

---

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
Technik und Umwelt

---

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 6063

**Zur Untersuchung von  
Einzelelektroneneffekten in  
ultrakleinen Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Al-  
Tunnelkontakten**

**A. Sypli**

**Institut für Nukleare Festkörperphysik**

**Mai 1998**

---

Handwritten text, possibly a signature or date, located in the lower-left quadrant of the page.

Forschungszentrum Karlsruhe  
Technik und Umwelt  
Wissenschaftliche Berichte  
FZKA 6063

Zur Untersuchung von  
Einzelelektroneneffekten in  
ultrakleinen  
Al – Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> – Al-Tunnelkontakten

ANKE SYPLI

Institut für Nukleare Festkörperphysik

Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)  
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe  
1998

**Als Manuskript gedruckt**  
**Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH**  
**Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

**Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft**  
**Deutscher Forschungszentren (HGF)**

**ISSN 0947-8620**

# Zur Untersuchung von Einzelelektroneneffekten in ultrakleinen Al – Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> – Al-Tunnelkontakten

Nachdem Likharev im Jahre 1988 eine Elektronik vorgeschlagen hat, die auf Einzelladungseffekten beruht, die sogenannte *Single electronics*, ist die Herstellung und experimentelle Untersuchung nanostrukturierter Bauteile immer weiter fortgeschritten. Ein interessantes System dieser Nanoelektronik ist der Einzelelektronen-Transistor oder SET-Transistor, der aus zwei in Serie geschalteten ultrakleinen Tunnelkontakten besteht, die eine sogenannte „Insel“ umschließen.

Die vorliegende Arbeit umfaßt Konzeption und Aufbau der Herstellung und experimentellen Untersuchung von Aluminium-Aluminiumoxid-Aluminium-Transistoren. Mit einem Verfahren, das die hochauflösende Elektronenstrahlolithographie mit einer Schattenbedampfungstechnik kombiniert, konnten Tunnelkontakte mit Kapazitäten im 10<sup>-16</sup>-F-Bereich hergestellt werden.

Die Aufnahme von Strom-Spannungs-Kennlinien der Transistoren erfolgte bei Temperaturen unterhalb von 100 mK in einem <sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He-Mischkryostaten. Eine besondere experimentelle Schwierigkeit stellt hier das Photon-assisted Tunneling dar, das sich in einer Erhöhung der „effektiven Temperatur“ der Probe äußert. Diese Temperatur konnte von 250 mK auf unter 100 mK gesenkt werden, indem bei tiefen Temperaturen Photonen mit Frequenzen bis in den THz-Bereich hinein durch sehr dünne Koaxkabel gefiltert wurden und die Probe — ebenfalls bei tiefen Temperaturen — mit einer mikrowellendichten Abschirmung versehen wurde. Darüber hinaus ist ein spezielles elektronisches Bauteil (SET-Verstärker) entwickelt worden, mit dem man Spannungen im nV-Bereich aufprägen und Ströme im Bereich kleiner 1 pA messen kann.

Mit diesem Meßaufbau wurden an mehreren hochohmigen Transistoren Einzelelektroneneffekte, Coulomb-Blockaden und Coulomb-Oszillationen, reproduzierbar und mit einer Auflösung im 100-fA-Bereich gemessen. Die Messungen weisen eine sehr gute quantitative Übereinstimmung mit der Theorie und mit den Erwartungen aus geometrischen Abschätzungen auf.

Einen Schwerpunkt bilden die Messungen an einem Transistor, der eine sehr große effektive Kapazität zwischen der Insel und der elektronischen Umgebung besitzt und damit nur eingeschränkt der Orthodoxen Theorie des Einzelelektronentunnelns gehorcht. Da sich die größere Kapazität in einer scheinbaren Erhöhung der Temperatur des Transistors im Vergleich zu Berechnungen nach der Orthodoxen Theorie äußert, ist in dem Fall die Probentemperatur durch Anpassen eines theoretischen Modells ermittelt worden, das auch Tunnelprozesse höherer Ordnung (Kotunneln) berücksichtigt. Das Skalierungsverhalten der Temperatur ist ein interessanter, bisher noch nicht untersuchter Effekt, der in Zukunft systematischer überprüft werden soll, besonders im Hinblick auf den Übergang zur Orthodoxen Theorie.

# About the Examination of Single Electron Effects in Ultrasmall Al – Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> – Al Tunnel Junctions

In 1988, Likharev proposed the so-called *Single Electronics*, an electronics based on single charge tunneling effects. Since then, there has been great progress in fabrication and experimental examination of nanostructured devices. An interesting nano-system is the Single Electron Transistor (SET) consisting of two ultrasmall tunnel junctions in series with an “island” in between.

Subject of this thesis is the conception and setup of the fabrication and the experimental examination of aluminium/ aluminiumoxide/ aluminium transistors. We succeeded in fabricating tunnel junctions with capacitances of about  $10^{-16}$  F using a method combining high resolution electron beam lithography with shadow evaporation technique.

The current voltage characteristics of the transistors were measured at temperatures below 100 mK in a <sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He dilution refrigerator. Special experimental problems arise from the photon-assisted tunneling resulting in an increased “effective sample temperature”. In our experiments, this temperature could be decreased from 250 mK to below 100 mK by taking two measures. High frequency photons (up to the THz range) were filtered at low temperatures by very thin coaxial cables; the sample itself was shielded against microwave radiation — again at low temperatures. Besides, a special electronic device was constructed (SET amplifier) which made possible a low voltage bias in the nV range and low current measurements in the 100 fA range.

With the help of this setup, single electron effects (Coulomb blockade and Coulomb oscillations) of several high ohmic transistors could be measured. The results were reproducible and in very good agreement with theoretical predictions and geometrical considerations.

Emphasis was put on the current voltage characteristics of a transistor yielding a very high effective capacitance between island and electronic environment. In this case, the orthodox theory of single electron tunneling has a restricted validity: the higher capacitance has the effect of an apparently increased sample temperature compared to orthodox theory calculations. Therefore the sample temperature was determined by fitting a theoretical model containing higher order tunneling events (cotunneling) to the measurements. The scaling of temperature with island capacitance is an interesting effect which has not been examined so far. In the future, our research intends to focus on this effect, especially concerning the transition to the orthodox theory.

# Inhalt

---

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>11</b>
2.1	Der stromgetriebene Einzelkontakt . . . . .	12
2.2	Der spannungsgetriebene Einzelkontakt . . . . .	14
2.3	Lokale und Globale Regel . . . . .	16
2.4	Der spannungsgetriebene Doppelkontakt . . . . .	20
2.4.1	Die Insel: Ladungsenergie . . . . .	21
2.4.2	Die Tunnelraten und die Strom-Spannungs-Kennlinie . . . . .	23
2.4.3	Über die Orthodoxe Theorie hinaus . . . . .	32
<b>3</b>	<b>Probenherstellung</b>	<b>35</b>
3.1	Elektronenstrahlolithographie . . . . .	36
3.2	Schattenbedampfung . . . . .	42
<b>4</b>	<b>Meßtechnik</b>	<b>51</b>
4.1	Einige Betrachtungen über das elektronische Rauschen . . . . .	54
4.2	Störquellen beim Einzelelektronentunneln . . . . .	60
4.3	Die Lösungsansätze . . . . .	63
4.3.1	Die einfachste Methode . . . . .	63
4.3.2	Erste Filterversuche bei tiefen Temperaturen . . . . .	65
4.3.3	Optimierung des Probenentwurfs: Modifizierung der Gate-Elektrode . . . . .	67
4.3.4	Filtern mit Koaxialkabeln . . . . .	68
4.3.5	Der SET-Verstärker . . . . .	72
<b>5</b>	<b>Experimente an einem Einzelelektronen-Transistor</b>	<b>79</b>
5.1	Skalierung mit der Gate-Kapazität $C_G$ . . . . .	79
5.2	DC-Strom-Spannungs-Kennlinien . . . . .	81
5.3	Coulomb-Oszillationen . . . . .	86
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>95</b>
	<b>Literatur</b>	<b>97</b>



# Einführung 1

---

Mit heutigen Mikrofabrikationsmethoden ist es möglich, Strukturen mit so kleinen Dimensionen herzustellen, daß quantenmechanische Effekte auch im normalleitenden Zustand das makroskopische Verhalten bestimmen. So ist — bei tiefen Temperaturen — sogar die *Quantisierung der Ladung* im elektrischen Transport und der *korrelierte Transport einzelner Elektronen* beobachtbar, die man normalerweise bei keinem elektrischen Phänomen des Alltags bemerkt.

Der Transport einzelner Ladungsträger in metallischen Leitern gehört im weiteren Sinn zur *mesoskopischen Physik*. Er ist nicht mikroskopisch, da die untersuchten Leiter eine große Anzahl von Ladungen enthalten (typischerweise  $10^9$  Elektronen), und nicht makroskopisch, da er durch eine Energieskala bestimmt wird, die durch die Kleinheit der Leiter-Abmessungen eingeführt wird. Allerdings liegt — im Gegensatz zu mesoskopischen Systemen im engeren Sinn — keine Phasenkohärenz zwischen den Ladungsträgern vor, zumindest nicht bei den hier betrachteten normalleitenden Proben.

Bereits in den späten 60er Jahren berichteten GIAEVER und ZELLER (1968) und ZELLER und GIAEVER (1969) über den Transport diskreter Ladungsträger in granularen Filmen. Bei den untersuchten Proben handelte es sich um Aluminium-Tunnelkontakte, deren Oxidbarriere wenige Nanometer große Zinn-Partikel enthielten. Die Grundideen für die sogenannten *Ladungseffekte*, später auch *Einzelelektroneneffekte* genannt, wurden schon damals entwickelt, z. B. wurde die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den tunnelnden Leitungselektronen als die dominante Kraft erkannt. Doch hat man nur den *kollektiven* Effekt vieler Zinn-Körner in einem ausgedehnten Tunnelkontakt gemessen.

LIKHAREV (1988) wies 20 Jahre nach den Giaever-Zeller-Experimenten auf das Potential hin, das in diesen Ladungseffekten steckt: eine Elektronik, die auf dem zeitlich korrelierten Transport einzelner Elektronen beruht, *Single Electronics*. AVERIN und LIKHAREV (1991) entwickelten die sogenannte *Orthodoxe Theorie* des Einzelelektronentunnelns, **Single Electron Tunneling**.

In dieser Arbeit werden Messungen bei sehr tiefen Temperaturen an ultrakleinen Aluminium-Tunnelkontakten vorgestellt, die die Voraussagen der Theorie bestätigen. Es treten insbesondere zwei wichtige Effekte des Einzelelektronentunnelns auf, die Coulomb-Blockade und die Coulomb-Oszillationen an Doppelkontakten, die nun plausibel gemacht werden sollen.

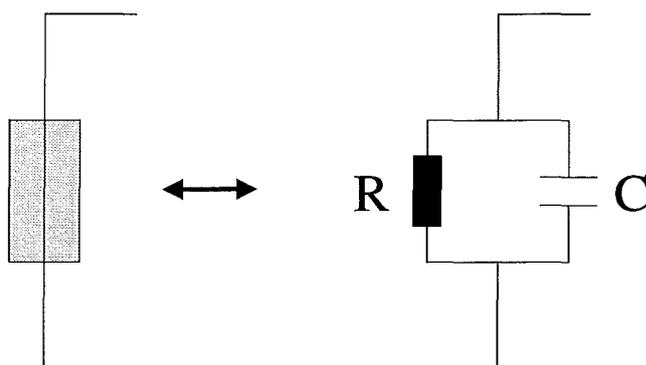


Abbildung 1.1: Ersatzschaltbild des ultrakleinen Tunnelkontaktes

**Grundkonzepte des Einzelelektronentunnels** Wir betrachten den Transport von Ladungsträgern (Elektronen) durch einen Tunnelkontakt. Ein Tunnelkontakt verbindet zwei metallische Leiter durch eine dünne isolierende Barriere. Die Barriere ist so dünn, daß Elektronen hindurchtunneln können, aber dick genug, daß die elektronische Wellenfunktion des Leiters auf der einen Seite nur schwach durch die Barriere hindurch in den anderen Leiter hinein ausgedehnt ist (schwaches Tunneln). Damit kann man den Tunnelkontakt als „leckenden Kondensator“ verstehen, wie es im Ersatzschaltbild 1.1 dargestellt ist. Der Kontakt ist vollständig durch die Kapazität  $C$  und den Tunnelwiderstand  $R_T$  beschrieben. Die Ladung auf dem „Kondensator“ ist zum einen kontinuierlich veränderbar und kann auch kleiner als die Elementarladung sein, da es sich um eine Influenzladung handelt: die Wolke der Leitungselektronen in einem Festkörper kann kontinuierlich gegen die räumlich festen Ladungen der Rumpfatome bewegt werden. Zum anderen können nur „ganze“ Elektronen durch die Barriere tunneln, so daß die Ladung auf dem Kondensator durch Tunnelvorgänge nur um eine ganzzahlige Anzahl von Elektronen geändert wird.

Die elektrostatische Energie, die *Ladungsenergie*, des Kondensators beträgt

$$E_{ch} = \frac{Q^2}{2C} \quad (1.1)$$

mit der Tunnelkontakt-Kapazität  $C$  und der Influenzladung  $Q$  auf dem Kondensator. Die Influenzladung  $Q = CV^*$  kann durch das Aufprägen einer endlichen Spannung  $V$  oder eines endlichen Stroms  $I$  über den Tunnelkontakt verändert werden,  $V^*$  ist dabei die über dem Kontakt abfallende Spannung. Das Tunneln eines Elektrons durch die Barriere wird nur erlaubt sein, wenn sich dabei die Ladungsenergie nicht erhöht. Das ist der Fall, sobald die Ladung  $Q \geq e/2$  bzw. die Spannung  $V^* \geq V_C = e/2C$  ist. Ist dagegen  $Q < e/2$ , so kann kein Strom fließen. Dies ist das den Einzelelektroneneffekten zugrundeliegende physikalische Phänomen: die *Coulomb-Blockade*, eine Nicht-Linearität der Strom-Spannungs-Kennlinie. Man sagt, der Tunnelkontakt befindet sich „in der Coulomb-Blockade“.

Welche Bedingungen müssen erfüllt sein, damit man Effekte durch Einzelelektronentunneln beobachten kann?

Die Änderung der Ladungsenergie des Kondensators  $E_{ch, \text{vorher}} - E_{ch, \text{nachher}}$ , die für das Hinzufügen oder Entfernen eines Elektrons in der Größenordnung der Coulomb-Ladungsenergie  $E_C = e^2/2C$  liegt, muß groß sein gegenüber anderen charakteristischen Energieskalen des Systems. Einmal können thermische Fluktuationen den Effekt verwaschen, indem die thermische Energie Tunnelvorgänge auslöst. Einzelladungseffekte können also nur bei Temperaturen beobachtet werden, für die gilt:

$$E_C = \frac{e^2}{2C} \gg k_B T.$$

Weiterhin verschmieren Quantenfluktuationen, in diesem Fall Ladungsfluktuationen, den Effekt. Quantenfluktuationen auf einer Energieskala  $E_Q$  und auf einer Zeitskala  $\tau$  treten aufgrund der Heisenbergschen Unbestimmtheitsrelation auf:  $E_Q \tau \geq h$ . Die Zeitskala für den Tunnelprozeß ist begrenzt durch  $\tau_T = 1/R_T C$  mit dem Tunnelwiderstand  $R_T$  und der Kapazität  $C$ . Diese Zeit entspricht der reziproken Tunnelrate eines Tunnelkontaktes, an dem die Coulomb-Spannung  $e/C$  anliegt. Die Ladungsquantisierung ist beobachtbar, wenn die Bedingung

$$E_C \cdot \tau_T = \frac{e^2}{2C} \cdot \tau_T \gg h,$$

erfüllt ist, also wenn gilt:

$$R_T \gg \frac{h}{e^2} = R_Q = 25.8 \text{ k}\Omega.$$

Diese Bedingung besagt, daß bei hochohmigen Tunnelkontakten die Teilchennatur der Elektronen dominierend ist (Ladungsregime oder Regime des „schwachen Tunnelns“). Der Ladungstransport wird durch die Coulomb-Ladungsenergie  $E_C$  bestimmt.

Die Bedingungen  $e^2/2C \gg k_B T$  und  $R_T \gg R_Q$  sind für die Tunnelkontakt-Kapazität  $C$  und den Tunnelwiderstand  $R_T$  mit den heutigen technologischen Möglichkeiten zu erfüllen. Mit der Nanolithographie-Technologie sind metallische Tunnelkontakte mit einer Fläche kleiner als  $50 \text{ nm} \cdot 50 \text{ nm}$  herstellbar, was Kapazitäten in der Größenordnung  $1 \cdot 10^{-16} \text{ F}$  entspricht und damit Experimentiertemperaturen im  $100 \text{ mK}$ -Bereich erlaubt. Atomare Tunnelkontakte besitzen sogar kleinere Kapazitäten von der Größenordnung  $0.1 \text{ aF}$ , so daß bei Experimenten, bei denen der Tunnelkontakt zwischen der Spitze eines Rasterelektronenmikroskops und einem Atom gebildet wird, die Effekte auch bei Raumtemperatur beobachtbar sind (BARNER und RUGGIERO 1987; VAN BENTUM et al. 1988; MATSUMOTO 1996). Auch Tunnelbarrieren mit Widerständen von  $100 \text{ k}\Omega$  bis in den  $\text{M}\Omega$ -Bereich sind herstellbar.

Allerdings genügt es nicht, die Bedingungen nur für den Tunnelkontakt zu erfüllen, um Einzelladungseffekte beobachten zu können. Der Tunnelkontakt muß immer über makroskopische Zuleitungen mit der Außenwelt verbunden sein, damit man die Transporteigenschaften messen kann. Die Zuleitungen, die die Quelle mit dem Tunnelkontakt verbinden, besitzen eine im Vergleich zur Tunnelkontakt-Kapazität große Kapazität gegen Erde (i. allg. im  $\text{pF}$ -Bereich), die die winzige

Tunnelkontakt-Kapazität kurzschließt. Die Kapazität  $C$  aus der obigen Bedingung ist somit nicht nur die Kapazität des Tunnelkontaktes selbst, sondern enthält auch die Streukapazitäten  $C_l$  zwischen den Zuleitungen, die mit den Elektroden verbunden sind. Die Ladungsenergie  $E_{ch}$  wird wegen der großen Kapazität so klein, daß die Bedingung  $e^2/2C \gg k_B T$  selbst für die tiefsten Experimentiertemperaturen nicht mehr erfüllt ist.

Der Widerstand  $R_l$  der Zuleitungen liegt i. allg. im 100- $\Omega$ -Bereich und verletzt damit die Bedingung  $R_l \gg R_Q$ . Mit dem Zuleitungswiderstand wird eine neue Zeitskala  $\tau_l = R_l C_l$  eingeführt, auf der Ladungsfluktuationen in den Zuleitungen stattfinden. Ist diese Zeitskala kleiner oder in der Größenordnung von  $\tau_C = h/(e^2/C) = R_Q C$ , der Zeitskala der der Coulomb-Ladungsenergie, so können Ladungsfluktuationen in Zuleitungen, die ja an die Ladung  $Q$  auf dem Tunnelkontakt gekoppelt sind, Fluktuationen der Tunnelkontakt-Ladung  $Q(t)$  verursachen, die größer sind als die Elementarladung. Die Ladung  $Q$  auf dem Tunnelkontakt ist somit nicht mehr wohldefiniert, die Coulomb-Blockade verschwindet.

Die beiden Bedingungen müssen somit für die Einheit aus Tunnelkontakt und Zuleitungen erfüllt sein. DEVORET et al. (1990) beschreiben dies durch den *Einfluß der elektrodynamischen Umgebung* des Kontaktes. Eine „hochohmige Umgebung“ ist eine hinreichende Voraussetzung für die Beobachtung von Einzelelektroneneffekten. Da bei metallischen Leitern die Leitungswiderstände immer klein gegen den Quantenwiderstand sind, ist das einfachste Bauteil, in dem man Ladungseffekte im Elektronentransport beobachten kann, eine Serienschaltung aus zwei ultrakleinen Tunnelkontakten (*Einzelelektronen-Transistor*, SET). Bei dem einfachsten Bauteil, in dem man Einzelelektroneneffekte im Gleichgewicht studieren kann, handelt es sich um eine Serienschaltung aus einem Tunnelkontakt und einer echten Kapazität (*Einzelelektronen-Box*). Die Aufgabe des zweiten Tunnelkontaktes bzw. des echten Kondensators ist, den ersten Tunnelkontakt von der Umgebung zu entkoppeln. Man erhält eine isolierte „Insel“, deren Zustand durch eine diskrete Anzahl von Elektronen charakterisiert ist. Die Anzahl der Ladungen auf der Insel ist dann eine gute Quantenzahl.

**Einzelelektronen-Bauteile** Aufgrund verbesserter Herstellungsmethoden kann man inzwischen kontrolliert kleine metallische Partikel erzeugen, die die quantitative Untersuchung der Ladungseffekte nach der Orthodoxen Theorie und den Bau von Single Electronics ermöglichen.

Die erste experimentelle Arbeit auf diesem Gebiet war der Einzelelektronen-Transistor (SET) von FULTON und DOLAN (1987) und KUZ'MIN und LIKHAREV (1987). Dabei handelt es sich um zwei in Serie geschaltete Tunnelkontakte, deren gemeinsame Mittelelektrode, die isolierte Insel, kapazitiv an eine Gatespannungselektrode gekoppelt ist. Mit der Gatespannung kann man die Ladung  $Q$  auf den Tunnelkontakten verändern und damit die Ladungseffekte, d. h. die Strom-Spannungs-Kennlinie beeinflussen.

Von LAFARGE et al. (1991) ist die „Einzelelektronen-Box“ untersucht worden, in die man durch Verändern der Spannung über dem Kondensator einzelne Elektronen sukzessive „einsperren“ kann.

Auch größere eindimensionale Systeme, die aus mehr als zwei Tunnelkontakten

bestehen, sind betrieben worden. Im „Turnstile“ (Einzelelektronen-Drehtür) von GEERLIGS et al. (1990a), bestehend aus vier Tunnelkontakten in Serie, synchronisiert eine äußere Radio-Frequenz, die kapazitiv an die mittlere Insel gekoppelt wird, den Einzelelektronen-Strom. In der Hälfte des Zyklus, in dem die Spannung an der Insel negativ ist, wird ein Elektron durch den linken Arm zur Mittelinsel transportiert, in der positiven Zyklushälfte durch den rechten Arm wieder von der Insel weg. Bei der „Einzelelektronen-Pumpe“ von POTHIER et al. (1991), bestehend aus drei Tunnelkontakten in Serie, werden die einzelnen Elektronen durch phasenverschobene Radio-Frequenz-Anregungen der beiden Inseln durch das Bauteil „gepumpt“, ohne daß eine Transportspannung anliegt.

In eindimensionalen Feldern aus Tunnelkontakten führt die Coulomb-Wechselwirkung zum Transport von Ladungssolitonen durch das Feld. DELSING et al. (1989b) takteten das zeitkorrelierte Tunneln von Ladungssolitonen mit einem RF-Signal. Innerhalb von zweidimensionalen Feldern induzieren Solitonen über kapazitive Kopplungen Solitonen des umgekehrten Vorzeichens, es entstehen „Elektron-Loch-Paare“ (MOOIJ et al. 1990; MOOIJ und GEERLIGS 1991; MATTERS et al. 1997).

Bei der **Herstellung** dieser „Nano-Bauteile“ haben sich vor allem drei Vorgehensweisen herausgebildet.

- ▶ Bei *Tunnelkontakten aus Metallen* wird der ultrakleine Überlapp zwischen zwei Aluminium-Schichten durch Schattenbedampfung erzeugt. Die Tunnelbarriere wird durch die Oxidation von Aluminium gebildet. Der Elektronen-Transport in diesen Strukturen ist diffus. Wegen der hohen Leitungselektronendichten in Metallen sind die elektronischen Niveaus auf den isolierten Inseln quasikontinuierlich. Da diese Methode vergleichsweise einfach ist, wurden alle oben erwähnten ersten SET-Bauteile zunächst auf diese Weise hergestellt. I. allg. sind Experimentiertemperaturen im 100 mK-Bereich notwendig, um Einzelelektroneneffekte zu beobachten, da die minimale Überlappfläche durch die Möglichkeiten der Lithographie begrenzt ist. Mit aufwendigen Methoden sind allerdings auch Tunnelkontakte im Bereich weniger Nanometer („metallischer Quantendot“) hergestellt worden (RALPH et al. 1997). Der Herstellungsprozeß ermöglicht vielseitige Anwendungen, z. B. kann man unterschiedliche Materialien kombinieren, um normalleitende/ supraleitende Tunnelkontakte (normalleitendes Kupfer/ supraleitendes Aluminium) herzustellen (HEKKING et al. 1994).

Auch andere Metalle sind verwendet worden, wie Niob (ROGERS et al. 1987), Titan (ALTMAYER et al. 1997) oder Chrom (KUZMIN et al. 1996). Bei diesen Materialien ist die Erzeugung der Tunnelbarriere allerdings aufwendiger als bei Aluminium, und die Ergebnisse sind bisher nicht reproduzierbar.

- ▶ Weiterhin kann man Tunnelkontakte auf Basis eines *zweidimensionalen Elektronengases (2DEG)* herstellen (VAN HOUTEN und BEENAKKER 1996; HARMANS 1992), das beispielsweise im Inneren von GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen gebildet wird. Die Tunnelkontakte werden elektrostatisch durch das Anlegen von Spannungen an Schottky-Elektroden auf der Oberfläche dieser Heterostrukturen erzeugt (p-n-Übergang). Da man die Elektronendichten in

diesen Strukturen einstellen kann, kann der Transport ballistisch bis diffus sein, und man kann eine andere Physik des Elektronentransports studieren als in den eben erwähnten Tunnelkontakten aus Metallen. In den *Quantenpunkten* besitzen die Elektronen diskrete Energieniveaus, die beim Tunneln besetzt und entleert werden. Daher spricht man auch von „künstlichen Atomen“. Mit einem SET-Transistor kann man beispielsweise Änderungen der lokalen Zustandsdichte der Elektronen detektieren (FIELD et al. 1996). Da der Herstellungsprozeß aufwendiger ist, ist er auch deutlich fehleranfälliger. Ein Vorteil ist dagegen, daß kleinere Tunnelkontakt-Kapazitäten erzeugt werden können, da der Kontakt nicht direkt lithographisch, sondern elektrostatisch hergestellt wird. Außerdem ist es über die Spannung an den Schottky-Elektroden möglich, bei ein und derselben Probe die Stärke der Tunnelbarrieren zu variieren. Gerade diese Flexibilität erschwert allerdings auch die Experimente bei komplizierteren Bauteilen, bei denen viele Steuerspannungen eingestellt werden müssen. Im Prinzip sind alle oben erwähnten Bauteile auch auf der Basis von 2DEG betrieben worden: im Turnstile und in der Pumpe von KOUWENHOVEN et al. (1991a) konnten einzelne Elektronen durch die Tunnelkontakte gepumpt werden. Im Transistor von GLATTLI et al. (1991) konnte der Strom durch die Spannung am Gate gesteuert werden, zusätzlich konnte untersucht werden, welchen Einfluß die Stärke der Tunnelbarriere, also der Tunnelwiderstand hat. Der Übergang vom Ladungsregime zum starken Tunneln ist auch von KOUWENHOVEN et al. (1991b) und MEIRAV et al. (1991) in Quantenpunkten untersucht worden.

- ▶ Wegen der technischen Bedeutung seien an dieser Stelle die in den letzten Jahren entwickelten Herstellungsprozesse auf Basis anderer Halbleitersysteme genannt, über die AHMED und NAKAZATO (1996) einen Überblick geben. Von GUO et al. (1997), OHATA et al. (1995) und LEOBANDUNG et al. (1995) werden Transistoren auf Silizium-Basis mit sehr kleinen Kapazitäten untersucht, die Ladungseffekte bis zu Raumtemperatur zeigen. Die Tunnelkontakte werden direkt lithographisch aus Silizium strukturiert, die Tunnelbarriere besteht aus Siliziumoxid.

**Anwendungen des korrelierten Einzelelektronentunnels** In den bisherigen Ausführungen sind bereits Anwendungsmöglichkeiten für das korrelierte Einzelelektronentunneln angedeutet worden. Der Hauptvorteil dieser Bauelemente ist die Kleinheit. Mit den Nanometer-Abmessungen sind sie immer noch zwei Größenordnungen kleiner als die typischen kleinsten Abmessungen der heutigen kommerziellen Halbleiter-Bauelemente. Im Zuge der fortschreitenden Miniaturisierung der Halbleiter-Bauelemente könnten Einzelelektronen-Bauteile also durchaus eine Alternative darstellen.

Der Name des ultrakleinen Doppel-Tunnelkontaktes — **Transistor** — weist bereits auf eine Anwendung hin. Allerdings ist der Einzelelektronen-Transistor im Sinne eines **Spannungsverstärkers** nur bedingt zu benutzen, denn es ist schwierig, eine Spannungsverstärkung größer/gleich eins zu erreichen. (Als Spannungsverstärkung ist das Verhältnis aus Coulomb-Blockaden-Spannung zur Änderung der Input-Gatespannung definiert, das letztlich dem Verhältnis der Tunnelkontakt-

Kapazitäten zu der echten Gate-Kapazität entspricht.) Durch Erhöhung der Gate-Kapazität haben ZIMMERLI et al. (1992) Spannungsverstärkungen bis zu 2.8 und VISSCHER et al. (1995) Verstärkungen bis 1.5 bei einem Rauschen von  $7 \cdot 10^{-5} e / \sqrt{\text{Hz}}$  erreicht. Die eigentlichen Stärken dieses Bauteils liegen in einer Anwendung als **Elektrometer** mit sehr hoher Eingangsimpedanz (LUTWYCHE und WADA 1993). Der Strom durch den Doppelkontakt ist extrem empfindlich gegenüber Ladungsänderungen von weniger als einem Elektron auf den Tunnelkontakten, die über die Gatespannung eingestellt werden. Das typische Eingangs-Ladungsrauschen beträgt  $10^{-4} e / \sqrt{\text{Hz}}$  für 10 Hz (z. B. bei KUZ'MIN et al. (1989) und GEERLIGS et al. (1990b)). Das ist um 6 Größenordnungen besser als das beste kommerzielle Halbleiter-Transistor-Elektrometer mit  $10^{+2} e / \sqrt{\text{Hz}}$ . LAFARGE et al. (1991) verwenden einen Doppelkontakt als Elektrometer zur Messung der Ladung in einer Einzelelektronen-Box. Eine ähnliche Idee wird von GOSH et al. (1994) genutzt: das Elektrometer kann auch umgekehrt als Präzisions-Kapazitätsbrücke für tiefe Temperaturen verwendet werden. Die starke Nicht-Linearität der Strom-Spannungskennlinie läßt sich auch für die Detektion von sehr hohen Frequenzen ausnutzen. Der Strom ist für Spannungen unterhalb der Coulomb-Blockade sehr klein und steigt oberhalb scharf an. In diesem Bereich um die Coulomb-Blockade herum ist das Bauteil sehr empfindlich für elektromagnetische Strahlung (**photon-assisted tunneling**). CLELAND et al. (1992) betreiben einen Doppelkontakt als Photodetektor für 650 nm-Licht, HERGENROTHER et al. (1995a) betreiben einen Doppelkontakt mit supraleitender Insel als Mikrowellendetektor.

