folgenden als Barrier-Gate identifiziert. Das obere linke Side-Gate ist extern mit dem unteren kurzgeschlossen; diese bilden zusammen das Source-Drain-Gate. Eine Vorwärtsspannung von $V_{ds} = 1$ V liegt über einen Vorwiderstand $R_{ds} = 10$ M Ω am linken Ast an. Als Side-Gate-Spannungen dienen V_{sdg} am linken Source-Drain-Gate, V_{barr} am rechten oberen Barrier-Gate und V_{wp} am rechten unteren Side-Gate. V_{wp} liegt auf $V_{wp} = 0$; andere Werte von V_{wp} ändern die Leitfähigkeit des Stammkanals und können über die Spannung V_{sdg} am Source-Drain-Gate ausgeglichen werden. Das Quantengate, das Barrier-Gate und das Source-Drain-Gate werden im Folgenden entweder als Eingangsstufen oder als Testparameter für die jeweiligen Messungen verwendet. Drei Messmodi werden unterschieden:

1. Invertierender-Modus (IM): Das Quantengate wird als Eingangsstufe verwen-

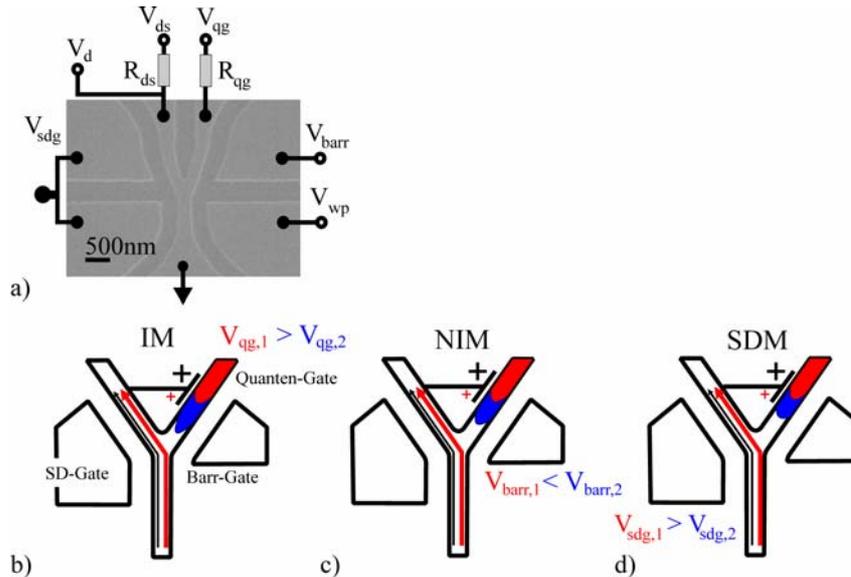


Abb. 3.21: a) Darstellung einer elektronenmikroskopischen Vier-Gate-Struktur. Skizzierung der Elektronenverteilung und Ströme in der Y-Struktur im c) Invertierenden Modus d) Nicht-Invertierenden Modus c) Source-Drain-Modus.

det und beide Side-Gates dienen als Parameter.

2. Nicht-Invertierender Modus (NIM): Das Barrier-Gate wird als Eingangsstufe verwendet.
3. Source-Drain-Modus (SDM): Das Source-Drain-Gate dient als Eingangsstufe.

Die schematisch skizzierten Y-Strukturen in den Abbildungen 3.21 (b)-(d) illustrieren diese drei unterschiedlichen Modi. Die interessante Messgröße ist hierbei der Spannungsabfall am Drain-Kanal V_d . Ströme in den unterschiedlichen Kanälen können über den Spannungsabfall an Messwiderständen bestimmt werden.

Im Folgenden werden diese drei Moden vorgestellt und anhand ihrer Schalthysteresen ausgewertet. Das Ergebnis für den Modus IM zeigt die Abbildung 3.22 (a). Die freien Parameter V_{sdg} und V_{barr} beziehen sich hierbei auf die in der Abbildung 3.22 (b) eingezeichnete rote Linie des Graustufenplots. Die Quantengate Spannung wurde hierbei von $-0,100$ V auf $-0,375$ V erniedrigt und anschließend wieder auf den Wert $-0,100$ V erhöht. Das Stromverhältnis dI_d/dI_{qg} wurde für den Einsatzzpunkt eines Injektionsstromes vom Quantengate in den Verzweigungsbereich berechnet und stellt ein einfaches Maß für die Quantengate-Effektivität bei gegebenem Injektionsstrom dar. Dabei gilt grundsätzlich: Je größer das Verhältnis dI_d/dI_{qg} ist, desto größer ist die Quantengate Effektivität bei vorhandenem Injektionsstrom. Für Kurvenverläufe mit bistabilem Verlauf werden für dieses Verhältnis Werte größer als eins beobachtet. Dagegen ergibt sich für die unterste Kurve $dI_d/dI_{qg} = 0,45$ und der Kurvenverlauf zeigt kein bistabiles Verhalten. Eine Ausnahme beschreibt die oberste Kurve: Hier setzt kein Injektionsstrom ($dI_{qg} = 0$) ein und dI_d/dI_{qg} nimmt somit einen unendlichen Wert an. Ein typischer bistabiler Schaltvorgang tritt für $V_{sdg} = 0,75$ V und $V_{barr} = -0,76$ V in Erscheinung: Die Schwellenspannung für den abrupten Übergang von $V_d = 0,70$ V auf $0,85$ V wird bei $V_{qg} = V_{th,up} = -0,3067$ V und für den Übergang

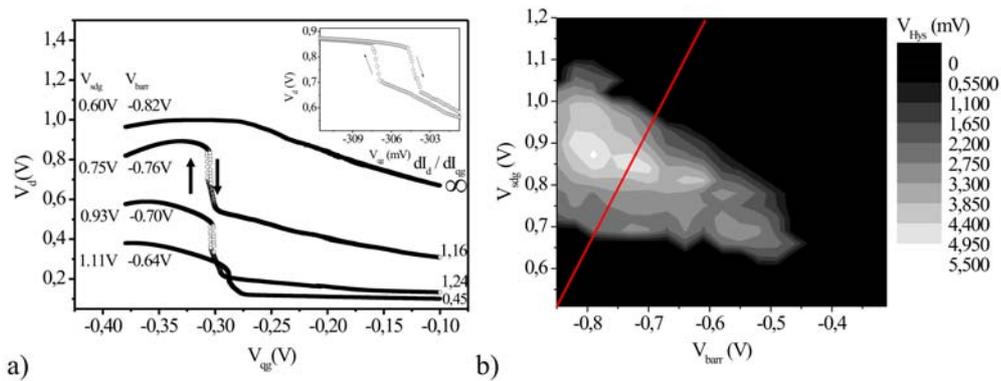


Abb. 3.22: a) Parameterabhängige bistabile und nicht-bistabile IM-Charakteristik entlang der roten Linie im Graustufenplot. Die Pfeile geben die Schaltrichtung an. In Abhängigkeit von den verwendeten Parametern V_{sdg} und V_{barr} können Bedingungen gefunden werden, für welche keine Bistabilität beobachtet wird. b) Graustufenplot für IM: Je heller eine Fläche im V_{sdg} - V_{barr} -Parameterraum erscheint, desto größer ist die entsprechende Hysterese für den gegebenen Parametersatz. Die maximale Hysterese beträgt 5,1 mV. Die Ausbildung einer Insel im Parameterraum zeigt die empfindliche Abhängigkeit der Bistabilität von den einzelnen Parametern.

von 0,84 V auf 0,66 V bei $V_{gg} = V_{th,down} = -0,3034$ V erreicht und die Hysterese beträgt demnach ca. 3 mV. Dabei wird das Ausgangssignal im Hinblick auf das Eingangssignal invertiert, d.h. wird die Eingangsspannung V_{gg} reduziert, nimmt das Ausgangssignal V_d zu, und umgekehrt. Alle bistabilen Übergänge erscheinen mit einer Schalt-Hysterese. Zeigt der Schaltvorgang jedoch kein bistabiles Verhalten, tritt auch keine Hysterese auf. Aus diesem Grund kann die Schalthysterese als empfindlicher Indikator für bistabiles Schalten genutzt werden. Die Hysterese-Spannung V_{hys} wird als Graustufenplot im IM mit den Parametern V_{sdg} und V_{barr} in der Abbildung 3.22 (b) näher untersucht. Helle Bereiche bedeuteten darin eine ausgeprägte Hysterese, schwarze Bereiche stehen für das Fehlen einer Hysterese.

Im untersuchten Parameterraum tritt ein inselartiger Verlauf der Hysterese in Erscheinung. Der linke Rand des Graustufenplots liegt bei $V_{barr} = -0,85$ V. Diese Spannung stellt eine Grenzspannung dar, um eine leckstromfreie Funktion des Barrier-Gates zu garantieren. Der Plot zeigt, dass im Bereich der Bistabilität die Barrier-Gate-Spannung V_{barr} stets negativer als V_{sdg} ist, d.h. $V_{barr} = -0,85$ V...-0,45 V und $V_{sdg} = 0,63$ V...1,1 V. Im IM wird für V_{sdg} -Spannungen $< 0,63$ V die Leitfähigkeit des Source-Drain-Kanals zu klein und somit wird die kritische Ladungsträgeranhäufung im Drain-Ast nicht erreicht, um eine effektive Rückkopplung zwischen den Ästen zu ermöglichen, welche wiederum für einen bistabilen Schaltvorgang benötigt wird. Mit steigender Spannung V_{sdg} nimmt die Rückkopplung zu und es tritt schließlich ein bistabiler Übergang im Bereich $V_{barr} = -0,85$ V...-0,45 V auf. Eine weitere Zunahme von V_{sdg} jedoch wird kapazitiv Einfluss auf die Gate-Barriere im Quantengate nehmen und diese reduzieren. Der starke Injektionsstrom vom Quantengate führt zu einer stromkontrollierten nicht-bistabilen Charakteristik. Für Werte $V_{barr} > -0,45$ V tritt im gesamten betrachteten Bereich von V_{sdg} kein bistabiles Schalten mehr auf.

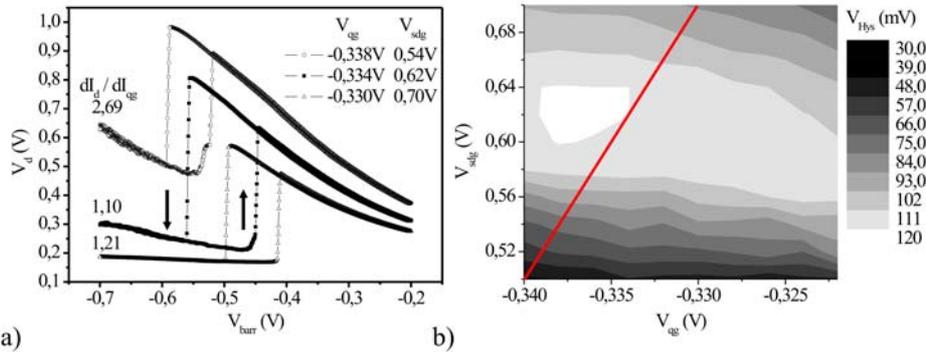


Abb. 3.23: a) Charakteristische Kurven des NIM entlang der roten Linie im Graustufenplot. die Schaltrichtung ist durch Pfeile angedeutet. Das Ladungsverhältnis ist für alle bistabilen Kurven größer als eins. b) Graustufenplot für die Hysteresebreite im NIM: Die maximale Hysterese beträgt 113 mV. Es besteht nur eine schwache Abhängigkeit von V_{qg} .

In diesem Fall wird die Höhe der Barriere im Quantengate stark reduziert, ein Injektionsstrom setzt ein, die Quantengate-Effektivität nimmt stark ab und bistabiles Schalten wird verhindert.

Im NIM sind die beiden freien Parameter V_{sdg} und V_{qg} . Die beobachteten bistabilen Verläufe sind durch $dI_d/dI_{qg} > 1$ charakterisiert. Der Graustufenplot ist in Abbildung 3.23 (b) dargestellt. Die Hysterese zeigt nur eine geringe Abhängigkeit von V_{qg} . Bistabilität tritt für einen Source-Drain-Gate-Bereich $V_{sdg} = 0,56 \text{ V} \dots 0,665 \text{ V}$ mit einer maximalen Hysterese von 113 mV auf (vgl. charakteristischer Wert in IM: 3 mV). Sowohl für niedrigere, als auch für höhere Spannungen $V_{sdg} < 0,5 \text{ V}$ und $V_{sdg} > 0,7 \text{ V}$ verschwindet die Hysterese wieder. Niedrige Spannungen V_{sdg} nahe $V_{sdg} \approx 0,5 \text{ V}$ verschlechtern die Kanalleitfähigkeit, was eine nur schwach ausgeprägte Bistabilität sowie schmale Hysteresen zur Folge hat. Im Gegensatz dazu erniedrigen zu hohe V_{sdg} Spannungen ab $V_{sdg} \approx 0,7 \text{ V}$ die Barriere und entsprechenden Quantengate Ströme verhindern bistabiles Schalten.

Interessant ist weiterhin der beobachtete Verlauf im SDM. Hier ist das bistabile Schalten auf ein schmales Band im $V_{barr}(V_{qg})$ -Raum begrenzt (s. Abb. 3.24 (b)). Entlang der roten Linie von $V_{barr} = -0,8 \text{ V}$ bis $V_{barr} = -0,3 \text{ V}$ beobachtet man einen empfindlichen Übergang von einem Low-Gain Gebiet mit kontinuierlicher Eingangscharakteristik ($dI_d/dI_{qg} \approx -1$, d.h. alle injizierten Elektronen fließen in den Drain-Ast) über eine bistabile Region ($dI_d/dI_{qg} > 1$) bis hin zu einem High-Gain Gebiet mit erneut kontinuierlichen Verläufen mit $dI_{qg} = 0$ (kein Injektionsstrom). Die Hysterese erreicht in der bistabilen Region ein Maximum von 225 mV. Die Steilheit ist im High- bzw. Low-Gain Bereich jeweils nahezu konstant mit $g_{high-gain} \approx 0,8 \frac{\mu\text{A}}{\text{V}}$ $g_{low-gain} \approx 0,2 \frac{\mu\text{A}}{\text{V}}$.

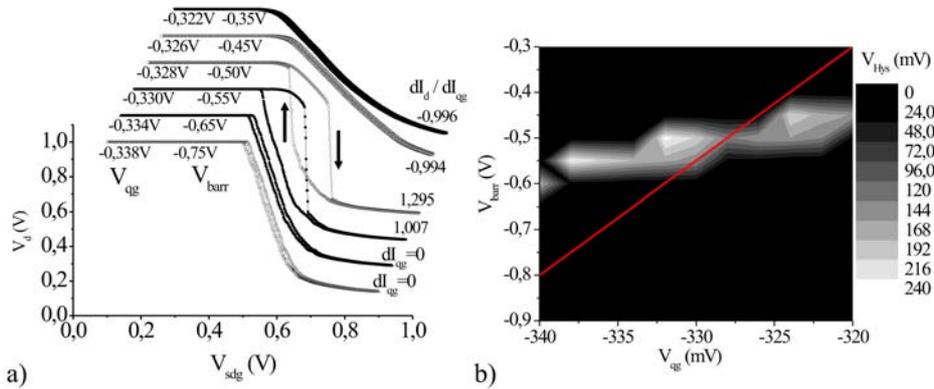


Abb. 3.24: a) Parameterabhängige bistabile und kontinuierliche Verläufe der Ausgangsspannung entlang der roten Linie im Graustufenplot. Die Schaltrichtung wird durch Pfeile angezeigt. b) Graustufenplot für SDM. Das bistabile Schalten ist auf ein schmales Band im $V_{barr} - V_{qg}$ -Raum beschränkt. Die maximale Hysterese beträgt 225 mV.

3.5.3 Source-Switching in parallel geschalteten Quantenkapazitäten

Im SDM konnte ein Source-Switching Effekt beobachtet werden. In einer Y-Struktur können Elektronen aus dem eindimensionalen Stamm (Source) mittels eines planaren elektrischen Feldes in einen der beiden Äste (Drain) abgelenkt werden [PT92]. Ein derartiger Schaltvorgang zwischen den beiden Drain-Ästen konnte sowohl im linearen [OPRT94] als auch im nicht-linearem [Wes99, RWH⁺02, HWH⁺06] Transportbereich gezeigt werden. Werden zwei Äste als Source-Kanäle und der dritte Ast als Drain-Kanal verwendet, kann im Gegensatz zum bisher untersuchten Drain-Switching nun ein Source-Switching Effekt auftreten. Dieser Effekt ist klassisch über ein einfaches planares elektrisches Feld nicht möglich, da beide Source-Kanäle mittels des planaren Feldes gleichzeitig entweder geöffnet oder geschlossen sind. In einem mesoskopischen Drei-Terminal-System jedoch erzeugen die parallel angeordneten Quantenkapazitäten ein internes elektrisches Feld, welches das extern angelegte elektrische Feld der Side-Gates übersteigen und für bestimmte Vorwärtsspannungen sogar ein entgegengesetztes Vorzeichen im Vergleich zu dem des externen Feldes aufweisen kann. Daraus resultiert ein Elektronenfluss aus einem Source-Kanal in den Drain-Kanal, während der zweite Source-Kanal durch interne Prozesse elektrisch isoliert wird.

Die Beschaltung der Y-Struktur gleicht der im vorhergehenden Kapitel beschriebenen SDM-Beschaltung mit $V_{ds} = 1$ V, $V_{barr} = -0,55$ V und $V_{wp} = 0$. Die Ströme durch den linken bzw. rechten Ast und durch den Stamm sind: I_d , I_{qg} und I_s . Der Einfachheit halber werden im Folgenden alle drei Ströme positiv gewertet.

In der Abbildung 3.25 sind die Ströme I_d , I_{qg} und I_s als Funktion der Side-Gate-Spannung V_{sdg} für zwei unterschiedliche Quantengate Spannungen $V_{qg} = -328$ mV (Abbildung 3.25 (a)) und $V_{qg} = -338$ mV (Abbildung 3.25 (b)) dargestellt. Man beobachtet, dass für eine kritische Spannung $V_{qg} = -338$ mV Elektronen vom Quantengate in den Verzweigungsbereich der Y-Struktur injiziert werden, wenn $V_{sdg} > 0,52$ V wird. Wird diese kritische Spannung nicht erreicht ($V_{bias} = -328$ mV, Abbil-

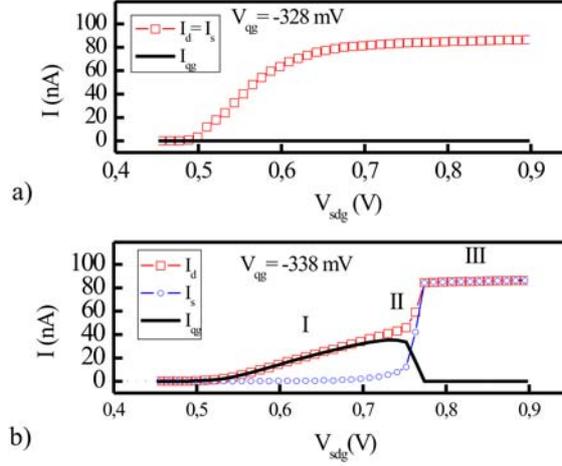


Abb. 3.25: a) Die unterschiedlichen Ströme der Struktur als Funktion der SD-Side-Gate Spannung. Es fließt kein Strom durch das Quantengate. Dieser Gating-Mechanismus gleicht demjenigen eines Systems bestehend aus einem Gate mit einem anliegendem Quantendraht. (Zwei-Terminal-System). b) Demonstration eines Source-Switching Effektes zwischen dem Stamm der Y-Struktur und dem Quantengate.

dung 3.25 (a)), fließt kein Strom durch den rechten Ast. In diesem Fall gilt $I_d = G_d V_d$ mit $G_d = 1/2G_0[1 + \gamma_d]$ und

$$\gamma_d = \tanh\left(\frac{\Delta\Phi_d - \Delta\mu_d}{kT}\right) = \tanh\left(\frac{e}{kT}\eta_{sdg}(\Delta V_{sdg} - \Delta V_d)\right). \quad (3.9)$$

kT ist hierbei die thermische Energie bei der Badtemperatur $T = 4,2$ K und $G_0 = I_{MAX}/V_d$ die experimentell beobachtete maximale Leitfähigkeit. Gemäß der Gleichung 2.48 erhält man für die Side-Gate-Effektivität unter der Annahme eines leckstromfreien Gates den Ausdruck $\eta_{sdg} = 1/(1 + D/D_{sdg} + D/C_{sdg})$. Die Effektivität η_{sdg} stellt ein Maß dar, wie empfindlich eine Differenz zwischen dem elektrochemischen Potential $\Delta\mu_d$ und dem elektrostatischen Potential $\Delta\Phi_d$ im Kanal auf eine Änderung der Gate-Spannung ΔV_{sdg} reagiert. Dabei kann ein Kanalstrom umso effektiver geschaltet werden, je kleiner die Quantenkapazität D des Drain-Kanals ist.