Da die Strom-Spannungskennlinie der Einzelelektronen-Bauteile nur von der Ladungsenergie, also von den Kapazitäten der Tunnelkontakte, und von der Temperatur abhängen, lassen sich Doppelkontakte und eindimensionale Felder mit mehreren Tunnelkontakten als **Primär-Thermometer** betreiben (PEKOLA et al. 1994).

Eine grundsätzliche Bedeutung über diese Einzelanwendungen hinaus ist dem Einzelelektronentunneln für den Bau eines **Stromstandards** zugewiesen worden. Mit dem Josephson-Effekt und dem Quanten-Hall-Effekt würde das SET das „Quantenmetrologische Dreieck“ schließen, die Variablen Spannung, Strom und Widerstand wären vollständig über die Quantenmechanik bestimmt. Für einen Stromstandard würde man ausnutzen, daß eine exakte Anzahl von Elektronen pro Zyklus mit einem RF-Signal durch das SET-Bauteil transportiert werden, daß also die äußere — gut bestimmte — Radiofrequenz das Einzelelektronentunneln synchronisiert. In der Turnstile-Konfiguration (GEERLIGS et al. 1990a) und in der Pumpe (POTHIER et al. 1991) ist der Strom  $I$  über den elementaren Zusammenhang  $I = e * f$  nur abhängig von der Radiofrequenz  $f$ . In den folgenden Jahren sind diese Bauteile als Stromstandard weiterentwickelt worden. Theoretisch erreicht man die notwendige Genauigkeit für einen Standard von 0.1 ppm im Strom für Ströme kleiner 0.1 pA (AVERIN und LIKHAREV 1992). Die Eignung als Stromstandard ist allerdings in der Praxis eingeschränkt, weil Tunneln ein quantenmechanischer Prozeß ist. Der Strom ist wegen der stochastischen Natur der Tunnelvorgänge eventuell kleiner als  $e * f$ . Außerdem können „unerwünschte“ Tunnelprozesse auftreten, z. B. das Kotunneln, das einen Tunnelprozeß zweiter Ordnung über einen virtuellen Zwischenzustand bezeichnet. Tunnelvorgänge sind dann möglich, obwohl die Energie nicht in Form von Spannung oder Temperatur von außen zur Verfügung gestellt wird (VERBRUGH et al. 1994; VERBRUGH 1995). Der Strom kann größer als  $e * f$

werden. Auch bei einer Optimierung der Bauteile in bezug auf Streukapazitäten und Kotunneln ist die Funktion der Einzelelektronen-Bauteile immer durch die Offset-Ladungen der Inseln eingeschränkt, hervorgerufen durch Ladungen, die sich im Substrat oder in der Oxidbarriere befinden (ZORIN et al. 1996; WOLF et al. 1997). Verlängert man den Turnstile um einige Tunnelkontakte, um die Tunnelprozesse höherer Ordnung zu minimieren, so muß man umso mehr Offset-Ladungen kompensieren. Ein weiteres Problem bleibt die Messung des sehr kleinen Stroms von 1 pA. Von JENSEN und MARTINIS (1992), MARTINIS et al. (1994a), MARTINIS et al. (1994b) und JENSEN und MARTINIS (1994) ist darüber hinaus festgestellt worden, daß die theoretische Genauigkeit der Einzelelektronen-Pumpe im Experiment nicht erreicht wird, weil es schwierig ist, perfekte experimentelle Bedingungen herzustellen, zum Beispiel den Einfluß der elektromagnetischen Umgebung vollständig zu kontrollieren. Mit einer Pumpe bestehend aus sieben Tunnelkontakten ist von KELLER et al. (1996) die bisher größte Genauigkeit von  $1.5 \cdot 10^{-8}$  erreicht worden.

Der Transistor als Spannungsverstärker ist auch in einer **digitalen Anwendung** nutzbar. Darüber hinaus bestehen Überlegungen, die Kodierung der digitalen Bits direkt durch einzelne Elektronen, also nicht durch Spannungs-Niveaus wie in konventionellen logischen Schaltkreisen zu verwirklichen. Mit dieser eleganten Methode würde man die Quantisierung der elektrischen Ladung ausnutzen: **Single Electron Logic**. Bei FULTON et al. (1991) zeigten eindimensionale Felder aus zwei und vier Aluminium-Tunnelkontakten im supraleitenden Zustand eine Hysterese, die im normalleitenden Zustand verschwand, bei LAFARGE et al. (1992) zeigte sich eine Hysterese auch im normalleitenden Zustand. Diese Hysterese kann man für den Einzelelektronen-Speicher ausnutzen. Wegen des Kotunnelns leben die metastabilen Zustände kürzer als 0.1 s (MARTINIS et al. 1994a). Viele Veröffentlichungen beschäftigen sich mit den prinzipiellen quantenmechanischen Begrenzungen für die Logik-Anwendung, OHSHIMA (1996) beispielsweise mit der theoretischen Lebensdauer der Zustände in der Einzelelektronen-Pumpe. KRUPENIN et al. (1997) haben den Einfluß des Kotunnelns und der Offset-Ladungen auf die Speicherzeiten in Aluminium-SET-Bauteilen experimentell untersucht. GUO et al. (1997) haben einen Silizium-Einzelelektronen-Transistor als Speicher mit bis zu 5 s Speicherzeit bei Raumtemperatur betrieben. Abgesehen von diesen einzelnen Speicher-Bauteilen ist eine Einzelelektronen-Logik auf der experimentellen Seite noch nicht verwirklicht worden.

Die vorliegende Arbeit stellt einen Einstieg in das experimentelle Gebiet des metallischen Einzelelektronentunnelns dar, mit dem wir in den Sonderforschungsbereich 195 der Universität Karlsruhe eingegliedert sind. Innerhalb des Sonderforschungsbereichs wird in der Gruppe um Prof. G. Schön seit Jahren an der Theorie der metallischen Tunnelkontakte gearbeitet. Am INFP des Forschungszentrums Karlsruhe wurde im Rahmen dieser Arbeit ein System implementiert, das zur Herstellung und zur grundlagenorientierten Untersuchung von Einzelelektronen-Bauelementen dienen soll.

Auf dem Gebiet der metallischen Tunnelkontakte arbeiten weltweit weniger Gruppen als auf dem der 2DEG-Tunnelkontakte, in Deutschland hat es erst in den letzten drei Jahren an Bedeutung gewonnen. Daher konzentrieren wir uns auf

die Herstellung von metallischen Einzelektronen-Bauteilen auf Aluminium-Basis, für die die Voraussetzungen mit einem Elektronenstrahlschreiber im Forschungszentrum schon teilweise gegeben waren. Schwerpunkt unserer experimentellen Untersuchungen ist das einfachste SET-Bauteil, der Einzelektronen-Transistor. Seine grundlegenden Eigenschaften sind theoretisch und experimentell vielfältig untersucht worden, die quantitative Übereinstimmung ist hervorragend. So erlauben Messungen am Einzelektronen-Transistor eine Überprüfung des Meßaufbaus und der Probenherstellung. Weitergehendes Ziel dieser Arbeit ist die Überprüfung des Gültigkeitsbereichs der Orthodoxen Theorie. Theoretische Berechnungen sagen Abweichungen voraus, wenn die Proben sich nicht mehr im Ladungsregime befinden. Beispielsweise zeigen niederohmige Transistoren, die von JOYEZ et al. (1997) untersucht worden sind, ein deutlich anderes Verhalten als hochohmige. Eine weitere experimentelle Arbeit zeigt Schwächen der Theorie bei der Beschreibung des Verhaltens bei höheren Temperaturen (JOYEZ und ESTEVE 1997). Die Experimente weisen darauf hin, daß gerade der — scheinbar gut bekannte — Transistor ein gut geeignetes Objekt für Untersuchungen in unkonventionellen Bereichen ist. Bisher gibt es hier kaum Experimente, da sich alle Gruppen hauptsächlich auf die Konstruktion immer komplizierterer Bauteile innerhalb des Ladungsregimes konzentriert haben. In unseren Experimenten soll die Kapazität der Gate-Elektrode zur Insel variiert werden. Sie darf sich, wie im nächsten Kapitel erläutert werden wird, nur in einer bestimmten Größenordnung bewegen, damit die Orthodoxe Theorie anwendbar ist.

Im nächsten Kapitel werden die theoretischen Grundlagen des Einzelektronentunnels und die wichtigsten Experimente, insbesondere für den Einzelektronen-Transistor ausführlicher dargestellt.

Die Fabrikation der ultrakleinen Tunnelkontakte wird in Kapitel 3 besprochen, wo in das Verfahren der Elektronenstrahlithographie und der Schattenbedampfung eingeführt wird. Der Aufbau der Meßelektronik mit den Charakteristika für das Einzelektronentunneln wird in Kapitel 4 erläutert. Auf ein zentrales experimentelles Problem des Einzelektronentunnels, die elektromagnetische Filterung von Störsignalen im GHz-Bereich, wird aufmerksam gemacht. Unterschiedliche Lösungsversuche werden dargestellt.

Im letzten Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse der Untersuchungen an Einzelektronen-Transistoren ausführlich diskutiert und mit der Theorie und mit anderen Experimenten verglichen. Unsere experimentellen Untersuchungen an einer Probe mit einer „zu großen“ Gate-Kapazität geben Hinweise auf Abweichungen von der Orthodoxen Theorie.



# Theoretische Grundlagen 2

---

Die Experimente auf dem Gebiet des Einzelelektronentunnelns können sehr weitgehend sowohl qualitativ als auch quantitativ durch theoretische Modelle beschrieben werden, deren Grundlage die *Orthodoxe Theorie* von Averin und Likharev ist<sup>1</sup>. Auch in dieser Arbeit wird diese semiklassische Theorie, die die Konzepte der klassischen Elektrostatik mit dem quantenmechanischen Tunneln kombiniert, zur Auswertung der Strom-Spannungs-Kennlinien der SET-Transistoren verwendet. Ihre Grundzüge sollen im folgenden vorgestellt werden.

Wir betrachten einen Tunnelkontakt, der aus zwei metallischen Elektroden mit einer Tunnelbarriere geformt wird. Wenn ein Elektron durch die Barriere tunnelt, ändert sich die Spannung über den Tunnelkontakt um  $\Delta V^* = e/C$ . Bei einem typischen Tunnelkontakt mit einer Fläche von  $0.1 \cdot 0.1 \text{ mm}^2$  bedeutet dies eine Spannungsänderung im nV-Bereich, eine Änderung, die durch thermische Fluktuationen der Amplitude  $V_T = k_B T/e \approx 30 \text{ mV}$  bei Raumtemperatur völlig verschmiert wird. Die einzig beobachtbare Folge der Quantisierung der Ladung ist das Schrotrauschen (siehe z. B. OTT 1988).

Ist dagegen der Tunnelkontakt so klein und die Temperatur so niedrig, daß die Kapazität die im ersten Kapitel eingeführte Bedingung

$$\frac{e^2}{2C} \gg k_B T \tag{2.1}$$

erfüllt, und ist der Tunnelwiderstand so groß, daß die Bedingung

$$R \gg \frac{h}{e^2} = R_Q = 25.8 \text{ k}\Omega \tag{2.2}$$

erfüllt ist, so kann das Tunneln eines einzelnen Elektrons das des folgenden vollständig blockieren, bis die zusätzliche Ladung  $\Delta Q = e$  auf den Elektroden wieder entfernt wird. Die Bedingungen 2.1 und 2.2 definieren das Regime der Ladungseffekte. Die sog. *Coulomb-Blockade des Einzelelektronentunnelns* ist eine Folge der Coulomb-Wechselwirkung der Leitungselektronen. Das Überraschende hieran ist, daß ein *einzelnes* Elektron durch die Blockade kontrolliert werden kann, obwohl sich eine sehr große Anzahl ( $\approx 10^9$ ) von Leitungselektronen in den Elektroden befindet. Aus der Coulomb-Blockade ergeben sich Effekte, die auf der zeitlichen

---

<sup>1</sup>Ein Überblick über diese Theorie wird z. B. von AVERIN und LIKHAREV (1991) und INGOLD und NAZAROV (1992) gegeben.

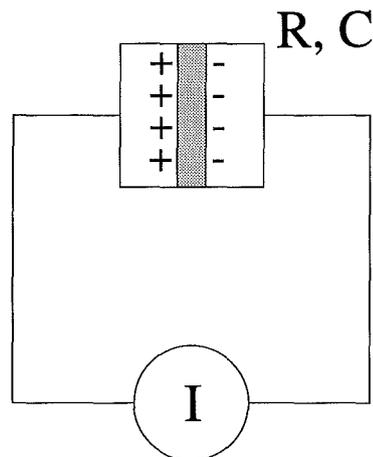


Abbildung 2.1: Der Einzelkontakt mit aufgeprägtem Strom

Korrelation von elementaren Tunnelvorgängen beruhen. Immer ist der *diskrete* Ladungstransfer über die Tunnelbarriere mit einem (*quasi*)*kontinuierlichen* Ladungstransfer in den metallischen Elektroden verbunden.

Für die theoretischen Überlegungen werden folgende vereinfachende Voraussetzungen verwendet:

- ▶ Die Form und die Dimensionen der Tunnelkontakte spielen keine Rolle, sie werden als 0-dimensional behandelt.
- ▶ Das Tunneln geschieht instantan.
- ▶ Die Ladungsverteilung innerhalb der Elektroden ist sofort nach dem Tunneln wieder im Gleichgewicht.
- ▶ Einzelelektroneneffekte sollen innerhalb der Elektroden und der Zuleitungen keine Rolle spielen.

Wir wollen die Strom-Spannungs-Kennlinie von SET-Bauteilen mit Hilfe des Hamilton-Operators des Systems berechnen. Dazu muß man sich überlegen: Was spielt sich in dem System ab, wenn getunnelt wird? Was sind die relevanten Energien?

## 2.1 Der stromgetriebene Einzelkontakt

Das einfachste System, an dem zunächst die grundsätzlichen Ideen des Einzelelektronentunnelns demonstriert werden sollen, ist der einzelne ultrakleine Tunnelkontakt mit den Parametern Tunnelwiderstand  $R_T$  und Kapazität  $C$ , im folgenden kurz *Einzelkontakt* genannt. Verbindet man diesen, wie in Abbildung 2.1 dargestellt, mit einer idealen Stromquelle, die unabhängig von der Last einen zeitlich konstanten Strom liefert, treten periodische Oszillationen der Influenzladung  $Q$  auf

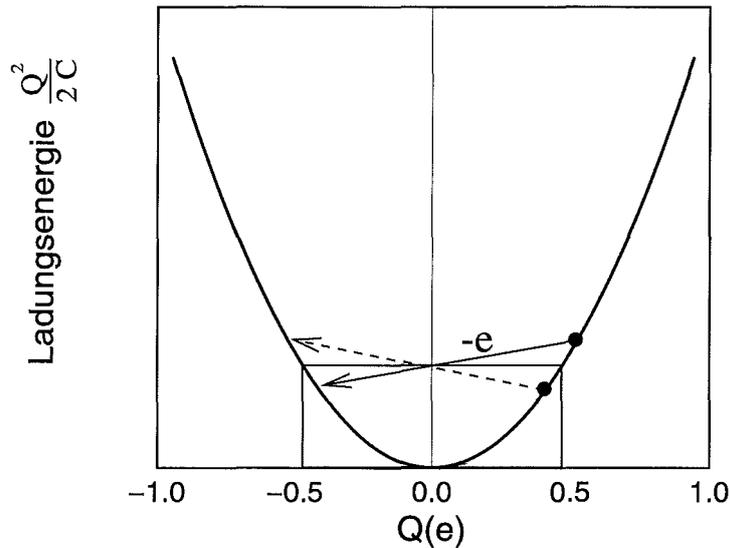


Abbildung 2.2: Ladungsenergie des Tunnelkontaktes in Abhängigkeit von der Ladung auf den Elektroden

Dieses Energie-Diagramm des Einzelkontaktes veranschaulicht den physikalischen Ursprung der Einzelladungseffekte. Der durchgezogene gezeichnete Pfeil zeigt einen „erlaubten“ Tunnelvorgang für  $Q > e/2$ , während der gestrichelte einen energetisch verbotenen Vorgang zeigt.

dem Tunnelkontakt und der über den Kontakt abfallenden Spannung  $V^*$  auf. Die Entstehung dieses Phänomens soll im folgenden plausibel gemacht werden.

Die Ladungsenergie, die für den stromgetriebenen Einzelkontakt in Abbildung 2.2 dargestellt ist, spielt die zentrale Rolle beim Einzelelektronentunneln. Bei der Temperatur  $T = 0$  K können nur die Tunnelprozesse einzelner Ladungen  $e$  stattfinden, die zu einer positiven Änderung der Ladungsenergie des Tunnelkontaktes führen:

$$\Delta E_{ch} = E_{ch,vorher} - E_{ch,nachher} = \frac{Q^2}{2C} - \frac{(Q - e)^2}{2C} > 0. \quad (2.3)$$

Die Bedingung ist erfüllt, wenn die Ladung  $Q > e/2$  ist bzw. die Spannung über den Tunnelkontakt  $V^* > V_C^* = e/2C$ . Befindet sich die Ladung in dem Bereich  $-e/2 < Q < +e/2$ , so würde jeder Tunnelprozeß zu einer Erhöhung der Energie  $E_{nachher}$  gegenüber  $E_{vorher}$  führen und wäre daher bei  $T = 0$  K verboten. Die Zustände mit  $+e/2$  und  $-e/2$  sind energetisch entartet, so daß Tunneln möglich wird, sobald  $Q \geq e/2$  ist. Dann wird ein Elektron tunneln und den Zustand  $Q' = Q - e$  produzieren, der wieder innerhalb des „verbotenen“ Bereichs liegt.

Die Ladung auf dem Tunnelkontakt verhält sich somit periodisch in der Zeit, wie in Abbildung 2.3 dargestellt ist: die Elektroden werden durch die Stromquelle allmählich aufgeladen, bis bei der Ladung  $Q \geq e/2$  ein Elektron tunneln kann. Durch den Tunnelvorgang wird die Ladung wieder um  $e$  reduziert, die Stromquelle lädt den Tunnelkontakt erneut auf, und es findet wieder ein Tunnelvorgang statt. Die Übergänge in Abbildung 2.3 sind scharf. Daher sind die aufeinanderfolgenden

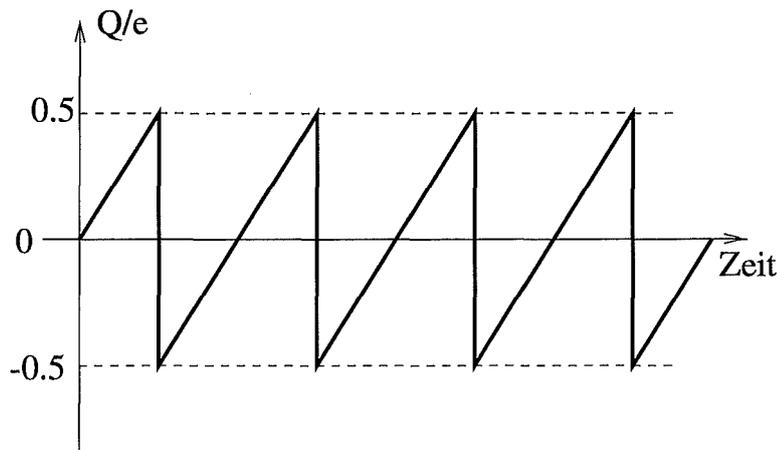


Abbildung 2.3: Dynamisches Verhalten des Einzelkontaktes: SET-Oszillationen

Dargestellt sind die SET-Oszillationen der Ladung  $Q$  auf einem Einzelkontakt, d. h. Oszillationen zwischen  $-e/2$  und  $+e/2$  mit der Frequenz  $f = I/e$ .

Tunnelvorgänge zeitlich korreliert (Autokorrelation des Einzelkontaktes). Wegen der Ladungserhaltung gilt für die Frequenz der kohärenten Oszillationen, der *Single Electron Tunneling-Oszillationen* oder *SET-Oszillationen*:

$$f = I/e \quad (2.4)$$

mit dem Strom  $I$ , den die Stromquelle liefert.

Beim stromgetriebenen Einzelkontakt aus Abbildung 2.1 existiert keine Meßvorschrift für eine IV-Kennlinie. Sobald man ein Spannungsmessgerät anschließt, hat man die Umgebung des Kontaktes so verändert, daß die Bedingung der idealen Stromquelle nicht mehr aufrechterhalten ist. Dies wird im folgenden Abschnitt näher erläutert.

## 2.2 Der spannungsgetriebene Einzelkontakt

Eine ganz andere Situation ergibt sich, wenn man den Einzelkontakt mit einer idealen Spannungsquelle  $V$  verbindet, die unabhängig von der Last eine zeitlich konstante Spannung liefert. In dieser Konfiguration wird die Ladung  $Q$  auf den Elektroden konstant gehalten. Dadurch wird ein Blockade-Verhalten des Tunnelkontaktes verhindert: Es ergibt sich eine ohmsche Charakteristik<sup>2</sup> für die Strom-Spannungs-Kennlinie:

$$I(V) = \frac{V}{R_{\mathcal{T}}}. \quad (2.5)$$

Im Gleichgewicht ist die mittlere Ladung auf dem Kontakt durch die Spannungsquelle vorgegeben:  $Q = CV$ . Nach dem Tunneln eines Elektrons tritt ein Nicht-Gleichgewichtszustand auf: die Ladung  $Q - e$  auf dem Tunnelkontakt entspricht

<sup>2</sup>Da eine ohmsche Abhängigkeit zwischen Strom und Spannung existiert, ist der Name Tunnelwiderstand für  $R_{\mathcal{T}}$  gerechtfertigt.

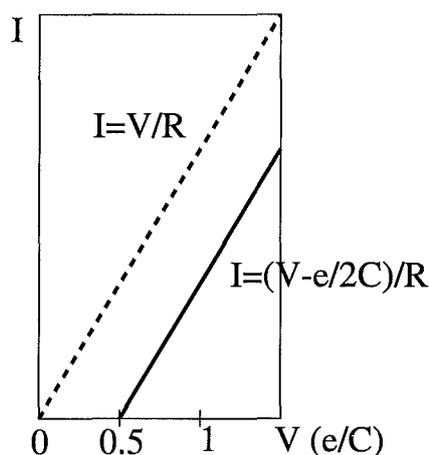


Abbildung 2.4: Strom-Spannungs-Kennlinie  $I(V)$  eines spannungsgetriebenen Einzelkontaktes in einer hochohmigen Umgebung

Dargestellt ist die über dem Kontakt abfallende Spannung  $V$  und der durch den Kontakt fließende Strom  $I$  bei der Temperatur  $T = 0$ . Zur Verdeutlichung ist die entsprechende ohmsche Gerade mit der Steigung  $R$  gestrichelt eingezeichnet, die der Kennlinie des spannungsgetriebenen Einzelkontaktes in niederohmiger Umgebung entspricht.

nicht der Ladung  $Q = CV$ , die durch die äußere Spannung aufgeprägt wird. Um das Gleichgewicht wieder herzustellen, muß die Spannungsquelle ein Elektron transferieren und den Tunnelkontakt wieder aufladen. Die Spannungsquelle verrichtet also die Arbeit  $eV$ , die als einzige Energie in die Strom-Spannungs-Kennlinie eingeht. Die Ladungsenergie geht nicht ein. Das physikalische Verhalten des spannungsgetriebenen ultrakleinen Einzelkontaktes ist vergleichbar mit dem eines „großen“ Tunnelkontaktes, bei dem die Ladungsenergie keine Rolle spielt.

Einzelelektroneneffekte würden sich beim spannungsgetriebenen Einzelkontakt nur zeigen, wenn man die ideale Spannungsquelle über einen sehr hochohmigen Widerstand  $R \gg R_Q$  mit dem Tunnelkontakt verbindet, der das sofortige Wieder-Aufladen der Kapazität nach einem Tunnelvorgang verhindert. Im Gegensatz zum stromgetriebenen Einzelkontakt ist in dieser Konfiguration eine Meßvorschrift für den Strom und die Spannung definiert, so daß man sogar eine Coulomb-Blockade beobachten kann: Man mißt keinen Strom durch den Tunnelkontakt, solange die Spannung  $V < e/2C$  ist. Oberhalb dieser Spannung ist die Strom-Spannungs-Kennlinie ohmsch mit dem Tunnelwiderstand  $R_T$ , verschoben in der Spannung um  $e/2C$ . In Abbildung 2.4 ist das entstehende Coulomb-Gap dargestellt: Für Spannungen  $V^* < e/2C$  fließt kein Strom durch den Tunnelkontakt, bei  $V_C^* = e/2C$  beginnt ein Strom

$$I = G_T(V^* - e/2C) \quad \text{mit dem Leitwert } G_T = \frac{1}{R_T} \quad (2.6)$$

zu fließen.

Die Spannungsaufprägung ist nach DEVORET et al. (1990) und GRABERT et al. (1991) die für Experimente realistische Annahme — selbst wenn man im Experi-

ment eine Stromquelle anschließt. Die Zuleitungen, die die Quelle mit dem Tunnelkontakt verbinden, besitzen eine im Vergleich zur Tunnelkontakt-Kapazität große Kapazität gegen Erde (i. allg. im pF-Bereich), die von der Stromquelle aufgeladen wird und dann als Spannungsquelle für den Tunnelkontakt agiert. Die Zuleitungskapazität schließt sozusagen die winzige Tunnelkontakt-Kapazität kurz und hält die Spannung über den Tunnelkontakt konstant. Das Tunneln einzelner Elektronen ändert die elektrostatische Energie des Kontaktes dann nicht, man kann keine Ladungseffekte beobachten. In die Kapazität  $C$  der theoretischen Berechnungen gehen somit außer der Kapazität des Tunnelkontaktes auch die Streukapazitäten zwischen den Zuleitungen, die mit den Elektroden verbunden sind, ein. Im Experiment sind diese Streukapazitäten immer deutlich größer als die Tunnelkontakt-Kapazitäten, so daß die Ladungsenergie  $E_{ch}$  des Systems so klein ist, daß die Bedingung 2.1 selbst für die tiefsten Experimentiertemperaturen nicht mehr erfüllt ist. Auch die Bedingung 2.2 wird im Experiment i. allg. verletzt, da die typischen Zuleitungswiderstände bei metallischen Tunnelkontakten in der Größenordnung  $100 \Omega$  liegen. Durch Ladungsfluktuationen in den Zuleitungen werden so große Ladungsfluktuationen  $\delta Q$  über dem Tunnelkontakt produziert, daß die Tunnelkontakt-Ladung  $Q$  nicht mehr wohldefiniert ist. Dies wird auch durch das Konzept des *Nyquist-Rauschens* der Umgebung beschrieben (CLELAND et al. 1990), es gilt  $I_{Nyquist} \sim 1/\sqrt{R}$ . Je höher der Widerstand, desto kleiner ist die Amplitude des Rauschstroms, desto idealer ist eine Stromaufprägung.

## 2.3 Einfluß der elektrodynamischen Umgebung — Lokale und Globale Regel

Eine wichtige Erkenntnis aus dem letzten Abschnitt ist, daß ein Einzelelektronen-Bauteil nicht getrennt von seiner elektrodynamischen Umgebung betrachtet werden kann (NAZAROV 1989b; DEVORET et al. 1990; GIRVIN et al. 1990). Die Art des Schaltkreises bestimmt, ob man Ladungseffekte beobachten kann. Dies führt zur Unterscheidung zwischen der *Lokalen* und *Globalen Regel* für den Einzelkontakt (AVERIN und LIKHAREV 1991; SCHÖN und ZAIKIN 1990). Das Regime der Ladungsenergie, in dem z. B. die Coulomb-Blockade auftritt, wird „lokale Sichtweise“ genannt, da man nur den Tunnelkontakt, durch den das Elektron tunnelt, und nicht dessen Wechselwirkung mit der elektrodynamischen Umgebung berücksichtigt. Dagegen ist der oben diskutierte Fall des spannungsgetriebenen Einzelkontaktes ein Beispiel für die „globale Sichtweise“, da die Wechselwirkung zwischen Spannungsquelle und Tunnelkontakt eine Rolle spielt. Die durch die Spannungsquelle verrichtete Arbeit muß in der Differenz der Fermienergien der beiden Elektroden berücksichtigt werden. Lokale Regel — stromgetriebener Einzelkontakt — und Globale Regel — spannungsgetriebener Einzelkontakt — sind sozusagen die Grenzfälle der Orthodoxen Theorie.