Wird an die Y-Struktur eine Quantengate-Spannung $V_{qg} = -338$ mV angelegt (Abbildung 3.25 (b)), beobachtet man für $V_{sdg} > 0,76$ V, dass der Strom I_{qg} plötzlich abnimmt, während der Stammstrom I_s zunimmt. Um diesen Sachverhalt genauer analysieren zu können, ist die I-V-Kennlinie der Abbildung 3.25 (b) in drei Bereiche I-III unterteilt. Im Bereich I fließen Elektronen vom rechten in den linken Ast ($I_{qg} = I_d$). Für den Stammstrom gilt hierbei $I_s = 0$. Im Bereich II (ab $I_{qg} = I_d = 30$ nA) fließt ein Strom zwischen dem Stamm und dem linken Ast, während der Strom durch den rechten Ast leicht reduziert wird, bis schließlich im Bereich III der Strom I_{qg} verschwindet und ausschließlich zwischen dem Stamm und dem linken Ast ein Strom mit dem maximalen Wert $I_d = I_s = 84$ nA fließt. Folglich dient der rechte Ast im Bereich I als Elektronenreservoir, wobei der Stamm elektrisch abge-

schnürt ist und somit nicht zum Stromtransport beiträgt. Dagegen wird im Bereich III der Stamm zum Elektronenreservoir, während der rechte Ast elektrisch isoliert ist. Auf diese Weise wird ein Side-Gate gesteuerter Source-Switching Effekt in einer Y-Struktur möglich.

Der beobachtete Source-Switching Effekt resultiert hierbei aus dem Zusammenspiel des internen elektrischen Feldes mit dem extern angelegten. Der effektive Schaltparameter im Falle des Source-Switching Effektes bezogen auf den Strom im Quantengate ($I_{qg} = G_{qg}(V_d)V_{qg}$) ist gegeben durch

$$\gamma_{s,qg} = \tanh\left(\frac{\Delta\Phi_d - \Delta\Phi_{qg}}{kT}\right) = \tanh\left(\frac{e}{kT}[\eta_g(\Delta V_{sdg} - \Delta V_{barr}) + \eta_b(\Delta V_d - \Delta V_{qg})]\right) \quad (3.10)$$

mit der Effektivität η_g des lateralen elektrischen Side-Gate-Feldes zwischen dem Source-Drain-Kanal und dem Barrier-Side-Gate gemäß Gleichung 2.51 mit $\eta_g = \frac{C_g}{C_g + D + 2C_b}$ und η_b die Self-Gating Effektivität.

Demnach ist das elektrische Schaltfeld für einen Source-Switching-Effekt nicht nur abhängig von den Side-Gate-Spannungen, sondern auch von einer elektrochemischen Potentialdifferenz zwischen den Ästen $\Delta V_d - \Delta V_{qg}$. Die Kopplung zwischen den Ästen wird hier (zur Vereinfachung) somit nicht über das R_1/R_2 -Verhältnis der Quantengate Barrieren beschrieben, sondern über die Differenz $\Delta V_d - \Delta V_{qg}$. Je größer die parallel geschalteten Quantenkapazitäten sind, desto größer wird das intern aufgebaute elektrische Feld sein. Weiterhin gilt, dass abhängig von V_{sdg} und dem Schaltzustand des Y-Struktur die Differenz $V_d - V_{qg}$ sowohl positiv als auch negativ sein kann. Der Strom durch das Quantengate kann über die Gleichung $I_{qg} = G_{qg}V_{qg}$ beschrieben werden mit $G_{qg} = \frac{1}{2}G_d[1 + \gamma_{d,qg}]$. Wie im oben erwähnten Fall eines elektrisch abgeschnürten rechten Astes stellt $G_d = \frac{1}{2}G_0[1 + \gamma_d]$ die Leitfähigkeit eines Side-Gate kontrollierten Quantendrahtes dar und beschreibt die Side-Gate-Wirkung im Bereich I.

Die Gleichung 3.10 kann selbstkonsistent über einen rekursiven Ansatz gelöst werden mit $\Delta V_k^i = V_k^i - V_1^i = V_k^i$ und $V_1^i = 0$. Eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten konnte für die Fit-Parameter $\eta_{sdg} = 11\frac{1}{V}\frac{kT}{e}$, $\eta_g = 0,1\frac{1}{V}\frac{kT}{e}$ und $\eta_b = 6,4\eta_{sdg}$ gefunden werden. Folglich wird das Verhalten des Bauteils vorwiegend durch die parallel geschalteten Quantenkapazitäten beeinflusst. Die entsprechenden theoretischen Lösungen sind in Abbildung 3.26 (b) abgebildet.

Nach diesem Modell induziert das externe elektrische Feld ein internes Self-Gating Feld zwischen den Ästen. Wird die Spannung V_{sdg} erhöht, dann wird die Zahl der Elektronen, die vom Stamm in den Drain-Ast fließen, zunehmen. Der Stromunterschied erzeugt unterschiedliche elektrochemische Potentiale in den beiden Ästen der Y-Struktur, wodurch wiederum der effektive Schaltparameter $\gamma_{d,qg}$ über die Gleichung 3.10 beeinflusst wird und nun noch mehr Elektronen in den Drain-Ast fließen. Die hohe Ladungsträgeranhäufung im Drain-Ast führt schließlich zu einer vollständigen Ladungsträgerverarmung im Quantengate, obwohl das externe elektrische Feld weiterhin verstärkt wird. Für eine vollständige Ladungsträgerverarmung darf die Anhäufung an der Quantenkapazität im Quantengate D_{qg} nicht zu groß sein,

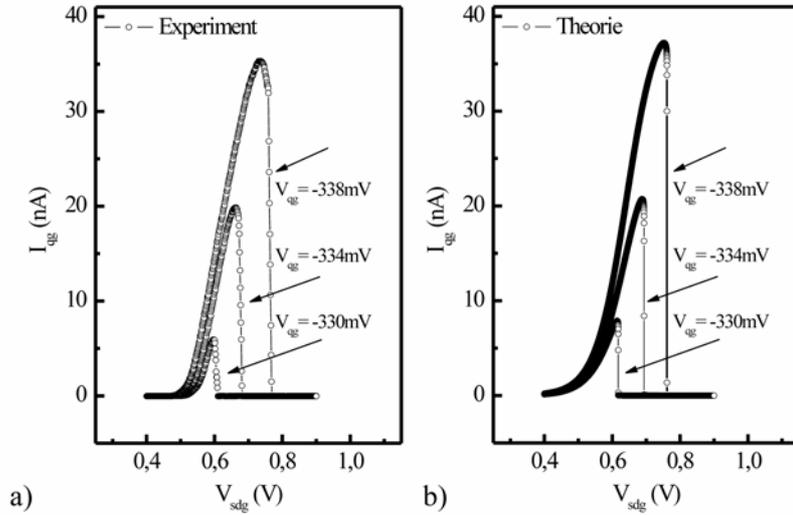


Abb. 3.26: a) Experimentell beobachteter Strompeak für $V_{qg} = -330$ mV, -334 mV, -338 mV. b) Entsprechende numerisch berechnete Kurven für das Source-Switching.

d.h. es existiert ein kritischer Strom durch das Quantengate, der nicht überschritten werden darf, um einen Source-Switching Effekt beobachten zu können.

Diese Begrenzung des Stromes soll im Folgenden näher analysiert werden. In der Abbildung 3.27 wird der Strom I_{qg} als Funktion von I_d dargestellt. In der Tat wird ein Source-Switching Effekt zwischen $I_s = 0$ und $I_{qg} = 0$ für Quantengate-Spannungen -330 mV $< V_{qg} < -340$ mV beobachtet. Wie oben beschrieben ist das obere Limit des Source-Switching Effektes ($V_{qg} = -330$ mV) durch den Einsatz eines Injektionsstromes vom Quantengate in den Verzweigungsbereich der Y-Struktur bestimmt. Andererseits wird ein Abbruch des Source-Switching Effektes für $V_{qg} = -340$ mV bei $I_{qg} = I_d \approx 40$ nA beobachtet und ist die direkte Folge aus den Bedingungen: 1.) Der Strom durch den Drain-Ast mit geschlossenem Quantengate wird limitiert durch das Verhältnis $V_{ds}/R < 100$ nA (dargestellt durch einen Pfeil in der Abbildung 3.27). 2.) Weiterhin können die parallel geschalteten Quantenkapazitäten nur zu einer maximalen negativen Steigung dI_{qg}/dI_d beitragen und das Vorzeichen von dI_{qg}/dI_d hängt davon ab, welches Feld dominiert. Wenn das externe Feld das Schaltverhalten in der Y-Struktur bestimmt, findet man über $I_{qg} = G_{qg} V_{qg}$ den Ausdruck $dI_{qg}/dI_d \propto \eta_g / \cosh^2(e\Delta_d/kT) > 0$ mit $\Delta_d = \Delta\Phi_d - \Delta\mu_d$. Andererseits gilt, falls das interene Feld das externe kompensiert: $dI_{qg}/dI_d \propto -\eta_{d,qg} / \cosh^2(e\Delta_{d,qg}/kT) < 0$ mit $\Delta_{d,qg} = \Delta\Phi_d - \Delta\Phi_{qg}$. Mit den oben angegebenen Konstanten findet man für die maximale negative Steigung den Wert $dI_{qg}/dI_d = -1,3$. Die Kreismarkierung in der Abbildung 3.27 gibt den Abbruch des Source-Switching-Effektes an, wenn die Stromkurve $I_{qg}(I_d)$ die Bedingung $dI_{qg}/dI_d = -1,3 \cap I_d = 100$ nA erfüllt. Folglich wird nur im farblich gekennzeichneten Bereich der Abbildung 3.27 ein Source-Switching Effekt beobachtet.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass eine Parallelschaltung von Quantenkapä-

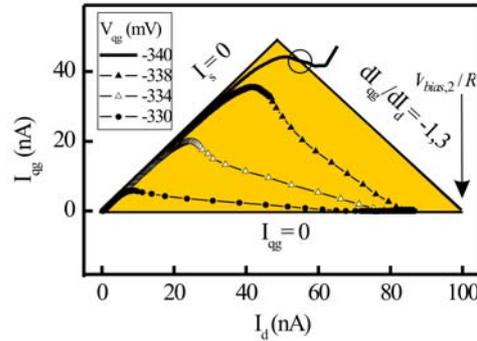


Abb. 3.27: I_{qg} als Funktion von I_d für unterschiedliche Werte von V_{qg} . Source-Switching tritt nur innerhalb des farblich gekennzeichneten Dreiecks auf. Dieses Dreieck ist bestimmt durch die drei Geraden: $I_{qg} = 0$, $I_s = 0$ und $dI_{qg}/dI_d = -1,3 \cap I_d = 100 \text{ nA}$.

zitäten in einer Y-Struktur zu einem Source-Switching Effekt führen kann. Um das Problem zu vereinfachen, wurde bei der Modellierung die Dipolwirkung des Quantengates näherungsweise durch diejenige des Source-Drain-Gates ersetzt. Das Quantengate dient als Source-Quelle. Der Effekt lässt sich somit hauptsächlich auf Self-Gating und die Wirkung des Source-Drain-Side-Gates zurückführen. Erhöht man das externe elektrische Feld können Ladungen an der Quantenkapazität eines Wellenleiters angehäuft werden, die wiederum über die Anordnung der Quantenkapazitäten ein internes elektrisches Feld erzeugen, das dem äußeren entgegenwirkt und dieses im Wert der Feldstärke sogar übertrifft.

3.5.4 Bistabiles Schalten im Magnetfeld

Im Abschnitt 3.5.1 wurde der Schaltmechanismus eines intern rückgekoppelten mesoskopischen Widerstandsdipols in einer Y-Struktur untersucht. Dabei wurden die Schaltvorgänge über die Ankopplung externer elektrischer Felder ausgelöst. Im Folgenden soll nun das Verhalten des rückgekoppelten Widerstandsdipols bei einem homogenen veränderlichen Magnetfeld, das parallel zur Wachstumsrichtung der Probe angelegt wird, näher betrachtet werden. Die externe Beschaltung der Struktur gleicht der im Abschnitt 3.5.2 beschriebenen. Somit wird das Barrier-Gate genutzt, um das Quantengate mittels eines Feldeffektes von der Y-Verzweigung elektrisch zu isolieren (Abbildung 3.28 (a)).

Die Abbildung 3.28 (b) zeigt den beobachteten Verlauf der Spannung V_d als Funktion des Magnetfeldes für verschiedene Barrier-Gate-Spannungen im Bereich zwischen $-0,520 \text{ V}$ und $-0,490 \text{ V}$ bei einer Temperatur von $T = 6 \text{ K}$. Die Spannungen $V_{ds} = 1,5 \text{ V}$, $V_{sdg} = -0,233 \text{ V}$ definieren hierbei den Arbeitspunkt. Das Magnetfeld wurde in dem für das Schalten relevanten Bereich mit einer Rate von $0,6 \text{ T/min}$ von $B = 0$ zu positiven Werten und anschließend wieder zurück auf $B = 0$ gefahren. Die Drainspannung nimmt in allen Kurven mit steigendem Magnetfeld zunächst kontinuierlich ab, bis schließlich bei einer Schwelle B_{th} ein abrupter Schaltübergang eintritt.

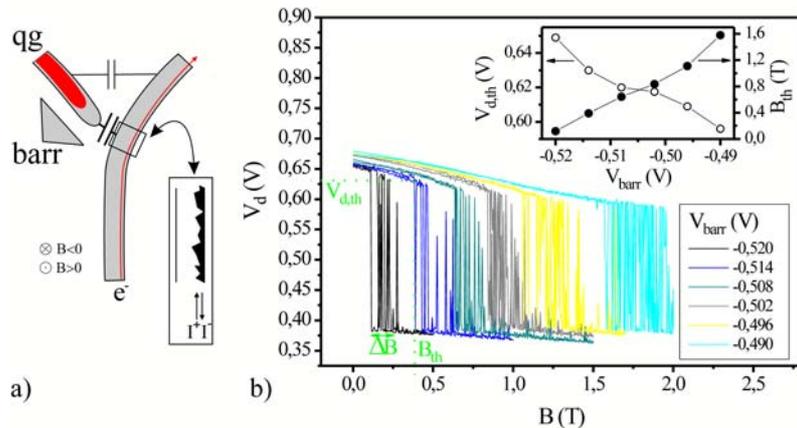


Abb. 3.28: a) Schematische Y-Struktur mit dem linken Ast als Quantengate. b) Verlauf der Drainspannung in Abhängigkeit des Magnetfeldes für unterschiedliche Barrier-Gate-Spannungen. Einsatz: Die magnetische Schwelle B_{th} und der Wert der Drainspannung $V_d(B_{th}) = V_{d,th}$ als Funktion der Spannung V_{barr} .

In einem Magnetfeldbereich der Breite ΔB treten bistabile Oszillationen auf. Außerhalb dieses Bereiches sind die Drainspannungen jedoch stabil. Der Einschub in der Abbildung 3.28 zeigt eine linear zunehmende Schwelle B_{th} bei steigender Spannung V_{barr} , während die Ausgangsspannung kurz vor dem Einsatz des bistabilen Schaltens ($V_{d,th}$) abnimmt. Weiterhin beobachtet man, dass der Magnetfeldbereich ΔB zunimmt, wenn V_{barr} erhöht wird.

Zusätzlich wurde der Einfluss auf die Schaltrichtung untersucht, wenn das Quantengate und der Drainkanal vertauscht werden. Die Vertauschung ist aus Symmetriegründen der Struktur möglich. Das überraschende Ergebnis zeigt die Abbildung 3.29. In der Konfiguration I dient der rechte Ast als Quantengate und der linke als Drainkanal, wohingegen in der Konfiguration II die Funktion der Äste ausgetauscht wurde. Das Magnetfeld wurde von -1,5 T nach 1,5 T gefahren. Dabei stellt man für die Konfiguration I zwischen zwei stabilen Stromzuständen einen bistabilen Übergang von einem niederohmigen Kanal auf einen hochohmigen bei einem gegebenen Stromhub von 100 nA fest. In der Konfiguration II beobachtet man dagegen konträres Verhalten: Der Kanal ist hier zunächst hochohmig geht aber nach einem Bereich bistabiler Oszillationen in einen stabilen niederohmigen Stromzustand über. Die Vorwärtsspannung in der Konfiguration I beträgt $V_{ds} = 1$ V und Konfiguration II 70 mV.

Dieser Effekt der konträren Schaltrichtungen resultiert aus der Vertauschung der Richtung des elektrischen Feldes, das über das Quantengate im Drainkanal erzeugt wird. Die Elektronen werden somit je nach Ausrichtung des Quantengates mehr zur linken oder rechten Kanalseite abgelenkt. An der jeweiligen Kanalseite werden die Ladungsträger an den Rändern der nasschemisch geätzten Struktur gestreut. Der Grad der Rückstreuung kann dabei über das Magnetfeld gesteuert werden (siehe Abschnitt 3.7). Der bistabile Schaltvorgang wird ausgelöst, wenn eine kritische Anzahl an den transmittierten Ladungsträgern in den Drainkanal über- bzw. unterschritten

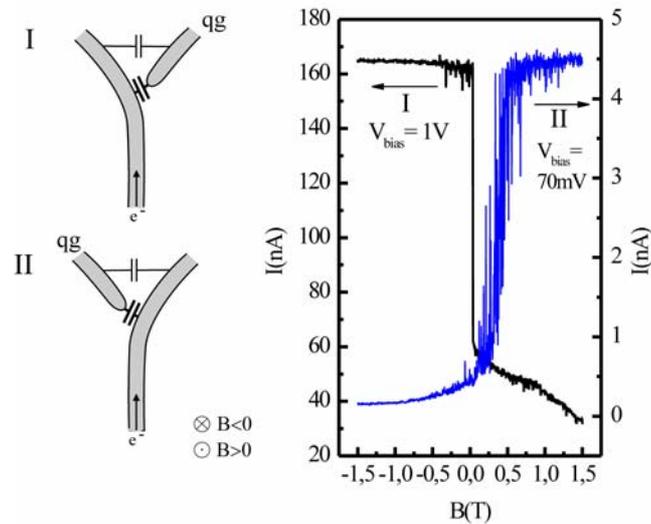


Abb. 3.29: Umkehrung der Schaltrichtung im Magnetfeld bei Vertauschung von Quantengate und Drain-Ast. In der Konfiguration I ($V_{ds} = 1\text{ V}$) übernimmt der rechte Ast die Funktion des Quantengates und in der Konfiguration II ($V_{ds} = 70\text{ mV}$) der linke.

wird, d.h. wenn der Rückkopplungs-Mechanismus der Äste effektiv wird.

3.6 Stochastisch bistabiles Schalten in Y-Strukturen

Rauschen wird, wie im Abschnitt 2.8 erwähnt, als störender Einfluss betrachtet, wenn Signale übertragen oder erfasst werden sollen. Ein wesentlicher Bestandteil der Theorie der SR besteht darin, dass die Korrelation zwischen dem Ausgangssignal eines sich stochastisch verhaltenden bistabilen Systems und einem periodischen Eingangssignals maximal wird, wenn zwei Zeitskalen aufeinander abgestimmt werden, nämlich die charakteristischen Zeiten des stochastischen Vorgangs, d.h. die Kramers-Zeiten oder mittleren Verweildauern in den beiden Zuständen des bistabilen Systems und die Periodendauer des Eingangssignals. Dieser Sachverhalt führte schließlich zu der Idee, eine neue Art von Sensoren zu entwickeln, nämlich rauschaktiviertere nichtlineare Sensoren (Noise Activated Nonlinear Dynamic Sensors, NANDS) [GB02].

Im Folgenden wird dieser neue Bauteil-Typ anhand einer nanoskalierten Y-Struktur demonstriert, dessen bistabile Schaltcharakteristik aufgrund seiner Dimension durch sein eigenes thermisches internes Rauschen beeinflusst wird. Dabei kann ein theoretisches Zwei-Niveau-Modell genutzt werden, um die experimentellen Daten auszuwerten. Basierend auf diesem Modell wird eine neue Detektionsmethode vorgestellt und auf die Y-Struktur, die nun als Magnetfeld-Nanosensor dient, angewendet.

3.6.1 Rauschaktiviertes bistabiles Schalten

Zeitliche Fluktuationen können thermisch aktiviert sein (thermisches Rauschen) oder den statistischen Eigenschaften bei der Transmission diskreter Ladungen entstammen (Schrotrauschen) [Kog96]. Weiterhin können Fluktuationen in der Umgebung des Leiters auftreten, welche mit dem elektrischen Transport gekoppelt sind. Als Beispiele hierfür können der Einfang von Elektronen an lokalisierten Störstellen im Oxid von MOS-Feldeffekt-Transistoren [KU89] oder in der HEMT-Struktur nahe des eindimensionalen Kanals eines Quantenpunkt-Kontaktes [CSP⁺92] angeführt werden. Dabei wird die Kanalweite elektrostatisch durch die fluktuierende Ladung der Störstellen moduliert und bewirkt einen rauschenden Source-Drain-Strom. Bei einer Y-Struktur können Oberflächenzustände im Bereich der geätzten Gräben ein vergleichbares Widerstandsrauschen bewirken [Rei04].

Die im Folgenden untersuchte Y-Schalter-Struktur (Abbildung 3.30 (a)) weist 375 nm breite und 90 nm tief geätzte Gräben auf. Dabei wird die Y-Struktur entweder im NIM oder im IM betrieben, d.h. als Eingangsspannung dient entweder die Quantengate-Spannung V_{qg} oder die Barrier-Gate-Spannung V_{barr} , wobei die Ausgangsspannung V_d am rechten Ast gemessen wird.

Ein vorhandenes (thermisches) Hintergrundrauschen kann nun den Wechsel zwischen den bistabilen Zuständen im NIM oder IM auslösen, d.h. die Ausgangsspannung V_d fluktuiert statistisch zwischen diskreten Werten. Die Abbildung 3.30 (b) zeigt eine entsprechende Charakteristik des NIM bei einer Temperatur von $T = 20$ K. Dabei wurde die Barrier-Gate-Spannung von $V_{barr} = -0,2990$ V (oberes Teilbild) auf $V_{barr} = -0,2925$ V (unteres Teilbild) erhöht. Die Quantengate-Spannung wurde von $V_{qg} = -0,3620$ V nach $V_{qg} = -0,3720$ V und wieder zurück zum Anfangswert gefahren, wobei die Schrittweite $5 \mu\text{V}$ das zeitliche Intervall zwischen zwei Messpunkten 100 ms beträgt. Rauschaktiviertes bistabiles Schalten (noise activated bistable switching, NABS) wird hierbei im Bereich zwischen $V_{qg} = -0,3690$ V...-0,3679 V für $V_{barr} = -0,2990$ V beobachtet. Eine Erhöhung von V_{barr} ($V_{barr} = -0,2925$ V, unteres Teilbild) verschiebt den NABS-Bereich der Übertragungscharakteristik zu positiveren Werten von V_{qg} .

Zur genaueren Analyse des rauschinduzierten Schaltens wurden Zeitreihen für unterschiedliche Werte von V_{qg} und V_{barr} aufgenommen. Ein typisches Beispiel einer solchen Zeitreihe zeigt die Abbildung 3.30 (c). Hier ist der zeitliche Verlauf von V_d für $V_{qg} = -0,2990$ V und $V_{barr} = -0,3684$ V dargestellt. In Abhängigkeit der Werte bezüglich V_{qg} und V_{barr} befindet sich das System bevorzugt in einem der beiden Zustände (H oder L), die über Schwellen $H \leftrightarrow V_d > 0,75$ V und $L \leftrightarrow V_d < 0,45$ V definiert werden. Die mittlere Verweildauer im H - bzw. L -Zustand als charakteristische Größe des stochastischen Prozesses kann bestimmt werden über die Gleichung

$$T_{H,L} = \frac{1}{n_{H,L}} \sum_{i=1}^{n_{H,L}} T_{H_i,L_i} \quad (3.11)$$

mit $T_{H_i} = t_{L_i} - t_{H_i}$ und $T_{L_i} = t_{H_{i+1}} - t_{L_i}$, den Verweildauern für das *ite* Auftreten des oberen bzw. unteren Zustandes. $n_{H,L}$ ist die Gesamtzahl der innerhalb der Messzeit vorkommenden Ereignisse. Weiterhin ist der Standardfehler der entsprechenden mittleren Verweildauer gegeben durch

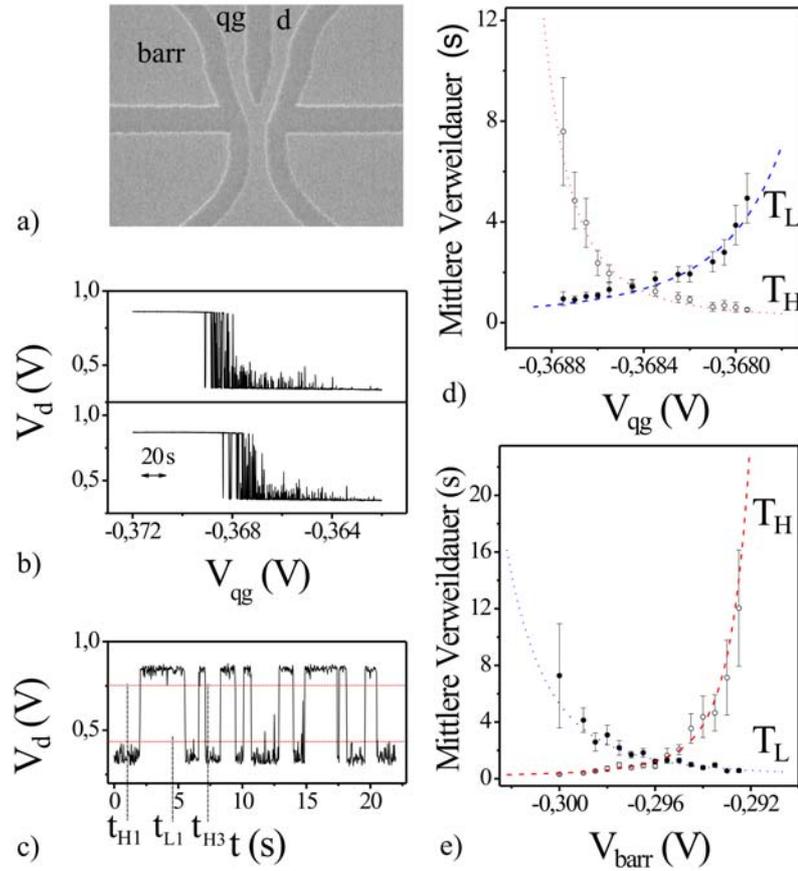


Abb. 3.30: a) Elektronenmikroskopische Aufnahme der Y-Struktur. b) Übertragungscharakteristik $V_d(V_{qg})$ für $V_{barr} = -0,2990$ V (oberer Graph) und $V_{barr} = -0,2925$ V (unterer Graph). c) Zeitlicher Verlauf von V_d . Die Schwellenspannungen für H und L wurden bei $V_d = 0,75$ V und $V_d = 0,45$ V gesetzt. d)-e) Gemessener (Punkte) und berechneter (Linie) Verlauf der mittleren Verweildauern als Funktion von V_{qg} für $V_{barr} = -0,2990$ V (d) bzw. als Funktion von V_{barr} für $V_{qg} = -0,3680$ V (e).

$$\sigma_{T_{H,L}} = \pm \sqrt{\frac{1}{n_{H,L}(n_{H,L} - 1)} \sum_{i=1}^{n_{H,L}} (T_{H_i,L_i} - T_{H,L})^2}. \quad (3.12)$$

Für die Abbildung 3.30 (d) wurde die Ausgangsspannung V_d für verschiedene Werte V_{qg} im Bereich zwischen $-0,3679$ V und $-0,3688$ V bei einem konstanten Parameter $V_{barr} = -0,2990$ V detektiert und daraus die mittleren Verweildauern und deren Standardfehler unter Verwendung der Gleichungen 3.11 und 3.12 ermittelt. Das Messzeit-Intervall wurde hierbei auf $T_{Mess} = 60$ s gesetzt. Wie man bereits aus der Übertragungscharakteristik vermuten kann, sind die mittleren Verweildauern nicht konstant, sondern T_H nimmt für eine höhere Quantengate-Spannung ab, während T_L zunimmt. Bei $V_{qg} = -0,36842$ V befindet sich das System im Mittel etwa gleich häufig im unteren und oberen Zustand. Gerade dieses asymmetrische Verhalten der mittleren Verweildauern ermöglicht es, statische System-Signale zu detektieren.

Wie in Abbildung 3.30 (b) gezeigt, verschiebt eine Zunahme von V_{barr} die Transfercharakteristik zu positiveren Werten von V_{qg} . Folglich nimmt T_H zu, während T_L abnimmt, wenn V_{barr} erhöht wird. Dieses Ergebnis ist in der Abbildung 3.30 (e) für $V_{qg} = -0,3680$ V, $T_{Mess} = 60$ S und $V_{barr} = -0,3000$ V ... $-0,2925$ V dargestellt.

Der Fit an die Daten der mittleren Verweildauern in den Abbildungen 3.30 (d) und 3.30 (e) wurde mit Hilfe der Theorie aus dem Abschnitt 2.8 bzw. den Referenzen [MW89, GB02] vorgenommen. Die mittlere Verweildauer für den H -Zustand ist

$$T_H = \tau_c \sqrt{\pi} \int_{u_2}^{u_1} \exp(u^2) [1 + \operatorname{erf}(u)] du, \quad (3.13)$$

mit $u_1 = (V_{th} - V_s) / (\sqrt{2}\sigma_n)$, $u_2 = (-V_{th} - V_s) / (\sqrt{2}\sigma_n)$, $\operatorname{erf}(u) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^u \exp[-y^2] dy$ und der Schwellspannung V_{th} der bistabilen Region der Übertragungscharakteristik. Ähnlich erhält man für den L -Zustand den Ausdruck

$$T_L = \tau_c \sqrt{\pi} \int_{u_2}^{u_1} \exp(u^2) [1 - \operatorname{erf}(u)] du. \quad (3.14)$$

Nutzt man die Tatsache, dass das Eingangssignal sich aus der Signalspannung $V_s = V_{qg}$ bzw. $V_s = V_{barr}$ und einer additiven Rauschkomponente V_n zusammensetzt, dann können die Gleichungen 3.13 und 3.14 angewendet werden, um den NABS-Effekt in der Y-Struktur zu analysieren. Um die theoretischen mit den experimentellen mittleren Verweildauern zu vergleichen, wurde die Hysteresebreite aus der Übertragungscharakteristik der Abbildung 3.30 (b) mit $\Delta V_{qg} = V_{th,H} - V_{th,L} = 1$ mV abgeschätzt und die Signalspannung V_s wurde auf den Wert von V_{qg} in die Mitte der Hysterese (also $V_s \rightarrow V'_s = V_{qg} - V_{qg,0}$) verschoben. Die Werte $V_{qg,0}$, die Standardabweichung σ_n und die Korrelationszeit τ_c wurden aus dem besten Fit mit $V_{qg,0} = -0,36853$ V, $\sigma_n = 0,29$ mV und $\tau_c = 0,28$ s für den H -Zustand bzw. $\sigma_n = 0,52$ mV und $\tau_c = 0,39$ s für den L -Zustand bestimmt (Abbildung 3.30 (d)).

Vergleicht man die Messungen für eine variable Barrier-Gate-Spannung mit denen einer variablen Quantengate-Spannung, so stellt man neben komplementären Verhalten fest, dass eine Änderung der mittleren Verweildauer für finite Änderung der Barrier-Gate-Spannung kleiner ist als diejenige für eine finite Änderung der Quantengate-Spannung. Dieser Effekt wird erklärbar, wenn man in Betracht zieht, dass aufgrund des größeren geometrischen Abstandes die kapazitive Kopplung zwischen dem Barrier-Gate und dem rechten Ast kleiner ist als zwischen den Ästen. Die daraus resultierenden unterschiedlichen Gate-Effektivitäten wurden in der obigen Beschreibung berücksichtigt, indem nun eine Änderung δV_{qg} einer Änderung δV_{barr} mit $\delta V_{barr} = -\beta \delta V_{qg}$ und $0 < \beta < 1$ entspricht. Die Signalspannung wird folglich zu $V_s \rightarrow V'_s = -\beta(V_{qg} - V_{qg,0})$. Der beste Fit an die experimentellen Daten wurde für $V_{qg,0} = -0,2950$ V und $\beta = 0,13$ erreicht. Folglich verschiebt eine Änderung δV_{barr} die Schwellspannung der Übertragungscharakteristik um den Wert $0,13 \times \delta V_{qg}$ entlang der V_{qg} -Achse. Dieses Ergebnis stimmt mit der beobachteten Verschiebung der Übertragungscharakteristik aus der Abbildung 3.30 (b) überein.

3.6.2 Stochastische Resonanz

Nach der Beschreibung der NABS-Effekte stellt sich nun die Frage, welches Verhalten die rauschaktivierte Y-Struktur bei einem angelegten externen periodischen

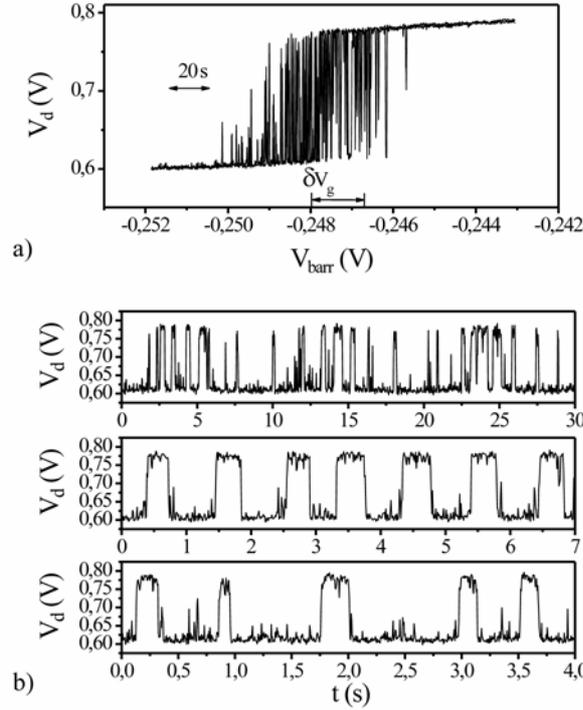


Abb. 3.31: a) Hysteresemessung mit variabler Barrier-Gatespannung V_{barr} , aufgenommen bei $T = 15$ K. Für die Beschaltung gilt: $V_{bias} = 1,7$ V, $V_{wp} = -0,06$ V, $V_{gr} = 2,2$ V und $V_{qg} = -0,247$ V. b) Zeitlicher Verlauf von V_d für drei unterschiedliche Frequenzen, oben: $f = 0,1$ Hz, Mitte: $f = 1,0$ Hz, unten: $f = 1,8$ Hz.

Signal zeigt. Eine Möglichkeit stochastische Resonanzeffekte zu analysieren, basiert auf der Auswertung der Verteilung $N(T)$ der mittleren Verweildauern der beiden Zustände in einem Doppelmuldenpotential und wird in der Referenz [GMS95] als *bona-fide Resonanz* dargestellt. Für ein nicht-moduliertes System zerfällt diese Verteilung exponentiell [PP02]. Dagegen ergibt sich bei einer angelegten Modulation eine Serie von Peaks bei ungeraden Vielfachen der halben Periodendauer T_ω , d.h. $T_P = (2n - 1)T_\omega/2$ mit $n = 1, 2, 3, \dots$. Weiterhin ist es ein charakteristisches Merkmal der stochastischen Resonanz, dass die Höhe der Peaks mit zunehmender Ordnung n exponentiell abnehmen.

Um den Effekt der stochastischen Resonanz zu messen, muss eine periodische Modulation dem statischen Signal überlagert werden. Zu diesem Zweck wurde V_{barr} als Eingangsstufe gewählt mit $V_{barr} = V_{barr,0} + \delta V_{barr} \sin(\omega t)$. Die entsprechende Übertragungscharakteristik ist in Abbildung 3.31 (a) gezeigt. V_{barr} wurde zwischen $V_{barr} = -0,243$ V (Startwert) und $V_{barr} = -0,252$ V gefahren mit einer Schrittgeschwindigkeit von $50 \mu\text{V/s}$ und einer Quantengatespannung $V_{qg} = -0,247$ V. Für eine periodische Modulation wurde $V_{barr,0}$ auf $-0,248$ V gesetzt. Ohne Modulation, d.h. $V_{barr} = V_{barr,0}$ ergeben sich die mittleren Verweildauern $T_H = (0,420 \pm 0,024)$ s und $T_L = (0,584 \pm 0,038)$ s. Für das modulierte Signal gilt weiterhin, $f = \omega/2\pi$ mit der Amplitude $\delta V_{barr} = 1,3$ mV.

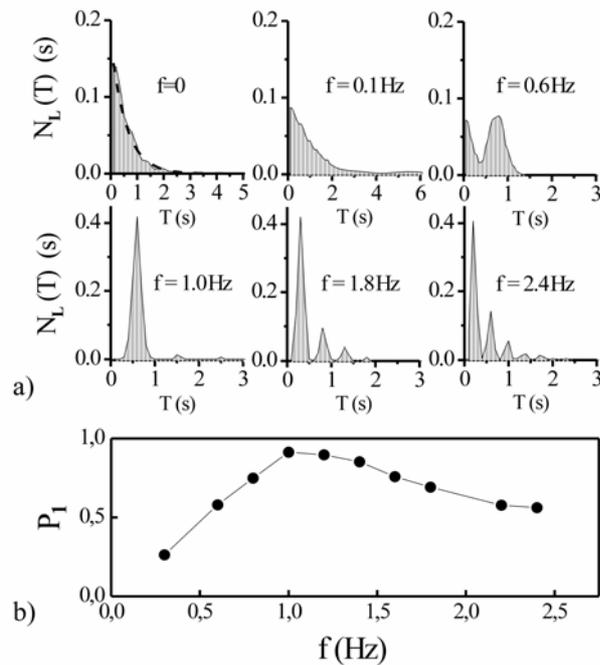


Abb. 3.32: a) Normierte Verteilung $N_L(T)$ der Verweildauern im unteren Zustand für fünf unterschiedliche Modulationsfrequenzen f . b) Der Verlauf der Fläche P_1 unter dem ersten Peak der Verweildauerverteilung $N_L(T)$ in Abhängigkeit der Frequenz f .

In der Abbildung 3.31 (b) ist V_d als Funktion der Zeit für unterschiedliche Anregungsfrequenzen ($f = 0,1$ Hz oberes Teilbild, $f = 1,0$ Hz mittleres Teilbild, $f = 1,8$ Hz unteres Teilbild) dargestellt. Für $f = 0,1$ Hz erkennt man während einer Modulationsperiode zahlreiche rauschaktivierte Übergänge. Dabei wird der L -Zustand bevorzugt angenommen. Dieser Effekt tritt ebenfalls ohne Modulation aufgrund von $T_L > T_H$ auf und kann auf eine asymmetrische Einstellung von $V_{barr,0}$ im Hinblick auf die Schwellen der bistabilen Übertragungscharakteristik zurückgeführt werden. Für $f = 1,0$ Hz wird die Synchronisation zwischen $V_d(t)$ und $V_{barr}(t)$ offensichtlich. Es tritt eine stochastische Resonanz mit einer Periodendauer von $T_\omega = 1/f$ in Erscheinung. Für Modulationen der Eingangsspannungen mit höheren Frequenzen wird ein Verlust der Synchronisation augenscheinlich. Für $f = 1,8$ Hz kann das System dem Modulationssignal nicht mehr folgen und verharrt im L -Zustand oftmals länger als eine Signalperiode, während das System den H -Zustand (ähnlich wie für $f=1,0$ Hz) nicht länger als eine halbe Periode annimmt.