In der Theorie wird das durch das Konzept der Umgebungsimpedanz erfaßt, die man durch

$$Z(\omega) = \frac{V(\omega)}{I(\omega)} \quad (2.7)$$

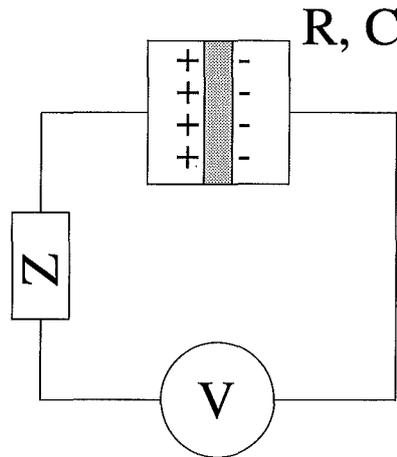


Abbildung 2.5: Einzelkontakt, verbunden mit einer Spannungsquelle über die äußere Impedanz  $Z(\omega)$

beschreiben kann. Diese Konfiguration ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Die Impedanz ergibt sich aus dem Verhältnis einer Wechsellspannung  $V$  der Frequenz  $\omega$ , die im Schaltkreis anliegt, und dem Strom  $I(\omega)$ , der aufgrund der anliegenden Spannung fließen würde, wenn man den Tunnelkontakt kurzschließt. Ursache für die Spannungsfuktuationen ist das elektromagnetische Rauschen der Umgebung. Die Impedanz beschreibt die Relaxation der Ladung auf dem Tunnelkontakt aus einem gestörten Zustand in den Gleichgewichtszustand, den durch die äußere Gleichspannungsquelle bestimmten Zustand  $Q = CV$ , hinein. Mikroskopisch kann man sie z. B. als Satz unabhängiger harmonischer Oszillatoren mit der Frequenz  $\omega$  darstellen (CALDEIRA und LEGGETT 1983).

Um die Kopplung zwischen dem Tunnelkontakt und der Umgebung genauer betrachten zu können, definieren wir die Phase der tunnelnden Elektronen auf dem Tunnelkontakt:

$$\varphi(t) = \frac{e}{\hbar} \int_{-\infty}^t dt' V^*(t')$$

mit der über den Tunnelkontakt abfallenden Spannung  $V^* = Q/C$ . Die Phase ist mit der Ladung  $Q$  auf dem Tunnelkontakt über die Unbestimmtheitsrelation

$$[\varphi \cdot \hbar, Q/e] = i\hbar \iff [\varphi, Q] = ie \quad (2.8)$$

verknüpft. Die Ladung ist also die konjugierte Variable zu  $(\hbar/e)\varphi$ . Die Unschärfe in der Tunnelkontakt-Ladung  $Q$  ist mit der Unschärfe in der Phase  $\varphi$  der tunnelnden Elektronen verknüpft.

Die Impedanz der Umgebung beeinflusst nun die mittlere Phase der Elektronen gemäß:

$$\tilde{\varphi}(t) = \varphi(t) - \frac{e}{\hbar} Vt.$$

$\tilde{\varphi}(t)$  und  $\tilde{Q} = Q - CV$  beschreiben die Fluktuationen der Phase und der Ladung um ihre Mittelwerte, die durch die äußere Gleichspannungsquelle bestimmt werden. Statt des Kommutators 2.8 erhält:

$$[\tilde{\varphi}, \tilde{Q}] = ie,$$

der von dem äußeren Schaltkreis, nämlich der Kopplung der Impedanz an die Phase der tunnelnden Elektronen im Tunnelkontakt abhängt. Diese Kopplung wird beschrieben durch die Phasen-Phasen-Korrelationsfunktion

$$\langle e^{i\tilde{\varphi}(t)} e^{-i\tilde{\varphi}(0)} \rangle = e^{J(t)} \quad (2.9)$$

mit

$$J(t) = \langle [\tilde{\varphi}(t) - \tilde{\varphi}(0)] \tilde{\varphi}(0) \rangle.$$

Die „Fourier-Transformierte“ der Phasen-Phasen-Korrelationsfunktion

$$P(E) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \exp[J(t) + \frac{i}{\hbar} Et] \quad (2.10)$$

gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß das tunnelnde Elektron die Energie  $E$  an den äußeren Schaltkreis emittiert, also Moden  $\omega$  der Umgebung anregen kann bzw. — bei negativen Energien — absorbieren kann. Die Funktion  $P(E)$  hängt von der Impedanz  $Z$  der Umgebung ab, da  $J(t) = f(Z(\omega))$ . Im allgemeinen ist sie nicht analytisch berechenbar. Für die Grenzfälle der niederohmigen und hochohmigen Umgebung kann man jedoch einen geschlossenen Ausdruck für  $P(E)$  angeben.

In einer **niederohmigen** Umgebung mit  $Z(\omega) = 0$  — oder genähert  $Z(\omega) \ll R_Q$  — verschwinden die Phasenfluktuationen der Moden, die durch  $J(t)$  beschrieben werden, es gilt

$$P(E) = \delta(E),$$

so daß nur elastisches Tunneln möglich ist. Die relevante Energiedifferenz ist nur durch die anliegende Spannung  $V$  gegeben.

In einer **hochohmigen** Umgebung mit  $Z(\omega) \gg R_Q$  kann das tunnelnde Elektron dagegen sehr leicht Umgebungsmoden anregen. Nur wenn  $eV \geq E_{ch}$  gilt, wird Tunneln möglich. Hier und im folgenden meinen wir mit  $E_{ch}$  stets die *Änderung* der Ladungsenergie des Tunnelkontaktes aufgrund des Tunnelns einer Ladung  $e$ . Für eine rein ohmsche Umgebung  $Z(\omega) = R$  gilt

$$P(E) = \frac{1}{\sqrt{4\pi E_{ch} k_B T}} \exp\left(-\frac{(E - E_{ch})^2}{4E_{ch} k_B T}\right).$$

Bei tiefen Temperaturen wird dies zu

$$P(E) = \delta(E - E_{ch}).$$

Jedes tunnelnde Elektron transferiert eine Energie der Größe  $E_{ch}$  an die Umgebung. Die Strom-Spannungs-Kennlinie ist um  $E_{ch}/e$  gegen  $V = 0$  verschoben, eine Coulomb-Blockade bildet sich, wie in Abbildung 2.4 dargestellt. Die Coulomb-Blockade wird durch die Differenz der Ladungsenergie  $E_{ch}$  aus Gleichung 2.3, die

„Energiedifferenz der Lokalen Regel“ definiert. Insbesondere gilt, daß der Strom durch den Tunnelkontakt nur von der Wahrscheinlichkeit abhängt, daß Umgebungsmoden mit einer Energie kleiner als  $eV$  angeregt werden, da dies die maximal mögliche Energieabgabe an das tunnelnde Elektron ist. Bei der Coulomb-Blockaden-Schwellspannung  $V_C = e/2C$  gehen alle Energien  $E$  bis zur Ladungsenergie  $E_{ch}$  in  $P(E)$  ein, also ist die Umgebungsimpedanz  $Z(\omega)$  bis hin zu Frequenzen  $\omega = E_{ch}/\hbar$  relevant (das sind 20 GHz bei  $C = 10^{-15}\text{F}$ ).

Im allgemeinen muß man den externen Schaltkreis betrachten, wenn man entscheiden will, ob die Lokale oder die Globale Regel gültig ist. Die Impedanz  $Z$  der elektrodynamischen Umgebung der Tunnelkontakte (Zuleitungen und Spannungsquelle) spielt eine entscheidende Rolle für das korrelierte Einzelektronentunneln.

**Experimente** Nach diesen Vorüberlegungen ist zu erwarten, daß man Ladungseffekte an Einzelkontakten mit aufgeprägter Spannung nicht einfach messen kann, da eine Umgebungsimpedanz mit  $Z \gg R_Q$  im Experiment kaum zu erreichen ist. Außerdem haben ODINTSOV et al. (1991) und DEVORET et al. (1990) festgestellt, daß auch bei aufgeprägtem Strom die Zuleitungen wie Antennen für die wichtige Frequenz  $\omega \approx eV_C/\hbar$  wirken, wenn man keine geeigneten zusätzlichen Maßnahmen ergreift.  $V_C$  ist die Schwell-Spannung, die anliegen muß, damit ein Elektron tunneln kann. Die Tunnelkontakte werden durch die Umgebungsimpedanz  $Z(\omega)$  kurzgeschlossen, die typischerweise in der Größenordnung der Vakuumimpedanz  $\rho$  ist:

$$\rho = \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}\right)^{1/2} \approx 377\Omega \ll R_Q.$$

Zwar ist die Frequenzabhängigkeit der Impedanz sehr spezifisch für jedes Experiment, aber generell gilt immer daß die Bedingung der „idealen Stromquelle“, d. h. des festen Stroms,  $|Z(\omega)| \gg R_Q$  nicht zu erfüllen ist.

Was kann nun „geeignete zusätzliche Maßnahmen“ bedeuten? DELSING et al. (1989a) und GEERLIGS et al. (1989) haben ultrakleine Tunnelkontakte in unterschiedlichen Umgebungen untersucht und erhalten jeweils unterschiedliche Strom-Spannungs-Kennlinien. Die Strom- und Spannungszuleitungen zu einem einzelnen Tunnelkontakt wurden nah am Kontakt mit mehreren ultrakleinen Tunnelkontakten versehen. Der Einzelkontakt in dem eindimensionalen Feld von  $N$  Tunnelkontakten „sieht“ die Impedanz  $Z(\omega) \approx NR_T \gg R_T$  der Nachbarn. Von der gegenseitigen Korrelation der Tunnelvorgänge in den  $N$  Tunnelkontakten abgesehen, beschreibt die Orthodoxe Theorie die IV-Charakteristik des Einzelkontaktes sehr gut. Dagegen ist die Strom-Spannungs-Kennlinie eines Einzelkontaktes, der direkt mit den Zuleitungen verbunden ist, praktisch linear (hier gilt  $Z(\omega) \ll R_Q$ ). Kohärente SET-Oszillationen am Einzelkontakt sind auf diese Weise nicht beobachtet worden. Dazu müßte man möglichst nah am Kontakt hochohmige Widerstände in die Zuleitungen einfügen:  $R_e \gg R_T \gg R_Q$ . Von CLELAND et al. (1990) wurden mehrere Mikrometer breite NiCr-Filme mit einem Flächenwiderstand von  $60\ \Omega$  in unmittelbarer Nähe des Tunnelkontaktes in die Zuleitungen eingefügt<sup>3</sup>. Die Nicht-

<sup>3</sup>Dieser Wert ist im Vergleich zum Quadratwiderstand der Aluminiumschichten von ca.  $1\ \Omega$  zwar sehr hoch, allerdings nicht hoch genug, um die obige Bedingung ideal zu erfüllen.

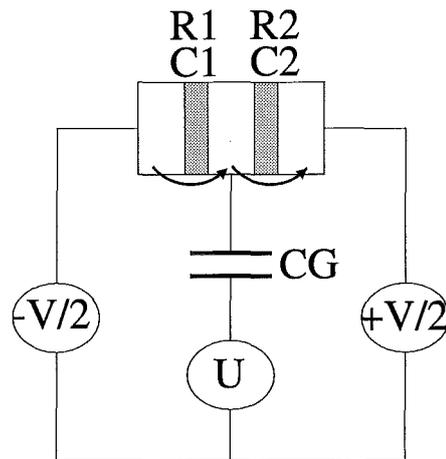


Abbildung 2.6: SET-Transistor mit aufgeprägter Spannung

In dieser Zeichnung sind  $R_1$  und  $R_2$  die Tunnelwiderstände  $R_{T_1}$  und  $R_{T_2}$ ,  $C_1$  und  $C_2$  die Tunnelkontakt-Kapazitäten  $C_1$  und  $C_2$  und  $C_G$  die Gate-Kapazität  $C_G$ .  $U$  steht für die Gatespannung  $U_G$ . Die Transportspannung  $V$  ist symmetrisch aufgeprägt als  $\pm V/2$ .

Linearität der Strom-Spannungs-Kennlinie, die Coulomb-Blockade, wurde klar gesehen, allerdings nicht die SET-Oszillationen. Eindeutige zeitliche Korrelationen im Einzelelektronentunneln wurden nach unserer Kenntnis bisher nur in Konfigurationen mit eindimensionalen Feldern aus mehreren Tunnelkontakten beobachtet (DELSING et al. 1989b).

## 2.4 Der spannungsgetriebene Doppelkontakt: der SET-Transistor

Bisher wurde gezeigt, daß die experimentelle Beobachtung von Ladungseffekten am einzelnen Tunnelkontakt schwierig sind. Das einfachste Bauteil nach dem Einzelkontakt, in dem man Einzelelektroneneffekte im Transport beobachten kann, ist die Hintereinanderschaltung von zwei ultrakleinen Tunnelkontakten 1 und 2 mit den Parametern Tunnelwiderstand  $R_{T_1}$ ,  $R_{T_2}$  und Kapazität  $C_1$ ,  $C_2$ , verkürzt gesagt der *Doppelkontakt*. Der Doppelkontakt sei mit einer idealen Spannungsquelle  $V$  verbunden, die über die Tunnelkontakte abfallende Spannung sei also zeitlich konstant. Der prinzipielle Unterschied zum einzelnen Tunnelkontakt ist die Bildung der gemeinsamen metallischen Mittelelektrode zwischen den beiden Kontakten, der *Insel*, die durch die hochohmigen Tunnelkontakte von der elektrodynamischen Umgebung entkoppelt ist. In diesem System trägt die Kapazität der Zuleitungen *nicht* zur effektiven Kapazität  $C_\Sigma = C_1 + C_2$  zwischen der Insel und deren Umgebung bei, so daß die Bedingung der kleinen Tunnelkapazitäten, d. h. der großen Ladungsenergie auch für Spannungsaufprägung erfüllt ist. Es tritt zwar *keine Autokorrelation* von aufeinanderfolgenden Tunnelvorgängen in *demselden* Kontakt auf, dagegen können die Tunnelvorgänge in den benachbarten Tunnelkontakten zeitlich miteinander korreliert sein.

Die Insel des SET-Transistors ist, wie in Abbildung 2.6 dargestellt, zusätzlich noch kapazitiv (mit der Kapazität  $C_G$ ) an eine dritte Elektrode gekoppelt, an die Gate-Elektrode, mit der man über die Gatespannung  $U_G$  eine Ladung  $Q_G$  auf der Insel induzieren kann. Im folgenden werden wir stets die Transportspannungen mit  $V$  kennzeichnen und die Gate-Spannung mit  $U_G$ .

### 2.4.1 Die Insel: Ladungsenergie

Im folgenden wollen wir rein elektrostatische Überlegungen anstellen, die Möglichkeit zum Tunneln also zunächst vernachlässigen, wir behandeln alle Tunnelkontakte wie echte Kapazitäten.

Die für den Transistor entscheidende Energieskala wird durch die Ladungsenergie der metallischen Insel eingeführt. Die Insel kann nur eine Überschußladung tragen, die ein ganzzahliges Vielfaches  $n$  der Elementarladung ist, da sie von der Umgebung elektrisch isoliert ist und ihre Ladung nur durch Tunneln von ganzen Elektronen bzw. von ganzen Elementarladungen  $e$  ändern kann. Diese Quantisierung der Inselladung ist von entscheidender Bedeutung für die Funktionsweise des SET-Transistors.  $n_1$  sei die Anzahl der Ladungen  $e$ , die durch den linken Kontakt auf die Insel getunnelt sind,  $n_2$  die Anzahl der Ladungen, die durch den rechten Kontakt von der Insel getunnelt sind. Somit gilt für die Überschußladung auf der Insel:

$$n = n_1 - n_2. \quad (2.11)$$

Diese Ladung ist räumlich verteilt und — bei anliegenden Spannungen — gegen den positiven Untergrund verschoben. Im Gleichgewichtszustand verteilt sie sich folgendermaßen auf die die Insel begrenzenden „Kondensatoren“ mit den Kapazitäten  $C_1$ ,  $C_2$  und  $C_G$ :

$$ne = Q_1 - Q_2 - Q_G, \quad (2.12)$$

mit den Ladungen  $Q_{1,2,G}$  auf den Tunnelkontakten bzw. auf dem Gate-Kondensator. In dieser Gleichung steht  $Q_G$  vereinfachend nur für den Ladungsanteil, der von der Gatespannung abhängt. Tatsächlich setzt sich die gesamte Influenzladung  $Q_0$  auf der Insel aus den Ladungen  $Q_G = C_G U_G$ , die über die Gate-Elektrode von außen auf die Insel geschoben werden, und einer effektiven Untergrundladung  $Q_{00}$  zusammen. Die Existenz dieser „Offset-Ladung“ ist experimentell schon von GEERLIGS et al. (1990b) nachgewiesen worden. Sie wird verursacht durch geladene Verunreinigungen in der Tunnelbarriere und dem Substrat, wie ZORIN et al. (1996) und WOLF et al. (1997) gezeigt haben. Beide Komponenten von  $Q_0$  sind kontinuierlich auf der Skala von  $e$ , so daß die Gesamtladung  $Q$  ein nicht-ganzzahliges Vielfaches von  $e$  sein kann. Ist die Gate-Kapazität klein gegen die Tunnelkontakt-Kapazitäten  $C_{1,2}$ , so bewirkt die Gatespannung ausschließlich eine Verschiebung der Inselladung, die Ladung auf dem Gate-Kondensator ist gegenüber den Ladungen auf den Tunnelkontakten vernachlässigbar<sup>4</sup>. Andererseits darf die Gate-Kapazität nicht beliebig klein sein, damit sie überhaupt eine Verschiebung  $C_G U_G$  verursachen kann.

<sup>4</sup>Gilt die Bedingung der kleinen Gate-Kapazität nicht, so findet eine Renormierung der Ladungsenergie statt (INGOLD et al. 1991), die sich in einer erhöhten „effektiven Temperatur“ äußert, wie in Kapitel 5 gezeigt wird.

Bei den Tunnelvorgängen müssen insgesamt  $m$  Elementarladungen durch die Spannungsquellen  $\pm V/2$  transferiert werden:

$$m = n_1 + n_2. \quad (2.13)$$

Wir wollen die elektrostatische Energie des Systems bestimmen:

$$E_{ch} = \frac{Q_1^2}{2C_1} + \frac{Q_2^2}{2C_2} + \frac{Q_G^2}{2C_G}. \quad (2.14)$$

Die Anwendung der Kirchhoff'schen Maschenregel für die zwei Leiterschleifen führt zu:

$$Q_1 = \frac{C_1}{C_\Sigma} \left[ (C_2 + \frac{C_G}{2})V + C_G U_G + ne \right], \quad (2.15)$$

$$Q_2 = -\frac{C_2}{C_\Sigma} \left[ -(C_1 + \frac{C_G}{2})V + C_G U_G + ne \right], \quad (2.16)$$

$$Q_G = -\frac{C_G}{C_\Sigma} \left[ \frac{1}{2}(C_2 - C_1)V - (C_1 + C_2)U_G + ne \right] \quad (2.17)$$

mit der Gesamt-Kapazität der Insel  $C_\Sigma = C_1 + C_2 + C_G$ .

Mit den soeben eingeführten Abkürzungen ergibt sich für die Ladungsenergie aus Gleichung 2.14:

$$E_{ch} = \frac{(ne - Q)^2}{2C_\Sigma} - \frac{m}{2} eV. \quad (2.18)$$

Die relevante *Energieänderung* für das Tunneln setzt sich somit zusammen aus der Änderung der elektrostatischen Energie des Systems und der Arbeit, die durch die Spannungsquelle verrichtet wird, entspricht also der Änderung in der freien Energie (LIKHAREV 1988):

$$E = \sum_i \frac{Q_i^2}{2C_i} - \sum_j Q_{tj} V_j. \quad (2.19)$$

Hierbei ist  $i$  der Summationsindex über alle Tunnelkontakte und echten Kapazitäten  $C_1, C_2, C_G$  und  $j$  der Index für die Spannungsquellen.  $Q_{tj}$  beschreibt die Ladung, die durch die Spannungsquelle, die die Spannung  $V_j$  liefert, transferiert wird. In Gleichung 2.18 liefern die zwei symmetrischen Spannungsquellen die Spannungen  $\pm V/2$ . Im Gegensatz zum Einzelkontakt wird die Energiedifferenz also nicht nur aus der Arbeit bestehen, die durch die Spannungsquellen verrichtet werden muß, sondern enthält auch eine Änderung der Ladungsenergie der Insel. Das Interessante an dem Ergebnis 2.18 ist, daß die Ladung  $Q$  kontinuierlich variiert werden kann, während  $n$  nur ganzzahlig sein kann. Der kontinuierliche Anteil der Ladung enthält die induzierte Gate-Ladung  $Q_G$ . Dort deutet sich die mögliche Anwendung des Transistors als hochempfindliches Elektrometer an: mit einer Auflösung besser als die Elementarladung können Ladungen auf der Gate-Elektrode detektiert werden.

Nun wollen wir die Energieänderung durch das Tunneln eines Elektrons berechnen. Tunnelt ein Elektron durch den linken Kontakt auf die Insel, so ändert es die Ladung  $Q_1$  auf dem linken Kontakt zu  $Q_1 - e$  und die Ladung  $ne$  auf der Insel zu  $(n - 1)e$  ( $e$  ist die Elementarladung, nicht die Ladung des Elektrons). Also erhält man die neuen Ladungen  $Q_1 - e, Q_2, Q_G$ , die aber nicht mehr einem Gleichgewichtszustand entsprechen, da eine Änderung von  $n$  in  $n - 1$  in den Gleichungen nicht durch eine Änderung von  $Q_1$  um  $e$  erreicht wird. Die Spannungsquelle muß eine Ladung transferieren, um wieder ein Gleichgewicht herzustellen.

Die Energiedifferenz für das elastische Tunneln eines Elektrons durch den  $i$ ten Tunnelkontakt auf die Insel lautet:

$$E_i(V, q) = \frac{C_i}{C_\Sigma} eV + \frac{q^2}{2(C_1 + C_2)} - \frac{(q - e)^2}{2(C_1 + C_2)} = \frac{C_i}{C_\Sigma} eV + \frac{e(q - e/2)}{C_1 + C_2} \quad (2.20)$$

mit  $i = 1, 2$  und  $q = ne$  für den Doppelkontakt bzw.  $q = ne + Q_0$  für den Transistor. Die durch die Gatespannungsquelle verrichtete Arbeit führt also zu einer Inselladung  $q = ne + Q_G$  mit  $Q_G = C_G U_G$ . (Hier ist wieder angenommen, daß keine Untergrundladung  $Q_0$  existiert.)

### 2.4.2 Die Tunnelraten und die Strom-Spannungs-Kennlinie

Zur Berechnung der Transport-Eigenschaften des SET-Transistors wird zunächst der Hamilton-Operator des Systems aufgestellt. Er setzt sich zusammen aus einem Anteil  $H_0$  und einem Anteil  $H_T$ , der das Tunneln repräsentiert.

$$H = H_0 + H_T = H_1 + H_2 + H_{\text{Insel}} + H_{ch} + H_{T1} + H_{T2} \quad (2.21)$$

Die freien Elektronen in der linken Zuleitung des Doppelkontaktes werden beschrieben durch

$$H_1 = \sum_{k1\sigma1} \epsilon_{k1} c_{k1\sigma1}^\dagger c_{k1\sigma1}, \quad (2.22)$$

entsprechend für die zweite Zuleitung 2 und die Insel. Dabei sind  $\epsilon_k$  die Energien der Elektronen mit dem Wellenvektor  $k$ ,  $\sigma$  ist der Spin.

Die Ladungsenergie wird analog zu Gleichung 2.18 ausgedrückt durch:

$$H_{ch} = \frac{(\hat{n}e - \hat{Q})^2}{2C_\Sigma} - \frac{\hat{m}}{2} eV \quad (2.23)$$

mit  $\hat{n}$  als dem Operator für die Überschüsselementarladungen,  $\hat{Q}$  für den kontinuierlichen Ladungsanteil auf der Insel und  $\hat{m}$  für die Anzahl der getunnelten Elektronen.

Der Tunnelvorgang durch den ersten Tunnelkontakt wird beschrieben durch den Hamilton-Operator:

$$H_{T1} = \sum_{kq\sigma\sigma} \mathcal{T}_{kq} c_{q\sigma}^\dagger c_{k\sigma} + h.c. \quad (2.24)$$

Der erste Term der Summe beschreibt die Vernichtung einer Elementarladung mit Wellenvektor  $k$  und Spin  $\sigma$  auf der linken Elektrode und die Erzeugung einer Elementarladung mit dem Wellenvektor  $q$  und dem Spin  $\sigma$  auf der Insel, also das Transferieren einer Ladung von der linken Elektrode zur Insel. Die Tunnelmatrix mit dem entsprechenden Matrixelement  $\mathcal{T}_{kq}$  ist gegeben durch den Überlapp der Wellenfunktionen der Elektronen auf beiden Seiten der Barriere. Die hermitesch konjugierte beschreibt den umgekehrten Prozeß. Entsprechend lautet der Hamilton-Operator für den zweiten Tunnelkontakt.

Für die weitere Berechnung der Tunnelraten setzen wir nun einen großen Tunnelwiderstand voraus, die Zustände der beiden Elektroden dürfen sich nur schwach miteinander mischen,  $H_{1,2}$  ist eine gute Beschreibung der Elektronen in den Elektroden. Das Ladungsgleichgewicht sei vor dem Tunnelvorgang hergestellt, d. h. die Zeit zwischen zwei Tunnelvorgängen muß größer sein als die Relaxationszeit der Ladung. In dem Regime des „schwachen Tunnelns“ kann man den Hamilton-Operator  $H_{\mathcal{T}}$  als Störung behandeln, der Übergänge zwischen Gleichgewichts-Ladungszuständen verursacht.

In dieser Näherung (Störungstheorie erster Ordnung) kann man die Goldene Regel anwenden<sup>5</sup>:

$$\Gamma_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} | \langle f | H_{\mathcal{T}j} | i \rangle |^2 \delta(\epsilon_i - \epsilon_f), \quad (2.25)$$

die die Rate für den Übergang zwischen dem Anfangszustand  $|i\rangle$  und dem Endzustand  $|f\rangle$  für den  $j$ -ten Tunnelkontakt angibt. Die Störungstheorie erster Ordnung bzw. die Goldene Regel reichen nur aus, wenn das Tunneln durch die beiden Tunnelkontakte nicht korreliert ist. Das bedeutet, während des Tunnelns durch den einen Kontakt betrachten wir den anderen als echten Kondensator. Tunnelprozesse höherer Ordnungen führen zu wichtigen Korrekturen, wie es im letzten Abschnitt dieses Kapitels dargestellt wird.

Wir betrachten beispielhaft den Tunnelvorgang durch den linken Tunnelkontakt. Die Gesamtrate  $\vec{\Gamma}_1$  für das Tunneln von links nach rechts ergibt sich, indem man über alle Anfangszustände und über alle Endzustände summiert. Hierbei werden die Anfangszustände mit der Wahrscheinlichkeit gewichtet, diese Zustände vorzufinden. Das Tunnel-Matrixelement verschwindet nur dann nicht, wenn für ein Elektron mit dem Wellenvektor  $k$  und der Energie  $\epsilon_k$  auf der linken Seite der Endzustand auf der rechten Seite mit dem Wellenvektor  $q$  und der Energie  $\epsilon_q$  unbesetzt ist.

$$\vec{\Gamma}_1(V) = \frac{1}{e^2 R_{\mathcal{T}1}} \int_{-\infty}^{+\infty} d\epsilon_k \int_{-\infty}^{+\infty} d\epsilon_q f_1(\epsilon_k) (1 - f_{\text{Insel}}(\epsilon_q)) P(\epsilon_k - \epsilon_q). \quad (2.26)$$

Das Produkt der Fermifunktionen  $f_1(\epsilon_k)(1 - f_{\text{Insel}})$  gibt die Wahrscheinlichkeit an, einen besetzten Zustand auf der einen Seite und einen unbesetzten auf der anderen

<sup>5</sup>Die Berechnung der Tunnelraten kann auch auf andere Weise erfolgen: Man kann die Dynamik des Doppelkontaktes auch mit reinen Netzwerk-Berechnungen bestimmen (Thevenins und Nortons Regeln), was besonders nützlich bei komplizierteren Systemen ist (INGOLD et al. 1991). Weiterhin gibt es das Konzept der kritischen Ladung (INGOLD und NAZAROV 1992; GEERLIGS 1990): die Ladung auf der Insel muß die kritische Ladung übersteigen, damit eine endliche Tunnelrate entstehen kann.

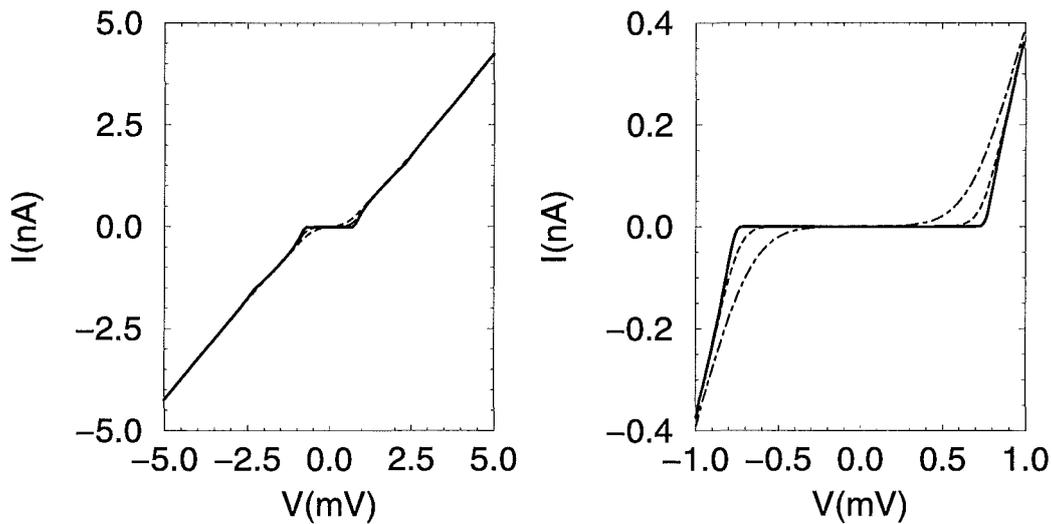


Abbildung 2.7: Nach der Orthoxen Theorie berechnete Strom-Spannungs-Kennlinie  $I(V)$  eines SET-Transistors bei unterschiedlichen Temperaturen

Die für die Berechnung verwendeten Probenparameter sind  $C_1 = C_2 = 1 \cdot 10^{-16} \text{ F}$ ,  $C_G = 1 \cdot 10^{-17} \text{ F}$  und  $R_1 = R_2 = 500 \text{ k}\Omega$ .

In der linken Abbildung ist die Strom-Spannungs-Kennlinie auf einer großen Spannungsskala dargestellt. In der rechten Abbildung ist — der besseren Erkennbarkeit halber — der Bereich kleinerer Spannungen dargestellt. Die durchgezogene Linie entspricht einer Probentemperatur  $T = 50 \text{ mK}$ , die strichpunktierte  $T = 500 \text{ mK}$ , die gestrichelte  $T = 1 \text{ K}$ . Die gewählten Kapazitäten entsprechen einer Ladungsenergie  $E_{ch} = e^2 / (2(1 \cdot 10^{-16} + 1 \cdot 10^{-16} + 5 \cdot 10^{-17}) \text{ F}) = k_B \cdot 3.7 \text{ K}$ . Bei der Temperatur  $T = 1 \text{ K}$ , die in der Größenordnung von  $E_{ch}/k_B$  liegt, ist durchaus noch eine Nicht-Linearität in der Kennlinie zu erkennen, allerdings gibt es keinen Bereich mehr, in dem der Strom  $I = 0 \text{ pA}$  ist. Die Temperaturen sind hier  $50 \text{ mK}$ ,  $200 \text{ mK}$  und  $500 \text{ mK}$ . Wesentliche Auswirkung der Temperatur-Erhöhung ist die zunehmende Abrundung im Bereich um die Coulomb-Blockaden-Schwelspannung  $V_C$ .

Seite der Barriere zu finden. Die Fourier-Transformierte der Phasen-Phasen-Korrelationsfunktion  $P$  beschreibt die Wechselwirkung der tunnelnden Elektronen mit der Umgebung nach Gleichung 2.10. Wir wollen uns auf die niederohmige Umgebung beschränken, da dies der realistische Fall für das Experiment ist. Weil dann nur elastisches Tunneln vorkommt, muß man keine komplizierte Wechselwirkung mit der Umgebung berücksichtigen. Es gilt einfach  $P(\epsilon_k - \epsilon_q) = \delta(\epsilon_k - \epsilon_q - E_{ch})$ , der Wert entspricht gerade der Energiedifferenz der Quasiteilchen, die mit dem Tunneln verbunden ist.

Über die Fermifunktionen kommt hier die Temperaturabhängigkeit<sup>6</sup> ins Spiel: eine endliche Temperatur, thermische Fluktuationen, glätten die Oszillationen und

<sup>6</sup>Einzelelektronen-Bauteile stellen sogar Primärthermometer dar, da ihr physikalisches Verhalten außer von den Bauteil-Parametern Kapazität und Tunnelwiderstand nur von der Temperatur abhängt. Dies ist von PEKOLA et al. (1994) zur Konstruktion von Thermometern ausgenutzt worden.

bei Temperaturen  $T \geq e^2/C_\Sigma$  die gesamte Strom-Spannungs-Kennlinie. In Abbildung 2.7 ist der Einfluß der Temperatur auf die Kennlinie eines SET-Transistors dargestellt. Alle Konstanten sind nun in dem Tunnelwiderstand  $R_{\mathcal{T}j}$  (für den  $j$ -ten Tunnelkontakt) zusammengefaßt:

$$\frac{1}{R_{\mathcal{T}j}} = \frac{4\pi e^2}{\hbar} N_j(0) N_{\text{Insel}}(0) |\mathcal{T}|^2, \quad (2.27)$$

wobei  $N(0)$  die Zustandsdichten an der Fermikante für gegebenen Spin in den Elektroden darstellt. Außerdem ist vorausgesetzt, daß alle Matrixelemente gleich groß und unabhängig vom Wellenvektor und Spin des Elektrons sind:  $|\mathcal{T}_{kq}| \approx |\mathcal{T}|$ .

In analoger Weise stellt man die Raten in umgekehrter Richtung und für den anderen Tunnelkontakt fest.

Mit diesen Tunnelraten kann man nun eine *Mastergleichung* aufstellen, die die durch das Tunneln veränderbaren Zustände des Systems miteinander verknüpft. Unter der Annahme, daß die äußere Spannung  $V$  konstant ist, daß sich nach jedem einzelnen Tunnelvorgang sofort wieder ein Gleichgewichtszustand einstellt und daß die Tunnelraten klein sind, kann man den Zustand des Doppelkontaktes durch die Anzahl  $n$  der Elementarladungen auf der Insel charakterisieren. Der Zustand mit  $n$  Elementarladungen auf der Insel kann dadurch geändert werden, daß eine Ladung auf die Insel tunnelt  $n \rightarrow (n-1)$  oder daß eine Ladung von der Insel tunnelt  $n \rightarrow (n+1)$ . Die Wahrscheinlichkeit  $p_n$ , diesen Zustand  $n$  vorzufinden, ändert sich nach folgender Mastergleichung:

$$\dot{p}_n = \Gamma_{n,n+1} p_{n+1} + \Gamma_{n,n-1} p_{n-1} - (\Gamma_{n+1,n} + \Gamma_{n-1,n}) p_n. \quad (2.28)$$

$\Gamma_{i,j}$  ist die Übergangsrate vom Zustand  $i$  in den Zustand  $j$ . Da jeder Tunnelprozeß die Inselladung um eine Elementarladung ändert, unterscheiden sich  $i$  und  $j$  gerade um ein Elektron. Die Inselladung kann durch Elektronentunneln durch die linke (1) oder durch die rechte (2) Elektrode geändert werden:

$$\Gamma_{n+1,n} = \overleftarrow{\Gamma}_1(n) + \overrightarrow{\Gamma}_2(n), \quad (2.29)$$

$$\Gamma_{n-1,n} = \overrightarrow{\Gamma}_1(n) + \overleftarrow{\Gamma}_2(n). \quad (2.30)$$

Die Raten  $\overleftarrow{\Gamma}_i(n)$  stehen für das Tunneln einer Elementarladung in Richtung von rechts nach links durch den  $i$ ten Tunnelkontakt, die Raten  $\overrightarrow{\Gamma}_i(n)$  für das Tunneln von links nach rechts.

Da wir am Gleichstrom-Verhalten interessiert sind, betrachten wir nur die stationäre Lösung  $\dot{p}_n = 0$ . Die Lösungen der Mastergleichung sind damit die Wahrscheinlichkeiten  $p$ , die das detaillierte Gleichgewicht erfüllen:

$$\Gamma_{n,n+1} p_{n+1} = \Gamma_{n+1,n} p_n. \quad (2.31)$$

Da nur Zustände, deren  $n$  sich um 1 unterscheidet, miteinander durch endliche Raten verbunden sind, muß der Elektronentransport auf die Insel dem von der Insel weg entsprechen.  $p_0$  wird durch die Normierungsbedingung festgelegt:

$$\sum_n p_n = 1. \quad (2.32)$$

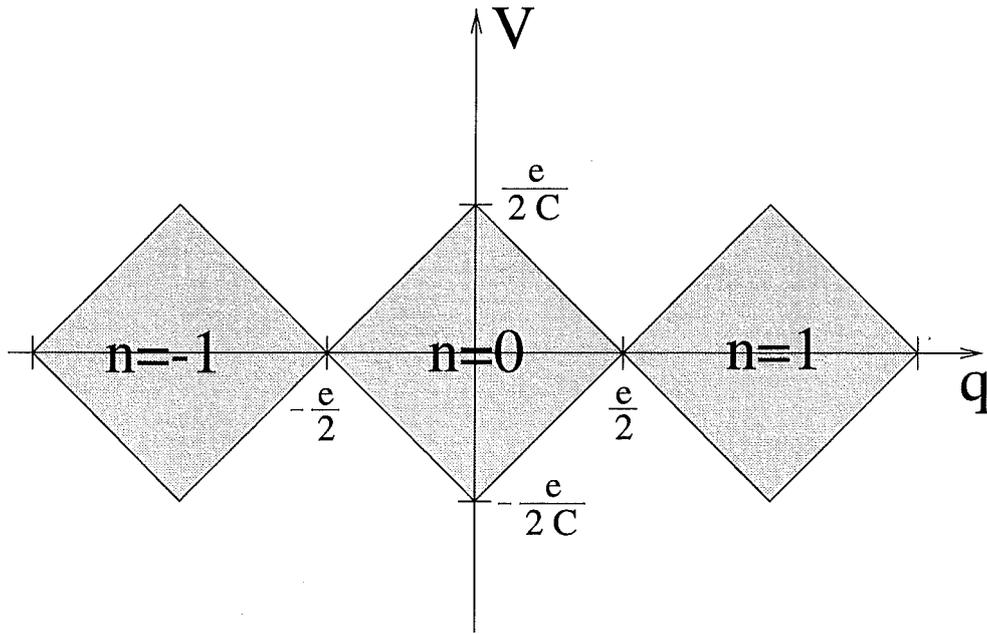


Abbildung 2.8: Phasendiagramm des SET-Transistors

Gezeigt sind die Gleichgewichtszustände des SET-Transistors in Abhängigkeit von der Transportspannung  $V$  und der Inselladung  $q$ . Vereinfachende Voraussetzung ist  $C_1 = C_2$ , in der Darstellung ist  $C = C_\Sigma$ .

Daraus ergibt sich die Strom-Spannungs-Kennlinie:

$$I = e \sum_{-\infty}^{+\infty} p_n (\vec{\Gamma}_1(n) - \overleftarrow{\Gamma}_1(n)) = e \sum_{-\infty}^{+\infty} p_n (\vec{\Gamma}_2(n) - \overleftarrow{\Gamma}_2(n)). \quad (2.33)$$

Wegen der Stromerhaltung muß der Strom durch den linken und rechten Tunnelkontakt gleich sein. Diese Gleichung ist nur für niedrige Temperaturen  $T$  und kleine Transportspannungen  $V$  analytisch lösbar, da man nur in dem Bereich zwei unterschiedliche Ladungszustände  $n$  und  $n + 1$  bzw.  $n - 1$  berücksichtigen muß.

Die Eigenschaften der Strom-Spannungs-Kennlinie des Transistors wollen wir nun näher betrachten. Die Lösung der Integrale in Gleichung 2.26 führt zu der Tunnelrate durch den ersten Tunnelkontakt:

$$\vec{\Gamma}(V, q) = \frac{1}{e^2 R_1} \frac{E_1(V, q)}{1 - \exp[-E_1(V, q)/k_B T]} \quad (2.34)$$

mit der Energiedifferenz  $E_1$  für das Tunneln eines Elektrons durch den linken Tunnelkontakt.  $E_1$  ist mit Hilfe von Gleichung 2.20 auszudrücken. Setzt man die Temperatur  $T = 0$ , so erhält man folgendes Ergebnis:

$$\vec{\Gamma}(V, q) = \frac{1}{e^2 R_1} E_1(V, q) \Theta(E_1(V, q)) \quad (2.35)$$

mit der Einheits-Stufenfunktion  $\Theta$ . Die Tunnelrate durch den ersten Kontakt verschwindet also nur dann nicht, wenn die Ladungsenergie-Änderung  $E_1(V, q) > 0$  ist,

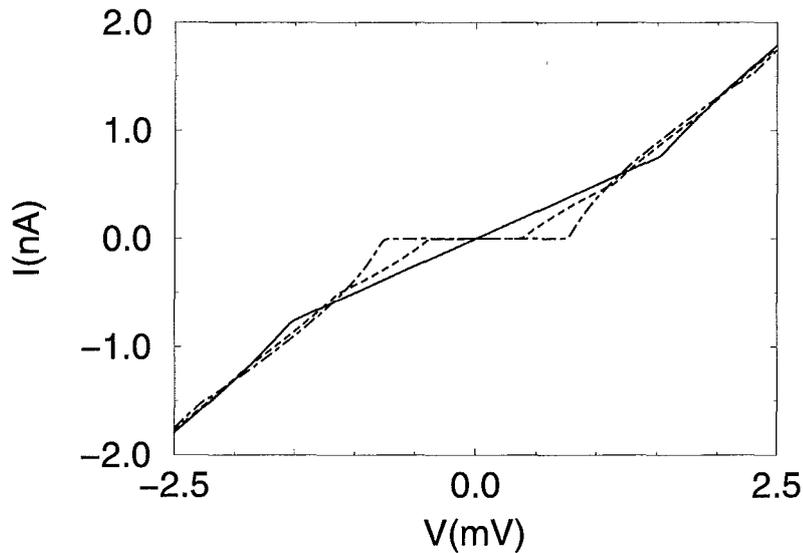


Abbildung 2.9: Nach der Orthodoxen Theorie berechnete Strom-Spannungs-Kennlinie  $I(V)$  eines SET-Transistors für unterschiedliche Inselladungen

Die strichpunktierte Kurve entspricht der Gatespannung  $U = 0$ , also  $Q_G = 0$ , die gestrichelte  $U = 4 \text{ mV}$  und  $Q_G = e/4$ , die dünne durchgezogene  $U = 8 \text{ mV}$  und  $Q_G = e/2$ . Für die Berechnung sind dieselben Probenparameter wie in Abbildung 2.7 verwendet worden. Die Temperatur beträgt  $50 \text{ mK}$ .

es zeigt sich eine Coulomb-Blockade in der Tunnelrate — auch für die Spannungsaufprägung in einer niederohmigen Umgebung! Diese Entkopplung des Tunnelkontaktes vom äußeren Schaltkreis ist der wesentliche Unterschied zum Einzelkontakt.

Die Lösung für alle möglichen Tunnelraten ist in dem Phasendiagramm in Abbildung 2.8 graphisch dargestellt. Der Einfachheit halber sei der uns interessierende Fall  $C_1 = C_2 = C$  und  $R_{T1} = R_{T2} = R_T$  angenommen. (Sind diese Parameter deutlich unterschiedlich für die beiden Tunnelkontakte, so zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinie eine treppenartige Form, die Coulomb-Treppe (Coulomb staircase), und die Rhomben in Abbildung 2.8 sind verzerrt.) Die durchgezogenen Linien entsprechen der Energieänderung  $\Delta E_{ch} = 0$ , den entarteten Zuständen, die die nichtverschwindenden Raten repräsentieren. Innerhalb jedes dieser grauen Rhomben, die die  $q$ -Achse überdeckt, ist ein Zustand für die Inselladung  $q = n$  stabil, hier befindet sich die Region, in der Tunneln nicht erlaubt ist. Diese Gebiete entsprechen der Coulomb-Blockade des Tunnelns, die sich auch in der gepunkteten Strom-Spannungs-Kennlinie in Abbildung 2.9 zeigt. Außerhalb dieser Regionen verschwinden eine oder mehrere Raten nicht. Ist beispielsweise  $|V| < e/2C$  und  $n \neq 0$ , stellen sich die Raten so ein, daß die Inselladung 0 wird. Es verschwinden nur die Raten nicht, die die Inselladung  $ne$  verringern. Die Lösung der Mastergleichung lautet damit  $p_0 = 1$  und  $p_n = 0$  für  $n \neq 0$ . Für den stabilen Zustand  $n = 0$  verschwinden dann alle Tunnelraten: es zeigt sich eine Coulomb-Blockade. Bei der Temperatur  $T = 0 \text{ K}$  fließt in diesem Spannungsbereich kein Strom. Das Phasendiagramm in Abbildung 2.8 reduziert sich auf den Rhombus  $n = 0$ .

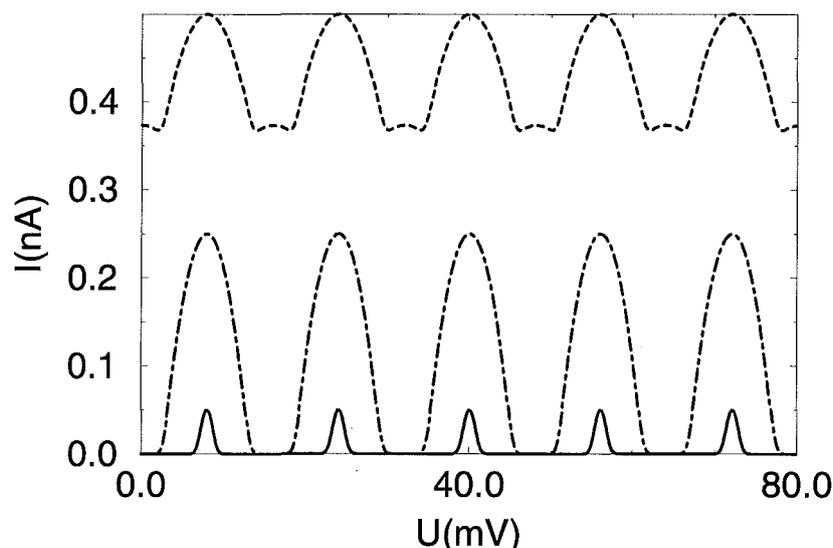


Abbildung 2.10: Nach der Orthoxen Theorie berechnete Strom-Inselladungs-Abhängigkeit  $I(U_G)$  eines SET-Transistors

Für eine Probe mit denselben Parametern wie in Abbildung 2.7 sind die Strom-Gatespannungs-Kennlinien für die Transportspannung  $V = 0.1$  mV (durchgezogene Linie),  $V = 0.5$  mV (gestrichelte Linie) und  $V = 1$  mV (strichpunktierte Linie) dargestellt.

In einem Doppelkontakt mit Gate-Elektrode, beim SET-Transistor, hängt die Strom-Spannungs-Kennlinie auch von der Gatespannung  $U_G$  ab. Die Inselladung ist  $q = ne + Q_G$ . Befindet sich die Influenzladung auf der Insel in dem Bereich  $-e/2 < Q_G < e/2$ , so ist wieder der Zustand  $n = 0$  in Abbildung 2.8 der stabile. Bei einer Influenzladung  $Q_G = e/4$  genügt schon das Hinzufügen einer Ladung von  $e/4$ , damit ein Tunnelvorgang energetisch erlaubt ist. Der stabile Bereich ist gegenüber dem Fall  $Q_G = 0$  verkleinert. Für  $Q_G = e/2$  gibt es keinen Bereich mehr, in dem eine Inselladung stabil wäre, die Coulomb-Blockade ist vollständig verschwunden.

Bei größeren Ladungen  $Q_G$  verschiebt sich  $n$  um den ganzzahligen Anteil in  $Q_G$ , das Phasendiagramm setzt sich periodisch in  $q$  fort. Dieser Sachverhalt äußert sich in den *Coulomb-Oszillationen* (AVERIN 1994), einer periodischen Abhängigkeit des Stroms durch den Transistor in Abhängigkeit von der Gatespannung, wie es in Abbildung 2.10 dargestellt ist. Der stabile Zustand  $q = 0$  ist dann nicht notwendigerweise bei  $n = 0$ .

Wie äußern sich diese Eigenschaften in der Strom-Spannungs-Kennlinie  $I(V)$ ? Sobald die aufgeprägte Spannung  $V$  einen der Coulomb-Blockaden-Schwellwerte  $\pm V_C$  übersteigt, beginnt ein kontinuierlicher Transport von Elektronen durch den Doppelkontakt. Für  $V \approx |V_C|$  besteht eine gegenseitige Korrelation der zwei Tunnelvorgänge durch die beiden Kontakte: ein Elektron verläßt die Insel kurze Zeit, nachdem eines auf die Insel getunnelt ist. (Die zeitliche Korrelation für das Durchtunneln eines Kontaktes ist dagegen sehr gering. Kohärente Oszillationen würden nur auftreten, wenn das System an eine ideale Stromquelle angeschlossen wäre.)

Eine kontinuierliche Änderung von  $Q_G$  führt zu einer Änderung der Untergrund-Energie  $Q_G^2/2C_\Sigma$  der Insel und damit zu einer Änderung von  $\Delta E$  für den Tunnelvorgang. Wenn die Änderung  $\Delta Q_G$  gerade  $e$  erreicht, kompensiert das System diese Änderung, indem es  $n$  um 1 ändert, und das System ist wieder im selben Ausgangszustand. Das kann man auch so ausdrücken, daß Änderungen von  $Q_G$  den Strom durch den Doppelkontakt steuern. (Der Absolutwert von  $Q_G$  kann nicht bestimmt werden, man kann nur relative Änderungen in der Größenordnung von  $e$  und kleiner detektieren.) In Abbildung 2.9 sind Strom-Spannungs-Kennlinien eines Transistors für unterschiedliche Gate-Ladungen  $Q_G$  dargestellt. Insbesondere kann in der Abbildung erkennen, daß in dem einen Extremfall, bei vollständiger Aufhebung der Blockade nicht einfach eine ohmsche Kennlinie mit der Steigung des Tunnelleitwertes  $G_T = 1/R_T$  entsteht. Unterhalb der Schwellspannungen  $\pm V_C$  bildet sich eine ohmsche Kennlinie mit einer Steigung des halben Leitwertes aus  $G_{\max} = 0.5 \cdot G_T$  aus. Erniedrigt man die Inselladungen  $e/2 < Q_G < 0$ , so nähern sich die IV-Kennlinien allmählich der vollständigen Blockade an, die sich durch eine Gerade mit der Steigung null in dem Spannungsbereich  $\pm V_C$  auszeichnet. Dabei gibt es auch Bereiche, in denen sich die Kennlinien kreuzen. Bei großen Spannungen gehen alle Kennlinien in Geraden mit der Steigung des Tunnelleitwertes  $G_\Sigma$  über. Auf dieses Verhalten wird in Kapitel 5 anhand von Experimenten näher eingegangen werden.

Die  $IU_G$ -Kennlinien in Abbildung 2.10 gehen unmittelbar aus den IV-Kennlinien in Abbildung 2.9 hervor. Sie erhält man, indem die Transportspannung  $V$  festhält und die Gatespannung  $U_G$  variiert. Der SET-Transistor bewegt sich bei dieser Messung zwischen den beiden Extremzuständen der vollständig ausgebildeten ( $G = 0$ ) und der vollständig aufgehobenen Coulomb-Blockade ( $G_{\max} = 0.5 \cdot G_T$ ). Bei den beiden unteren Kennlinien in Abbildung 2.10 sind die Transportspannungen kleiner als die Coulomb-Blockaden-Schwellspannung  $V < V_C$ , die Probe befindet in der Coulomb-Blockade. Das äußert sich darin, daß es Bereiche mit  $I = 0$  in den  $IU_G$ -Kennlinien gibt, die kleiner werden, je höher man die Transportspannung wählt. Ebenso wird die Amplitude der Peaks mit steigender Transportspannung größer, da  $G_{\max}$  eine ohmsche Abhängigkeit von  $V$  besitzt. Die Transportspannung der oberen Kennlinie ist schon größer als die Coulomb-Blockaden-Schwellspannung  $V_C$ . Die kleinen „Zwischenpeaks“ sind eine Folge der Überkreuzung der für verschiedene Gatespannungen  $U_G$  unterschiedlichen IV-Kennlinien.

Nun erhöhen wir die Spannung etwas über die  $V_C$  hinaus, so daß das Tunneln durch die Kontakte bereits erlaubt ist. Jetzt gibt es zwei Möglichkeiten, den Zustand  $n = 0$  zu verlassen, nämlich entweder indem eine Elementarladung durch den linken Kontakt tunnelt oder indem es durch den rechten tunnelt. Die Inselladung ist danach entweder  $-e$  oder  $e$ . Um die Neutralität der Insel wieder herzustellen, muß danach eine Elementarladung durch einen Kontakt wieder auf die Insel tunnelt. Es sind zwei Prozesse möglich:  $n = 0 \rightarrow e \rightarrow 0$  und  $n = 0 \rightarrow -e \rightarrow 0$ , die es möglich machen, daß die zwei aufeinanderfolgenden Tunnelprozesse an *demselben* Tunnelkontakt auftreten. Die zeitliche Korrelation der Tunnelvorgänge an den beiden Kontakten ist nicht mehr vorhanden (das System „weiß“ nicht mehr, durch welchen Tunnelkontakt der erste Tunnelvorgang erfolgte).

Bei noch höheren Spannungen werden die Eigenschaften des Systems komplizierter, man muß i. allg. auf numerische Methoden zurückgreifen, da insbesondere

Zustände mit höheren  $n$  zu berücksichtigen sind. Die Kennlinie nähert sich den Asymptoten

$$I(V) = \frac{V - V_{\text{off}} \text{sgn} V}{R_{\Sigma}} \quad (2.36)$$

mit der „Offsetspannung“  $V_{\text{off}} = \frac{e}{C_{\Sigma}}$  und dem Tunnelwiderstand  $R_{\Sigma} = R_1 + R_2$ . Man befindet sich im Regime der Globalen Regel.

**Experimente** Da man die Doppelkontakte mit aufgeprägter Spannung betreiben kann, um korreliertes Einzelelektronentunneln zu beobachten, sind die Experimente sehr viel erfolgreicher gewesen als beim Einzelkontakt. Das erste Experiment am Doppelkontakt wurde von KUZ'MIN et al. (1989) durchgeführt. Sie benutzten eine granulare Struktur, vergleichbar mit der von ZELLER und GIAEVER (1969), in der die Elektronen von einer Dünnschicht-Elektrode (Blei) zur anderen durch metallische Körner (Indium) in der Oxidbarriere (Indiumoxid) tunneln. Zusätzlich wurden hier die Indium-Körner mit einer isolierenden Siliziummonoxid-Schicht bedeckt, die bewirkte, daß fast alle Körner vollständig isolierend wurden — im Idealfall bis auf ein Indium-Partikel, das dann die Mittellinsel des Doppelkontaktes bildet. Die Experimente zeigten eine deutliche Coulomb-Blockade, was aber auch schon früher qualitativ in den granularen Schichten beobachtet worden ist. Zusätzlich konnte man eine abgerundete treppenartige Struktur in der  $I(V)$ -Charakteristik sehen, Anzeichen für die Coulomb-Treppe (Staircase), aus deren Phasenverschiebungen man auf den Einfluß der Untergrundladung  $Q_G$  schließen konnte. Bei Heliumtemperaturen war  $Q_G$  für mehrere Stunden stabiler als  $0.03 \cdot e$ , änderte sich aber nach Erwärmen der Probe auf Raumtemperatur.

Ähnliche Ergebnisse erhielten auch VAN BENTUM et al. (1988) mit einem Raster-Tunnel-Mikroskop bei Heliumtemperatur. Die Spitze des STMs wurde auf ein geeignetes Aluminiumkörnchen auf einem oxidierten Aluminiumfilm gesetzt und die Strom-Spannungs-Kennlinie dieses „Doppelkontaktes“ aufgenommen. Da die Kapazitäten der beiden Tunnelkontakte sehr unterschiedlich sind, zeigte sich eine ausgeprägte Coulomb-Staircase.

Wegweisend war das Experiment von FULTON und DOLAN (1987), die erstmals lithographisch hergestellte ultrakleine Tunnelkontakte untersuchten. Die Konfiguration bestand aus drei Tunnelkontakten in Serie. Der mittlere Tunnelkontakt wurde benutzt, um den Spannungsabfall über einen einzelnen äußeren Kontakt zu messen, d. h. das Potential der Insel bestimmen zu können, ohne dabei den anderen Kontakt durch große Zuleitungs-Kapazitäten zu beeinflussen. Auch hier sah man die Abhängigkeit der Strom-Spannungs-Kennlinie von der Insel-Ladung  $Q_0$ . Erstmals konnte man  $Q_G$  systematisch verändern durch das Anlegen der Spannung  $U$  an eine zusätzliche Gate-Elektrode auf der Rückseite des Siliziumsubstrates, die eine Kapazität  $C_G \ll C_{1,2,3}$  zur Insel bildete. Bei festem Strom war die Modulation von  $V$  periodisch in  $U$  mit einer Periode  $\Delta U = e/C_G$ , d. h.  $\Delta Q_G = e$ . Diese Experimente bestätigten die Orthodoxe Theorie auch quantitativ.

Die theoretisch vorhergesagten Coulomb-Oszillationen im SET-Transistor von AVERIN und NAZAROV (1990) sind quantitativ von GEERLIGS et al. (1994) nachgewiesen worden, allerdings nur unter Berücksichtigung von Tunnelprozessen höherer Ordnung, wie sie im nächsten Abschnitt diskutiert werden.

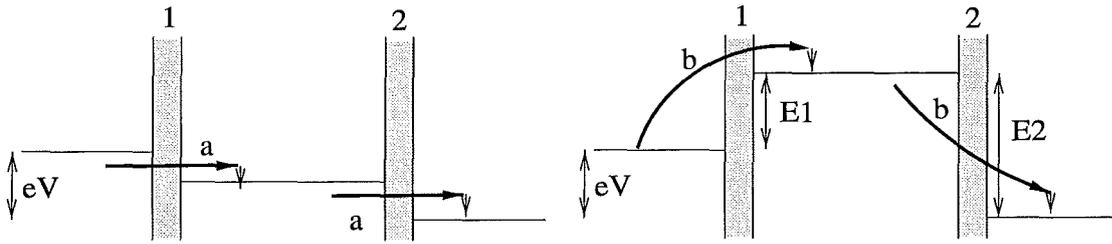


Abbildung 2.11: Energiediagramm des Doppelkontaktes mit anliegender Transportspannung  $V$

Dargestellt sind die Energieniveaus für das Tunneln eines Elektrons durch einen Doppelkontakt. 1 und 2 bezeichnen die beiden Tunnelbarrieren, für die linke und rechte Zuleitung sind die Fermi-niveaus eingezeichnet, die um die Transportspannung  $V$  gegeneinander verschoben sind. Im linken Bild ist das sequentielle Tunneln gezeigt: es existiert ein Zustand auf der Insel, der durch das Hinzufügen eines Elektrons auf die Insel besetzt werden kann. Sequentielles Tunneln (a) ist erlaubt. Das rechte Bild dagegen zeigt einen Zustand für Spannungen unterhalb der Coulomb-Blockaden-Schwellspannung, es existiert kein entsprechender unbesetzter Zustand auf der Insel. Beim Kotunneln (b) wird virtuell ein Zwischenzustand auf der Insel besetzt, der energetisch höher liegen kann. Gleichzeitig tunnelt ein anderes Elektron von diesem Zustand von der Insel weg. Insgesamt führen diese Tunnelvorgänge zu einer Energieerniedrigung um  $eV$  für das Elektron, das den Doppelkontakt virtuell durchquert hat.

### 2.4.3 Über die Orthodoxe Theorie hinaus

Für die Theorie, die bisher entwickelt wurde, mußte eine wesentliche Bedingung an die Tunnelkontakte gestellt werden, nämlich daß der Tunnelwiderstand groß und damit die Tunnelraten klein sind. Man berücksichtigt damit nur sequentielles Tunneln. Die Theorie erfaßt nicht *Tunnelprozesse höherer Ordnung*, die auch unter dieser Voraussetzung auftreten können.