Für eine quantitative Analyse der stochastischen Resonanz sind in Abbildung 3.32 (a) die normierten mittleren Verweildauern $N_L(T)$ für den L -Zustand mit und ohne externe Modulation gezeigt. In der Tat wird eine exponentielle Abnahme der Verteilung für $f = 0$ beobachtet (angezeigt im Graphen durch eine gestrichelte Linie), d.h. $N_L = \frac{1}{T_L} \exp[-\frac{T}{T_L}]$. Mit einer Modulation geht die exponentielle Abnahme in eine Peak-Verteilung über, wobei nun die Höhe der Peaks exponentiell abnimmt. Wie schon aus der Zeitreihe für $f = 1,0$ Hz zu erwarten ist, sind die Mehrzahl der Ereignisse auf den ersten Peak bei $T = T_1 = 0,6$ s begrenzt. Im Vergleich zum Dop-

pelmuldenpotential ist die Position dieses Peaks aufgrund von Asymmetrieeffekten zu geringfügig höheren Verweildauern verschoben. Die Synchronisation ist gegeben bei einer Modulationszeit, die sich ungefähr aus der Summe der Verweildauern T_H und T_L ergibt. Diese Beobachtung bestätigt die Skalenbedingung $T_\omega = 2T_K$ (siehe Abschnitt 2.8). Für eine kürzere Modulationszeit kann das System nicht immer dem Modulationssignal folgen und folglich erscheinen höhere Peaks in der Verteilung. Für Frequenzen weit unterhalb der optimalen Synchronisation wird das System durch den NABS-Hintergrund mit rein statistischen Übergängen zwischen L und H bestimmt.

Die Abbildung 3.32 (b) zeigt die Fläche P_1 unter dem ersten Peak für die Verweildauer T_1 als Funktion der Frequenz. Dabei ist P_1 definiert (siehe Abschnitt 2.8) über $P_1 = \int_{T_1 - \alpha T_\omega}^{T_1 + \alpha T_\omega} N_L(T) dT$ mit $\alpha = 0,2$. Das ausgeprägte Maximum bei $f \approx 1,0$ Hz verifiziert, dass NABS mittels eines periodischen Signals synchronisiert werden kann.

3.6.3 Spannungssensor auf der Basis von Verweildauerasymmetrien

Im Folgenden wird eine Methode vorgestellt, die es ermöglicht, NABS Effekte zu nutzen, um kompakte mesoskopische Sensoren auf der Basis von Verweildauerasymmetrien zu realisieren. Zu diesem Zweck wurde eine Detektionsmethode verwendet, die in der Literatur unter dem Namen "Noise Activated Nonlinear Dynamic Sensors" (NANDS) bekannt ist [GB02]. In einem bistabilen symmetrischen System, wie z.B. dem Doppelmuldenpotential sind die mittleren Verweildauern in beiden Zuständen, d.h. für beide Minima, im Mittel gleich groß. Falls jedoch eine Asymmetrie in das Potential durch ein unbekanntes externes Signal induziert wird, ergibt sich eine Differenz in den mittleren Verweildauern. Diese Differenz, die wiederum eine Funktion des externen Signals ist, kann zur Detektion des externen Signals genutzt werden. Das Signal kann hierbei sowohl ein elektrisches als auch ein magnetisches Feld sein.

Um das elektrische Feld der Quantengate-Spannung zu detektieren, wurde hierzu die Differenz der mittleren Verweildauern $\Delta T = T_H - T_L$ aus der Abbildung 3.30 (d) als Funktion der Quantengate-Spannung V_{qg} bestimmt. Das Ergebnis zeigt die Abbildung 3.33. Weiterhin wurde ΔT als Funktion der Abweichung $\epsilon_V = V_{qg} - V_{qg,0}$ (obere Abszisse der Abbildung 3.33) mit $V_{qg,0}$ der Wert der Quantengate-Spannung für $\Delta T = 0$ bestimmt. Für kleine Abweichungen ϵ_V ist ein linearer Zusammenhang zwischen V_{qg} und ΔT offensichtlich. Aus einem linearen Fit mit $V_{qg}(\Delta T) = V_{qg,0} + \alpha \Delta T$ zwischen $V_{qg} = -0,36820$ V und $V_{qg} = -0,36855$ V erhält man $V_{qg,0} = (0,3684 \pm 0,0352)$ V und $\alpha = (2,0978 \pm 0,1397)10^{-5}$ V/s. Der Einsatz der Abbildung 3.33 zeigt, dass der Standardfehler σ_V hinsichtlich der Bestimmung der Quantengate-Spannung für $V_{qg} = V_{qg,0}$ minimal wird und mit zunehmender Abweichung $|\epsilon_V|$ anwächst. Der Standardfehler σ_V dieser Messmethode ergibt sich aus dem Fehler der Ausgleichsgerade und dem Standardfehler $\sigma_{\Delta T} = \pm \sqrt{\sigma_{T_L}^2 + \sigma_{T_H}^2}$ von ΔT zu

$$\sigma_V = \frac{\sigma_{\Delta T}}{|S|} = \pm \frac{\sqrt{\sigma_{T_L}^2 + \sigma_{T_H}^2}}{|d(\Delta T)/d\epsilon_V|}. \quad (3.15)$$

Die Bestimmung der Quantengate-Spannung ist auf diese Weise für kleine Abweichungen von $V_{qg} = V_{qg,0}$ mit einer Genauigkeit besser als $\pm 0,1$ mV möglich.

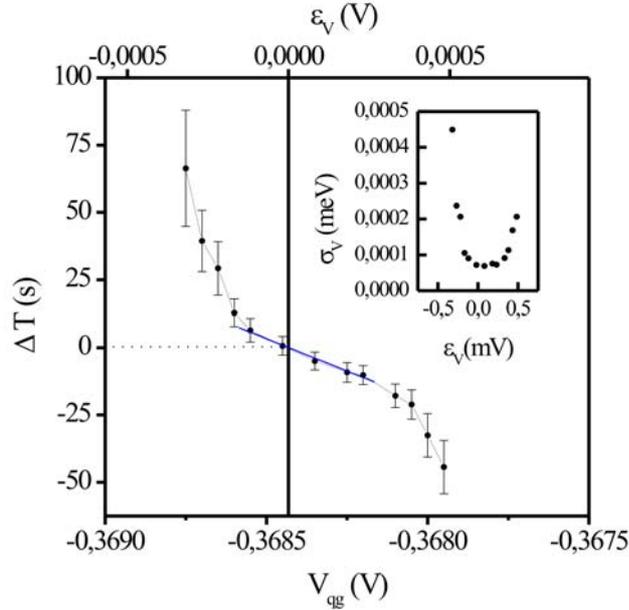


Abb. 3.33: Differenz in den mittleren Verweildauern $\Delta T = T_H - T_L$ in Abhängigkeit von V_{qg} . Einsatz: Der Standardfehler σ_V als Funktion der Spannungsabweichung ϵ_V . σ_V wird für $V_{qg} = V_{qg,0}$ minimal und wächst mit zunehmender Abweichung $|\epsilon_V|$ an.

3.6.4 Magnetfeldsensor auf der Basis von Verweildauerasymmetrien

Interessanterweise kann die NANDS-Methode auch auf Magnetfelder angewendet werden, wie die folgenden Untersuchungen zeigen werden. Abbildung 3.34 (a) zeigt die Ausgangsspannung V_d als Funktion des homogenen Magnetfeldes, das parallel zur Wachstumsrichtung der Probe angelegt und von -0,15 T nach 0,25 T und wieder zurück zum Startwert gefahren wurde. Der Arbeitspunkt des Y-Transistors wurde bei einer Temperatur von $T = 15$ K so eingestellt, dass sich bistabile Oszillationen in der Ausgangsspannung V_d für einen Bereich des Magnetfeldes nahe $B = 0$ beobachten ließen. Hierbei sind die Oszillationen im Bereich zwischen $B \approx -30$ mT und $B \approx 80$ mT besonders stark ausgeprägt. Für einen bestimmten Wert des Magnetfeldes beobachtet man, dass die beiden Zustände im Mittel gleich häufig auftreten. Eine Abweichung von diesem Magnetfeldwert führt zur einer Asymmetrie, d.h. zu einer Differenz in den mittleren Verweildauern. Mit Hilfe von Zeitreihen kann die Ausgangsspannung wie oben beschrieben digitalisiert werden und man erhält die mittleren Verweildauern (Abbildung 3.34 (b)). Daraus lässt sich die Differenz in den mittleren Verweildauern $\Delta T = T_H - T_L$ als Funktion des Magnetfeldes bestimmen (Abbildung 3.34 (c)). Wiederum beobachtet man eine lineare Abhängigkeit, diesmal zwischen B und ΔT , für kleine Abweichungen ϵ_B (obere Abszissenachse in der Abbildung 3.34 (c)). Ein linearer Fit mit $B(\Delta T) = B_0 + \beta \Delta T$ zwischen $B = -14$ mT und $B = 18$ mT liefert die Werte $B_0 = (25,89 \pm 0,25) \cdot 10^{-3}$ T und $\beta = (-27,00 \pm 0,69) \cdot 10^{-3}$ T/s. Das Standardfehler $\sigma_B = \sigma_{\Delta T} / |S| = \pm \sqrt{\sigma_{T_L}^2 + \sigma_{T_H}^2} / |d(\Delta T)/d\epsilon_B|$ wird im Einsatz der Abbildung 3.34 (c) gezeigt. Der Fehler ist minimal für $B = B_0$ und nimmt mit steigendem $|\epsilon_B|$ zu. Die Bestimmung des Magnetfeldes ist auf diese Weise für kleine

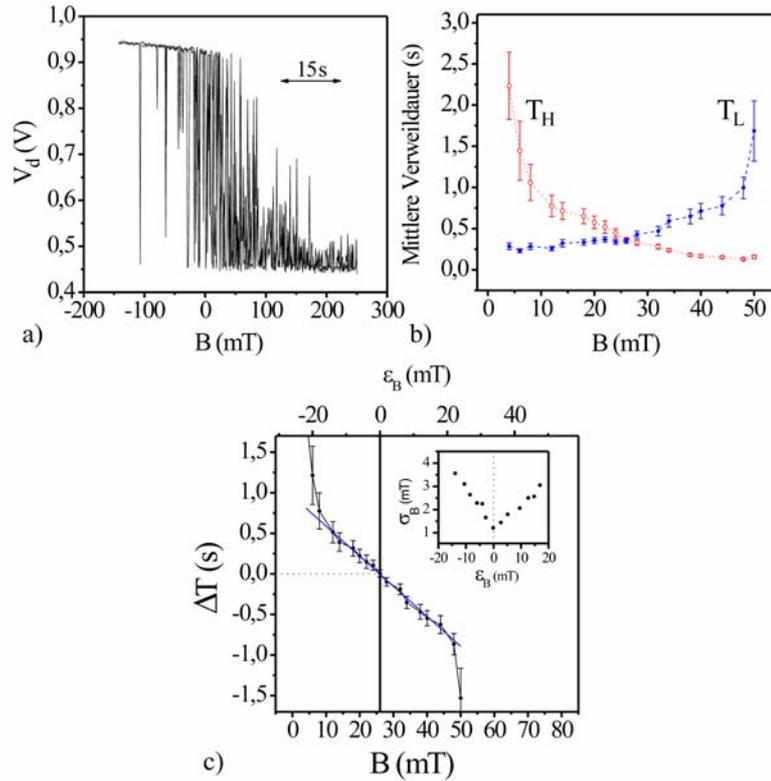


Abb. 3.34: a) V_d als Funktion des Magnetfeldes mit $V_{bias} = 1,3$ V, $V_{wp} = 0,05$ V, $V_{sdg} = 2,0$ V, $V_{qg} = -0,217$ V und $V_{barr} = -0,265$ V. b) Mittlere Verweildauern T_L und T_H als Funktion des Magnetfeldes B . c) Differenz ΔT der mittleren Verweildauern als Funktion des Magnetfeldes B . Die Größe ϵ_B ist definiert durch $\epsilon_B = B - B_0$ mit $\Delta T(B_0) = 0$. Einsatz: Standardfehler σ_B als Funktion von ϵ_B .

Abweichungen von $B = B_0$ mit einer Genauigkeit von ± 2 mT möglich.

Die Standardfehler der mittleren Verweildauern sind für eine gegebene Messzeit um so kleiner, je kleiner die mittleren Verweildauern sind, da in diesem Fall die Anzahl n_L bzw. n_H der Stichproben für den jeweiligen Zustand größer ist. Entwickelt man außerdem die Differenz zwischen den Gleichungen 3.13 und 3.14 bis zur ersten Ordnung $V_S \propto \epsilon_B$, dann kann nach Referenz [GB02] gezeigt werden, dass die Steigung S mit zunehmenden Standardfehler σ_n und abnehmender Korrelationszeit τ_c abnimmt. Folglich wird mit einer kleineren mittleren Verweildauer die Steigung S kleiner und somit die Magnetfeldbestimmung genauer.

3.7 Magnetfeld-Asymmetrie im nichtlinearen Transportbereich

Im folgenden Abschnitt werden Magnetfeld-Asymmetrien im nichtlinearen Transportbereich gemäß der Referenz [DSZ06] betrachtet. Nach der Onsager Theorie [Ons31, Cas45] ist der lineare Leitwert $G(\mathbf{B})$ eines Leiters, der in einer Zweipunkt-messung untersucht wird, eine gerade Funktion des Magnetfeldes, d.h.

$$G(\mathbf{B}) = G(-\mathbf{B}) . \quad (3.16)$$

Dies resultiert aus zwei generellen Prinzipien, nämlich aus der Zeitumkehrsymmetrie und aus dem positiven Vorzeichen der Entropiezunahme. Diese Relation gilt für alle nichtmagnetischen Systeme [DSZ06]. In einer Ein-Teilchen-Näherung bei einer Temperatur $T = 0$ kann die Gültigkeit der Gleichung 3.16 mit Hilfe der Landauer-Büttiker Formel gezeigt werden

$$G = \frac{e^2}{h} \sum_{ij} |T_{ij}(\mathbf{B})|^2 \quad (3.17)$$

mit der Zeitumkehrsymmetrie $T_{ij}(\mathbf{B}) = T_{ji}^*(-\mathbf{B})$. T_{ij} ist hierbei die Streumatrix zwischen den Elektronenkanälen bezeichnet mit i und j . Um die Gültigkeit der Gleichung 3.16 zu überprüfen, muss $\langle [G(\mathbf{B}) - G(-\mathbf{B})]^2 \rangle = 0$ für die mesoskopische Probe gezeigt werden. Die Klammern $\langle \dots \rangle$ geben hierbei an, dass über alle zufälligen Streupotentiale gemittelt wird.

Andererseits jedoch gibt es kein Prinzip, dass ungerade \mathbf{B} -Terme in der I-V-Charakteristik des mesoskopischen Leiters verbietet. Folgende Annahme einer nichtlinearen I-V-Charakteristik mit einem Term, der einen quadratischen Anteil in V besitzt, soll daher näher betrachtet werden

$$I_{nl} = V^2 [F_u(\mathbf{B}) + F_g(\mathbf{B})] \quad (3.18)$$

mit $F_u(\mathbf{B})$ und $F_g(\mathbf{B})$ als ungerade und gerade Funktionen in \mathbf{B} . Da \mathbf{B} ein axialer Vektor und die Stromdichte \mathbf{j} ein polarer Vektor ist, kann die Funktion $F_u(\mathbf{B})$ nur in nicht-zentrumsymmetrischen Medien einen von Null verschiedenen Wert annehmen. Weiterhin gilt, dass $F_u(\mathbf{B})$ verschwindet, falls keine Wechselwirkung zwischen Elektronen vorhanden ist. Diese Tatsache kann wiederum über die Landauer-Büttiker Formel gezeigt werden [DSZ06]. In der Tat wird der Gesamtstrom eine gerade Funktion von \mathbf{B} sein, falls keine Elektron-Elektron- oder Elektron-Phonon-Wechselwirkung vorhanden ist. Dabei setzt sich der Gesamtstrom aus Anteilen unterschiedlicher Elektronenenergien zusammen, die jeweils wiederum eine gerade Funktion von \mathbf{B} sind. Somit kann der Effekt von auftretenden Magnetfeld-Asymmetrien auf Elektron-Elektron- oder Elektron-Phonon-Wechselwirkung zurückgeführt werden.

Weiterhin konnte in den Referenzen [SB04, SZ04] gezeigt werden, dass in metallischen mesoskopischen Systemen, in denen alle Raumsymmetrien gebrochen sind, ein ungerader Magnetfeldbeitrag zur Gleichung 3.18 vorhanden ist, der selbst bei $T = 0$ nicht verschwindet. Diese Art der Magnetfeldasymmetrie konnte kürzlich experimentell bestätigt werden [ZMHG06, WSW⁺05, LSG⁺06, MTF⁺06, AZBD⁺07] und wird auf zufällige elektronische phasenkohärente Interferenzeffekte zurückgeführt. Man beobachtet daher von Probe zu Probe verschiedene zufällige spezifische Oszillationen des Stromes als Funktion des externen Magnetfeldes, der Temperatur und des elektrochemischen Potentials. Dieser charakteristische Effekt ist proportional zur Amplitude der Elektron-Elektron-Wechselwirkung. Eine Proportionalität zur Streurrate wird dabei nicht beobachtet. Eine qualitative Erklärung dieses Effektes lautet folgendermaßen [SZ04]: Die mesoskopischen Fluktuationen der Stromdichte, die linear in V sind, folgen aus der zufälligen Interferenz der Elektronenwellen entlang der verschiedenen diffusiven Wege durch die Probe. Obwohl der Gesamtstrom durch

die Probe eine gerade Funktion in \mathbf{B} ist, enthalten lokale Ströme einen Anteil, der ungerade in \mathbf{B} ist. Folglich existiert ein Anteil zur Elektronendichte $\Delta n(\mathbf{r}, V, \mathbf{B})$ der proportional zu V und ungerade in \mathbf{B} ist. Ist zusätzlich Spin-Orbit Streuung vorhanden, dann induziert die Spannung V auch lokale Fluktuationen in der Spindichte $\Delta \mathbf{S}(\mathbf{r}, V, \mathbf{B})$. Diese Nicht-Gleichgewichts-Dichten erzeugen ein zusätzliches fluktuierendes Potential aufgrund von Elektron-Elektron-Wechselwirkungen

$$\Delta \Phi(\mathbf{r}, V, \mathbf{B}) = \beta_{eff}^{(1)} \Delta n(\mathbf{r}, V, \mathbf{B}) \quad (3.19)$$

sowie ein zusätzliches Austausch-Magnetfeld

$$\mathbf{h}(\mathbf{r}, V, \mathbf{B}) = \beta_{eff}^{(2)} \Delta \mathbf{S} , \quad (3.20)$$

wobei die Konstanten $\beta_{eff}^{(1,2)}$ die Konstanten der Wechselwirkung darstellen. Man kann somit eine Änderung der linearen Leitfähigkeit einer Probe, d.h.

$$\Delta G = G(\{\Phi(\mathbf{r} + \Delta \Phi(\mathbf{r})), \mathbf{h}(\mathbf{r})\}) - G(\{\Phi\}) , \quad (3.21)$$

berechnen, die über eine Änderung des Potentials nach Gleichung 3.19 verursacht wird. Man erhält somit den Ausdruck für die nicht-lineare I-V-Charakteristik

$$I_{nl} = \Delta G(V, \mathbf{B}, \{\Delta \Phi(\mathbf{r}, V, \mathbf{B}), \mathbf{h}(\mathbf{r}, V, \mathbf{b})\}) V . \quad (3.22)$$

Entwickelt man diesen Ausdruck hinsichtlich $\Delta \Phi(\mathbf{r})$ und $\mathbf{h}(\mathbf{r})$, so erhält man wieder Gleichung 3.18.

Im Folgenden werden Magnetfeld-Asymmetrien in Quantendrähten im nichtlinearen Transportbereich vorgestellt. Diese Asymmetrien werden im Regime der schwachen Lokalisierung [AALR79, AAR79, AKLL80, Bv88, Ber83] auf lokale Rückstreuungen im 1D-Kanal zurückgeführt. Der absolute Wert des antisymmetrischen Leitwertes fluktuiert von Probe zu Probe. Der Effekt der Magnetfeld-Asymmetrie ist stabil und nimmt erst für höhere Vorwärtsspannungen oder Temperaturen wieder ab. Den lokal fluktuierenden Streupotentialen wird ein planares elektrisches Feld überlagert, über welches die Art der Streuung, d.h. ob diffusiv oder spiegelnd, an den Kanalseiten beeinflusst werden kann. Auf diese Weise wird die Rückstreuung der Elektronen im Kanal und damit die Magnetfeld-Asymmetrie gesteuert. Es ist sogar möglich, die Symmetrie $G(B) = G(-B)$ wiederherzustellen.