Gerade beim SET-Transistor ist das inelastische *Kotunneln* (AVERIN und NAZAROV 1990) nicht zu vernachlässigen, das im Energiediagramm in Abbildung 2.11 dem sequentiellen Tunneln gegenübergestellt ist. Dabei tunneln zwei unterschiedliche Elektronen über einen virtuellen Zwischenzustand auf der Insel durch die zwei Tunnelkontakte, das Tunneln der beiden Elektronen ist also korreliert. Durch diesen Mechanismus ist es möglich, daß Tunneln auch aus einem energetisch stabilen Zustand über nicht direkt benachbarte Ladungszustände zu einem energetisch niedrigeren Zustand führt. Da die Elektronen von Zuständen unterhalb des Fermi-niveaus zu solchen oberhalb angehoben werden, hinterlassen sie eine Elektron-Loch-Anregung in den Elektroden. In diesem Sinn ist das Kotunneln inelastisch.

Die Coulomb-Energie des virtuell besetzten Zwischenzustandes ist

$$E_i = \frac{e}{C_\Sigma} \left[ \frac{e}{2} + Q_0 - V(C_j + \frac{C_G}{2}) \right], \quad (2.37)$$

wenn der Tunnelvorgang durch den  $i$ -ten Tunnelkontakt erfolgt.  $C_j$  ist die Kapazität des anderen Tunnelkontaktes,  $Q_0$  die kontinuierliche Hintergrund-Ladung

der Insel. Unterhalb der Coulomb-Blockaden-Schwellspannung ist die Energie des Zwischenzustandes definitionsgemäß positiv, aber selbst dort existiert eine endliche Wahrscheinlichkeit für die virtuelle Besetzung dieses Zustandes. Von AVERIN und NAZAROV (1989) ist die Rate eines solchen Tunnelprozesses zweiter Ordnung für einen Doppelkontakt mit großen Tunnelwiderständen berechnet worden zu:

$$\Gamma_{\text{Kot}} = \frac{\hbar}{2\pi e^4 R_T^2} \left\{ \left( 1 + \frac{2}{eV} \frac{E_1 E_2}{E_1 + E_2 + eV} \right) \ln \left[ \left( 1 + \frac{eV}{E_1} \left( 1 + \frac{eV}{E_2} \right) \right) \right] - 2 \right\} eV. \quad (2.38)$$

Die Gleichung gilt für Transport-Spannungen  $V$  unterhalb des Coulomb-Blockaden-Schwellwertes. Man erkennt, je kleiner der Tunnelwiderstand ist, desto größer ist die Rate für das Kotunneln.

Der zweite Name für dieses Phänomen, „makroskopisches Quantentunneln der Ladung“, betont den makroskopischen Prozeß des Ladungstransfers. Zwar tunneln nur einzelne Elektronen, aber diese Elektronen polarisieren die Tunnelkontakt-Elektroden in virtuellen Zuständen mit Energien unterhalb der Tunnelbarriere. Auf diese Weise nehmen alle freie Elektronen des Systems an dem Tunnelprozeß teil. Es tunnelt in diesem Sinn eine makroskopische Variable, die Tunnelkontakt-Ladung.

Besonders unterhalb der Coulomb-Blockaden-Schwellspannung, wo das sequentielle Tunneln unterdrückt ist, macht sich das Kotunneln durch einen Beitrag zum Transportstrom bemerkbar, der bei Transportspannungen  $eV \ll E_{ch}$  proportional zu  $(\frac{eV}{E_{ch}})^{2N-1}$  mit der Anzahl  $N$  der Tunnelkontakte ist. Den Einfluß des Kotunnelns kann man also durch die Erhöhung der Anzahl von in Serie geschalteten Tunnelkontakte reduzieren. Experimentell ist dies vielfältig untersucht worden, zuerst von GEERLIGS et al. (1990c) in eindimensionalen Feldern aus zwei und drei ultrakleinen Tunnelkontakten.

Quantitativ weniger bedeutend ist das elastische Kotunneln, das keine Elektron-Loch-Anregung auf der Insel zurückläßt, erstmals beobachtet von HANNA et al. (1992). Es entspricht dem Tunneln eines Elektrons über den virtuellen Zwischenzustand auf der Insel und kann nur auftreten, wenn die Wellenfunktionen der Elektronen der linken und rechten Zuleitung überlappen. Es hängt also von der geometrischen Ausformung der Tunnelkontakte und der Insel ab. Bei den relativ großen Inseln der lithographisch hergestellten Tunnelkontakte ist dieses Phänomen zu vernachlässigen.

Zusammen mit der thermischen Verschmierung führt das Kotunneln zu einer merklichen Abweichung des Stroms vom Idealverhalten  $I = 0$  innerhalb der Coulomb-Blockade.

Werden die Voraussetzungen der Theorie verletzt, indem die Tunnelwiderstände in die Größenordnung des Quantenwiderstandes rücken oder sogar kleiner werden, so treten selbst außerhalb der Coulomb-Blockade nicht zu vernachlässigende Prozesse höherer Ordnung auf. Das sogenannte *Resonante Tunneln* wird durch Quantenfluktuationen hervorgerufen: die Anzahl  $n$  der Elektronen auf der Insel ist keine gute Quantenzahl mehr (SCHOELLER und SCHÖN 1994). Mit diagrammatischen Techniken haben KÖNIG et al. (1997) dieses sogenannte Regime des starken Tunnelns für den SET-Transistor berechnet und erhalten im Bereich der Coulomb-Blockaden-Schwellspannung  $V_C$  signifikante Abweichungen von der Or-

thodoxen Theorie. Die Berechnungen sind durch Experimente an niederohmigen ultrakleinen Tunnelkontakten quantitativ bestätigt worden (JOYEZ et al. 1997).

# Probenherstellung 3

---

Experimente in der Einzelelektronenphysik stellen hohe Anforderungen an die Probenherstellung, die hier zunächst näher erläutert werden sollen. Wie in den Kapiteln 1 und 2 bereits dargestellt, sind Einzelelektroneneffekte nur beobachtbar, wenn die Ladungsenergie der Tunnelkontakte  $E_{ch} = \frac{e^2}{2C}$  groß gegen die anderen relevanten Energien des Experimentes ist, insbesondere gegen thermische Fluktuationen  $k_B T$ . Da wir die Untersuchungen an den Einzelelektronen-Bauteilen in einem  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostaten durchführen können, dessen tiefste Temperatur bei 30 mK liegt, führt dies zur Bedingung  $E_{ch} \gg k_B T = k_B \cdot 30 \text{ mK}$  für die Ladungsenergie der Tunnelkontakte. Es sollte gelten  $\frac{E_{ch}}{k_B} \geq 1 \text{ K}$ . Für die Probenherstellung bedeutet dies, daß man bei den Tunnelkontakten Kapazitäten von  $C \leq 10^{-15} \text{ F}$  erreichen muß.

Wir führen die Untersuchungen an Aluminium-Aluminiumoxid-Aluminium-Tunnelkontakten durch, die in einem Standardverfahren<sup>1</sup> — *Elektronenstrahlithographie*, kombiniert mit einer *Schattenbedampfungstechnik* — hergestellt werden (NIEMEYER 1974; DOLAN 1977). Dieses Herstellungsverfahren führt zu einander überlappenden Aluminiumschichten, die durch eine Aluminiumoxidbarriere  $\text{Al}_2\text{O}_3$  voneinander getrennt sind. Diese Tunnelbarriere ist ungefähr 2 nm dick und hat eine Dielektrizitätskonstante  $\epsilon \approx 8$  (VERBRUGH 1995), was im Modell des Plattenkondensators zu der Bedingung führt, daß man Überlappflächen kleiner als  $100 \text{ nm} \cdot 100 \text{ nm}$ , nämlich *ultrakleine* Tunnelkontakte, herstellen muß.

Die Experimente erfordern die Strukturierung einer bestimmten Anordnung von Tunnelkontakten nach theoretischen Ideen, den Entwurf „nanoelektronischer“ Bauteile. Dazu überträgt man die ausgereiften Verfahren der Mikroelektronik auf kleinere Größenskala. Die dort verwendete optische *Lithographie*, mit der man minimale Strukturabmessungen im  $1 \mu\text{m}$ -Bereich erreicht, wird zu einer Nanolithographie (MORGAN et al. 1992) erweitert. Eine Möglichkeit zur Miniaturisierung ist durch die Elektronenstrahlithographie gegeben, die eine der höchstauflösenden Methoden für das direkte Schreiben von Mustern ist. Heute verfügbare kommerzielle Elektronenstrahlenschreiber erreichen eine Adressiergenauigkeit von 5 nm.

Mit Hilfe des Elektronenstrahlenschreibers wird auf einem Trägersubstrat eine *Maske* nach unseren Entwürfen erzeugt. Durch diese Masken werden dann die Aluminiumschichten so gedampft, daß sie bei entsprechender Ausformung der Strukturen Überlappflächen bilden. Die einzelnen Verfahrensschritte sind in einer Übersicht

---

<sup>1</sup>Dieses Verfahren ist technologisch relativ unaufwendig verglichen mit anderen, z. B. mit der von GÖTZ et al. (1994) vorgeschlagenen SAIL-Technik.

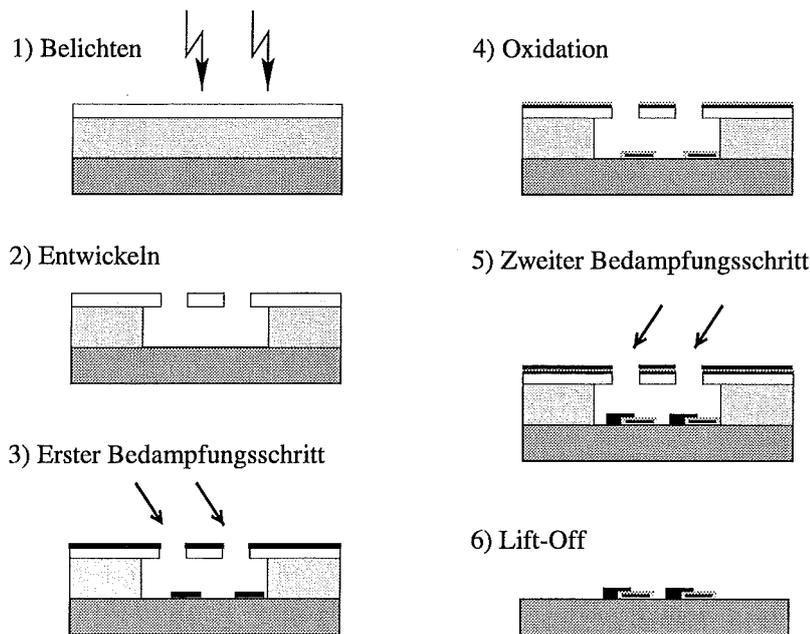


Abbildung 3.1: Verfahrensschritte zur Probenherstellung

in Abbildung 3.1 dargestellt und werden im folgenden näher beschrieben.

Das Material Aluminium wählt man aus unterschiedlichen Gründen. An den herzustellenden Bauteilen sollen Einzelelektroneneffekte im diffusen Transport der Leitungselektronen untersucht werden. Man benötigt ein beliebiges metallisches System, die Effekte sind darüber hinaus nicht materialabhängig. Das Metall Aluminium hat nun den Vorteil, daß man durch Oxidation sehr einfach Tunnelbarrieren herstellen kann, d. h. man kann aus Aluminium Tunnelkontakte mit reproduzierbarem, endlichen Tunnelwiderstand in der Größenordnung wenige Kiloohm bis mehrere Megaohm produzieren. Die Oxidbarriere altert nicht, die Proben oxidieren nicht durch und werden damit nicht vollständig isolierend. Weiterhin ist Aluminium relativ leicht zu verdampfen. Bei den tiefen Experimentiertemperaturen ist Aluminium supraleitend, was man durch das Anlegen eines Magnetfeldes von 0.5 Tesla unterdrücken kann. Dieses Magnetfeld beeinflusst die Einzelelektroneneffekte nicht (GEERLIGS 1990).

### 3.1 Elektronenstrahlithographie

Bei der Elektronenstrahlithographie wird eine mehrere hundert Nanometer dicke elektronenempfindliche Kunststoff-Schicht (*Resist*) nach vorgegebenem Muster belichtet. Die auf den Resist auftreffenden Elektronen brechen die langen Polymerketten auf. Im nachfolgenden Entwicklungsschritt können die belichteten Bereiche dann herausgelöst werden, während der unbestrahlte Rest als Bedampfungsmaske stehenbleibt.

Für die Resiststrukturierung steht uns am Institut für Mikrostrukturtechnik des Forschungszentrums Karlsruhe ein Elektronenstrahlsschreiber der Fa. Leica-

Cambridge (EBPG5-HR) zur Verfügung, der dort hauptsächlich zur Herstellung von dreidimensionalen Mikrostrukturen (Mikromechanik) verwendet wird. Dabei ist das Ziel, über die gesamte Strukturhöhe von mehreren Mikrometern Submikrometergenauigkeit zu erreichen. Auch bei der Strukturierung von zweidimensionalen Proben im Nanometerbereich bestehen Erfahrungen (SCHEER et al. 1994; SCHEER 1995), auf die wir zurückgreifen konnten. Der Elektronenstrahlschreiber ist in letzter Zeit um eine Elektronik zur Hochauflösung erweitert worden, die die Schreibparameter deutlich verändert hat. Außerdem war für die von uns angewendete Schattenbedampfungstechnik die Entwicklung eines neuen Resistsystems und die erneute Optimierung der Prozeßparameter erforderlich.

Für die Schattenbedampfungstechnik benötigt man in der Aufdampfmaske extreme *Unterschnitte* von mehreren 10 Nanometern, wie man in Abbildung 3.1 erkennen kann. Der Überlapp der Tunnelkontakte wird beim Aufdampfen durch den Schattenwurf von stehengebliebenen Brücken in der Maske erreicht. Diese Brücken können sich nur bilden, wenn die nach der Entwicklung stehenbleibende Maske ein *Unterschnittprofil* aufweist.

Zur Erzeugung der Brücken ist die Verwendung eines mindestens doppelagigen Resistsystems notwendig (HUNT und BUHRMAN 1981; DELSING 1990). Das Aufbringen des Resists muß im Reinraum des IMT stattfinden, da eine Kontamination mit Staubpartikeln zu Resist-Inhomogenitäten führen kann. Wir verwenden als Trägersubstrate ca. 500  $\mu\text{m}$  dicke oxidierte Standard-Siliziumscheiben mit 100 mm Durchmesser. Der Vorteil dieses Substrates ist, daß es auch bei Raumtemperatur elektrisch isolierend ist und wir somit unsere hochhohmigen Proben auch außerhalb des Kryostaten testen können.<sup>2</sup>

Auf diese Siliziumscheiben bringen wir mit einer Lackschleuder zunächst die untere Resistschicht auf: 450 nm PMMA/MAA, gelöst in 2-Ethoxy-Ethylacetat mit 11 % Feststoffanteil. Hierbei handelt es sich um ein Copolymer aus Methylmethacrylat (MMA) und Methacryl-Säure (MAA). Diese erste Schicht ist sehr empfindlich — die Entwicklungsgeschwindigkeit hängt von der Kettenlänge und dem Vernetzungsgrad des belichteten Polymers ab und damit von der Elektronenstrahldosis und dem Molekulargewicht des Ausgangsmaterials (VERBRUGGEN et al. 1991). Das Copolymer wird ungefiltert vom Hersteller geliefert, die Partikelgrößen des in Lösung befindlichen Materials sind sehr breit gestreut und verursachen starke Inhomogenitäten in der Resistschicht. Daher wird die Lösung zunächst durch eine Glasspritze mit aufgesetztem Teflonfilter (Maschenweite 200 nm) gepreßt. Zum Aufschleudern des Resists wird die Siliziumscheibe in der Mitte der Rotationsebene einer Zentrifuge (Lackschleuder) befestigt. Während diese bei einer geringen Umdrehungsgeschwindigkeit von 500 Umdrehungen pro Minute anläuft, gibt man einige Tropfen des gelösten Resists darauf und fährt nach 3 Sekunden Laufzeit auf die endgültige Umdrehungsgeschwindigkeit von 1000 Umdrehungen pro Minute. Die PMMA/MAA-Schicht zerfließt auf der Siliziumscheibe zu homogener Dicke, während große Teile des Lösungsmittels verdampfen. Die Lackschleuder läuft so lange (100 Sekunden), bis sich die Färbung der Schicht und damit die Resistdicke sicher nicht mehr ändert. Nach dem Belackungsschritt erfolgt ein

---

<sup>2</sup>Da wir i. allg. keine Haftungsprobleme der Metallschichten auf dem Substrat haben, ist keine Vorbehandlung der Substrate (z. B. Reinigung im Säurebad) notwendig.

Schicht	Material	Anlaufphase		Hauptlaufphase		Dicke (nm)	Bake
		Zeit (s)	rpm	Zeit (s)	rpm		
unten	PMMA/MAA 11% in EEA	3	500	99	5000	450	160 <sup>0</sup> 30 min
oben	PMMA 950kg/mol 2% in CB	3	500	60	1300	150	160 <sup>0</sup> 30 min

Tabelle 3.1: Belackungsparameter der Proben

*EEA* steht für 2-Ethoxy-Ethylacetat, *CB* für Chlorbenzol, *rpm* ist die Drehgeschwindigkeit der Lackschleuder in Umdrehungen pro Minute

Tempereschritt in einem Umluftofen bei 160<sup>0</sup>C (*Bake*) für 30 Minuten. In diesem Verfahrensschritt wird das restliche Lösungsmittel aus der Resistschicht verdampft und der Resist gehärtet.

Nun wird ähnlich mit der zweiten Resistschicht verfahren: 150 nm PMMA 950k, gelöst in Chlorbenzol mit 2 % Feststoffanteil. Hierbei handelt es sich um das Polymer Polymethylmethacrylat (Plexiglas) mit 950 kg Molgewicht, das wegen der großen Kettenlänge eine geringere Sensitivität gegen Entwicklung aufweist als die untere Schicht. Die Parameter für das Aufschleudern und nachfolgende Tempern sind der Tabelle 3.1 zu entnehmen. Die Schichtdicken sind jeweils nach dem Tempereschritt interferometrisch gemessen. Für die zweite Schicht ist ein anderes Lösungsmittel als für die erste gewählt worden, um ein Wiederanlösen der unteren Schicht beim zweiten Belackungsschritt zu vermeiden (VERBRUGGEN 1993). Durch die unterschiedliche Sensitivität der beiden Schichten gegenüber Entwicklung erreicht man ein sehr ausgeprägtes Unterschnittprofil.

Die auf diese Weise vorbereiteten Substrate können nun mit dem Elektronenstrahlschreiber nach dem vorgegebenen Muster belichtet werden. Die Qualität der Maske kann über die einstellbaren Parameter Flächendosis, Strahldurchmesser (Spotsize) bzw. Strahlstrom, Strahlschrittweite (**B**eam**s**t**e**p**s**i**z**e) und Entwicklungszeit beeinflusst werden.

Das Auflösungsvermögen eines Elektronenstrahlschreibers ist bestimmt durch den Strahldurchmesser und die Stabilität der Elektronenstrahlposition in Bezug auf das Substrat. Gewöhnlicherweise und auch beim EBP5 wird der Elektronenstrahl aus der LaB<sub>6</sub>-Kathode gaußförmig rund auf die Substratoberfläche fokussiert. Die Belichtung des Resists hängt von der deponierten Flächendosis ab. In der Praxis erreicht man minimale Strahldurchmesser von 7-8 nm, wenn man den Strahlstrom so wählt, daß die Belichtung in akzeptabler Zeit geschieht. Die Adressiergenauigkeit des EBP5-HR beträgt 5 nm.

Aus physikalischen Gründen ist es nicht möglich, mit dieser Methode 5 nm schmale Strukturen zu erzeugen. Die Vorwärtsstreuung der Elektronen im Resist und die Rückwärtsstreuung der Elektronen aus dem Substrat (*Proximity-Effekt*) führt zu einer Belichtung bis hin zu mehreren Mikrometern entfernt vom Fokussierungspunkt des Strahls. Die resultierende Belichtungsverteilung setzt sich zum

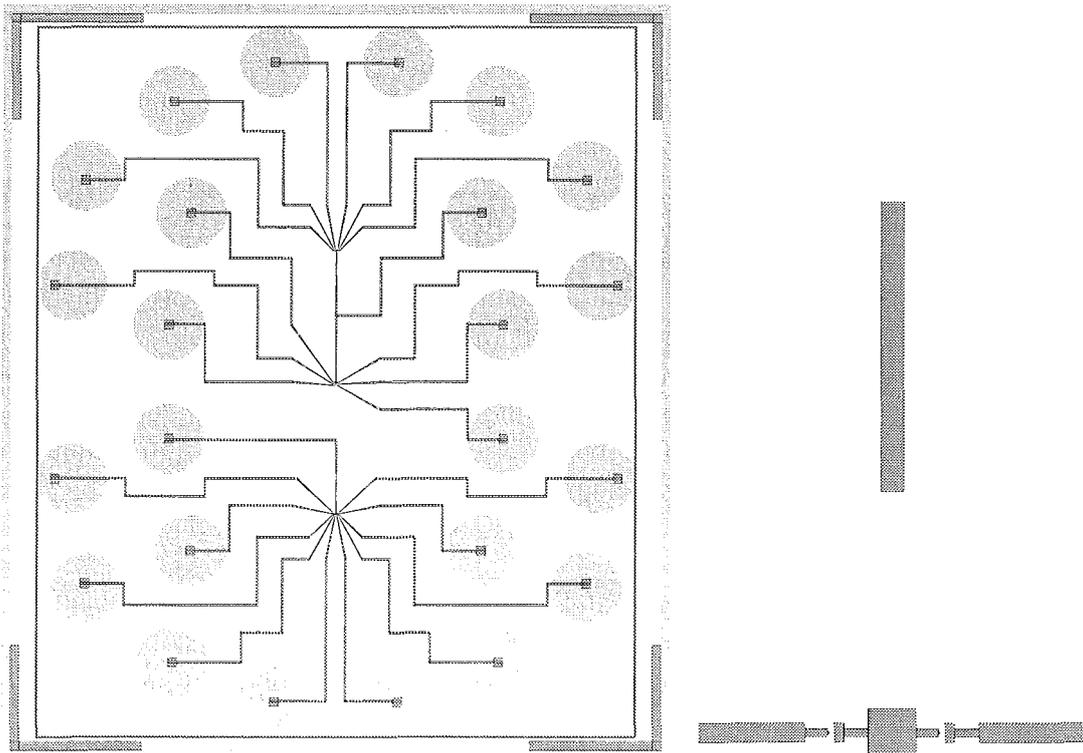


Abbildung 3.2: Probenlayout

Dargestellt ist die Aufdampfmaske, wie sie vom Elektronenstrahlschreiber erzeugt wird. Die dunklen Bereiche sind nach dem Entwickeln herausgelöst. Links ist die Gesamtansicht eines Probenchips zu sehen: 24 Kontaktierungsflächen mit Zuleitungen, die auf drei Zentren zulaufen. Im oberen und mittleren Zentrum sind jeweils zwei Transistoren in einer Reihe angeordnet, im unteren vier, so daß sich insgesamt acht Transistoren auf diesem Chip befinden. Alle Transistoren der beiden oberen Zentren teilen sich eine Gate-Zuleitung. Die 24 hellgrauen Kreise werden nicht mit dem Elektronenstrahlschreiber strukturiert. Sie markieren die Abmessungen der Kontaktierungsflächen, die in einem separaten Aufdampfschritt mit einer Edelstahlmaske aufgebracht werden. Im rechten Bild sieht man vergrößert einen einzelnen Transistor mit Mittelinsel und dem kapazitiv angekoppelten Gate. Rechts und links von der quadratischen Insel kann man den Balken und die Spitze erkennen, die nach dem Aufdampfen den eigentlichen Tunnelkontakt bilden. Zum Größenvergleich: die Abmessungen der Insel betragen  $1\ \mu\text{m} \cdot 1\ \mu\text{m}$ .

einen aus dem Strahldurchmesser und den vorwärts gestreuten Elektronen und zum anderen aus den aus dem Substrat rückgestreuten Elektronen zusammen. Beides führt zu einer Reduktion des Belichtungscontrastes des Resists und damit zu einer Verwaschung der Strukturen. Gerade bei dicken Trägersubstraten, wie wir sie verwenden, ist der Proximity-Effekt nicht zu vernachlässigen. Daß wir oxidierte Substrate verwenden, also Substrate mit verschwindender Oberflächen-Leitfähigkeit, führt zu einer Vergrößerung des Proximity-Effekts, da die deponierten Elektronen nicht über das Substrat abgeleitet werden. Wir konnten aber keine nennenswerte Verbreiterung unserer Strukturen auf den oxidierten Substraten gegenüber denen

auf nicht-oxidierten feststellen. Indem man sehr hohe Beschleunigungsspannungen (hier die maximal mögliche von 100 kV) für die Elektronen verwendet, vermindert man den Einfluß der rückgestreuten Elektronen: ihre Reichweite beträgt dann mehrere Mikrometer, so daß die Untergrund-Belichtung durch diese Elektronen sehr ausgedehnt und konstant in Bezug auf die feinen Strukturen ist.

Mit dem von uns verwendeten doppellagigen Resistsystem wird der Einfluß dieser physikalischen Effekte minimiert: die dicke Copolymerschicht fungiert im wesentlichen als Offset-Schicht (Abstandshalter zwischen Substrat und oberer Schicht), die die Rückstreuung von Elektronen aus dem Substrat in die obere Schicht hinein minimiert. In der oberen dünnen Schicht, der eigentlichen Aufdampfmaske, erreicht man dadurch eine sehr hohe Auflösung (HUNT und BUHRMAN 1981). Negativ bemerkbar macht sich der Proximity-Effekt und die Vorwärtsstreuung der Elektronen im Resist immer dort, wo mehrfach belichtet wird und wo große zusammenhängende Flächen belichtet werden, was beim Entwurf der Maskenstruktur zu beachten ist. Es müssen für die gewünschte Struktur spezielle Schreibstrategien entwickelt werden.

Über den Resist-unabhängigen Effekt hinaus ist die Auflösung durch das Resist-Material PMMA auf bestenfalls 10 nm begrenzt, die durch die Molekülgröße vorgegeben ist. Vor der Belichtung sind die Molekülketten des Polymers aufgrund ihrer Länge stark ineinander verwickelt. Nach der Belichtung, d. h. dem Aufbrechen der Ketten, sind die Moleküle so kurz, daß keine Verwicklung mehr vorliegt und jedes Plexiglas-Molekül ein eigenes Volumen von typischerweise 4 nm Durchmesser besetzt. Das erklärt den hohen Belichtungscontrast dieses Resistmaterials: die belichteten Bereiche sind sehr viel besser im Entwickler löslich als die verwickelten unbelichteten. Ein Resist, der mehrere Moleküllagen dick ist, hat eine Auflösung von mindestens dem doppelten dieses Volumen-Durchmessers, da die einzelnen Moleküle statistisch übereinander angeordnet sind (CHANG et al. 1988). Je dünner die Resistschicht, desto höher ist die Auflösung.

Unser Belichtungs-Muster ist in Abbildung 3.2 dargestellt. In den Probenhalter im Mischkryostaten können wir Substrate von einer maximalen Größe 7.5 mm · 8.5 mm einbauen, die über 24 Zuleitungen mit der Außenwelt verbunden werden können. Daraus ergibt sich das von uns gewählte Probenlayout. Die Kontaktierung mit den Zuleitungen erfolgt über das Aufpressen von Federkontakstiften, die ein Rastermaß von 1.25 mm besitzen. In diesem Raster sind die Kontaktierungsflächen für diese Stifte in fester Anordnung auf zwei konzentrischen Ellipsen außen auf der Probenfläche angeordnet. Diese Millimeterwelt verjüngt sich nach unseren jeweiligen Anforderungen auf dem Probenchip auf die Nanometerskala der ultrakleinen Tunnelkontakte.

Das Muster ist in zwei Belichtungslayer aufgeteilt: den makroskopischen (Millimeter-) *Groblayer* und den mesoskopischen (Nanometer-) *Feinlayer*. Die Strahlschrittweite und der dazugehörige Strahldurchmesser wird nach der Regel bestimmt, daß für eine gute Belichtung die Strahlschrittweite ungefähr ein Viertel der kleinsten Strukturabmessung betragen sollte. Um den Proximity-Effekt zu minimieren, muß darauf geachtet werden, daß Flächen, die mit großem Strahl geschrieben werden, weit genug von den wichtigen kleinsten Strukturen entfernt sind. Zunächst wird mit höchster Auflösung (*Strahlschrittweite* 5 nm) und kleinstem Strahldurchmesser der Feinlayer mit den eigentlichen Tunnelkontakten für einen

Layer	BSS (nm)	Dosis ( $\frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$ )	Spotsize (nm)	I (nA)	f (MHz)
Fein	5	1900 - 2200	12	0.44	0.925 - 0.800
Grob	120	750	170	106	0.981

Tabelle 3.2: Belichtungsparameter der Proben

Strahlschrittweite BSS, deponierte Flächendosis, Strahldurchmesser, Schreibstrom I, Taktfrequenz f

Job, bestehend aus 4 solchen Einzelproben, belichtet. Der Strahldurchmesser wird rechnerisch ermittelt aus einer wurzelförmigen Abhängigkeit von der eingestellten Schreibstromstärke und die deponierte Flächendosis nach

$$\text{Dosis} = \frac{\text{eingestellter Strom}}{\text{Strahlschrittweite}^2 \cdot \text{Taktfrequenz}},$$

wobei die Taktfrequenz den Kehrwert der Ruhezeit des Elektronenstrahls auf einer Stelle (*Pixel*) darstellt. Für den Feinlayer ergeben sich Ströme im 100 Pikoampere- bis 10 Nanoamperebereich und Strahldurchmesser in der Größenordnung 10 nm. Für die vier Probenchips eines Jobs haben wir immer eine Dosisvariation von 1900 bis 2200  $\frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$  schreiben lassen. Auch bei zufälligen Variationen der anderen Prozeßparameter (beispielsweise bei der Entwicklung) gibt es so stets Proben, die richtig entwickelt und belichtet sind.