3.7.1 Magnetfeld-Asymmetrien in Quantendrähten

Ein elektronenmikroskopisches Bild sowie die verwendete Beschaltung eines untersuchten Quantendrahtes ist in der Abbildung 3.35 (a) dargestellt. 170 nm breit und 90 nm tief geätzte Gräben isolieren die Side-Gates vom Quantendraht-Kanal. Der Messwiderstand beträgt $R = 10 \text{ k}\Omega$. Die Messungen wurden bei Heliumtemperatur durchgeführt. Die Abbildung 3.35 (a) zeigt die nichtlineare DC-Leitfähigkeit $G = I/V$ für verschiedene Vorwärtsspannungen zwischen 2,5 mV und 100 mV als Funktion des Magnetfeldes, welches von -1,0 T nach 1,0 T gefahren wurde. Für die angelegten Vorwärtsspannungen erstreckt sich der Spannungsabfall V am Kanal zwischen 1,9 mV und 79 mV. Beide Side-Gate-Spannungen wurden hierbei konstant auf 0,4 V gesetzt. Für kleine Vorwärtsspannungen und verschwindender Magnetfeldstärke weist die Leitfähigkeit ein ausgeprägtes Minimum auf. Dieses Minimum

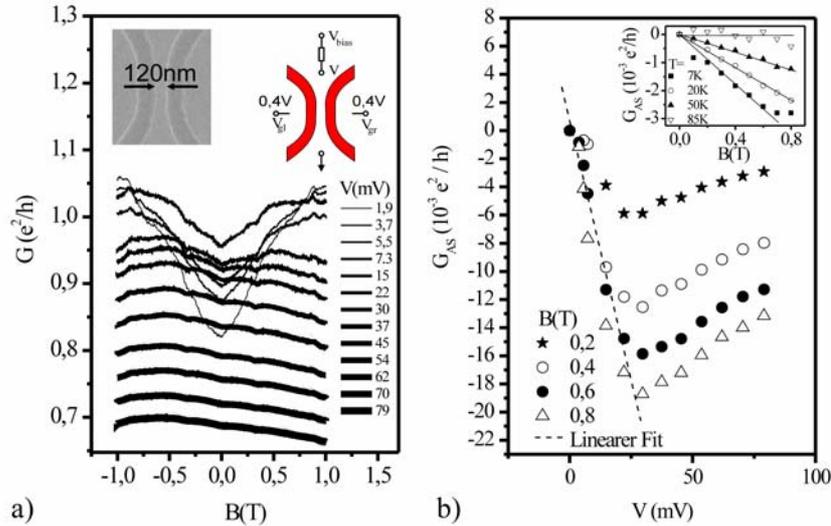


Abb. 3.35: a) Darstellung des DC-Leitwerts $G = I/V$ als Funktion des Magnetfeldes für Spannungen V zwischen 1,9 mV und 79 mV. Man beobachtet eine Magnetfeld-Asymmetrie $G(-B) > G(+B)$. Linker Einsatz: Elektronenmikroskopische Aufnahme eines untersuchten Quantendrahtes. Rechter Einsatz: Schematische Darstellung der Beschaltung. b) Auswertung der Magnetfeld-Asymmetrie $G_{AS} = \frac{1}{2}(G(B) - G(-B))$ als Funktion der Spannung V für verschiedene konstante Magnetfelder zwischen 0,2 T und 0,8 T. Der negative Wert der Asymmetrie steigt zunächst kontinuierlich an und nimmt für alle Kurven bei ca $V = 22$ mV wieder ab. Einsatz: $G_{AS}(B)$ für verschiedene Temperaturen im Bereich von $T = 7 \dots 85$ K. Der negative Wert von G_{AS} nimmt mit zunehmender Temperatur ab.

kann auf den Effekt der schwachen Lokalisierung, d.h. auf phasenkohärente Interferenzen von Elektronenwellen in 1D-Strukturen, zurückgeführt werden. Mit zunehmender Vorwärtsspannung lassen sich vier Effekte beobachten:

- Die absolute Leitfähigkeit $G(B = 0)$ nimmt zunächst zwischen $V = 1,9$ mV und $V = 7,3$ mV zu.
- Die gesamten Kurvenverläufe werden anschließend ab $V = 7,3$ mV zu niedrigeren Werten der Leitfähigkeit verschoben.
- Der Effekt der schwachen Lokalisierung nimmt ab und verschwindet bei $V \approx 30$ mV.
- Eine Magnetfeld-Asymmetrie $G(-B) > G(+B)$ tritt im beobachteten Magnetfeldbereich in Erscheinung.

Die ersten beiden Punkte können mittels der Theorie nach Hornsey et al. [HMCA95] erklärt werden. Demnach nimmt die Leitfähigkeit bei kleinen Strömen zu, weil die Potentialbarriere im Kanal mit zunehmender Drain-Spannung aufgrund des DIBL (drain-induced-barrier-lowering [Sze02]) kleiner wird, und somit die effektive Kanalweite zunimmt. Mit zunehmendem Strom wird diese Potentialabnahme jedoch durch

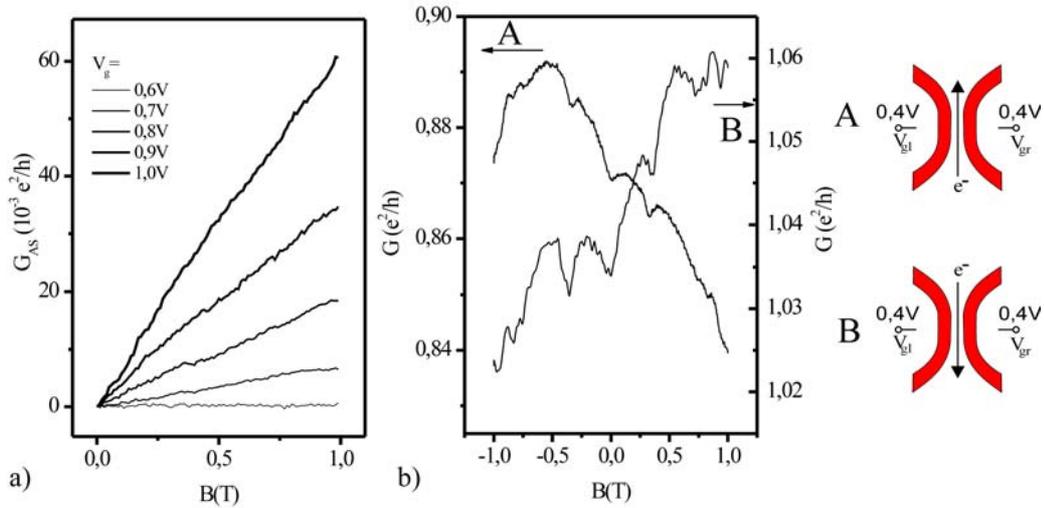


Abb. 3.36: a) $G_{AS}(B)$ für verschiedene symmetrische Side-Gate-Einstellungen $V_{gl} = V_{gr} = V_g$. Die Asymmetrie ist klein für niedrige Side-Gatespannungen. b) Darstellung der Kanalleitfähigkeit für beide möglichen Stromrichtungen (Konfiguration A und Konfiguration B) als Funktion des Magnetfeldes. Der Verlauf der Kurven im Magnetfeld ist gegensätzlich.

eine erhöhte Elektronenstreuung im Kanal kompensiert. Die Leitfähigkeit nimmt wieder ab. Der dritte Punkt wird verständlich, wenn man berücksichtigt, dass die für die schwache Lokalisierung notwendigen Interferenzeffekte zwischen einzelnen Störstellen im Kanal durch Heizungs- und Nicht-Gleichgewichtseffekte gestört werden [vvHA86, LBC⁺97].

Im Folgenden soll nun die beobachtete Magnetfeld-Asymmetrie $G_{AS} = \frac{1}{2}(G(B) - G(-B))$ und deren Steuerung näher untersucht werden. Zunächst wird G_{AS} als Funktion der Spannung V für verschiedene konstante Magnetfelder betrachtet (Abbildung 3.35 (b)). Interessanterweise ist G_{AS} für alle gezeigten Magnetfelder bis zu einem kritischen Wert in einer ersten Näherung unabhängig von der Spannung V . Ab dieser kritischen Spannung nimmt G_{AS} jedoch wieder stark ab. Das Auftreten einer kritischen Spannung wurde für verschiedene Bauteile beobachtet, wie z.B. für chirale Systeme [RFW01], Carbon-Nanoröhrchen [WSW⁺05] und Quantendots [ZMHG06]. In Quantendots liegt diese Spannung z.B. bei $V_c \approx 14 \mu\text{V}$. Hier jedoch wird eine kritische Spannung beobachtet, die 22 mV beträgt. Eine ähnliche Abnahme der Asymmetrie wurde bei einer Erhöhung der Temperatur festgestellt: Der Einsatz der Abbildung 3.35 (b) zeigt G_{AS} für verschiedene Temperaturen zwischen $T = 7 \dots 85 \text{ K}$ für $V = 10 \text{ mV}$ und $V_{gl} = V_{gr} = 0,1 \text{ V}$. Beispielsweise nimmt für $B = 0,4 \text{ T}$ G_{AS} von $-1,83 \cdot 10^{-3} e^2/h$ auf $-0,04 \cdot 10^{-3} e^2/h$ ab, wenn die Temperatur von 7 K auf 85 K erhöht wird.

Die Magnetfeld-Asymmetrie wurde für eine Serie von Quantendrähten, die aus demselben Wafermaterial hergestellt wurden, beobachtet. Dabei wurden Fluktuationen in der Größe des Asymmetriewertes festgestellt. Weiterhin zeigt das Ergebnis der Abbildung 3.36 (a), dass G_{AS} für höhere Side-Gatespannungen zunimmt. G_{AS} ist hier-

bei als Funktion von B für verschiedene Side-Gatespannungen mit $V_{gl} = V_{gr} = V_g$ dargestellt. Der Quanten-Draht ist leitfähig für ca. $V_g = 0,55$ V. Nahe dieser Schwelle ist G_{AS} verschwindend klein im gesamten Magnetfeldbereich. Hingegen erreicht G_{AS} einen Wert von $60 \cdot 10^{-3} e^2/h$ für $V_g = 1,0$ V. Dieses Ergebnis weist auf die Kanalränder als den Ursprung der Magnetfeld-Asymmetrie hin. Für höhere Gate-Spannungen entspricht die effektive elektrische Kanalweite der geometrischen. In diesem Fall eines geöffneten Quantendrahtes können die Elektronen dem Rand des Drahtes nahe kommen. Im Gegensatz dazu reduzieren niedrige Gate-Spannungen die effektive Kanalweite und die Elektronbewegung wird auf das Zentrum des Drahtes begrenzt.

Die Kanalleitfähigkeit für beide möglichen Stromrichtungen im Draht (Konfiguration A und Konfiguration B) zeigt die Abbildung 3.36 (b) für $V = 37$ mV und $V_{gl} = V_{gr} = 0,4$ V. Man beobachtet einen gegensätzlichen Verlauf: Während die Leitfähigkeit in der Konfiguration A mit anwachsendem Magnetfeld (von - nach +) abnimmt, nimmt sie in der Konfiguration B zu. Berücksichtigt man, dass für ein konstantes Magnetfeld, senkrecht zur Bewegungsrichtung der Elektronen, eine Umkehr der Stromrichtung eine Richtungsumkehr der Lorentzkraft bewirkt, so kommt man zu dem Schluss, dass die beobachtete Änderung der Magnetfeldasymmetrie aufgrund der Stromrichtungsänderung aus einer Anisotropie der Rückstreuung folgen muss. Diese Anisotropie kann wiederum auf Asymmetrien der Berandung des Kanals zurückgeführt werden. Daher stellt sich die Frage, ob eine Änderung des planaren elektrischen Feldes senkrecht zum Quantendraht auch die Anisotropie und damit die Rückstreuung im Kanal und letztlich die beobachtete Asymmetrie beeinflussen könnte. Dies wird im nächsten Abschnitt untersucht.

3.7.2 Steuerung der Asymmetrie und Wiederherstellung der Symmetrie

Bisher wurde keine Variation der Side-Gate-Spannungen durchgeführt, d.h. im Folgenden wird untersucht, ob es möglich ist, die beobachtete Magnetfeld-Asymmetrie des mesoskopischen Systems über ein planares elektrisches Feld, das senkrecht zum Magnetfeld und zum Elektronenfluss steht, zu steuern. Zu diesem Zweck liegt an einem Side-Gate ein höheres elektrochemisches Potential als am gegenüberliegenden an, wobei stets die DC-Leitfähigkeit als Funktion des Magnetfeldes gemessen wird. Daraufhin werden die elektrochemischen Potentiale an den Side-Gates vertauscht und die Messung wird wiederholt (Abbildung 3.37 (a)). In beiden komplementären Konfigurationen des planaren Feldes mit $V_{gl} = 0,1$ V und $V_{gr} = 0,4$ V (Konfiguration 1, linke y-Achse) bzw. $V_{gl} = 0,4$ V und $V_{gr} = 0,1$ V (Konfiguration 2, rechte y-Achse) beschränkt sich die DC-Leitfähigkeit im untersuchten Magnetfeldbereich ungefähr auf das Intervall $0,20 \dots 0,25 e^2/h$, wobei die Kurven einen gegensätzlichen Verlauf zeigen. Die $G(B)$ -Abhängigkeit der Konfiguration 1 nimmt von $0,226$ auf $0,243 e^2/h$ zu (linke Achse), während die der Konfiguration 2 von $0,220$ auf $0,203 e^2/h$ (rechte Achse) abnimmt. Um diesen Effekt des planaren elektrischen Feldes näher zu analysieren, wurde die Spannung am rechten Side-Gate konstant auf $0,4$ V gesetzt und am linken zwischen $0,4$ V und $0,1$ V variiert (Abbildung 3.37 (b)). Aufgrund des Feldeffektes wird eine Erniedrigung von V_{gl} die Kanalleitfähigkeit verringern; dabei wird ein linearer Zusammenhang $G_{B=0}(V_{gl})$ beobachtet (siehe Angabe

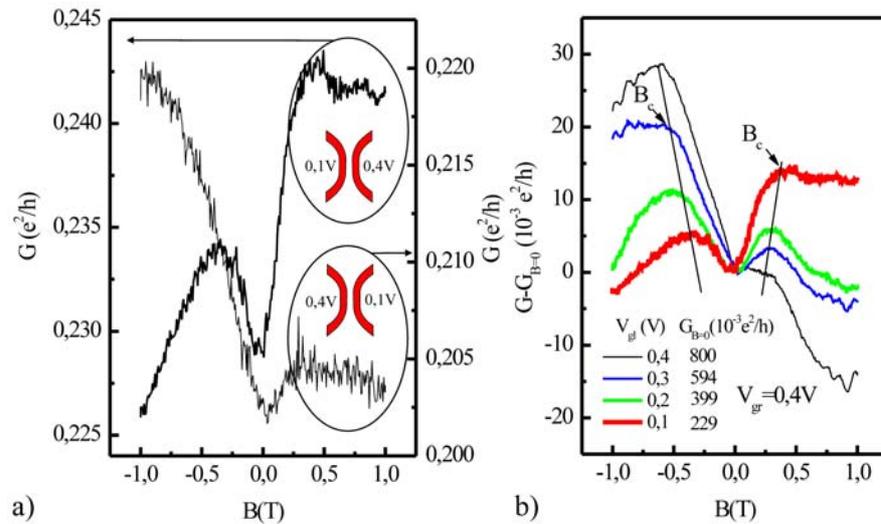


Abb. 3.37: a) Darstellung des Leitwertes für zwei gegensätzlich orientierte planare elektrische Felder. Beide Kurven zeigen eine Asymmetrie bezüglich B , doch ihr Verlauf ist gegensätzlich. b) Untersuchung der um den Wert $G(B = 0)$ reduzierten Leitfähigkeit $G - G_{B=0}$ als Funktion des Magnetfeldes für verschiedene Side-Gate-Spannungen V_{gl} . V_{gr} liegt konstant auf $0,4\text{ V}$. Die Magnetfeld-Asymmetrie kann über das linke Side-Gate gesteuert werden.

in der Legende von Abbildung 3.37 (b)). Um eine Änderung der Asymmetrie für verschiedene Side-Gate-Spannungen V_{gl} zu untersuchen, wird der Wert $G_{B=0}$ von der magnetfeldabhängigen Leitfähigkeit $G(B)$ abgezogen. Man erkennt, dass für eine Abnahme von V_{gl} der Wert $G - G_{B=0}$ für negative Magnetfelder ab- und für positive zunimmt.

Als Zwischenergebnis kann festgehalten werden: Über das planare elektrische Feld der Side-Gates kann die Magnetfeld-Asymmetrie des untersuchten mesoskopischen Systems gesteuert werden. Aus diesem Grund ist es interessant, die Magnetfeld-Asymmetrie als Funktion des Magnetfeldes und des planaren elektrischen Feldes zu betrachten. In der Abbildung 3.38 (a) ist G_{AS} als Funktion von B für Side-Gate-Spannungen $V_{gr} = 0,4\text{ V}$ und $V_{gl} = 0,4\text{ V} \dots 0,1\text{ V}$ dargestellt. Für das entsprechende planare elektrische Feld für $V_{gl} = V_{gr} = 0,4\text{ V}$ verläuft G_{AS} linear bis ungefähr $0,6\text{ T}$. Der Abbruch dieser Linearität wird stark zu kleineren Magnetfeldern verschoben, wenn das planare elektrische Feld zunimmt (d.h. $V_{gl} \rightarrow 0,1\text{ V}$). Ein weiteres sehr interessantes Ergebnis zeigt die Abbildung 3.38 (b). G_{AS} ist hier als Funktion von V_{gl} für den Bereich kleiner Magnetfelder dargestellt. Auch hier ist ein linearer Zusammenhang offensichtlich für alle gezeigten Magnetfelder. Dabei nimmt G_{AS} für $V_{gl} = 0,3\text{ V}$ und $V_{gl} = 0,4\text{ V}$ negative und für $V_{gl} = 0,1\text{ V}$ positive Werte an. Weiterhin wird die Magnetfeld-Asymmetrie für $V_{gl} = 0,22\text{ V}$ nahezu kompensiert. Demzufolge wird eine kontrollierbare Wiederherstellung der Symmetrie im $G(B)$ -Raum beobachtet.

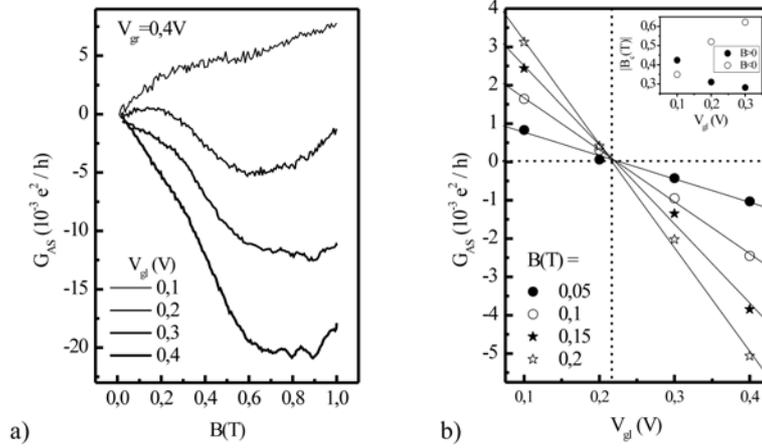


Abb. 3.38: a) Die Magnetfeld-Asymmetrie G_{AS} als Funktion des Magnetfeldes für den zu untersuchenden V_{gl} -Bereich. G_{AS} ist z.B. für $V_{gl} = 0,4$ V im gesamten B -Bereich negativ, für $V_{gl} = 0,1$ V jedoch durchwegs positiv. b) Darstellung von G_{AS} als Funktion von V_{gl} für den Bereich kleiner Magnetfelder. Die Magnetfeld-Asymmetrie wird für $V_{gl} = 0,216$ V nahezu kompensiert. Einsatz: Das kritische Magnetfeld B_c als Funktion der linken Side-Gate-Spannung. B_c ist ein Maß für den magnetischen Fluss, der durch die Rückstreutrajektorien eingeschlossen wird.

3.7.3 Das Modellbild der Side-Gate kontrollierten Magnetfeld-Asymmetrie in Quantendrähten

Mittels eines semiklassischen Modells soll nun die Magnetfeld-Asymmetrie und ihre Steuerung über Side-Gates erklärt werden. Im Gegensatz zu einem 2DEG sind die Elektronenzustände in einem eindimensionalen Quantendraht stark durch die Geometrie beeinflusst, insbesondere dann, wenn die Ausdehnung der Landaulevel die Fläche übersteigt, die dem elektromagnetischen Confinement zur Verfügung steht.