Nach dem Feinlayer wird der Groblayer mit den großen Flächen für den gesamten Job geschrieben. Wegen der relativ großen zu belichtenden Fläche ist dieser wenig anfällig gegen falsche Belichtung, die sich hauptsächlich an den Kanten der Strukturen bemerkbar machen würde, und benötigt eine geringere Flächendosis. Er wird mit der beim EBP5-HR maximalen Strahlschrittweite von 120 nm, einem großen Strahldurchmesser und der festen Dosis von 750  $\frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$  geschrieben. Das Schreiben eines Jobs mit verschiedenen Elektronenstrahl-Durchmessern und -Strömen ermöglicht die Optimierung von Schreibzeit bei gleichzeitig hoher Auflösung in den feinen Strukturen.

Zwischen dem Belichten des Fein- und des Groblayers wird der neue Strahlstrom eingestellt und der Elektronenstrahl neu justiert. Da die Positioniergenauigkeit des Strahls nicht beliebig gut ist (bestenfalls so gut wie die Strahlschrittweite), müssen die beiden Layer mit einem Überlapp versehen werden.

Das von uns vorgegebene Probenlayout wird nun für die Steuerung des Elektronenstrahlschreibers aufbereitet. Bei diesem sogenannten *Prozessieren* wird die gesamte umschlossene Fläche in *Trapeze* zerlegt, die vom Elektronenstrahlschreiber nacheinander nach einem bestimmten Algorithmus pixelweise geschrieben werden. Probleme können hier bei nicht-rechtwinkligen Strukturen auftreten, da der Elektronenstrahlschreiber beim Umsetzen des Trapezmusters einige Pixel eventuell mehrfach oder gar nicht belichtet. Beim Groblayer spielt dies keine Rolle. Allerdings

haben wir beim Feinlayer, insbesondere im Bereich der Brücke des Tunnelkontaktes auf nicht-rechtwinklige Strukturen verzichtet: Beispielsweise ist die Spitze aus Quadraten der Größe  $5 \text{ nm} \cdot 5 \text{ nm}$  zusammengesetzt. Die konkrete Ausformung des eigentlichen Tunnelkontaktes — Spitze und breiter Balken — ergibt sich daraus, daß man einerseits einen möglichst kleinen Überlapp erreichen möchte ( $\rightarrow$  Spitze), andererseits unempfindlich gegen Ungenauigkeiten in der Aufdampfrichtung<sup>3</sup> sein möchte ( $\rightarrow$  Balken). Die Zuleitungen verzüngen sich jenseits des Balkens sofort wieder, auch ist die Mittelelektrode des Transistors durch schmale Zuleitungen von den Tunnelkontakten getrennt, damit der Kontaktbereich nicht durch den Proximity-Effekt dieser relativ großen zu belichtenden Flächen beeinflusst wird. Bei dem Entwurf der Gate-Elektrode haben wir uns zunächst nach rein geometrischen Überlegungen gerichtet: die Gate-Kapazität soll möglichst klein sein ( $< 10^{-17} \text{ F}$ ). Während unser Meßaufbau optimiert wurde, wurde allerdings deutlich, daß die Gate-Elektrodenform modifiziert werden mußte. Dies wird im Abschnitt 4.3.3 näher erläutert werden.

Die Verfahrensschritte nach der Belichtung finden außerhalb des Reinraums im INFP statt. Zunächst wird die Siliziumscheibe, auf die sechs identische Jobs, bestehend aus jeweils vier Probenchips mit unterschiedlicher Dosis, geschrieben wurden, in die einzelnen  $7.5 \text{ mm} \cdot 8.5 \text{ mm}$  großen Einzelchips zerteilt. Dies geschieht, indem man die Siliziumscheibe an den entsprechenden Stellen mit einem Diamanten anritzt und an den geritzten Stellen auseinanderbricht.

In einer Reinraumbox werden die Einzelchips durch Schwenken in einer Lösung aus Methylisobutylketon : Isopropanol 1:3 für 4 Minuten bei Raumtemperatur entwickelt und auf einer kleinen Zentrifuge trockengeschleudert. Diese relativ lange Entwicklungszeit führt nach unserer Beobachtung nicht zu einer merklichen Verbreiterung der Strukturen, verbessert aber den Unterschnitt. Bereits nach einer Minute ist der Resist bis auf das Substrat herunter durchentwickelt, in der darauffolgenden Entwicklungszeit höhlt man die untere Schicht aus. Die metallisierte Struktur stimmt in ihren Abmessungen sehr genau mit unserem Entwurf übereinstimm, wie ein Vergleich von elektronenmikroskopischen Aufnahmen (Abbildung 3.4) mit dem entsprechenden Probenlayout (rechtes Bild der Abbildung 4.5) zeigt. Der Unterschnitt beträgt mindestens 200 nm. Nach dem Entwickeln werden die Probenchips unverzüglich weiterverarbeitet, um die Kontamination mit Fremdpartikeln zu minimieren.

## 3.2 Schattenbedampfung

Wie in der Einleitung zu diesem Kapitel bereits erwähnt, nutzt man bei der Schattenbedampfungstechnik den Schattenwurf einer Brücke in der Maske aus. Bei der Schattenbedampfung handelt es sich um eine relativ einfache Technik mit wenigen Parametern, die aber grundsätzliche Schwächen hat: außer den gewünschten Tunnelkontakten entstehen technologisch bedingte Überlappungen der Strukturen, die z. B. als parasitäre Kapazitäten wirken können. Dieses Phänomen ließe sich durch

---

<sup>3</sup>Die Projektion der Aufdampfrichtung auf die Substratfläche ist die x-Richtung in Abbildung 3.2. Der Aufdampfwinkel  $\alpha$  liegt zwischen x-Achse und der Senkrechten zur Substratoberfläche.

entsprechendes Maskenlayout weitgehend vermeiden, ist aber bei unseren Proben nicht relevant.

Eine Metallisierung erfolgt — wegen der stark anisotropen Richtungsverteilung der verdampften Atome und der höheren Reinheit der entstehenden Schichten — durch thermisches Verdampfen der Metalle.

Die Aufdampfanlage muß es ermöglichen, Aluminium unter einem Winkel aufzudampfen, d. h. die Ausrichtung des Substrats muß relativ zur Aufdampfrichtung reproduzierbar einstellbar sein. Außerdem muß während des Vakuumzyklus eine gezielte Oxidation der Aluminiumschicht möglich sein. Da nur eine Probe der Fläche  $7.5 \text{ mm} \cdot 8.5 \text{ mm}$  in den Probenhalter des Kryostaten eingebaut werden kann und außerdem der Feinlayerbereich auf unseren Probenchips nur die Ausmaße von maximal  $1 \text{ mm} \cdot 4 \text{ mm}$  hat, genügt für eine homogene Bedampfung des Probenchips ein kleiner Abstand in der Größenordnung von  $10 \text{ cm}$  zwischen Aufdampfquelle und Substrat. Mit diesen Vorüberlegungen ist ein Verfahren entwickelt worden, mit dem man in einer kleinen Aufdampfkammer, in der auch der Oxidationsschritt stattfindet, Aluminium unter einem einstellbaren Winkel aufdampfen kann. Der im weiteren beschriebene Aufdampfer ist in jüngster Zeit im Rahmen einer Diplomarbeit gebaut worden.

Im wesentlichen besteht die Aufdampfkammer aus einem 6fach-Kreuz (Doppelkreuz) mit  $100 \text{ mm}$  Durchmesser, an dessen Enden die unterschiedlichen Versorgungseinrichtungen (Pumpen etc.) angeschlossen sind (siehe Abbildung 3.3). Da das Gesamtvolumen nur ca.  $5 \text{ l}$  beträgt, kann die Kammer sehr schnell abgepumpt werden. Es wird ein Enddruck im mittleren  $10^{-8} \text{ mbar}$ -Bereich ohne vorheriges Ausheizen erreicht. Im unteren Arm des Doppelkreuzes sind die Verdampfungsquellen angebracht, darüber befindet sich der kippbare Substrathalter mit dem Abschatter und dem Schwingquarz zur Schichtdickenmessung. Die Kammer wird mit Hilfe eines Turbomolekularpumpstandes evakuiert.

Der Substrathalter ist so konstruiert, daß man den Winkel der Substratoberfläche relativ zur Aufdampfrichtung über zwei Drehdurchführungen in alle Raumrichtungen einstellen kann. Der zu bedampfende Probenchip von  $7.5 \text{ mm} \cdot 8.5 \text{ mm}$  wird nach der Entwicklung mittels eines dünnen Kupferrahmens in einen Kupferhalter eingeschraubt. Dieser wird kopfüber in eine Vertiefung des Substrathalters im Aufdampfer eingeklemmt. Bei dem Substrathalter handelt es sich um einen massiven Kupferklotz, der sich um den Substratmittelpunkt in  $x$ - und  $y$ -Richtung über die Drehdurchführungen nach oben und unten verkippen läßt. Mit diesem Mechanismus ist es möglich, im Bereich bis ca.  $20^\circ$  jeden beliebigen Aufdampfwinkel einzustellen. Als Substrathalter- und Befestigungsmaskenmaterial wählten wir Kupfer, um während des Aufdampfens die im Substratbereich entstehende Wärme ableiten zu können. Der Resist (Plexiglas) besitzt eine Glastemperatur von  $120^\circ\text{C}$ . Es ist sehr leicht möglich, die Aufdampfmaske zerfließen zu lassen. Eine Kühlung hat sich als nicht notwendig herausgestellt.

Ebenfalls über eine Drehdurchführung bedienbar ist der Abschatter, der die Probe abschattet, während die Aufdampfrate eingestellt wird.

Das Aluminium wird von beheizten Wolfram-Drähten verdampft. Reines Aluminium hat einen niedrigen Schmelzpunkt von  $660^\circ\text{C}$ . Da das Aufdampfmaterial immer Kontakt mit dem Luftsauerstoff hatte, besitzt es eine oxidierte Oberflächenschicht. Diese Oxidbarriere mit dem sehr viel höheren Schmelzpunkt von  $2046^\circ\text{C}$

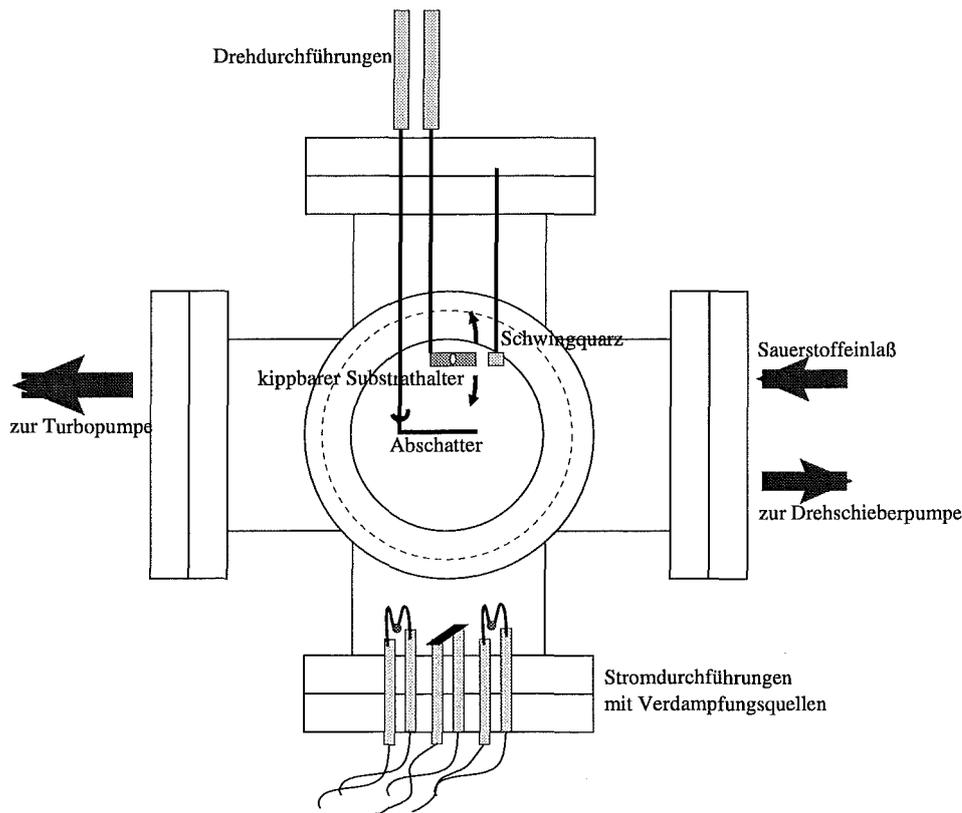


Abbildung 3.3: Prinzipieller Aufbau des Aufdampfers

*Der Übersichtlichkeit halber sind nur die für die Bedampfungstechnik wesentlichen Dinge schematisch dargestellt und nicht wirklichkeitsgetreu angeordnet. Es ist nur eine Drehrichtung für den Substrathalter dargestellt.*

muß beim Verdampfen aufgeschmolzen werden. Daher benötigt man relativ hohe Leistungen zum Verdampfen von Aluminium, oft gelingt es nur mit der hohen Leistungsdichte der Elektronenstrahlverdampfung. Eine weitere Schwierigkeit der thermischen Verdampfung von Aluminium liegt darin, daß es mit dem Schiffchenmaterial (Wolfram) legiert, und das Schiffchen dadurch während des Aufdampfens leicht zerbricht. Daher haben wir als „Tiegel“ M-förmige Wolframdrähte gewählt: ca. 1 cm lange 1 mm dicke Aluminium-Drähte werden über den Wolfram-Draht (0.5 mm dick) gebogen. Sie schmelzen auf, wenn man Strom durch den Wolfram-Draht schickt, und bleiben als Tropfen am Draht hängen. Unser Quellen-Substrat-Abstand von 12 cm ist bei dieser Aufdampfmethod der maximale. Einerseits braucht man relativ viel Material, da die 1 bis 2 mm großen Tropfen wie eine Punktquelle in alle Raumrichtungen abdampfen. Andererseits kann man den Wolfram-Draht nicht mit beliebig viel Aluminium beladen, da ein zu großer Aluminium-Tropfen herunterfällt. Die Wolfram-Drähte sind nur einmal benutzbar, nach dem Aufdampfen weisen sie dort Einschnürungen auf, wo der Tropfen gehangen hat und wo das Aluminium mit dem Wolfram legiert hat. Dort zerbrechen sie bei nochmaligem Erhitzen. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit, die zwei Aluminiumschichten

aus zwei verschiedenen Wolframdrähten zu verdampfen. Die Verdampfungsquellen befinden sich nicht senkrecht unter dem Substrat, sondern in x-Richtung versetzt. Diesen Offset kann man durch entsprechende Winkeleinstellung des Substrathalters ausgleichen. Kleine Ungenauigkeiten in der Installation der Wolframdrähte, die für jeden Aufdampfvorgang mit der Hand geformt und angebracht werden, können sich bei dem kleinen Abstand zwischen Substrat und Quellen sich in Fehlern im Winkel bemerkbar machen: eine Verschiebung von 1 mm verursacht eine Winkeländerung von  $0.5^\circ$ . Daher können die Überlappflächen der Tunnelkontakte nicht beliebig reproduzierbar eingestellt werden. Ein Offset in y-Richtung wird durch die Spitze-Balken-Form im Probenlayout ausgeglichen.

Die Wolfram-Drähte sind in Nickel-Elektroden eingeklemmt, die in keramische Stromdurchführungen hartgelötet sind. Zum Verdampfen von Aluminium muß ein Strom von ca. 14 bis 17 Ampere durch diese Drähte fließen. Dann erreicht man hohe Aufdampfraten von 2 bis 7  $\text{\AA}/\text{s}$ , bei denen — wegen der höheren Temperaturen — glattere Schichten entstehen. Aluminium neigt bei niedrigeren Raten stark zur Inselbildung.

Vor dem Aufdampfen der Tunnelkontakte werden die Wolframdrähte im Vakuum bei einem höheren Strom als dem Aufdampfstrom ausgeglüht, um sie von Verunreinigungen zu befreien. Dann wird das zu bedampfende Substrat eingebaut und die Wolfram-Drähte mit Aluminium beladen.

Die erste Aluminiumschicht wird unter einem Winkel  $\alpha$  ca. 30 nm dick aufgedampft ( $\alpha$  liegt zwischen  $6^\circ$  und  $12^\circ$ ). Bei diesem Aufdampfvorgang wird i. allg. von rechts gesehen (in unserem Probenlayout in Abbildung 3.2) aufgedampft, d. h. zuerst wird der Balken des Tunnelkontaktes geformt. Nun erfolgt möglichst rasch die Oxidation der Schicht. Der gewünschte Sauerstoffpartialdruck wird innerhalb von 30 Sekunden eingestellt und 5 Minuten eingehalten, dann wird der Sauerstoff innerhalb weniger Sekunden wieder abgepumpt. Während dieser Prozedur ist die Turbomolekularpumpe mit einem Butterfly-Ventil abgeschlossen, und eine separate Drehschieberpumpe pumpt kontinuierlich an der Kammer, so daß sich ein konstanter Sauerstofffluß einstellt. Damit keine Öldämpfe von der Drehschieberpumpe in die Vakuumkammer gelangen können, befindet sich ein Zeolith-Filter in der Pumpleitung. Die Regelung des Sauerstoffdruckes von ca.  $5 \cdot 10^{-2}$  bis  $1 \cdot 10^{-1}$  mbar erfolgt über ein Nadelventil. Entscheidend ist dabei die erste Minute, also vor allem die Einstellphase (MARTIN 1993). Danach zeigt das Dickenwachstum der Oxidbarriere ein Sättigungsverhalten, was man durch die Messung der Massenbelegung am Schwingquarz überprüfen kann. Man bestimmt die Oxiddicke also nur indirekt über den Sauerstoffdruck. Das Entscheidende ist, daß man den Ablauf des Oxidationsverfahrens reproduzierbar gestaltet<sup>4</sup>. Das wird erleichtert durch die 5 Minuten Wartezeit nach Erreichen des Enddrucks, die sicherstellt, daß man sich in der Sättigung befindet und die Zeit zum Vorbereiten der weiteren Aufdampfschritte bietet. Nach dem Wiedereinschalten der Turbopumpe wird die zweite ca. 50 nm dicke Aluminiumschicht unter dem Winkel  $-\alpha$  aufgedampft, nun wird die Spitze des Tunnelkontaktes geformt, die den Balken überlappt.

---

<sup>4</sup>Der Aufdamper wird im Moment mit einem regulierbaren Einlaßventil ausgestattet, das es erlaubt, den Sauerstoffpartialdruck in der Aufdampfkammer elektronisch einzustellen. Damit wird eine höhere Reproduzierbarkeit der Prozedur erreicht.

Schicht	Material	Winkel ( $^{\circ}$ )	Aufdampfdruck (mbar)	Rate ( $\text{\AA}/\text{s}$ )	Schichtdicke (nm)
1	Aluminium	-7.5	$2..3 \cdot 10^{-7}$	3..5	30
2	Aluminium	7.5	$2..3 \cdot 10^{-7}$	3..5	50
3	Kupfer	0	$2..3 \cdot 10^{-7}$	1.5	20

Tabelle 3.3: Typische Aufdampfparameter

Die Grundidee des Oxidations-Verfahrens ist, daß die Schichtdicke der Oxidbarriere vom eingestellten Sauerstoffpartialdruck abhängig ist und man darüber den Tunnelwiderstand des Kontaktes einstellen kann. Der Tunnelwiderstand  $R_T := V/I$  hängt exponentiell von der Barrierendicke  $d$  ab:

$$R_T \sim e^{ad}$$

mit einer nicht von den Probenparametern abhängigen Konstanten  $a$ . Natürlich verändert man mit der Oxidbarrierendicke auch die Kapazität  $C$  gemäß:

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{A}{d}.$$

Hier geht die Dicke nur umgekehrt proportional ein. Auch eine Änderung der Überlappfläche  $A$  beeinflusst den Tunnelwiderstand und die Kapazität. In der Praxis spielt auch die Körnigkeit der Aluminium-Schichten eine Rolle. Sind die Körner sehr groß, so erfolgt die elektrische Leitung eventuell nur über ein Korn, und eine sinnvolle Definition der Überlappfläche ist nicht mehr möglich. Daher gilt nur die Regel, je dicker die Oxidbarriere, desto höher der Tunnelwiderstand, ohne daß man den Widerstand genau vorhersagen könnte.

Nun ist die Probe mit den Tunnelkontakten im Prinzip fertig. Die makroskopischen Kontaktierungsflächen (Durchmesser 0.85 mm), auf die bei den Tieftemperatur-Experimenten die Federkontaktstifte gepreßt werden, werden in einem weiteren Vakuumschritt durch eine Edelstahlmaske aufgedampft. Sie sind als hellgraue Kreise in Abbildung 3.2 gekennzeichnet. Zunächst haben wir ebenfalls Aluminium für die Kontaktierungsflächen verwendet. Da Aluminiumschichten sofort an der Oberfläche oxidiert sind, wenn die Probe an Luftsauerstoff gelangt, ist es aber sehr schwierig, guten Kontakt zwischen den Aluminiumschichten und den Kontaktstiften zu erreichen. Obwohl die Stifte die Oberfläche der Metallschichten durchstoßen, war der Kontaktwiderstand bei den tiefen Experimentiertemperaturen oft im  $k\Omega$ -Bereich oder noch hochohmiger. Daher haben wir für diese Kontaktierungsflächen ein anderes Material gewählt, zunächst das Edelmetall Gold. Damit war das Problem jedoch nur verlagert: der hohe Kontaktwiderstand trat nun zwischen der Aluminium-Schicht der Tunnelkontakte und der Goldschicht auf. Der nächste Versuch war, die Goldschichten durch die Edelstahlmaske zu sputtern (Sputtergas Argon) und damit — unter Ablagerung von Gold — die Aluminium-Oxidbarriere

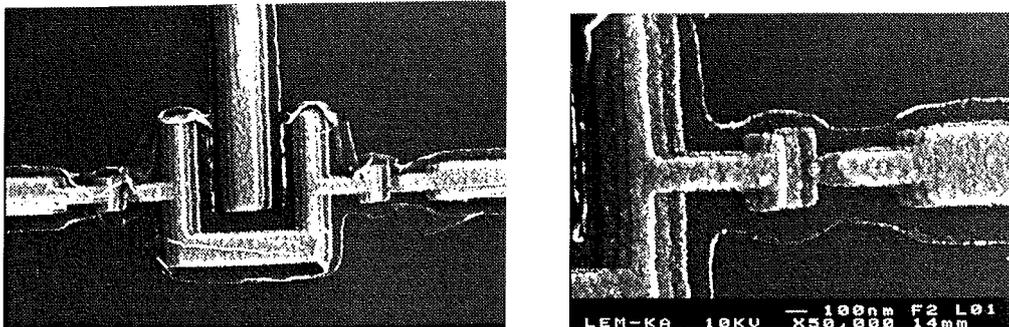


Abbildung 3.4: REM-Aufnahmen einer typischen Probe

Das linke Bild zeigt die zwei Tunnelkontakte eines Transistors mit einer U-förmigen Insel und dem Gate-Elektroden-Finger, den die Insel umschließt (vergleiche den rechten Teil der Abbildung 4.5). Die Zuleitungen sind an der breiten Stelle ca. 400 nm breit. Das rechte Bild zeigt eine Ausschnittsvergrößerung. Die typische Korngröße des 80 nm dicken Aluminium liegt unter 50 nm.

auf den Proben zu zerstören. In diesem Fall ergab sich ein Problem aus einer speziellen Eigenschaft des Systems Gold-Aluminium: bei einer bestimmten Beschaffenheit der Aluminiumschichten entsteht eine vollständig isolierende Zwischenschicht zwischen Gold und Aluminium (SCHEER 1996). So sind wir dazu übergegangen, unmittelbar nach dem Aufdampfen der zweiten Aluminiumschicht, ohne Brechen des Vakuums, senkrecht eine 10 nm dicke Schicht Kupfer (oder Silber) aus einem Tantalschiffchen aufzudampfen. Dabei werden durch eine speziell geformte Blende im Abschatter nur die Zuleitungen der Proben mit Kupfer bedeckt.

Nach dem Aufdampfen wird das Vakuum gebrochen und die Probe ausgebaut. Man hat das Substrat mit fest verbundener Plexiglasmaske vorliegen, das vollständig durch die aufgedampften Metallschichten bedeckt ist. Im folgenden Lift-Off-Schritt wird die Maske entfernt. Dazu gibt man die Probe bei Raumtemperatur für ca. 10 bis 25 Minuten in ein Schälchen mit hochreinem Aceton. Nach dieser Zeit ist das Aceton durch die Metallschichten diffundiert und hat das Plexiglas vollständig aufgelöst, so daß sich die Metallschichten, die nach dem Aufdampfen auf der Maske lagen, abgeschwemmt werden (*lift off*) und nur noch die Strukturen auf dem Substrat übrigbleiben. Auch an dieser Stelle kommt der Unterschnitt zum Tragen: die Metallschichten auf dem Substrat dürfen keine Verbindung zu den Schichten auf der Maske haben, damit beim Abschwemmen der oberen Schichten nicht Teile der eigentlichen Struktur abgerissen werden bzw. keine ungewollten leitenden Verbindungen zwischen den Strukturen auf dem Substrat verbleiben (VERBRUGGEN et al. 1990). Abschließend wird der Probenchip auf einer Zentrifuge trockengeschleudert.

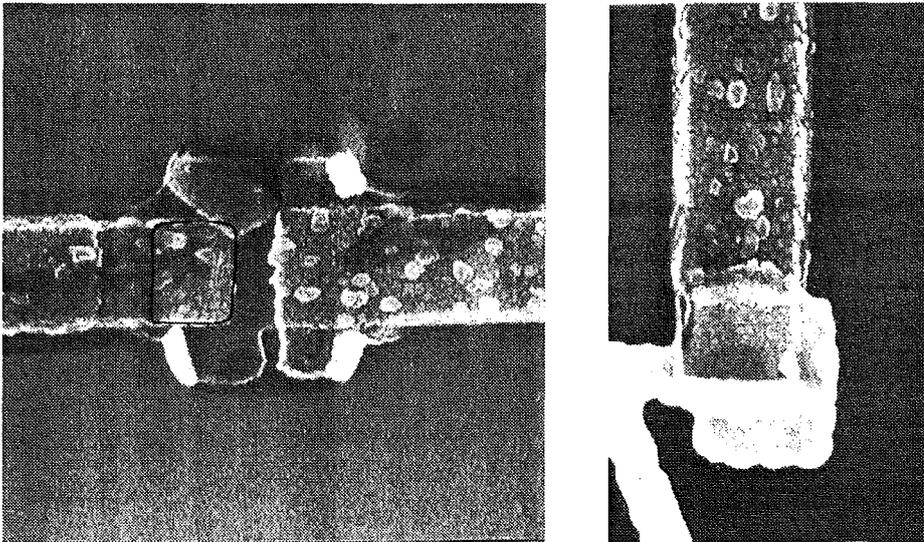


Abbildung 3.5: REM-Aufnahmen einer Aluminium-Probe, die mit Elektronenstrahlverdampfung hergestellt wurde.

*Diese Proben sind mittels Elektronenstrahlverdampfung in einem kommerziellen UHV-Aufdampfer an der TU Delft hergestellt worden. Der Abstand Quelle-Substrat betrug ca. 60 cm, der Substrathalter war wassergekühlt. Die breiten Aluminium-Streifen auf diesen Bildern sind ca. 600 nm breit und 80 nm dick mit Körnern von bis zu 75 nm Durchmesser. Besonders deutlich sieht man im rechten Bild, wie körnig der Aluminium-Film ist: der hellere Film, bei dem keine Körnung zu erkennen ist, besteht aus einer 30 nm dicken Goldschicht.*

Die Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen<sup>5</sup> in Abbildung 3.4 zeigen einen fertiggestellten SET-Transistor. Die Ränder sind — abgesehen von der Körnigkeit der Aluminiumschichten — sehr glatt. Der Flächenwiderstand  $R_{\square}$  unserer 80 nm dicken Proben beträgt im normalleitenden Zustand (also mit angelegtem Magnetfeld) bei tiefen Temperaturen ca. 1 Ohm, was auf eine sehr gute Qualität der metallischen Schichten hinweist. Die von uns widerstandsbeheizt verdampften Aluminiumschichten sind durchaus mit denen durch Elektronenstrahlverdampfung hergestellten Schichten in Abbildung 3.5 vergleichbar, die mit denselben Verdampfungsraten von 2 - 3 Å/s bei einem Aufampfdruck von  $4 \cdot 10^{-7}$  mbar hergestellt wurden. Die Korngröße und die Rauigkeit der Ränder ist bei unseren Proben sogar etwas besser. Das ist wahrscheinlich dadurch zu erklären, daß wir unser Substrat nicht kühlen.

**Supraleitender Zustand** Wie bereits auf Seite 36 erwähnt, sind die Aluminiumschichten bei den Experimentiertemperaturen im Millikelvin-Bereich supraleitend. Die Sprungtemperatur für Aluminium ist  $T_c = 1.18$  K. Durch Anlegen

<sup>5</sup>Diese Aufnahmen wurden vom Labor für Elektronenmikroskopie der Universität Karlsruhe angefertigt.

eines Magnetfeldes von 0.5 T unterdrücken wir die Supraleitung vollständig, da wir zunächst nur am normalleitenden Zustand der Einzelektronen-Bauteile interessiert sind. Trotzdem sagt der supraleitende Zustand etwas über die Qualität (z. B. die Reinheit) der Aluminiumschichten aus, die wir hergestellt haben. In Abbildung 3.6 sind Messungen mit und ohne Magnetfeld an demselben Transistor dargestellt. Einen Aluminium-Transistor kann man als zwei in Reihe geschaltete Supraleiter-Supraleiter-Tunnelkontakte sehen, bei dem ein Gap in der IV-Kennlinie der Breite  $V_0 = 4\Delta_{Al}/e$  auftreten sollte. In der BCS-Theorie der Supraleitung gilt für dreidimensionale schwach-koppelnde Supraleiter der Zusammenhang (BUCKEL 1990):

$$2\Delta(T = 0) = 3.5 \cdot k_B T_c.$$

Bei einer Experimentiertemperatur  $T = 50$  mK, also  $T/T_c = 0.04$  kann man in guter Näherung annehmen, daß  $\Delta(T = 0.05 \text{ K}) \approx \Delta(T = 0 \text{ K})$  gilt, so daß man für einen Tunnelkontakt zwischen einem Normalleiter und dem Supraleiter Aluminium eine Gap-Spannung

$$V_0 = \frac{\Delta}{e} = \frac{2.85 \cdot 10^{-23} \text{ J}}{e} = 180 \mu\text{V}$$

erwarten kann. An unserem Doppel-Supraleiter-Supraleiter-System fällt die vierfache Gap-Spannung  $V_0$  ab:  $V_{Transistor} = 4 \cdot 180 \mu\text{V} = 720 \mu\text{V}$ . Da wir einen ultrakleinen Doppelkontakt untersuchen, bei dem auch Einzelladungseffekte auftreten, wird das gemessene Spannungs-Gap um die Coulomb-Blockade vergrößert:  $V_{Transistor} = 4 \cdot \Delta/e + e/2C_\Sigma = 720 + 12.3 \mu\text{V} \approx 730 \mu\text{V}$  mit  $C_\Sigma = 6.5 \cdot 10^{-16}$ . Das Spannungs-Gap der Kennlinie in Abbildung 3.6 zeigt mit 0.73 mV eine hervorragende Übereinstimmung mit diesen Überlegungen. Somit zeigen unsere Aluminiumschichten vollausgeprägte supraleitende Eigenschaften.