Im Folgenden wird eine freie Elektronenbewegung in x -Richtung und ein magneto-elektrisches Begrenzungspotential in y -Richtung angenommen. Die geometrische Weite des Kanals sei W . Vernachlässigt man zunächst das planare elektrische Feld und geht von einem parabolischen elektrischen Begrenzungspotential $V_0(y) = \frac{m^*}{2} \omega_0^2 y^2$ aus, so sind die Wellenfunktionen in x -Richtung ebene Wellen und in y -Richtung verschobene Oszillatorfunktionen. Schaltet man nun das Magnetfeld ein, dann ergibt sich in einem schmalen Kanal mit einer freien Elektronenbewegung in x -Richtung und einem magneto-elektrischen Begrenzungspotential in y -Richtung der Hamiltonoperator in Landau-Eichung zu

$$H = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{m^* \omega_c^2}{2} (y - y_0)^2 + V_0(y) \quad (3.23)$$

mit der effektiven Elektronenmasse m^* , der Zyklotronfrequenz der Elektronen im externen Magnetfeld $\omega_c = eB/m^*$ und dem Wellenvektor k_x in x -Richtung. Der Ortserwartungswert y_0 einer Wellenfunktion im Zustand $|k_x\rangle$ in y -Richtung bezogen auf die Mitte des Quantendrahtes ergibt sich aus der magnetischen Länge $l_B = \sqrt{\hbar/eB}$, der Hybridfrequenz $\tilde{\omega} = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_c^2}$ und der entsprechenden Hybridlänge

$\tilde{l} = \sqrt{\hbar/m^*\tilde{\omega}}$ zu

$$y_0 = \frac{\tilde{l}^4}{l_B^2} k_x = l_B^2 \frac{\omega_c^2}{\omega_0^2 + \omega_c^2} k_x. \quad (3.24)$$

Beschränkt man sich nun auf den Fall kleiner Magnetfelder, d.h. $\omega_c < \omega_0$, dann erhält man für den Ortserwartungswert eine lineare Funktion in B mit

$$y_0 = \frac{\hbar e k_x}{(m^* \omega_0)^2} B. \quad (3.25)$$

Ein planares elektrisches Feld im Kanal senkrecht zur Elektronenbewegung ergibt sich aus $V_{gl} \neq V_{gr}$. Überlagert man nun dem Begrenzungspotential das planare Feld, das in erster Näherung als linear angenommen wird, so erhält man ein modifiziertes effektives Potential der Form $\Phi_{eff}(y) = \Phi_0(y) + \Phi_{Side-Gate}(y)$ mit

$$\Phi_{Side-Gate} = \frac{e(V_{gl} - V_{gr})}{W} y + \Phi_{y=0}. \quad (3.26)$$

Auf diese Weise verschiebt sich das Begrenzungspotential aufgrund des Feldeffektes in y -Richtung. Dies ist in der Abbildung 3.39 dargestellt. Die Unterkante des elektrostatischen Potentials Φ_{eff} wird für $V_{gl} > V_{gr}$ mehr zur linken und für $V_{gl} < V_{gr}$ mehr zur rechten Kanalseite verschoben. Dadurch können Kanalelektronen je nach Einstellung des planaren Feldes auf der einen Seite des Kanals auf Streuzentren der Berandung des nasschemisch geätzten Wellenleiters stoßen, während sie auf der gegenüberliegenden Seite mit keinen oder nur wenigen entsprechenden Streuzentren kollidieren, da das planare elektrische Feld den Abstand der Kanalelektronen zu letzteren Streuzentren der Berandung vergrößert.

Folglich ist abhängig von der Magnetfeldrichtung und der Orientierung des planaren elektrischen Feldes die Rückstreuung im Kanal eine Funktion der y -Koordinate und wird maximal am linken bzw. rechten Kanalrand. Dabei wird angenommen, dass diese Rückstreuung durch Streuzentren in der Nähe der geätzten Kanalbegrenzungen bedingt ist. Diese Annahme wird dadurch bestärkt, dass das kritische Magnetfeld B_c , ab welchem schwache Lokalisierung einsetzt (angezeigt durch gerade Linien und Pfeile im Einsatz der Abbildung 3.37 (b)), für beide Magnetfeldrichtungen unterschiedlich ausfällt. Hierbei ist B_c ein Maß für den mittleren magnetischen Fluss, der durch die Rückstreutrajektorien eingeschlossen wird [NTN⁺90, Bv91]. Eine Änderung in B_c durch das planare elektrische Feld bedeutet eine Änderung in den Rückstreutrajektorien. Insbesondere nimmt mit einer Zunahme der Streuzentren der absolute Wert von B_c ab. Die Abhängigkeit des absoluten kritischen Feldes $|B_c|$ von der linken Side-Gate-Spannung ist im Einsatz der Abbildung 3.38 (b) gezeigt. Das kritische Magnetfeld B_c nimmt für $B > 0$ ab und für $B < 0$ zu, wenn die Spannung V_{gl} erhöht wird. Das bedeutet für diesen Quantendraht, dass für $B > 0$, d.h. für eine Elektronenablenkung zum linken Kanalrand, eine Reduzierung der Spannung V_{gl} die Zahl der Streuzentren verkleinert. Für $B < 0$ hingegen wird die Elektronenrückstreuung im Kanal mit abnehmender Spannung V_{gl} erhöht. Berücksichtigt man, dass eine kleinere Spannung am linken Side-Gate Elektronen mehr zum rechten Kanalrand verschiebt, so werden Streuzentren an diesem Rand zu Rückstreueffekten führen. Andererseits wird so die Rückstreuung am linken Rand reduziert, da dort das Begrenzungspotential über das planare elektrische Feld elektrostatisch erzeugt wird und der Einfluss des linken Randes und dessen Streuzentren

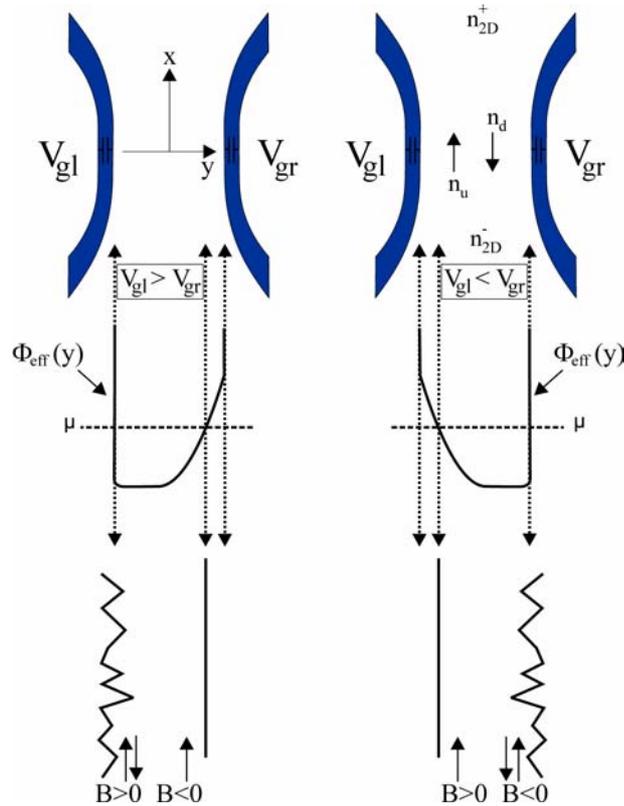


Abb. 3.39: Schematische Darstellung von $\Phi_{eff}(y)$ im Quantendraht für zwei komplementäre planare elektrische Felder. Links gilt $V_{gl} > V_{gr}$ und Elektronen werden für das angegebene elektrochemische Potential für positive Magnetfelder am linken Kanalrand zurückgestreut, während die Transmission für negative Magnetfelder zunimmt. Über Φ_{eff} werden am rechten Kanalrand mögliche Streupotentiale reduziert. Im rechten Bild gilt $V_{gl} < V_{gr}$. Hier gilt Analoges, nur tritt nun vermehrt Rückstreuung am rechten Rand auf, während am linken Rand die Zahl der Streuzentren über die Einstellung von Φ_{eff} klein ist.

auf die Kanalelektronen geringer ausfällt. Es ist bekannt, dass bei Gate-Elektroden die spiegelnde Streuung überwiegt [vWM⁺88].

Die linke Hälfte der Abbildung 3.39 verdeutlicht die Einstellung $V_{gl} > V_{gr}$, d.h. das effektive elektrostatische Potential ist zur linken Seite verschoben. Eine magnetische Ablenkung der Elektronen zur linken Kanalseite ($B > 0$) bewirkt dort eine höhere Rückstreuung (angezeigt durch Pfeile) als eine magnetische Ablenkung zur rechten Seite $B < 0$, da das effektive Potential die Elektronen vom rechten Kanalrand abschirmt. Somit zeigt die Leitfähigkeit für ein vorhandenes planares elektrisches Feld ein asymmetrisches Verhalten bei einer Magnetfeldumkehr, d.h. $G(+B) \neq G(-B)$. Eine Umkehr des planaren elektrischen Feldes erzeugt eine asymmetrische Komponente der Leitfähigkeit, indem die Rückstreuung auf der rechten Kanalseite verstärkt und auf der linken abgeschwächt wird (rechte Hälfte der Abbildung 3.39). Ein nicht verschwindender Wert G_{AS} für symmetrische Side-Gate-Spannungen $V_{gl} = V_{gr}$ lässt sich schließlich auf eine ungleiche Anzahl von Streuzentren an beiden Kanalrändern zurückführen. Angenommen am linken Kanalrand überwiegt die Zahl der Streuzentren im Vergleich zum rechten Rand, so wird eine negativere Side-Gate-Spannung

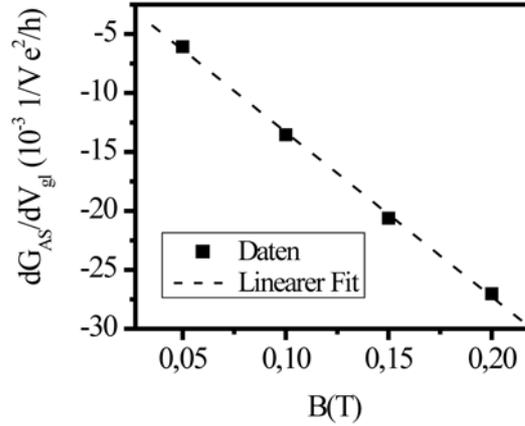


Abb. 3.40: dG_{AS}/dV_{gl} als Funktion von B bestimmt aus den Daten der Abbildung 3.38 (b).

am linken Gate das effektive Potential mehr zur rechten Seite verschieben, was wiederum links die Zahl der Streuzentren reduziert. Auf diese Weise ist es möglich, dass ein planares elektrisches Feld den Asymmetrie-Effekt unterdrücken oder sogar umkehren kann. Das Modell berücksichtigt so auch die Beobachtung, dass die Asymmetrie mit zunehmender Gatespannung anwächst, da die Zahl der Elektronen in der Nähe von aktiven Streuzentren zunimmt.

Basierend auf der Theorie von Yacoby [YSW⁺96] kann die Magnetfeld-Asymmetrie quantitativ erfasst werden. Dazu werden lokale Elektronendichten für die *up* und *down* Richtungen der Elektronenbewegung eingeführt (dargestellt im Modellbild der Abbildung 3.39) mit $n_u(x)$ und $n_d(x)$. Diese Elektronenbewegung und schließlich die Elektronendichten hängen von zwei Streuraten ab, nämlich Γ_{1D} und Γ_{2D} , die die Streuraten im 1D Kanal, wenn ein *up*-Elektron in ein *down*-Elektron (und umgekehrt) gestreut wird, bzw. im 2D-Reservoir zwischen dem 2DEG und den *up/down*-Elektronen beschreiben. Zusätzlich wird nun der Effekt eines Magnetfeldes auf die Rückstreuung durch einen Parameter p berücksichtigt. So wird für *up*-Elektronen bei $V_{gl} = V_{gr}$ und $B > 0$ die Rückstreuung an der linken Kanalseite durch den Term $\Gamma_{1D}(1+p)$ erhöht und für *down*-Elektronen auf der rechten Kanalseite mit $\Gamma_{1D}(1-p)$ erniedrigt. Löst man die stationären Boltzmann-Gleichungen für die *up*-Elektronen in Kontakt mit der Elektronenkonzentration n_{2D}^- des 2DEGs im Source-Reservoir $v_u \frac{\partial n_u}{\partial x} = n_{2D}^- \Gamma_{2D} + n_d \Gamma_{1D}(1-p) - n_u(\Gamma_{2D} + \Gamma_{1D}(1+p))$ sowie für die *down*-Elektronen in Kontakt mit der Elektronenkonzentration n_{2D}^+ des 2DEGs im Drain-Reservoir $v_d \frac{\partial n_d}{\partial x} = n_{2D}^+ \Gamma_{2D} + n_u \Gamma_{1D}(1+p) - n_d(\Gamma_{2D} + \Gamma_{1D}(1-p))$ und benutzt die klassische Stromkorrelation $I = env$ mit der Fermi-Geschwindigkeit $v \approx v_u \approx -v_d$, dann erhält man die Leitfähigkeitsreaktion $G(B) = G_0(1/(1 + 2\Gamma_{1D}/\Gamma_{2D}) + 4p/(2 + \Gamma_{2D}/\Gamma_{1D}))$ mit der Leitfähigkeit G_0 für $B = 0$ und einer verschwindenden Rückstreuung im Kanal. Nimmt man für kleine Magnetfelder weiterhin eine lineare Beziehung zwischen p und den elektrischen und magnetischen Feldern an, d.h. $p \approx \alpha(B \cdot V \cdot \Delta V_{gl})$ (mit der Proportionalitätskonstante α), dann kann die lineare Abhängigkeit der Magnetfeld-Asymmetrie vom Magnetfeld, von der Spannung V und vom lateralen elektrischen

Feld gut wiedergegeben werden, d.h. $G_{AS} = \frac{4G_0\alpha}{(2+\Gamma_{2D}/\Gamma_{1D})} B \cdot V \cdot \Delta V_{gl}$. Für $B = 0$, $V = 0$ oder $\Delta V_{gl} = V_{gl} - 0$, $22V = 0$ kann die Symmetrie des Systems wiederhergestellt werden.

Die Abbildung 3.40 ergibt sich durch Ableitung aus der Abbildung 3.38 (b) und stellt dG_{AS}/dV_{gl} als Funktion von B dar. Durch einen linearen Fit an die Daten $G_{AS}(V)$ der Abbildung 3.35 (b) sowie an die Daten der Abbildung 3.40 erhält man schließlich den Asymmetrie-Parameter $\frac{4G_0\alpha}{1+\Gamma_{2D}/\Gamma_{1D}} \approx 102 \frac{e^2}{h} \frac{1}{T} \frac{1}{V^2}$.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass Magnetfeld-Asymmetrien im nichtlinearen Transportregime von Quantendrähten beobachtet wurden. Linearität in der angelegten Spannung und im Magnetfeld konnte für diese Asymmetrie bis zu bestimmten kritischen Werten verifiziert werden. Weiterhin wurde gezeigt, dass diese Asymmetrie über Side-Gates kontrolliert werden kann. Diese Asymmetrie im nichtlinearen mesoskopischen Transport wurde auf eine durchstimmbare Rückstreuung der Kanalelektronen an beiden Kanalrändern zurückgeführt. Diese Art der durchstimmbaren Magnetfeld-Asymmetrie im nichtlinearen mesoskopischen Transportbereich kann prinzipiell genutzt werden, um eine neue Klasse von nanoskalierten Magnetfelddetektoren und magnetischen Sensoren zu entwickeln.

Literaturverzeichnis

- [AA81] AL'TSHULER, B. L. ; ARONOV, A. G.: Magnetoresistance of thin films and of wires in a longitudinal magnetic field. In: *JETP Lett.* 33 (1981), S. 499
- [AALR79] ABRAHAMS, E. ; ANDERSON, P. W. ; LICCIARDELLO, D. C. ; RAMAKRISHNAN, T. V.: Scaling Theory of Localization: Absence of Quantum Diffusion in Two Dimensions. In: *Phys. Rev. Lett.* 42 (1979), S. 673–676
- [AAR79] ANDERSON, P. W. ; ABRAHAMS, E. ; RAMAKRISHNAN, T. V.: Possible Explanation of Nonlinear Conductivity in Thin-Film Metal Wires. In: *Phys. Rev. Lett.* 43 (1979), S. 718–720
- [AB59] AHARONOV, Y. ; BOHM, D.: Significance of Electromagnetic Potentials in the Quantum Theory. In: *Phys. Rev.* 115 (1959), S. 485–491
- [AE90] ALAMO, J. A. ; EUGSTER, C. C.: Quantum field-effect directional coupler. In: *Appl. Phys. Lett.* 56 (1990), S. 78–80
- [AKLL80] AL'TSHULER, B. L. ; KHMEL'NITZKII, D. ; LARKIN, A. I. ; LEE, P. A.: Magnetoresistance and Hall effect in a disordered two-dimensional electron gas. In: *Phys. Rev. B* 22 (1980), S. 5142–5153
- [AL88] AL'TSHULER, B. L. ; LEE, P. A.: Disordered electronic systems. In: *Physics Today* 41 (1988), S. 36–44
- [AMS01] ANDRIOTIS, A. N. ; MENON, M. ; SRIVASTAVA, D.: Ballistic switching and rectification in single wall carbon nanotube Y junctions. In: *Appl. Phys. Lett.* 79 (2001), S. 266–268
- [AZBD⁺07] ANGERS, L. ; ZAKKA-BAJANI, E. ; DEBLOCK, R. ; GUÉRON, S. ; BOUCHIAT, H. ; CAVANNA, A. ; GENNSER, U. ; POLLIANSKI, M.: Magnetic-field asymmetry of mesoscopic dc rectification in Aharonov-Bohm rings. In: *Phys. Rev. B* 75 (2007), S. 115309
- [AZSB07] ALMOG, R. ; ZAITSEV, S. ; SHTEMLUCK, O. ; BUKS, E.: Signal amplification in a nanomechanical Duffing resonator via stochastic resonance. In: *Appl. Phys. Lett.* 90 (2007), S. 013508
- [BB00] BLANTER, Y. M. ; BÜTTIKER, M.: Shot noise in mesoscopic conductors. In: *Phys. Rep.* 336 (2000), S. 1–166
- [BBF] BASTARD, G. ; BRUM, J. A. ; FERREIRA, R.: *Solid State Physics*

- [Ber83] BERGMANN, G.: Physical interpretation of weak localization: A time-of-flight experiment with conduction electrons. In: *Phys. Rev. B* 28 (1983), S. 2914–2920
- [Ber84] BERGMANN, G.: Weak localization in thin films: A time-of-flight experiment with conducting electrons. In: *Physics Reports* 107 (1984), S. 1
- [Beu99] BEUSCHER, F.: *Doktorarbeit, Lehrstuhl für Technische Physik, Julius-Maximilianus-Universität Würzburg*. 1999
- [BHB98] BLANTER, Ya. M. ; HEKKING, F. W. J. ; BÜTTIKER, M.: Interaction Constants and Dynamic Conductance of a Gated Wire. In: *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998), S. 1925–1928
- [BILP85] BÜTTIKER, M. ; IMRY, Y. ; LANDAUER, R. ; PINHAS, S.: Generalized many-channel conductance formula with application to small rings. In: *Phys. Rev. B* 31 (1985), S. 6207–6215
- [BM05] BADZEY, R. L. ; MOHANTY, P.: Coherent signal amplification in bistable nanomechanical oscillators by stochastic resonance. In: *Nature* 437 (2005), S. 995–998
- [BO04] BIRD, J. P. ; OCHIAI, Y.: Electron Spin Polarization in Nanoscale Constrictions. In: *Science* 303 (2004), S. 1621–1622
- [BPSV82] BENZI, R. ; PARISI, G. ; SUTERA, A. ; VULPIANI, A.: Stochastic resonance in climatic change. In: *Tellus* 34 (1982), S. 10–16
- [BRv88] BERGGREN, K.-F. ; ROOS, G. ; VAN HOUTEN, H.: Characterization of very narrow quasi-one-dimensional quantum channels. In: *Phys. Rev. B* 37 (1988), S. 10118–10124
- [BSV81] BENZI, R. ; SUTERA, A. ; VULPIANI, A.: The mechanism of Stochastic resonance in climatic change. In: *J. Phys. A* 14 (1981), S. L435–L457
- [BULW87] BENOIT, A. ; UMBACH, C. P. ; LAIBOWITZ, R. B. ; WEBB, R. A.: Length-independent voltage fluctuations in small devices. In: *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987), S. 2343–2346
- [Bv88] BEENAKKER, C. W. J. ; VAN HOUTEN, H.: Boundary scattering and weak localization of electrons in a magnetic field. In: *Phys. Rev. B* 38 (1988), S. 3232–3240
- [Bv91] BEENAKKER, C. W. J. ; VAN HOUTEN, H.: Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures. In: *Sol. Stat. Phys.* 44 (1991), S. 1–228
- [Cas45] CASIMIR, H. B. G.: On Onsager’s Principle of Microscopic Reversibility. In: *Rev. Mod. Phys.* 17 (1945), S. 343–350
- [CB96] CHRISTEN, T. ; BÜTTIKER, M.: Low Frequency Admittance of a Quantum Point Contact. In: *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996), S. 143–146

- [CB98] CHRISTEN, T. ; BÜTTIKER, M.: Die Admittanz mesoskopischer Leiter. In: *Physik in unserer Zeit* 29 (1998), S. 168–173
- [CPGOMH03] CASADO-PASCUAL, J. ; GOMEZ-ORDONEZ, J. ; MORILLO, M. ; HÄNGGI, P.: Two-State Theory of Nonlinear Stochastic Resonance. In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), S. 210601
- [CRWP85] CHANDRASEKHAR, V. ; ROOKS, M. J. ; WIND, S. ; PROBER, D. E.: Observation of Aharonov-Bohm electron interference effects with periods h/e and $h/2e$ in individual micron-size, normal-metal rings. In: *Phys. Rev. Lett.* 55 (1985), S. 1610–1613
- [CSP⁺92] COBDEN, D. H. ; SAVCHENKO, A. ; PEPPER, M. ; PATEL, N. K. ; RITCHIE, D. A. ; FROST, J. E. F. ; JONES, G. A. C.: Time-Irreversible Random Telegraph Signal Due to Current along a Single Hopping Chain. In: *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992), S. 502–505
- [CVH87] CHRISTOU, A. ; VARMAZIS, K. ; HATZOPOULOS, Z.: High-mobility two-dimensional electron gas structure for modulation-doped GaAs transistors. In: *Appl. Phys. Lett.* 50 (1987), S. 935–936
- [Dat89] DATTA, S.: *Quantum Phenomena, Modular Series on Solid-state Devices, Vol. III.* New York : Addison-Wesley, 1989
- [Dat95] DATTA, S.: *Electronic Transport in Mesoscopic Systems, Cambridge Studies in semiconductor physics and microelectronic engineering.* Cambridge : Cambridge University Press, 1995
- [DDL⁺04] DICK, K. A. ; DEPERT, K. ; LARSSON, M. W. ; MARTENSSON, T. ; SEIFERT, W. ; WALLENBERG, L. R. ; SAMUELSON, L.: Synthesis of branched 'nanotrees' by controlled seeding of multiple branching events. In: *Nature Materials* 3 (2004), S. 380–384
- [DJB⁺05] DUTY, T. ; JOHANSSON, G. ; BLADH, K. ; GUNNARSSON, D. ; WILSON, C. ; DELSING, P.: Observation of Quantum Capacitance in the Cooper-Pair Transistor. In: *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005), S. 206807
- [DL66] DITLEFSEN, E. ; LOTHE, J.: Theory of size effects in electrical conductivity. In: *Phil. Mag.* 14 (1966), S. 759
- [DMBL86] DATTA, S. ; MELLOCH, M. R. ; BANDYOPADHYAY, S. ; LUNDSTROM, M. S.: Proposed structure for large quantum interference effects. In: *Appl. Phys. Lett.* 48 (1986), S. 487–489
- [DS00] DEVORET, M. H. ; SCHOELKOPF, R. J.: Amplifying quantum signals with the single-electron transistor. In: *Nature* 406 (2000), S. 1039–1046
- [DSGW78] DINGLE, R. ; STÖRMER, H. L. ; GOSSARD, A. C. ; WIEGMANN, W.: Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices. In: *Appl. Phys. Lett.* 33 (1978), S. 665–667
- [dSW96] DE VRIES, D. K. ; STELMASZYK, P. ; WIECK, A. D.: Intrinsic and extrinsic capacitances of in-plane-gated transistors. In: *J. Appl. Phys.* 79 (1996), S. 8087–8090

- [DSZ06] DEYO, E. ; SPIVAK, B. ; ZYUZIN, A.: Signature of the electron-electron interaction in the magnetic-field dependence of nonlinear I-V characteristics in mesoscopic conductors. In: *Phys. Rev. B* 74 (2006), S. 104205
- [DWPM93] DOUGLAS, J. K. ; WILKENS, L. ; PANTAZELOU, E. ; MOSS, F.: Noise enhancement of information transfer in crayfish mechanoreceptors by stochastic resonance. In: *Nature* 365 (1993), S. 337–340
- [EA81] ENQUIST, H.-L. ; ANDERSON, P. W.: Definition and measurement of electrical and thermal resistances. In: *Phys. Rev. B* 24 (1981), S. 1151–1154
- [FB01] FERRY, D. K. ; BIRD, J. P.: *Electronic Materials and Devices*. San Diego : Academic Press, 2001
- [FG97] FERRY, D. K. ; GOODNICK, S. M.: *Transport in Nanostructures*. Cambridge : Cambridge University Press, 1997
- [FKD⁺99] FACER, G. R. ; KANE, B. E. ; DZURAK, A. S. ; HERON, R. J. ; LUMPKIN, N. E. ; CLARK, R. G. ; PFEIFFER, L. N. ; ; WEST, K. W.: Evidence for ballistic electron transport exceeding 160 nm in an undoped GaAs/Al_xGa_{1-x}As field-effect transistor. In: *Phys. Rev. B* 59 (1999), S. 4622–4625
- [FPMU03] FOLK, J. A. ; POTOK, R. M. ; MARCUS, C. M. ; UMANSKY, V.: A Gate-Controlled Bidirectional Spin Filter Using Quantum Coherence. In: *Science* 299 (2003), S. 679–682
- [Fre30] FRENKEL, J.: On the Electrical Resistance of Contacts between Solid Conductors. In: *Phys. Rev.* 36 (1930), S. 1604 – 1618
- [FTN⁺88] FORD, C. J. B. ; THORNTON, T. J. ; NEWBURY, R. ; PEPPER, M. ; AHMED, H. ; FOXON, C. T. ; HARRIS, J. J. ; ROBERTS, C.: The Aharonov-Bohm effect in electrostatically defined heterojunction rings. In: *J. Phys. C* 21 (1988), S. L325–L331
- [Gar85] GARDINER, C. W.: *Handbook of Stochastic Methods*. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 1985
- [GB02] GAMMAITONI, L. ; BULSARA, A. R.: Noise Activated Nonlinear Dynamical Sensors (NANDS). In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), S. 230601
- [GFB⁺06] GABELLI, J. ; FEVE, G. ; BERROIR, J.-M. ; PLACAIS, B. ; CAVANNA, A. ; ETIENNE, B. ; JIN, Y. ; GLATTLI, D. C.: Violation of Kirchhoff's Laws for a Coherent RC Circuit. In: *Science* 313 (2006), S. 499–502
- [GHJM98] GAMMAITONI, L. ; HÄNGGI, P. ; JUNG, P. ; MARCHESONI, F.: Stochastic resonance. In: *Rev. Mod. Phys.* 70 (1998), S. 223–287
- [Gio80] GIORDANO, N.: Experimental study of localization in thin wires. In: *Phys. Rev. B* 22 (1980), S. 5635–5655
- [GKV82] GERTHSEN, C. ; KNESER, H. O. ; VOGEL, H.: *Physik*. Berlin : Springer-Verlag, 1982

- [GLS⁺06] GUSTAVSSON, S. ; LETURCQ, R. ; SIMOVIC, B. ; SCHLESER, R. ; IHN, T. ; STUDERUS, P. ; ENSSLIN, K. ; DRISCOLL, D. C. ; GOSSARD, A. C.: Counting Statistics of Single Electron Transport in a Quantum Dot. In: *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006), S. 076605
- [GMS95] GAMMAITONI, L. ; MARCHESONI, F. ; SANTUCCI, S.: Stochastic resonance as a bona fide resonance. In: *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), S. 1052–1055
- [GVL05] GRIMM, D. ; VENEZUELA, P. ; LATGE, A.: Thermal and mechanical stability of Y-shaped carbon nanotubes. In: *Phys. Rev. B* 71 (2005), S. 155425
- [HBH⁺02] HOLLEITNER, A. W. ; BLICK, R. H. ; HÜTTEL, A. K. ; EBERL, K. ; KOTTHAUS, J. P.: Probing and Controlling the Bonds of an Artificial Molecule. In: *Science* 297 (2002), S. 70–72
- [HMCA95] HORNSEY, R. I. ; MARSH, A. M. ; CLEAVER, J. R. A. ; AHMED, H.: High-current ballistic transport through variable-width constrictions in a high-mobility two-dimensional electron gas. In: *Phys. Rev. B* 51 (1995), S. 7010–7016
- [HRWF05] HARTMANN, D. ; REITZENSTEIN, S. ; WORSCHER, L. ; FORCHEL, A.: Static memory element based on electron Y-branch switch. In: *Electron. Lett.* 41 (2005), S. 303–304
- [HSJ⁺95] HIBBS, A. D. ; SINGSAAS, A. L. ; JACOBS, E. W. ; BULSARA, A. R. ; BEKKEDAHL, J. J. ; MOSS, F.: Stochastic resonance in a superconducting loop with a Josephson junction. In: *J. Appl. Phys.* 77 (1995), S. 2582–2590
- [HTB90] HÄNGGI, P. ; TALKNER, P. ; BORKOVEC, M.: Reaction-rate theory: Fifty years after Kramers. In: *Rev. Mod. Phys.* 62 (1990), S. 251–342
- [HU00] HIEKE, K. ; ULFWARD, M.: Nonlinear operation of the Y-branch switch: Ballistic switching mode at room temperature. In: *Phys. Rev. B* 62 (2000), S. 16727–16730
- [HWH⁺06] HARTMANN, D. ; WORSCHER, L. ; HÖFLING, S. ; FORCHEL, A. ; REITHMAIER, J. P.: Self-gating in an electron Y-branch switch at room temperature. In: *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006), S. 122109
- [HWY⁺01] HOU, J. G. ; WANG, Bing ; YANG, Jinlong ; WANG, X. R. ; WANG, H. Q. ; ZHU, Qingshi ; XIAO, Xudong: Nonclassical Behavior in the Capacitance of a Nanojunction. In: *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001), S. 5321–5324
- [Imr86] IMRY, Y.: *Physics of mesoscopic systems*. Signapore : World Scientific Press, 1986
- [Itr01] *The International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS)*. Semiconductor Industry Association, San Jose, CA, 2001. – (<http://public.itrs.net/>)

- [JEM96] J. E. Levin ; MILLER, J. P.: Broadband neural encoding in the cricket cereal sensory system enhanced by stochastic resonance. In: *Nature* 380 (1996), S. 165–168
- [JSCM00] JEHL, X. ; SANQUER, M. ; CALEMCZUK, R. ; MAILLY, D.: Detection of doubled shot noise in short normal-metal/superconductor junctions. In: *Nature* 405 (2000), S. 50–53
- [KBB⁺96] KOESTER, S. J. ; BRAR, B. ; BOLOGNESI, C. R. ; CAINE, E. J. ; PATLACH, A. ; HU, E. L. ; KROEMER, H. ; ROOKS, M. J.: Length dependence of quantized conductance in ballistic constrictions fabricated on InAs/AlSb quantum wells. In: *Phys. Rev. B* 53 (1996), S. 13063–13073
- [KEKF99] KAMP, M. ; EMMERLING, M. ; KUHN, S. ; FORCHEL, A.: Nanolithography using a 100 kV electron beam lithography system with a Schottky emitter. In: *J. Vac. Sci. Tech. B* 17 (1999), S. 86–89
- [KHTM05] KOSTUR, M. ; HÄNGGL, P. ; TALKNER, P. ; MATEOS, J. L.: Anticipated synchronization in coupled inertial ratchets with time-delayed feedback: A numerical study. In: *Phys. Rev. E* 72 (2005), S. 036210
- [Kog96] KOGAN, S.: *Electronic noise and fluctuations in solids*. Cambridge : Cambridge University Press, 1996
- [KR02] KORENBLUM, B. ; RASHBA, E. I.: Classical Properties of Low-Dimensional Conductors: Giant Capacitance and Non-Ohmic Potential Drop. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), S. 096803
- [Kra40] KRAMERS, H. A.: Brownian motion in a field of force and the diffusion model of chemical reactions. In: *Physica* 7 (1940), S. 284–304
- [KRL⁺97] KLEIN, D. L. ; ROTH, R. ; LIM, A. K. L. ; ALIVISATOS, A. P. ; MCEUEN, P. L.: A single-electron transistor made from a cadmium selenide nanocrystal. In: *Nature* 389 (1997), S. 699–701
- [KU89] KIRTON, M. J. ; UREN, M. J.: Noise in solid-state microstructures: A new perspective on individual defects, interface states and low-frequency (1/f) noise. In: *Adv- Phys.* 38 (1989), S. 367–468
- [Lan70] LANDAUER, R.: Electrical resistance of disordered one-dimensional lattices. In: *Phil. Mag.* 21 (1970), S. 863–867
- [Lan88] LANDAUER, R.: Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction. In: *IBM J. Res. Dev.* 32 (1988), S. 306–316
- [Lan92] LANDAUER, R.: Conductance from transmission: common sense points. In: *Physica Scripta* T42 (1992), S. 110–114
- [LBB⁺01] LIANG, W. ; BOCKRATH, M. ; BOZOVIC, D. ; HAFNER, J. H. ; TINKHAM, M. ; PARK, H.: Fabry-Perot interference in a nanotube electron waveguide. In: *Nature* 411 (2001), S. 665–669

- [LBC⁺97] LINKE, H. ; BIRD, J. P. ; COOPER, J. ; OMLING, P. ; AOYAGI, Y. ; SUGANO, T.: Phase breaking of nonequilibrium electrons in a ballistic quantum dot. In: *Phys. Rev. B* 56 (1997), S. 14937–14940
- [LBW05] LINDNER, J. F. ; BENNET, M. ; WIESENFELD, K.: Stochastic resonance in the mechanoelectrical transduction of hair cells. In: *Phys. Rev. E* 72 (2005), S. 051911
- [LHH⁺93] LIU, Z.-H. ; HU, C. ; HUANG, J.-H. ; CHAN, T.-Y. ; JENG, M.-C. ; KO, P.K. ; CHENG, Y. C.: Threshold voltage model for deep-submicrometer MOSFET's. In: *IEEE Trans Electron Devices* 40 (1993), S. 86–95
- [LPCL05] LATESSA, L. ; PECCHIA, A. ; CARLO, A. D. ; LUGLI, P.: Negative quantum capacitance of gated carbon nanotubes. In: *Phys. Rev. B* 72 (2005), S. 035455
- [LSG⁺06] LETURCQ, R. ; SÁNCHEZ, D. ; GÖTZ, G. ; IHN, T. ; ENSSLIN, K. ; DISCROLL, D. C. ; GOSSARD, A. C.: Magnetic Field Symmetry and Phase Rigidity of the Nonlinear Conductance in a Ring. In: *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006), S. 126801
- [Lur88] LURYI, S.: Quantum capacitance devices. In: *Appl. Phys. Lett.* 52 (1988), S. 501–503
- [MBM04] MASON, N. ; BIERCUK, M. J. ; MARCUS, C. M.: Local Gate Control of a Carbon Nanotube Double Quantum Dot. In: *Science* 303 (2004), S. 655–658
- [Mei03] MEINDL, J. D.: Beyond Moore's law: the interconnect era. In: *Comput. Sci. Eng.* 5 (2003), S. 20–24
- [Men94] MENSCHIG, A.: *Magnetowiderstand in Quantendrähten. Der Einfluss von Streueffekten, Elektroneninterferenzen und elektrostatischer Quantisierung.* Stuttgart : Dissertation, Shaker Verlag, 1994
- [Mil86] MILLMAN, J.: *Microelectronics. Digital and Analog Circuits and Systems.* Singapore : McGraw-Hill, 1986
- [MIS⁺96] MATSUMOTO, K. ; ISHII, M. ; SEGAWA, K. ; OKA, Y. ; VARTANIAN, B. J. ; HARRIS, J. S.: Room temperature operation of a single electron transistor made by the scanning tunneling microscope nanooxidation process for the TiO/Ti system. In: *Appl. Phys. Lett.* 68 (1996), S. 34–36
- [Moo65] MOORE, G. E.: Cramming more components onto integrated circuits. In: *Electronics* 38 (1965), S. 114–117
- [MTF⁺06] MARLOW, C. A. ; TAYLOR, R. P. ; FAIRBANKS, M. ; SHORUBALKO, I. ; LINKE, H.: Experimental Investigations of the Breakdown of the Onsager-Casimir Relations. In: *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006), S. 116801
- [MW89] MCNAMARA, B. ; WIESENFELD, K.: Theory of stochastic resonance. In: *Phys. Rev. A* 39 (1989), S. 4854–4869

- [MWR88] MCNAMARA, B. ; WIESENFELD, K. ; ROY, R.: Observation of stochastic resonance in a ring laser. In: *Phys. Rev. Lett.* 60 (1988), S. 2626–2629
- [Nat94] NATORI, K.: Ballistic metal-oxide-semiconductor field effect transistor. In: *J. Appl. Phys.* 76 (1994), S. 4879–4890
- [Nat95] NATORI, K.: The capacitance of microstructures. In: *J. Appl. Phys.* 78 (1995), S. 4543–4551
- [NTN⁺90] NAKAMURA, K. ; TSUI, D. C. ; NIHEY, F. ; TOYOSHIMA, H. ; ITOH, T.: Electron focusing with multiparallel one-dimensional channels made by focused ion beam. In: *Appl. Phys. Lett.* 56 (1990), S. 385–387
- [OM94] OAKESHOTT, R. B. S. ; MACKINNON, A.: Numerical evaluation of current paths in disordered media. In: *J. Phys. Condens. Matt.* 6 (1994), S. 1513–1518
- [Ons31] ONSAGER, L.: Reciprocal relations in irreversible processes. II. In: *Phys. Rev.* 38 (1931), S. 2265–2279
- [OPRT94] OMLING, P. ; P. RAMVALL, T. P. ; THYLEN, L.: *Proceedings of the 22nd International Conference on the Physics of Semiconductors.* New York : World Scientific, River Edge, 1994
- [OTY⁺00] ONO, Y. ; TAKAHASHI, Y. ; YAMAZAKI, K. ; NAGASE, M. ; NAMATSU, H. ; KURIHARA, K. ; MURASE, K.: Si complementary single-electron inverter with voltage gain. In: *Appl. Phys. Lett.* 76 (2000), S. 3121–3123
- [Pal95] PALM, T.: Prediction of sawtooth oscillations in an electron Y-branch switch. In: *Phys. Rev. B* 52 (1995), S. 13773–13775
- [PHBH05] PIWONSKI, T. ; HOULIHAN, J. ; BUSCH, T. ; HUYET, G.: Delay-Induced Excitability. In: *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005), S. 040601
- [PNS⁺02] PRIPLATA, A. ; NIEMI, J. ; SALEN, M. ; HARRY, J. ; LIPSITZ, L. A. ; COLLINS, J. J.: Noise-Enhanced Human Balance Control. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), S. 238101
- [PP02] PAPOULIS, A. ; PILLAI, S. U.: *Probability, random variables and stochastic processes.* New York : McGraw-Hill, 2002
- [PPKH02] PYRAGAS, K. ; PYRAGAS, V. ; KISS, I. Z. ; HUDSON, J. L.: Stabilizing and Tracking Unknown Steady States of Dynamical Systems. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), S. 244103
- [PRL⁺00] PAPADOPOULOS, C. ; RAKITIN, A. ; LI, J. ; VEDENEV, A. S. ; XU, J. M.: Electronic Transport in Y-Junction Carbon Nanotubes. In: *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000), S. 3476–3479
- [PT92] PALM, T. ; THYLEN, L.: Analysis of an electron-wave Y-branch switch. In: *Appl. Phys. Lett.* 60 (1992), S. 237–239

- [PTNS93] PALM, T. ; THYLEN, L. ; NILSSON, O. ; SVENSSON, C.: Quantum interference devices and field-effect transistors: A switch energy comparison. In: *J. Appl. Phys.* 74 (1993), S. 687–694
- [PYX04] PAPADOPOULOS, C. ; YIN, A. J. ; XU, J. M.: Temperature-dependent studies of Y-junction carbon nanotube electronic transport. In: *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004), S. 1769–1771
- [RB06] RYCHKOV, V. ; BÜTTIKER, M.: Mesoscopic versus Macroscopic Division of Current Fluctuations. In: *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006), S. 166806
- [Rei04] REITZENSTEIN, S.: *Monolithische Halbleiternanostrukturen als ballistische Verstärker und logische Gatter*. Würzburg : Dissertation, Fakultät für Physik und Astronomie, Bayrische Julius-Maximilians-Universität, 2004
- [RFW01] RIKKEN, G. L. J. A. ; FÖLLING, J. ; WYDER, P.: Electrical Magnetochiral Anisotropy. In: *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001), S. 236602
- [RH04] ROTKIN, S. V. ; HESS, K.: Possibility of a metallic field-effect transistor. In: *Appl. Phys. Lett.* 84 (2004), S. 3139–3141
- [RML⁺06] RUSS, M. ; MEIER, C. ; LORKE, A. ; REUTER, D. ; WIECK, A. D.: Role of quantum capacitance in coupled low-dimensional electron systems. In: *Phys. Rev. B* 73 (2006), S. 115334
- [RWH⁺02] REITZENSTEIN, S. ; WORSCHER, L. ; HARTMANN, P. ; KAMP, M. ; FORCHEL, A.: Capacitive-Coupling-Enhanced Switching Gain in an Electron Y-Branch Switch. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), S. 226804
- [RWHF03] REITZENSTEIN, S. ; WORSCHER, L. ; HARTMANN, P. ; FORCHEL, A.: Pronounced switching bistability in a feedback coupled nanoelectronic Y-branch switch. In: *Appl. Phys. Lett.* 82 (2003), S. 1980–1982
- [RWMF05] REITZENSTEIN, S. ; WORSCHER, L. ; MÜLLER, C. R. ; FORCHEL, A.: Compact logic NAND-gate based on a single in-plane quantum-wire transistor. In: *IEEE Electron Device Lett.* 26 (2005), S. 142–144
- [Sak94] SAKURAI, J.: *Modern Quantum Mechanics*. New York : Addison Wesley, 1994
- [SB04] SANCHEZ, D. ; BÜTTIKER, M.: Magnetic-Field Asymmetry of Nonlinear Mesoscopic Transport. In: *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004), S. 106802
- [Sch01] SCHROEDER, K.: *Elektronen in Quantendots (Theorie)*. Jülich : Vorlesungsskript, 29. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung Jülich, 2001
- [SDGW78] STÖRMER, H. L. ; DINGLE, R. ; GOSSARD, A. C. ; WIEGMANN, W.: *Proceedings of the 14th International Conference on the Physics of Semiconductors*. Edinburgh : edited by B.L.H. Wilson, 1978. – 557 S.