Allerdings kann man in den REM-Aufnahmen in Abbildung 3.4 einen „Schleier“ über den Strukturen sehen, der offensichtlich nicht leitend ist, da sich die Strukturen auch auf nicht-oxidierten Substraten unter dem REM so stark aufladen, daß man keine scharfen Bilder mehr erhält, sofern man nicht die Probe mit einer wenige Ångström dicken Platinschicht besputtert hat. Diese Schmutzschicht beeinflusst die Funktionstüchtigkeit unserer Proben nicht, da die Einzelladungseffekte nicht materialabhängig und damit auch nicht „schmutzanfällig“ sind. Die Schicht tritt bei Verwendung unseres Resistsystems, insbesondere des Copolymers, in Kombination mit der Benutzung von Aceton als Lösungsmittel für den Lift-Off immer auf. Da Aceton etwas hygroskopisch ist, ist es immer mit polaren Verunreinigungen versetzt. Zum anderen ist das Copolymer PMMA/MAA polarer als das Polymer PMMA, so daß es anfälliger für diese Verunreinigungen im Aceton ist. Nach der Entwicklung an Luft bilden sich im Bereich des Unterschnitts Keime für polare Verunreinigungen (z. B. verursacht durch das Wasser in der Luft). Beim Lift-Off-Schritt lagern sich die Verunreinigungen des Acetons über der gesamten metallisierten Schicht ab. Bestätigt wird dieser Zusammenhang durch die Beobachtung, daß der Schmutzfilm merklich dünner wird, wenn man das Aceton nach dem Lift-Off mit einer Zentrifuge abschleudert und nicht mit Stickstoff abbläst. Entfernt wird die Schicht, wenn man die Probe während des Lift-Off-Schritts kurz ins Ultraschallbad gibt. Letzteres kann aber die Tunnelkontakte zerstören, so daß man darauf verzichten sollte.

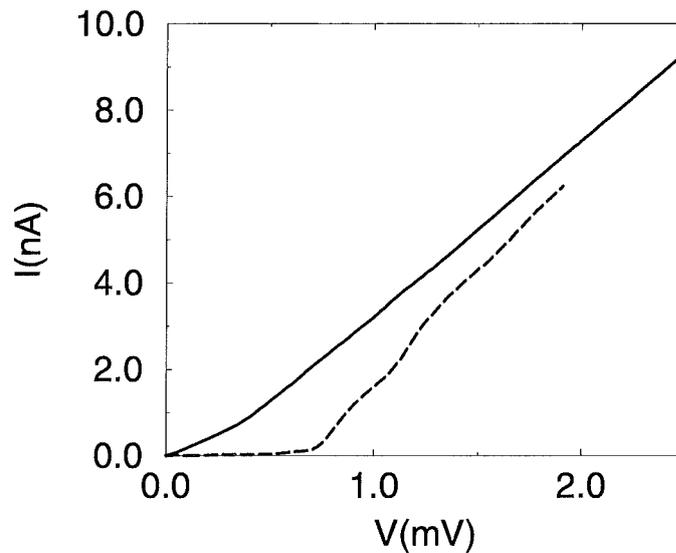


Abbildung 3.6: Strom-Spannungs-Kennlinie mit und ohne angelegtes Magnetfeld

Die durchgezogene Linie stellt die IV-Kennlinie eines Doppelkontaktes mit einem Tunnelwiderstand  $R_T = 240 \text{ k}\Omega$  und einer Kapazität  $C_\Sigma = 6.5 \cdot 10^{-16} \text{ F}$  dar. Aufgrund des Meßrauschens ist die Coulomb-Blockade nicht voll ausgebildet. Es ist ein Magnetfeld von 1 Tesla angelegt. Bei der gestrichelten Kurve ist das Magnetfeld abgeschaltet, ein Gap von  $V_0 \approx 0.73 \text{ mV}$  ist sichtbar. Beide Kennlinien sind bei einer Mischkammertemperatur von 50 mK aufgenommen worden.

Zu vermindern ist die Verschmutzung durch andere Lösungsmittel, beispielweise 2-Ethoxy-Ethylacetat oder 2-Ethoxyethanol, die allerdings eine etwas schlechtere Löslichkeit für Plexiglas zeigen und während des Lift-Off-Schritts etwas erwärmt werden müssen. Da sie als mindergiftig eingestuft sind und die Schmutzschicht die physikalischen Effekte unserer Proben nicht beeinflusst, haben wir weiterhin Aceton benutzt.

Nach dem Lift-Off können wir schon bei Raumtemperatur den Widerstand der Proben messen. Dazu verwenden wir einen speziellen Aufbau: während die Probe unter einer Lupe liegt, werden die einzelnen Transistoren über zwei Nadeln, die auf die  $0.2 \text{ mm} \cdot 0.2 \text{ mm}$  mikrostrukturierten großen Kontaktflächen gepreßt werden, mit einer Widerstandsmessung verbunden. Um die Zerstörung der empfindlichen Tunnelkontakte durch Spannungsspitzen zu vermeiden, sind Mensch und Geräte geerdet. Die Widerstandsmessung erfolgt über die Messung des Spannungsabfalls über den Tunnelkontakt, der in Serie mit einem hochohmigen Widerstand geschaltet ist, um hohe Meßströme zu vermeiden. Ist das Ergebnis zufriedenstellend, werden die makroskopischen  $0.85 \text{ mm}$  großen Kontaktierungsflächen aufgedampft, in die während der eigentlichen Tieftemperatur-Experimente die Federkontaktstifte gepreßt werden.

Die experimentelle Untersuchung der Einzelelektronen-Bauteile erfolgt durch die Aufnahme von Strom-Spannungskennlinien bei tiefsten Temperaturen. Da die Widerstände der Proben sehr hoch sind (bis in den  $10\text{-M}\Omega$ -Bereich) bietet sich hier eine Zwei-Kontakt-Messung an: die Aufprägung einer Spannung über der Probe und die Messung des Stroms, der durch die Probe fließt, wie es in Abbildung 4.1 dargestellt ist. Aufgrund des hohen Probenwiderstandes ist die konventionelle Vier-Kontakt-Messung — Aufprägung des Stroms, Messung der über die Probe abfallenden Spannung — mit systematischen Fehlern behaftet, da der Probenwiderstand nicht mehr klein gegen den Innenwiderstand der Stromquelle und des Voltmeters ist. Da sich der Probenwiderstand innerhalb einer Kennlinie sehr stark ändert, vom  $100\text{-k}\Omega$ -Bereich im leitenden Bereich der Probe bis zu  $10\text{ G}\Omega$  innerhalb der Coulomb-Blockade, kann man diesen Fehler nicht korrigieren. Die Schwäche der Zwei-Kontakt-Geometrie ist es dagegen, daß man zwischen eigentlichem Probenwiderstand einerseits und Zuleitungs- und Kontaktwiderständen andererseits nicht unterscheiden kann, wie es bei der Vier-Punkt-Messung geschieht. Allerdings können unsere Zuleitungswiderstände separat gemessen und berücksichtigt werden. Sie liegen bei unserem Aufbau typischerweise in der Größenordnung von  $300\ \Omega$ , was vernachlässigbar klein gegen den Probenwiderstand ist.

In diesem Kapitel sollen die Anforderungen an die Experimente an Einzelelektronen-Bauteilen näher erläutert werden. Um die grundlegenden Effekte messen zu können (Coulomb-Blockade und Coulomb-Oszillationen), muß man Spannungen mit einer Auflösung von besser als  $1\ \mu\text{V}$  aufprägen können und Ströme mit einer Auflösung von etwa  $1\ \text{pA}$  messen können. Will man Feinstrukturen der Kennlinie messen, muß die Stromauflösung sogar besser sein. Außerdem spielt, wie wir im folgenden sehen werden, die Filterung höchster Frequenzen über das bloße Verbessern des Signal-Rausch-Verhältnisses hinaus eine entscheidende Rolle. Gleichzeitig sind die Effekte nur bei tiefsten Temperaturen voll ausgeprägt. Vor Beginn dieser Arbeit standen für die Messungen ein Kryostat mit Meßelektronik zur Verfügung, die zur Messung der spezifischen Wärme bei tiefsten Temperaturen diente und den Anforderungen des Einzelelektronentunnels, die Höchsthäufigkeitsdichtigkeit und die Stromauflösung betreffend, nicht genügte. Ein Meßaufbau für den elektrischen Transport war nur für niederohmige Proben vorhanden. Andererseits mußte auch die Probenherstellung eingerichtet werden, es standen also nicht von Anfang an funktionierende Proben zur Verfügung, mit denen man den Meßaufbau überprüfen konnte. Die Schwierigkeiten, die durch den gleichzeitigen Aufbau von Probenherstellung und -untersuchung auftraten, sollen hier näher beschrieben. Zunächst soll

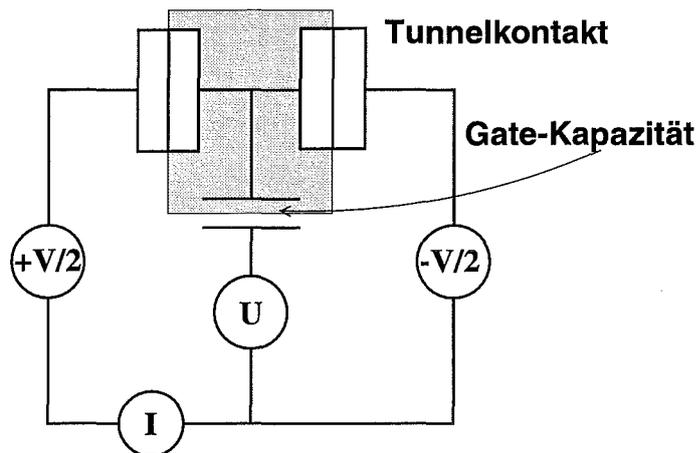


Abbildung 4.1: Prinzipschaltbild der Zweipunktmessung

Der Meßaufbau kommt dem theoretischen Bild für den Transistor in Abbildung 2.6 nahe. Die Transportspannung  $V$  wird symmetrisch durch die beiden Spannungsquellen  $\pm V/2$  aufgeprägt, die Gate-Spannung  $U_G$  durch die Spannungsquelle  $U$ .  $I$  kennzeichnet das Meßgerät für die Strommessung.

der Meßaufbau im grundsätzlichen dargestellt werden, danach die Anforderungen an die Untersuchung von Einzelelektroneneffekten ausführlicher beschrieben werden, um unsere Lösungsansätze plausibel zu machen.

Die Aufnahme der Strom-Spannungs-Kennlinien erfolgt in einem  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostaten TLM 400 der Firma Oxford Instruments Inc., in dem tiefste Bad-Temperaturen von 25 mK erreicht werden können. Bei dem Kryostaten handelt sich um eine *Toploading*-Ausführung: der Probenhalter mit der Probe wird mit Hilfe einer ca. drei Meter langen Stange durch ein zentrales Rohr von Raumtemperatur direkt in die Mischkammer geführt. Die Phasengrenze zwischen der konzentrierten und der verdünnten  $^3\text{Helium}$ -Mischung liegt im oberen Teil der Mischkammer, die dort einen großen Durchmesser besitzt, um eine hohe Kühlleistung zu erreichen. Nach unten hat die Mischkammer einen langen Fortsatz aus Glas, der in die Bohrung eines 12-Tesla-Magneten hineinreicht. Im Inneren des Glasrohrs befindet sich ein nach unten offenes Kunststoffrohr mit 12 mm Innendurchmesser, in das der Probenhalter eingeschoben wird. Der Probenhalter mit der Probe befindet sich somit direkt im flüssigen  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Gemisch — im Gegensatz zu Standard-Kryostaten, in denen die Abkühlung der Probe, die sich im Vakuum befindet, indirekt durch Ankopplung an einen Kupferblock geschieht, der Kontakt zur Mischung hat. Der Vorteil der Toploading-Bauweise ist der schnelle Probenwechsel im laufenden Betrieb: innerhalb eines Tages kann eine Probe ausgebaut und eine neue wieder auf Millikelvin-Temperaturen abgekühlt werden. Andererseits ist bei diesem Mischkryostatentyp der Wärmeeintrag von Raumtemperatur in die Mischkammer relativ groß — trotz stufenweiser Ankopplung der Stange an unterschiedliche Temperaturpunkte innerhalb des Kryostaten. Daher sind in der Konstruktion einige Kompromisse eingegangen worden, um eine niedrige Mischkammertemperatur zu erreichen. So trägt zum einen der für das Experiment zur

Verfügung stehende Platz in der Mischkammer im Durchmesser nur 12 mm. Zum anderen ist die maximale Anzahl der Meßleitungen, die innerhalb der Stange von Raumtemperatur in die Mischkammer hinabgeführt werden, kleiner als in einem Standard-Kryostaten. Die Kabel müssen zur Minimierung der Wärmeeinkopplung hochohmig sein, was allerdings bei unseren ohnehin sehr hochohmigen Proben kein Nachteil ist. Es stehen 24 Konstantan-Leitungen bereit, die alle für die Messung der Proben genutzt werden. Das RuO<sub>2</sub>-Thermometer, das auf dem Probenhalter montiert ist, wird durch vier zusätzliche Edelstahl-Koaxial-Leitungen kontaktiert.

Im vorigen Kapitel ist in Abbildung 3.2 bereits das prinzipielle Probenlayout vorgestellt worden. Auf geringem Platz (bei einem Durchmesser des Probenhalters von 12 mm ist ein rechteckiger Probenchip von maximal 7.5 mm · 8.5 mm unterzubringen) sollen möglichst viele Einzelelektronen-Bauteile über die 24 zur Verfügung stehenden Zuleitungen kontaktiert werden. Zwar ist der Probenwechsel im Toploading-Kryostaten nicht zeitaufwendig, aber die Ausschußrate unter den Bauteilen ist groß. Durch Spannungstöße oder Fabrikationsfehler sind die Tunnelbarrieren oft niederohmig leitend oder vollständig sperrend. Am platzsparendsten ist es, die Zuleitungen von Raumtemperatur direkt auf dem Probenchip mit den mikrostrukturierten Leitungen zu verbinden. Als zuverlässig haben sich hier Federkontaktstifte erwiesen, die fest auf die Kontaktierungsflächen gepreßt werden<sup>1</sup>. Bei tiefen Temperaturen ist die Federwirkung der Stifte nicht mehr vorhanden, der Kontakt aber trotzdem noch gut, wenn man die Stifte bei Raumtemperatur fest genug angepreßt hat. Die kleinsten Stifte haben ein Rastermaß von 1.25 mm und bei kugelförmiger Spitze eine Aufpreßfläche von 0.5 mm Durchmesser. Um Ungenauigkeiten in der Ausrichtung des Probenchips relativ zu den Stiften ausgleichen zu können, wurde der Durchmesser der Kontaktierungsflächen zu 0.85 mm gewählt. Ordnet man die 24 Kontaktflächen außen auf dem Probenchip an, wie es in Abbildung 3.2 dargestellt ist, bleibt im Zentrum genug Platz für die eigentlichen kleinen Einzelelektronen-Bauteile und deren mikrostrukturierte Zuleitungen. Zwar benötigt man für jeden Einzelelektronen-Transistor nur zwei Leitungen für die Zwei-Kontakt-Geometrie. Es wurden aber alle Bauteile mit vier Zuleitungen versehen, damit die Kontaktwiderstände und die Zuleitungen selbst unabhängig von der Probe geprüft werden können. Jeder SET-Transistor ist zusätzlich noch mit einer Gate-Elektrode versehen. Die Zuleitungen sind so angeordnet worden, daß sie von verschiedenen Bauteilen gleichzeitig benutzt werden können, um möglichst viele Proben zugleich einbauen zu können. Auf diese Weise können in einem Schritt immer acht SET-Transistoren gleichzeitig eingebaut und abgekühlt werden.

Am Kopf der Probenstange, die in den Kryostaten eingeführt wird, sind die 24 Konstantanleitungen in einen 24poligen Stecker der Firma Fischer gelötet, auf den ein Schaltkästchen aufgesteckt ist. In diesem Kästchen befinden sich Schalter, mit denen man die Zuleitungen gegeneinander und gegen Masse kurzschließen kann bzw. den Kurzschluß öffnen kann. Während der Montage der Probe in den Probenhalter und während des Einbaus in den Kryostaten werden die Proben durch diese Kurzschlüsse gegen die Zerstörung durch Spannungstöße<sup>2</sup> geschützt. Von

<sup>1</sup>Für Kontaktierungsmethoden wie das elegante, eigentlich platzsparende Ultraschall-Bonding ist der Platz in der Mischkammer nicht ausreichend, da ein Probenträger mit separaten Kontaktierungsflächen für die Konstantan-Zuleitungen notwendig ist.

<sup>2</sup>An Einzelelektronen-Bauteile kann man Transportspannungen im  $V$ -Bereich legen, ohne sie

dem Kästchen aus erfolgt die Verbindung zur Raumtemperatur-Meßelektronik.

## 4.1 Einige Betrachtungen über das elektronische Rauschen im allgemeinen

Für jede elektrische Messung ist ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis entscheidend. Daher ist es gerade bei der Messung von kleinen Strömen oder Spannungen notwendig, alle elektrischen Störsignale auf den Zuleitungen zu entfernen.

Diese Störsignale können

- ▶ die physikalischen Eigenschaften der Probe beeinflussen,
- ▶ die Meßsituation beeinflussen, z. B. indem sie die Mischkammer-Temperatur erhöhen,
- ▶ und das Meßsystem selbst beeinflussen, z. B. indem sie das Quellen- bzw. Meßsignal verändern.

Bei den Störungen wird im folgenden unterschieden zwischen dem *Rauschen*, das aus physikalischen Gründen immer inhärent vorhanden ist, und *Störsignalen*, die man durch sorgfältige Filterung minimieren kann (OTT 1988). Die Störsignale können grundsätzlich als elektromagnetische Strahlung oder über elektrische Leitung transportiert werden.

Bei den hier vorgenommenen Messungen sind vor allem folgende inhärente Rauschquellen von Bedeutung:

- ▶ *Thermisches Rauschen* (oder Widerstandsrauschen oder Johnson-Rauschen) wird verursacht durch die Bewegung der Elektronen in einem Widerstand. Es ist ein weißes Rauschen, hat also kein spezifisches Frequenzspektrum. Die Größe der rms-Rausch-Spannung<sup>3</sup> eines Widerstandes wird bestimmt durch die universelle Johnson-Nyquist-Formel

$$I_t = \left( \frac{4k_B T B}{R} \right)^{1/2}$$

mit der Temperatur  $T$  in Kelvin, der Rauschbandbreite  $B$  in Hertz und dem Widerstand  $R$  in  $\Omega$ . Dieses thermische Rauschen definiert die untere Grenze für das Rauschen eines Schaltkreises, der Widerstände enthält, d. h. der Energie dissipieren kann. Die *Rauschbandbreite*  $B$  ist die Bandbreite des betrachteten Systems.

- ▶ *Schrotrauschen* (oder Schottky-Rauschen) liegt in der Quantisierung der elektrischen Ladung begründet. Es tritt auf, wenn der Elektronenstrom eine Potentialbarriere passiert. Der Strom fluktuiert dann um einen mittleren Wert

---

zu zerstören. Hat man eine induktive Last und wird der Stromfluß durch die Last unterbrochen, können allerdings sehr viel höhere Spannungstöße induziert werden. Dazu genügt schon die Induktivität der Meßleitungen.

<sup>3</sup>rms (root mean square)

aufgrund der zufälligen Generation oder Vernichtung von Ladungsträgern. Dies ist besonders wichtig in Halbleitern, d. h. in allen elektronischen Bauteilen, spielt aber beispielsweise auch eine Rolle bei den Oxidbarrieren in metallischen Tunnelkontakten. Die rms-Amplitude des Schottky-Stroms gehorcht der Beziehung

$$I_{sh} = (2eI_{dc}B)^{1/2},$$

mit der Elementarladung  $e$ , dem Mittelwert des DC-Stroms  $I_{dc}$  und der Rauschbandbreite  $B$ . Das Schrotrauschen ist also wieder ein weißes Rauschen.

- ▶ *1/f-Rauschen* (oder Kontaktrauschen) wird verursacht durch Fluktuationen im Leitwert, die u. a. bei nicht perfekten Kontakten zwischen zwei unterschiedlichen Materialien auftreten. Nach van der Ziel gilt für den Rauschstrom

$$\frac{I_f}{\sqrt{B}} \approx \frac{KI_{dc}}{\sqrt{f}}$$

mit dem mittleren Gleichstrom  $I_{dc}$ , der Frequenz  $f$ , der Bandbreite  $B$  mit der Frequenz  $f$  in der Mitte und einer Konstanten  $K$ , die material- und geometrieabhängig ist. Aufgrund der starken Frequenzabhängigkeit ist dieses Rauschen bei niederfrequenten Messungen i. allg. die wichtigste Rauschquelle.

Diese Rauschquellen sind unkorreliert und addieren sich in ihrer Leistung. Für die gesamte Rauschspannung gilt daher

$$I_{total}^2 = \sum_i I_i^2.$$

Bei den nicht-inhärenten Störsignalen unterscheidet man folgende:

- ▶ das netzsynchrone sinusförmige 50-Hz-Brummen mit den höheren Harmonischen,
- ▶ zufällig verteilte Spannungsstöße durch Schaltvorgänge in der Meßelektronik und andere hochfrequente Störungen aus dem Netz,
- ▶ Radiofrequenzen (über 200 kHz), für die die Zuleitungen wie Antennen wirken, beispielsweise verursacht durch Mikroprozessoren in der Umgebung des Meßaufbaus.

Ziel ist, den Meßaufbau so zu gestalten, daß die Auflösung des Meßsignals maximal wird. Idealerweise soll der Pegel der Störsignale unter den inhärenten Rauschpegel gesenkt werden. Im folgenden soll — auch mit dem Begriff „Rauschen“ — nur noch von dem technologisch bedingten Rauschen im Sinne der oben genannten Störsignale die Rede sein.

Zum einen sollten natürlich Störquellen so weit wie möglich eliminiert werden, zum anderen aber auch der Meßaufbau wenig anfällig gegen Störsignale gemacht

und die Kopplung zwischen Störsignalgenerator und -empfänger minimiert werden. Im wesentlichen gibt es zwei unterschiedliche *Kopplungsmechanismen*: Kopplung über elektrische Leitung und Kopplung durch elektromagnetische Strahlung (OTT 1988). Bei der Optimierung des Meßaufbaus sind somit alle Komponenten zu berücksichtigen: die Probe, die Meßgeräte und Quellen, die Computer-Steuerung, die Kabel, die diese Komponenten miteinander verbinden, und der Einfluß der Außenwelt auf die Meßelektronik.

- ▶ Die wichtigste Schwachstelle für die Einkopplung von Rauschen stellen die **Kabel** dar, die die elektrischen Signale übertragen. Sie besitzen nicht nur einen ohmschen Widerstand, sondern auch eine Kapazität und eine Induktivität. Damit elektrische Störfelder nicht über die Streukapazitäten zwischen den Kabeln übertragen werden, werden die Leitungen über ihre gesamte Länge vollständig geschirmt und der Schirm geerdet. Es wurde auf das Schirmmaterial geachtet, Geflechte sind weniger effizient als Schirme aus Vollmaterial.

Jeder stromdurchflossene Leiter induziert einen magnetischen Fluß, der wiederum Spannungen in einem elektrischen Leiter induzieren kann. Über diesen Mechanismus kann man Störsignale induktiv von einem Leiter zum anderen koppeln. Die Stärke der Kopplung wird bestimmt durch die von einem magnetischen Fluß durchsetzte Fläche, die der stromdurchflossene Leiter im Schaltkreis umschließt. Minimiert wird die Fläche, indem Hin- und Rückleitung eines Signals zwischen Quelle und Probe miteinander verdrillt werden (*twisted pairs*).

Generell sollten die Kabelwege so kurz wie möglich sein, und die Kabel sollten fest installiert sein, damit sie sich nicht gegeneinander bewegen können und damit veränderliche Flächen umschließen. Die Schirme werden nicht zur Übertragung der Signale benutzt, sondern sind ausschließlich Träger der Rauschspannung. Da der Schirm wiederum eine Kapazität gegenüber dem signaltragenden Innenleiter besitzt, muß der Fluß eines Rauschstroms über den Schirm vermieden werden. Der Schirm darf nur an einem Punkt geerdet werden.

- ▶ Eine notwendige Maßnahme zur Lösung der Rauschprobleme ist eine sorgfältig durchdachte **Erdung**. Hier sollen zunächst einige Grundbegriffe dargestellt werden. Unter *Masse* verstehen wir das Spannungspotential, das als Referenzpotential der Schaltung dient. Dieses Potential kann (über eine niederohmige Verbindung) auf *Erdpotential* liegen, oder die Schaltung ist *erdfrei*. Tatsächlich liegen in der realen Welt selten Äquipotentiale vor, es können Ströme über die Erde fließen, die mit einem Spannungsabfall verbunden sind, der wiederum andere Teile des Schaltkreises beeinflussen kann.

Bei niedrigen Meßfrequenzen ist das vorteilhafteste Erdungssystem eine parallele Verbindung aller Meßgeräte mit dem Erdungspunkt, da dann die Masse jedes Geräts separat über eine niederohmige Leitung an dem Erdungspunkt liegt und sich die Erdverbindungen der einzelnen Geräte nicht gegenseitig beeinflussen. Die Erdung des eigentlichen Schaltkreises mit den kleinen

Meßsignalen (*Signalerde*) wird getrennt von der Erdung für die „schmutzige Außenwelt“, die Pumpen, Relais etc (*schmutzige Erde*). Bei diesen Geräten können bei nicht sorgfältiger Erdung Rauschsignale von bis zu mehreren Volt auftreten, die in den Signalkreis überkoppeln. Außerdem sollten die Gehäuseerdungen der Meßgeräte, die Erdungen der Racks und die Erdung des Kryostaten (*Gehäuseerde*), die aus Sicherheitsgründen geerdet werden müssen, von der Signalerde getrennt werden. Diese drei unterschiedlichen Erdleitungen werden auf genau einen Punkt zusammengeführt und dort wohldefiniert auf dasselbe Erdpotential gelegt.

Bei einer fehlerhaften Erdung können *Erdschleifen* auftreten, eine wichtige Rauschquelle. Sie treten auf, wenn ein Kreis, eventuell unbeabsichtigt, an mehreren voneinander entfernten Punkten geerdet ist, die auf unterschiedlichem Potential liegen. Dadurch wird ein Stromfluß verursacht. Über diesen Weg koppelt man 50- /100- /150-Hz-Frequenzen in den Schaltkreis ein, die das Signal im Kreis beeinflussen können.

Um Erdschleifen zu vermeiden, aber auch um die direkte Einkopplung von Rauschen über die Masseleitungen zu verhindern, muß man die verschiedenen Kreise durch geeignete Maßnahmen trennen. Die Stromversorgung aller elektronischen Geräte ist die allgemeine Stromversorgung, deren *Netzerde* sehr hohe Störpegel aufweisen kann. Daher haben wir in die Stromversorgung der Meßelektronik einen *Trenntransformator* geschaltet. Die Rauschspannung tritt dann zwischen den Transformatorwindungen auf und nicht am Eingang des Kreises. Der Trenntrafo verhindert auch die Einkopplung hochfrequenter Störungen, die auf der Phase liegen. Eine weitere wichtige Rauschquelle ist der Computer, der die Messungen steuert: der Mikroprozessor emittiert typischerweise MHz-Frequenzen. Mit Hilfe von *Optokopplern* kann man diese Störsignale vollständig von dem Meßkreis fernhalten. Sie unterbrechen die galvanische Verbindung zwischen zwei Massen vollständig, so daß die Rauschspannung am Eingang des Optokopplers auftritt<sup>4</sup>. Die Steuersignale aus dem Meßrechner haben wir mit einem kurzen IEEE-Kabel auf einen Optokoppler geführt, dort werden die elektrischen Impulse in Lichtimpulse übersetzt, über einen Lichtleiter auf einen weiteren Optokoppler in unmittelbarer Nähe des Experimentes gebracht und dort wieder in elektrische Signale übersetzt, die über ein geschirmtes IEEE-Kabel auf die Meßgeräte übertragen werden. Auch die direkte Einstrahlung der Störsignale wird auf diese Weise verhindert, da der Meßrechner weit entfernt vom Experiment steht.

- Über diese Erdungsmaßnahmen hinaus ist eine sorgfältige **Filterung** und **Schirmung** aller Komponenten notwendig.

Der empfindliche Teil des Experimentes mit dem niedrigen Signalpegel befindet sich in einer Abschirmkabine, die eine Trennung zur „schmutzigen Außenwelt“ darstellt<sup>5</sup>. Die Pumpen zum Betrieb des Kryostaten befinden sich

<sup>4</sup>Der Hauptnachteil der Optokoppler, nämlich daß sie nicht linear sind, stört bei dieser Anwendung in digitalen Kreisen nicht.