- [SHP06] SALO, J. ; HEKKING, F. W. ; PEKOLA, J. P.: Frequency-dependent current correlation functions from scattering theory. In: *Phys. Rev. B* 74 (2006), S. 125427
- [SM84] SOLOMON, P. M. ; MORKOC, H.: Modulation-doped GaAs/AlGaAs heterojunction field-effect transistors (MODFET's), ultrahigh-speed device for supercomputers. In: *IEEE Trans. Electron. Devices* 31 (1984), S. 1015–1027
- [SMRH89] SOLS, F. ; MACUCCI, M. ; RAVAIOLI, U. ; HESS, K.: Theory for a quantum modulated transistor (quantum stub transistor). In: *J. Appl. Phys.* 66 (1989), S. 3892–3906
- [Stö78] STÖRMER, H. L.: *Proceedings of the 15th International Conference on the Physics of Semiconductors, Kyoto*. Bd. 49. J. Phys. Soc. Jpn., 1978. – 1013 S.
- [Sto02] STOPA, M.: Rectifying Behavior in Coulomb Blockades: Charging Recifiers. In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), S. 146802
- [SWR⁺02] SCHLIEMANN, A. ; WORSCHICH, L. ; REITZNSTEIN, S. ; KAISER, S. ; FORCHEL, A.: Large hysteresis in a narrow AlGaAs/GaAs channel with embedded quantum dots. In: *Appl. Phys. Lett.* 81 (2002), S. 2115–2117
- [SZ04] SPIVAK, B. ; ZYUZIN, A.: Signature of the Electron-Electron Interaction in the Magnetic-Field Dependence of Nonlinear I-V Characteristics in Mesoscopic Systems. In: *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004), S. 226801
- [Sze02] SZE, S. M.: *Semiconductor Devices Physics and Technology*. New York : John Wiley Sons, 2002
- [TGB06] TALYANSKII, V. I. ; GRAHAM, M. R. ; BEERE, H. E.: Acoustoelectric Y-branch switch. In: *Appl. Phys. Lett.* 88 (2006), S. 083501
- [TPA⁺87] THORNTON, T. J. ; PEPPER, M. ; AHMED, H. ; DAVIES, G. J. ; ANDREWS, D.: Universal conductance fluctuations and electron coherence lengths in a narrow two-dimensional electron gas. In: *Phys. Rev. B* 36 (1987), S. 4514–4517
- [TS99] TIETZE, U. ; SCHENK, C.: *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Berlin : Springer-Verlag, 1999
- [UvL⁺86] UMBACH, C. P. ; VAN HAESSENDONCK, C. ; LAIBOWITZ, R. B. ; WASHBURN, S. ; WEBB, R. A.: Direct observation of ensemble averaging of the Aharonov-Bohm effect in normal-metal loops. In: *Phys. Rev. Lett.* 56 (1986), S. 386–389
- [vBv⁺88] VAN LOOSDRECHT, P. H. M. ; BEENAKKER, C. W. J. ; VAN HOUTEN, H. ; WILLIAMSON, J. G. ; VAN WEES, B. J. ; MOOIJ, J. E. ; FOXON, C. T. ; HARRIS, J. J.: Aharonov-Bohm effect in a singly connected point contact. In: *Phys. Rev. B* 38 (1988), S. 10162–10165

- [VCTC06] VOO, K.-K ; CHEN, S.-C. ; TANG, C.-S. ; CHU, C.-S.: Connecting wave functions at a three-leg junction of one-dimensional channels. In: *Phys. Rev. B* 73 (2006), S. 035307
- [vDP80] VON KLITZING, K. ; DORDA, G. ; PEPPER, M.: New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance. In: *Phys. Rev. Lett.* 45 (1980), S. 494–497
- [vvB⁺88] VAN WEES, B. J. ; VAN HOUTEN, H. ; BEENAKKER, C. W. J. ; WILLIAMSON, J. G. ; KOUWENHOVEN, L. P. ; VAN DER MAREL, D. ; FOXON, C. T.: Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas. In: *Phys. Rev. Lett.* 60 (1988), S. 848–850
- [vvHA86] VAN HOUTEN, H. ; VAN WEES, B. J. ; HEIJMAN, M. G. J. ; ANDRÉ, J. P.: Submicron conducting channels defined by shallow mesa etch in GaAs-AlGaAs heterojunctions. In: *Appl. Phys. Lett.* 49 (1986), S. 1781–1783
- [vWM⁺88] VAN HOUTEN, H. ; WEES, B. J. ; MOOIJ, J. E. ; BEENAKKER, C. W. J. ; WILLIAMSON, J. G. ; FOXON, C. T.: Coherent Electron Focussing in a Two-Dimensional Electron Gas. In: *Europhys. Lett.* 5 (1988), S. 721–725
- [WBF99] WORSCHER, L. ; BEUSCHER, F. ; FORCHEL, A.: Quantized conductance in up to 20 μm long shallow etched GaAs/AlGaAs quantum wires. In: *Appl. Phys. Lett.* 75 (1999), S. 578–580
- [Wes98] WESSTRÖM, J.-O. J.: *Experimental and Theoretical Investigations of Electron Waveguide-Devices*. Stockholm : Dissertation, Royal Institute of Technology Stockholm, 1998
- [Wes99] WESSTRÖM, J.-O. J.: Self-Gating Effect in the Electron Y-Branch Switch. In: *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999), S. 2564–2567
- [WHRF05] WORSCHER, L. ; HARTMANN, D. ; REITZENSTEIN, S. ; FORCHEL, A.: Nonlinear properties of ballistic nanoelectronic devices. In: *J. Phys. Condens. Matter* 17 (2005), S. R775–R802
- [WSW⁺05] WEI, J. ; SHIMOGAWA, M. ; WANG, Z. ; RADU, I. ; DORMAIER, R. ; COBDEN, D. H.: Magnetic-Field Asymmetry of Nonlinear Transport in Carbon Nanotubes. In: *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005), S. 256601
- [WTN⁺88] WHARAM, D. A. ; THORNTON, T. J. ; NEWBURY, R. ; PEPPER, M. ; AHMED, H. ; FROST, J. E. F. ; HASKO, D. G. ; PEACOCK, D. C. ; RITCHIE, D. A. ; JONES, G. A. C.: One-dimensional transport and the quantisation of the ballistic resistance. In: *J. Phys. C* 21 (1988), S. L209–L214
- [WXFS] WORSCHER, L. ; XU, H. ; FORCHEL, A. ; SAMUELSON, L.: *Nanoelectronic devices*. Patent International Publication Number WO02/19436 A1

- [WXFS01] WORSCH, L. ; XU, H. Q. ; FORCHEL, A. ; SAMUELSON, L.: Bias-voltage-induced asymmetry in nanoelectronic Y-branches. In: *Appl. Phys. Lett.* 79 (2001), S. 3287–3289
- [WY05] WU, S.-T. ; YIP, S.: Feedback effects on the current correlations in Y-shaped conductors. In: *Phys. Rev. B* 72 (2005), S. 153101
- [YSW⁺96] YACOBY, A. ; STORMER, H. L. ; WINGREEN, N. S. ; PFEIFFER, L. N. ; BALDWIN, K. W. ; WEST, K. W.: Nonuniversal Conductance Quantization in Quantum Wires. In: *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996), S. 4612–4615
- [ZMHG06] ZUMBÜHL, D. M. ; MARCUS, C. M. ; HANSON, M. P. ; GOSSARD, A. C.: Asymmetry of Nonlinear Transport and Electron Interactions in Quantum Dots. In: *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006), S. 206802

Messaufbau

Tiefemperatur-Messungen werden so durchgeführt, dass sich die zu untersuchende Probe in einem He-Bad bei $T = 4,2$ K befindet. Dazu wird die Probe, die auf einem Chip-Carrier befestigt ist, auf eine Konsole am unteren Ende eines Probenstabes aufgesteckt und ins flüssige Helium eingelassen. Zusätzlich wird eine Infrarot-Leuchtdiode an zwei freien Kontakten des Chip-Carriers angebracht. Durch Beleuchten der Probe über einen Strompulsgeber ist es möglich, die Leitfähigkeit der Struktur zu erhöhen. Innerhalb des Probenhalters verlaufen einzeln abgeschirmte Koaxialkabel, die am oberen Ende in Buchsen münden. In diese wird eine Verteilerbox mit BNC-Buchsen (BNC = Bayonet Neill Concelman) als Ausführungen eingesteckt, mit der über BNC-Kabeln die elektrische Verbindung zu den Messgeräten und Spannungsquellen hergestellt wird. Die Auflösung bei den in dieser Arbeit erfolgten Gleichstrom-Messungen liegt im pA-Bereich. Die Empfindlichkeit für Spannungsmessungen liegt bei der verwendeten Messanordnung im μ V-Bereich.

Sowohl für Temperaturserien als auch für die Magnetfeldmessungen wurde ein Heliox He^3/He^4 -Kryostat (Oxford Systems) verwendet. Hierzu wird die Probe auf einen speziellen Probenhalter montiert, welcher per Messingzylinder verschlossen und anschließend evakuiert werden kann. Sobald die Evakuierung abgeschlossen ist, wird He als Austauschgas eingelassen, um eine thermische Kopplung zum flüssigen Helium (LHe) zu erreichen und so eine Abkühlung des Systems auf 4,2 K zu ermöglichen. Sollen noch tiefere Temperaturen $T < 1,3$ K erzielt werden, so wird eine Kombination aus 1K-Pot und dem He^3 -Pot-System verwendet. Bei vollständig geöffnetem Nadelventil wird der 1K-Pot per externer Pumpe mit LHe gefüllt. Langsames schließen des Nadelventils bei konstanter Pumpleistung erzeugt nun einen Unterdruck im 1K-Pot, wodurch sich der Dampfdruck über dem sich darin befindlichen LHe verringert. So ist es möglich Temperaturen von ca. 1,3 K zu erreichen. Bei Aktivierung des He^3 -Systems ist eine Abkühlung auf 230 mK realisierbar. Dazu wird das in der Heizkammer befindliche He auf etwa 32 K erhitzt, was eine partielle Druckdifferenz zwischen He^3 -Pot und Heizkammer zur Folge hat. Es kommt zur Kondensation des warmen Gases, welches am 1K-Pot vorbei strömt und dann im He^3 -Pot aufgefangen wird. Sobald man die Heizkammer nicht mehr extern heizt, bildet sich durch verdunstendes He^3 aus dem He^3 -Pot ein thermodynamisches Gleichgewicht zwischen der Heizkammer und dem He^3 -Pot aus. Somit nimmt die Temperatur des He^3 -Pots ab und damit auch die der Probe, welche thermisch an diesen gekoppelt ist. Ein integriertes Heizsystem ermöglicht temperaturabhängige Messungen zwischen 230 mK und 300 K. Weiterhin kann auf den Messingzylinder eine supraleitende Magnetfeldspule angebracht werden, welche am Ort der Probe ein homogenes Magnetfeld bis zu einer Flussdichte von $|B| = 2$ T erzeugt.

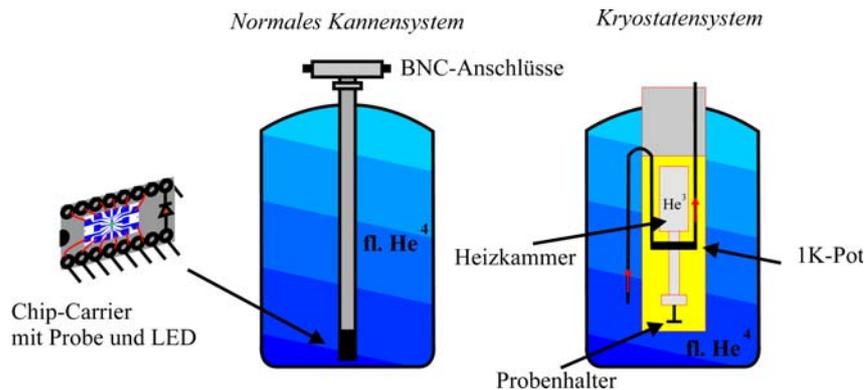


Abb. 3.41: Schematische Darstellung der verwendeten Messsysteme. Beim normalen Kannensystem wird die Probe, die auf einem Chip-Carrier befestigt ist, in eine Konsole am unteren Ende eines Probenstabes gesteckt und ins flüssige Helium-Bad eingelassen. Am oberen Ende des Probenstabes wird die Verteilerbox mit den BNC-Anschlüssen aufgesetzt. Mit dem Kryostatensystem wurden Temperaturserien und Magnetfeldmessungen vorgenommen. Über das sorptionsgepumpte He³-System können tiefe Temperaturen von bis zu 230 mK erreicht werden. Außerdem erlaubt ein integriertes Heizsystem temperaturabhängige Messungen von 230 mK bis 300 K. Eine supraleitende Magnetfeldspule, die auf den Messzylinder aufgebracht wird, erzeugt ein homogenes Magnetfeld bis zu einer Flussdichte von 2 T.

Der Kryostat dient gleichzeitig als zentrales Erdpotential, wodurch störende äußere Einflüsse durch Erdschleifen vermieden werden können.

Die Erfassung der Messdaten und die Ansteuerung der Spannungsquellen erfolgt LabView[®]-gesteuert. In dieser Arbeit wurden u.a. Standard-, Hysterese-, Kontinuierlich- und Logik-Ansteuerung sowie Serienmessungen im Standard- und Hysterese-Modus mit einem bzw. zwei Parametern verwendet. Während im Standard-Modus die Spannungsquelle zwischen zwei Spannungswerten nur in eine Richtung gefahren wird, fährt sie bei der Hysterese-messung diesen Bereich nach beiden Richtungen hin ab. Im Kontinuierlich-Modus wird die Messung gestartet, ohne eine Spannungsquelle anzusteuern, wobei die Spannungswerte der Messgeräte ständig (Multimeter) abgefragt werden. Bei der Logik-Messung wird eine Datei mit logischen Spannungspegeln geladen, auf die eine oder zwei Spannungsquellen zeitlich gesetzt werden.

Als Spannungsquellen dienten HP 3245 Präzisionsspannungs-/stromquellen, HP 3114 Funktionsgeneratoren und K213 Keithley Vierfach-Spannungsquellen. Diese wurden über ein GPIB-Bus-System per LabView angesteuert. Als Messgeräte standen Multimeter von HP und Keithley mit einer erzielbaren Auflösung von 10 nV zur Verfügung.

Um äußere Störeinflüsse hinsichtlich der empfindlichen Messungen zu minimieren, wurden sämtliche Messgeräte über einen Trenntransformator vom Netz entkoppelt.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich recht herzlich bei allen bedanken, die mich in den vergangenen Jahren während meines Physikstudiums und meiner Promotion begleitet haben. Mein besonderer Dank gilt hierbei:

Meinen Eltern Hannelore und Bernd und meinem Bruder Wito. Ich danke euch, dass ihr mich stets unterstützt, an mich geglaubt und maßgeblich zum erfolgreichen Abschluss meines Studiums und meiner Promotion beigetragen habt.

Herrn Prof. Dr. Alfred Forchel für die Möglichkeit, am Lehrstuhl für Technische Physik zu promovieren und für die Bereitstellung der interessanten experimentellen Möglichkeiten auf dem Gebiet der Nanoelektronik.

PD Dr. Lukas Worschech für die interessante Themenstellung, für die sehr kompetente Betreuung und vor allem für die richtungweisenden Gespräche bezüglich meiner Arbeit.

Stefan Lang, Peter Kowalzik, Billy Lau für ihre kompetente messtechnische Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit während ihrer Diplomarbeit bzw. ihres Praktikums.

Daniela Spanheimer, Stefan Lang und Christian Müller für die Unterstützung bei nanoelektronischen Fragestellungen und auch nicht physikalischen Problemen.

Monika Emmerling für ihre hervorragende Arbeit bezüglich der Probenstrukturierung und Sven Höfling für das Wachstum der HEMT-Strukturen.

Weiterhin gilt mein Dank den Korrekturlesern dieser Arbeit, nämlich Wito Hartmann und Sebastian Weber.

Lebenslauf

David Hartmann

geboren am 20. August 1976 in Büdingen (Hessen)
Eltern: Hannelore Hartmann-Lamm (Krankenschwester)
Bernd Hartmann (Krankenpfleger)

1983-1987 Johann-Peter-Wagner-Grundschule Theres

1987-1988 Johann-Peter-Wagner-Hauptschule Theres

1988-1997 Regiomontanus-Gymnasium Haßfurt

Juni 1997 Allgemeine Hochschulreife

Juli 1997 - April 1998 Wehrdienst; Luftwaffe in Bayreuth und Neuburg a. d. Donau

Mai 1998 - Sept. 1998 Auslandsaufenthalt in den U.S.A.

WS 1998 - WS 2003 Physikstudium auf Diplom an der Universität Würzburg
Thema der Diplomarbeit:
„Interne und externe kapazitive Kopplungen im Y-Transistor“

Nov. 2003 Abschluss als Diplom-Physiker

Seit Dez. 2003 Doktorand im Forschungsbereich Nanoelektronik und mesoskopische Physik am Lehrstuhl für Technische Physik in Würzburg

Ehrenwörtliche Erklärung
gemäß §6 Abs. 3 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 habe.

Die Dissertation wurde bisher weder vollständig noch teilweise einer anderen Hochschule mit dem Ziel, einen akademischen Grad zu erwerben, vorgelegt. Am 22. Dezember 2003 wurde mir von der Universität Würzburg der akademische Grad 'Diplom- Physiker (Univ.)' verliehen.

Weitere akademische Grade habe ich weder erworben noch versucht zu erwerben.

Würzburg, den 18.01.2008

David Hartmann