<sup>5</sup>Es zeigte sich, daß es sehr schwierig ist, die Meßelektronik mit Hilfe der Kabine vollständig gegen die Störungen von außen abzuschirmen, so daß wir die Kabine nur für die Trennung der

außerhalb der Kabine und sind in keinerlei Weise galvanisch mit dem Inneren verbunden, da die Vakuumschläuche und sonstigen Verbindungen zum Kryostaten an der Kabinenwand durch Kunststoffflansche galvanisch entkoppelt sind. Die Stromversorgung der Geräte innerhalb der Kabine wird mit Hilfe eines Trenntransformators und eines Netzfilters in der Kabinenwand (Funkentstörfilter 77/4×16A der Firma Tesch GmbH, Abschneidefrequenz 100 kHz) gesäubert. Der Meßcomputer steht ebenfalls außerhalb der Kabine und wird, wie bereits erwähnt, über Optokoppler mit den Geräten in der Kabine verbunden. Der IEEE-Bus dieser Geräte erzeugt keinen nennenswerten Rauschpegel, ist also offensichtlich genügend abgeschirmt.

Bisher wurde noch keine Vorkehrung gegen die Einstrahlung hochfrequenter Störungen erwähnt. Die wichtigste Maßnahme ist die Schirmung des Experimentes, d. h. der Probe, der Kabel und der Geräte. Eine metallische Abschirmung dämpft über Reflektion und Absorption (dies insbesondere bei Frequenzen über 10 MHz) die eingestrahlteten elektrischen Felder. Die Qualität der schirmenden Wirkung wird im wesentlichen bestimmt durch „Löcher“ an Lötstellen und Verbindungspunkten, wobei die maximale Abmessung einer Öffnung die Wellenlänge der eintretenden Strahlung begrenzt: eine Öffnung sollte nicht größer als 1/20 der Wellenlänge sein, damit sie für die Strahlung nicht durchlässig ist. Die Probe mit den Zuleitungen ist durch den metallischen Kryostaten selbst geschirmt. Es ist darauf zu achten, daß sich diese Schirmung lückenlos bei Raumtemperatur fortsetzt, der Schirm der Kabel muß mit den Gehäuseschirmungen und dem Kryostaten verbunden sein.

Damit metallische Schirme effektiv sind, müssen alle Zu- und Ableitungen gefiltert werden. Bei Audio-Frequenzen genügen einfache *RC*-Tiefpässe. Bei höheren Frequenzen (Radiofrequenzen) muß man *Durchführungskapazitäten* benutzen, die eine Kapazität zwischen dem durch den Schirm geführten Leiter und dem Schirm (Masse) besitzen. Durchführungskondensatoren sind auch im Hochfrequenzbereich noch sehr wirksame Tiefpaßfilter, da sie eine sehr kleine Induktivität gegenüber Masse besitzen, weil es keine Verbindung zu Masse gibt. Es existiert nur eine Induktivität parallel zum Signal, die damit die Effizienz der Kapazität verbessert<sup>6</sup>. Der Schirm wird geerdet (Gehäuseerde), die Erdverbindung stellt einen Pfad für Radiofrequenz-Ströme bereit und verhindert die Entstehung von Wechselfeldpotentialen auf dem Schirm, die dann in den Meßkreis gekoppelt werden könnten.

Über die Filterung hinaus kann man die **Bandbreite** auf die für das Meßsignal notwendige **minimieren**, indem man sie am Verstärker einschränkt.

Zusammenfassend ergibt sich der Meßaufbau, wie er in Abbildung 4.2 dargestellt ist. Dabei wird noch nicht näher auf das Meßprinzip und den Schaltkreis eingegangen.

---

direkten leitenden Verbindungen zur Außenwelt genutzt haben. Sie bietet keinen Schutz gegen *Einstrahlung* elektrischer Störfrequenzen.

<sup>6</sup>Reale Kapazitäten sind allerdings nicht über den ganzen Frequenzbereich einheitlich effektiv. Bei einer bestimmten maximalen Frequenz tritt eine Resonanz der Kapazität mit der Induktivität des Kondensators und seiner Leitungen auf. Oberhalb dieser Frequenz besitzt der Kondensator eine Induktivität, die mit der Frequenz ansteigt, was die Tiefpaßwirkung wieder mindert.

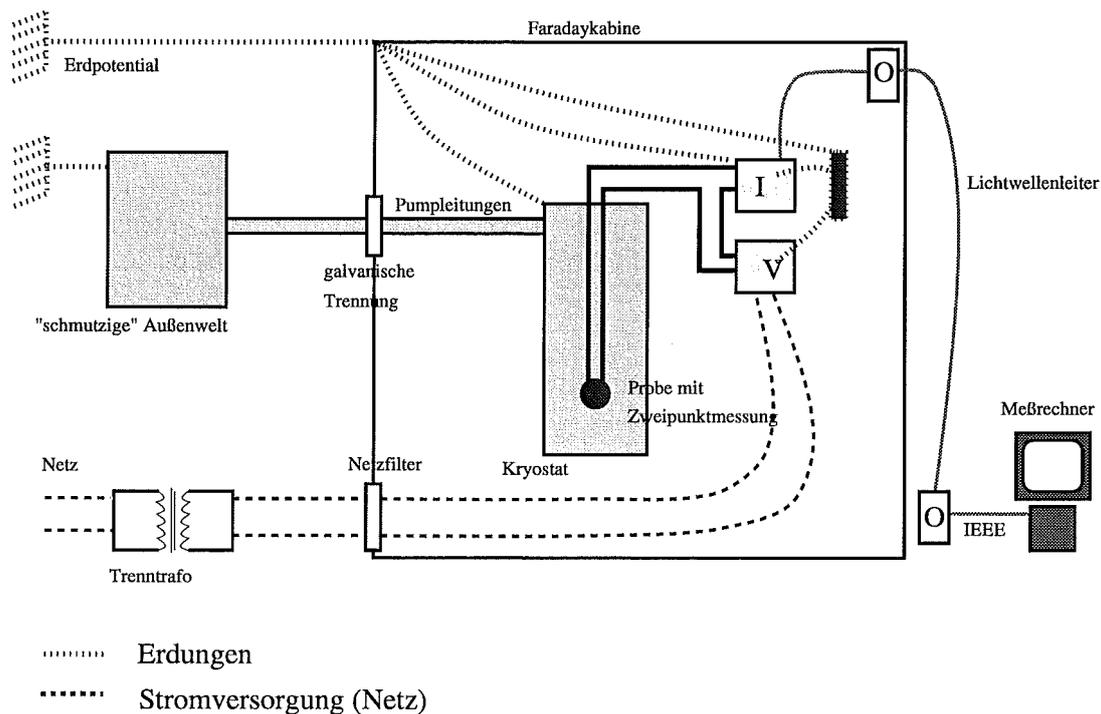


Abbildung 4.2: Prinzipieller Aufbau des Meßsystems

Dargestellt ist die Probe im Kryostaten, verbunden mit dem Schaltkreis.  $V$  ist die Spannungsquelle,  $I$  das Amperemeter. Die Trennung von Signal-, Gehäuse- und Kryostaten-erde sind erkennbar. Die galvanische Trennung der Außenwelt von der Faraday-Kabine geschieht durch den Trenntrafo in der Stromversorgung und die isolierende Trennung der Pumpleitungen an der Kabinenwand. Der Meßrechner ist über die Optokoppler  $O$  und Lichtwellenleiter per IEEE-Bus mit den Geräten in der Kabine verbunden.

Es sind unterschiedliche Wege beschritten worden, um eine hohe Auflösung bei der Messung von Einzelelektroneneffekten zu erreichen. Die Gruppe an der TU Delft benutzt eine elektronische Schaltung (Meetkast) bei Raumtemperatur (VERBRUGH 1995; GEERLIGS 1990), die eine spannungskontrollierte Stromquelle enthält, mit der man Ströme von 0.1 pA bis zu 1 nA aufprägen kann. Über einen Rückkopplungsmechanismus wird mit Hilfe von Operationsverstärkern ein konstanter Strom auf der Probe aufgeprägt und der Spannungsabfall über die Probe wieder indirekt über einen Referenzwiderstand gemessen. Der Schaltkreis ist nicht symmetrisch aufgebaut. Die Stromversorgung der Stromquelle und des Spannungsverstärkers sind über einen Trenntransformator an das Netz angeschlossen. Die relativ hohe Spannung, die die Stromquelle regelt, und die hohe Ausgangsspannung aus dem Spannungsverstärker sind optisch entkoppelt durch analoge Isolations-Verstärker. An die „weniger saubere“ Seite des Meetkasts werden Lock-In-Verstärker, Funktionsgenerator etc. angeschlossen. Alle Leitungen sind unmittelbar am Kryostatenkopf noch einmal durch 1-MHz-Tiefpaßfilter gefiltert.

Die Gruppe an der Chalmers-Universität in Göteborg verwendet eine elektronische Schaltung (DELSING 1990) am Kryostatenkopf, in der die aufzuprägende

Spannung mit einer Widerstandsdekade heruntergeteilt wird und das zu messende Stromsignal rauscharm verstärkt wird. Bei tiefen Temperaturen ist die Probe in eine Abschirmung eingebaut, in die die Zuleitungen mit Durchführungskapazitäten hineingeführt werden. Der Schaltkreis ist vollständig symmetrisch aufgebaut.

In diesen speziell entworfenen Meßaufbauten steckt sehr viel Know-How: die Operationsverstärker können mit den vorhandenen Kapazitäten und Induktivitäten Schwingkreise bilden, es kann zu Oszillationen kommen. Ein überschaubarer Aufbau ist von der Gruppe in Saclay verwirklicht worden (POTHIER 1991; JOYEZ 1995), bei dem nur kommerzielle Geräte verwendet werden. Bei Raumtemperatur wird die aufzuprägende Spannung produziert und bei tiefen Temperaturen durch einen hochohmigen Widerstand in unmittelbarer Nähe zur Probe in einen aufzuprägenden Strom oder eine Spannung verwandelt. Der durch die Probe fließende Strom wird durch den Spannungsabfall über einen Referenzwiderstand bei tiefen Temperaturen bestimmt. Die zu messende Spannung wird mit einem kommerziellen batteriebetriebenen Vorverstärker verstärkt. Zum Schutz der Probe ist der Kreis bei tiefen Temperaturen an einer Seite geerdet, so daß der Aufbau nicht symmetrisch ist. Auf den Begriff der Symmetrie bezüglich der Meßelektronik wird in Abschnitt 4.3.5 näher eingegangen.

Es existieren somit unterschiedliche Konzepte zur Messung von Einzelelektroneneffekten. Die Entwicklung unseres Konzeptes, das einige Aspekte der vorgestellten Aufbauten aufgreift, wird im Abschnitt 4.3 dargestellt.

## 4.2 ... und über spezifische Störquellen beim Einzelelektronentunneln

Im vorigen Abschnitt wurde erläutert, daß eine sorgfältige Hochfrequenzfilterung bei der Messung von kleinen Signalen sehr wichtig ist. Darüber hinaus tritt bei der Untersuchung von metallischen Einzelelektronen-Bauteilen ein sehr spezielles Phänomen auf: das sogenannte *photon-assisted tunneling* (MARTINIS und NAHUM 1993; KOUWENHOVEN et al. 1994; HERGENROTHER et al. 1995b). Wie im einleitenden Kapitel beschrieben, liegen die Ladungsenergien  $E_{ch}$  von ultrakleinen Tunnelkontakten in der Größenordnung  $1 \text{ K} \cdot k_B$  bis  $10 \text{ K} \cdot k_B$ , was Spannungen in der Größenordnung  $0.1 - 1 \text{ mV}$  entspricht und Mikrowellenfrequenzen von  $20 - 200 \text{ GHz}$ . Das bedeutet, daß Tunnelvorgänge schon durch die einfallenden  $4\text{-K}$ -Photonen der Mischkammer umgebenden Hauptbades induziert werden können. (Die Energie eines Photons genügt schon, um die Coulomb-Blockade des Systems aufzuheben.) Die Photonen können zum einen entlang den Zuleitungen zur Probe gelangen (TEM-Moden) oder direkt über Strahlung (TE- und TM-Moden, die im Probenraum existieren). Man spricht in diesem Zusammenhang von einer erhöhten „effektiven“ elektronischen Temperatur des Bauteils: zwar besitzen die Probe und das Reservoir der Leitungselektronen (elektronische Temperatur) im wesentlichen Mischkammertemperatur (phononische Badtemperatur), die durch Strahlung induzierte erhöhte Tunnelrate erzeugt aber einen Einzelelektroneneffekt, der einer erhöhten Temperatur entspricht.

Ein Tunnelvorgang kann thermisch aktiviert werden. Unter der Annahme, daß

die Leitungselektronen in thermischem Gleichgewicht zu den Reservoiren der Temperatur  $T$  stehen, ergibt sich eine Rate  $\Gamma_0$ , die exponentiell mit der Temperatur wächst (vergleiche Kapitel 2).

Außerdem kann auch das elektromagnetische Rauschen, das über die Leitungen zu den Tunnelkontakten gelangt, Tunnelvorgänge auslösen. Die Tunnelrate aufgrund des Rauschens ist von VION et al. (1996), wie im folgenden beschrieben, berechnet worden. Das Rauschen dieser Umgebung ist i. allg. nicht im thermischen Gleichgewicht mit den Tunnelkontakten. Es wird beschrieben durch eine quantenmechanische Spektraldichte von Spannungsfluktuationen  $S_V(\omega)$ . Die Tunnelrate  $\Gamma_{em}$ , die durch die Absorption von Photonen durch die tunnelnden Elektronen entsteht, ist proportional zur Spektraldichte  $S_V(\omega)$ . Die Spektraldichte für einen linearen Kreis ist bei einheitlicher Temperatur gegeben durch

$$S_V(\omega) = \frac{2}{\pi} \operatorname{Re}(Z(\omega)) \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1}$$

mit der Frequenz  $\omega$  der Photonen und der Temperatur  $T$  des Kreises.  $Z(\omega)$  ist eine Kombination aus der Impedanz der Zuleitungen  $Z_l(\omega)$  und den Kapazitäten der Tunnelkontakte (INGOLD und NAZAROV 1992). Bei Frequenzen  $\omega > 0$  werden Photonen von der Umgebungsimpedanz  $Z$  emittiert und vom Tunnelkontakt absorbiert, die Frequenzen bilden das Strahlungsspektrum des schwarzen Körpers. Bei  $\omega < 0$  werden Photonen vom Tunnelkontakt emittiert und von der Umgebung absorbiert. Diese Frequenzen stellen die Vakuum- oder thermischen Fluktuationen dar, die die Emission eines Photons an die Umgebung induzieren.

Diese Spektraldichte geht in die Berechnung der Funktion  $P(E)$  aus Gleichung 2.10 ein, die die Kopplung zwischen den elektromagnetischen Moden und den tunnelnden Elektronen beschreibt und damit eine Schlüsselrolle in der Berechnung der Tunnelraten spielt. Es ergibt sich

$$\Gamma(\Delta E) = \Gamma_0(\Delta E) + \Gamma_{em}(\Delta E),$$

$$\Gamma_0(\Delta E) = \frac{1}{R_T e^2} \frac{E}{\exp(\Delta E/k_B T) - 1},$$

$$\Gamma_{em}(\Delta E) = \frac{\pi}{R_Q} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{S_V(E/\hbar)}{E^2} (\Gamma_0(\Delta E - E) - \Gamma_0(\Delta E)) dE$$

für eine niederohmige Umgebung (INGOLD und NAZAROV 1992).  $E$  ist hier die Energie der tunnelnden Elektronen und  $\Delta E$  die Energiedifferenz, die mit den Tunnelvorgängen verbunden ist.  $R_T$  ist der Tunnelwiderstand und  $R_Q = 25.8 \text{ k}\Omega$  der Quantenwiderstand.  $\Gamma_0$  ist die Tunnelrate, die der eigentlichen Probertemperatur  $T$  entspricht,  $\Gamma_{em}$  die Tunnelrate, die durch das elektromagnetische Rauschen induziert wird.

Das elektromagnetische Rauschen soll verringert werden, d. h. die Photonen vom Experiment ferngehalten werden, so daß ihr Beitrag zur Tunnelrate höchstens in der Größenordnung der Tunnelrate bei der Gleichgewichtstemperatur  $T$  liegt:  $\Gamma_{em}/(\Gamma_0 + \Gamma_{em0}) \approx 1$ .  $\Gamma_{em0}$  bezeichnet die Rate aufgrund des elektromagnetischen

Rauschens, die der Gleichgewichtstemperatur  $T$  entspricht. Von VION et al. (1996) sind die notwendigen Dämpfungen berechnet worden, die die durch elektromagnetisches Rauschen induzierte Rate klein genug machen. Es ist schwierig, effektive Proben Temperaturen unterhalb von 50 mK zu erreichen. Man benötigt Filter mit möglichst großer Dämpfung (bis zu 200 dB) über eine Bandbreite von 1 K - 300 K (für ein  $E_{ch} \approx k_B \cdot 1$  K), was Frequenzen von 20 GHz - 6 THz entspricht. Nach den eben angestellten Überlegungen müssen diese Filter bei der tiefstmöglichen Temperatur angebracht werden, damit ihr eigenes thermisches Rauschen nicht stört.

Der Einfluß des photon-assisted tunneling auf die Strom-Spannungs-Kennlinien eines Einzelelektronen-Transistors wurde von HERGENROTHER et al. (1995b) erstmals systematisch untersucht. Die Experimente wurden in einem Toploading-Mischkryostaten durchgeführt; die Leitungen waren so gut gefiltert, daß das Bauteil eine effektive Temperatur von 50 mK besaß. Der untersuchte Transistor besitzt eine supraleitende Insel. In solch einem Bauteil findet der Transport hauptsächlich durch Andreevreflektion (ANDREEV 1964) an den Tunnelkontakten statt, wenn das supraleitende Gap größer als die Coulomb-Blockade ist. Die Anzahl der Überschussladungen auf der supraleitenden Insel kann sich nur um eine gerade Anzahl von Elementarladungen ändern. In den Coulomb-Oszillationen äußert sich das darin, daß die Abhängigkeit des Stroms von der Gatespannung eine  $2e$ -Periodizität statt einer  $e$ -Periodizität zeigt, wie im normalleitenden Fall. Die Messungen zeigen, daß die Wärmeschilde zwischen umgebendem Heliumbad (4 K) und der Mischkammer nicht zur vollständigen elektromagnetischen Abschirmung des Experimentes gegen Mikrowellen ausreichen. Die Schilde besitzen eine Bohrung, durch die der Probenhalter von außen in die Mischkammer eingeführt wird, die auch mit eingeführter Probenstange wenige Millimeter große Löcher aufweist und damit ein Leck für Mikrowellen darstellt. Verschließt man die verbleibenden Löcher elektrisch leitend, so erhält man das erwartete Andreevgap in der Strom-Spannungs-Charakteristik. Bei unvollständiger Schirmung tritt ein zusätzlicher Peak bei den Coulomb-Oszillationen auf, da die Mikrowellen Quasiteilchen auf der Insel induzieren und damit die  $2e$ -Periodizität in eine  $e$ -Periodizität ändern. Diese Experimente weisen auf eine weitere Schwäche des Toploading-Kryostaten hin.

Zusammenfassend wollen wir hier nochmal die Anforderungen für höchstauflösende Experimente an Einzelelektronen-Bauteilen darstellen, die Störsignale der unterschiedlichen Frequenzen betreffend, die bisher eingeführt wurden.

- ▶ **Audiofrequenzen** bis in den 100-kHz-Bereich erhöhen den Rauschpegel der Messung. Sie spielen bei allen elektrischen Messungen eine Rolle.
- ▶ **Radiofrequenzen** bis in den 100-MHz-Bereich können zusätzlich zur Erhöhung des Rauschpegels zu einer Erwärmung der Probe führen, da die Energieskala der Experimente niedrig ist, nämlich bei mK-Temperaturen liegt. In der bisherigen Beschreibung sind diese Frequenzen auch Hochfrequenzen genannt worden.
- ▶ **Mikrowellen** vom 10-GHz-Bereich bis in den THz-Bereich, bisher auch Höchsthfrequenzen genannt, spielen nur bei Experimenten an Einzelelektronen-Bauteilen eine wichtige Rolle. Die Mischkammer unseres Kryostaten ist durch Wärmeschilde beispielsweise gegen die einfallende Strahlung aus dem

umgebenden 4-K-Bad abgeschirmt. Da Mikrowellen kaum in ausreichender Leistung über die normalen Kabel transportiert werden, führen sie nicht zu einer merklichen Erhöhung des Rauschpegels. Auch die über Kabel in die Mischkammer und an die Probe gelangende Leistung verursacht keine Erhöhung der Bad-Temperatur. Dagegen entspricht die entscheidende Energieskala der Einzelelektroneneffekte — die Ladungsenergie — gerade Frequenzen im GHz-Bereich, so daß schon einzelne GHz-Photonen die Effekte beeinflussen. Das Schwierige ist, daß man eine extrem hohe Dämpfung von 200 dB für Mikrowellen installieren muß. Die Filterung und Abschirmung muß unmittelbar an der Probe bei tiefsten Temperaturen erfolgen, was durch das geringe Platzangebot des Toploading-Kryostaten erschwert ist.

## 4.3 Die Lösungsansätze

### 4.3.1 Die einfachste Methode

Für eine Zwei-Kontakt-Messung benötigt man im Prinzip nur eine niederohmige Spannungsquelle und ein hochohmiges Elektrometer. So war unser erster und einfachster Ansatz zur Messung von Einzelelektroneneffekten, eine Spannung mit der Spannungsquelle Keithley 263 aufzuprägen und mit dem höchstauflösenden Elektrometer Keithley 617 zu messen.

Die oben erläuterten Erdungs- und Schirmungsmaßnahmen erwiesen sich als unabdingbar, um bei unserem niedrigen Signalniveau der pA-Ströme überhaupt etwas messen zu können. Ein zusätzlicher Trenntransformator innerhalb der Kabine war notwendig, um die Versorgung der elektronischen Geräte, die Kontakt zum Probenhalter haben, von der der anderen Geräte in der Kabine zu trennen (z. B. Magnetnetzteil). Diese Geräte wurden hinter dem Trenntransformator erdfrei betrieben, d. h. am zweiten Trenntransformator ist die Verbindung zum Schutzleiter durchtrennt, und die Gehäuse der Geräte werden separat geerdet — alle Geräte werden erdfrei betrieben. Als Kabel werden Triax-Kabel oder geschirmte verdrehte Kabelpaare verwendet. Die Erdung des Schaltkreises erfolgt an genau einem Punkt in der Nähe des Elektrometers; dort wird die elektronische Masse mit der Gehäusemasse verbunden. Der Ausgang der Spannungsquelle ist mit einem Tiefpaßfilter ( $R = 510 \Omega$ ,  $C = 1 \mu\text{F}$ , Abschneidefrequenz  $f \approx 2 \text{ kHz}$ ) versehen. Zusätzlich werden alle Zuleitungen, die zur Probe im Kryostaten führen, über Durchführungsfiler ( $C$ - $L$ - $C$ - $\pi$ -Filter) in ein separates metallisches Kästchen gebracht. Die 24 Leitungen aus dem Kryostaten sind vom Stecker auf dem Kryostatenkopf über verdrehte doppelt geschirmte Kabel auf eine „Schalttafel“ geführt, von der aus man die einzelnen Leitungen über Stifte gezielt kurzschließen oder an die Meßelektronik anschließen kann. Der innere Schirm der Verbindungskabel ist mit der elektronischen Masse des Schaltkreises verbunden, der äußere mit der Gehäuseerde (Kryostatenerde).

Die differentielle Messung der IV-Kennlinien erfolgt zusätzlich mit einem Lock-In-Verstärker (EG&G 5210) und externem Oszillator (HP). Der Strom wird über den stromsensitiven Eingang ( $10^8 \text{ V/A}$ ) des Lock-In-Verstärkers gemessen, die Oszillatorspannung wird im Verhältnis 100:1 heruntergeteilt und über einen common-

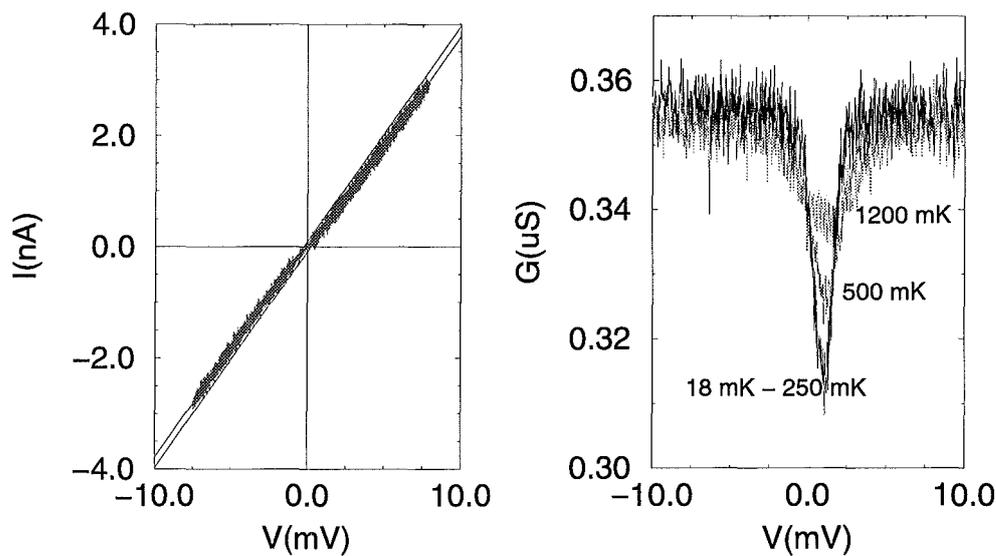


Abbildung 4.3: Erste Strom-Spannungs-Kennlinie eines Einzelelektronen-Transistors

Die linke Meßkurve zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinie eines Transistors bei 100 mK Mischkammertemperatur. Es ergeben sich für den Gesamt-Tunnelwiderstand  $R_T = 2.58 \text{ M}\Omega$  und für die Gesamtkapazität  $C_\Sigma = 0.66 \text{ fF}$ . Zur Verdeutlichung sind die ohmschen Geraden mit der Steigung  $R_T$  als dünne Linien im Bereich hoher Spannungen eingezeichnet. Die Auflösung beträgt 100 pA.

Im rechten Bild sind die differentiellen Strom-Spannungs-Kennlinien  $dI/dV$  (Rohdaten) dieses Transistors bei unterschiedlichen Badtemperaturen eingezeichnet. Die AC-Spannung beträgt  $10 \mu\text{V}$ . Bei Temperaturen unterhalb von 250 mK ist im Rahmen der Meßgenauigkeit kein Unterschied in den Meßkurven erkennbar.

mode-choke<sup>7</sup> in Serie mit der Spannungsquelle geschaltet. Um Erdschleifen zu vermeiden, wird die Referenzfrequenz über einen Optokoppler an den TTL-Eingang des Lock-In-Verstärkers gelegt.

Bei tiefen Temperaturen erfolgt in diesem einfachen Aufbau zunächst keinerlei Filterung oder Schirmung der Probe.

In Abbildung 4.3 ist eine typische Messung mit diesem Aufbau dargestellt. Die Coulomb-Blockade ist sehr verrauscht, der Strom bleibt im gesamten Spannungsbereich endlich. Die Coulomb-Blockade ist also nur in Form des Spannungsoffsets im hohen Spannungsbereich vorhanden, nicht in Form eines verschwindenden Stroms im niedrigen Spannungsbereich, obwohl die Probenparameter (Tunnelwiderstand und Tunnelkapazität) den Voraussetzungen der Orthodoxen Theorie genügen.

Die Temperaturabhängigkeit der differentiellen Messung  $dI/dV$  in Abbildung 4.3 weist auf eine erhöhte effektive Proben temperatur von mindestens 250 mK hin. Bei diesen Messungen wurden die Kennlinien bei unterschiedlichen Badtempera-

<sup>7</sup>Ein common-mode choke wirkt als Entstörungfilter. Er läßt DC-Signale und AC-Signale, die nur auf einer Leitung sind, passieren, während AC-Signale, die auf beiden Leitungen sind, über den Windungen des Chokes abfallen und damit den Choke nicht passieren. Auf common-mode-Signale wird auf Seite 74 noch näher eingegangen.

turen aufgenommen. Unterhalb von 250 mK ändert sich die Form der Kurve nicht mehr. Das Rauschen dieser Messungen ist mit ca. 100 pA viel zu hoch, was im Meßprinzip begründet liegt: die sehr kleinen Signale werden über insgesamt sechs Meter lange Leitungen von der Spannungsquelle zur Probe und von der Probe zum Elektrometer geführt, außerdem ist die Schirmung bei Raumtemperatur nicht hochfrequenzdicht. Dieser hohe Rauschpegel beeinflußt ebenfalls die Probe und damit die Kennlinie.

### 4.3.2 Erste Filterversuche bei tiefen Temperaturen

Die Ergebnisse in Abbildung 4.3 zeigten, wie wichtig die Filterung der Mikrowellenfrequenzen bei tiefen Temperaturen ist. Dafür gibt es in der Literatur verschiedene Ansätze:

- ▶ Von MARTINIS et al. (1987) wurden Filter in Form von *Kupferpulverfiltern* eingeführt. Dabei handelt es sich um geschlossene Kupferröhren mit ca. 2 cm Durchmesser und 20 cm Länge, die mit Kupferpulver gefüllt sind. In diesen Röhren ist ein mehrere Dezimeter langer Abschnitt der Zuleitung aufgewickelt. Hohe Frequenzen im GHz-Bereich werden aufgrund des Skin-Effekts (siehe Abschnitt 4.3.4) in den Kupferkörnern gedämpft. Diese Filter werden so nah wie möglich an der Probe, d. h. an der Mischkammer, installiert und geerdet. Für eine wirksame Dämpfung sollten die Filter selbst eine Temperatur von 1 - 4 K haben. Das Kabel wird über Tiefpaßfilter in das Kupferpulver hinein- und wieder herausgeführt. Ein Nachteil dieser Konstruktion ist, daß die massiven Filter nicht leicht auf die sehr tiefen Temperaturen abzukühlen sind und daß die Kabel über das Kupferpulver leicht Kurzschlüsse zu Masse bekommen. Im allgemeinen erreicht man mit diesen Filtern effektive Temperaturen von unter 100 mK, aber nicht unter 50 mK, z. B. sind von VISSCHER et al. (1995) 60 mK Probertemperatur bestimmt worden.
- ▶ Von VION et al. (1996) wurden *mikrostrukturierte Filter* vorgestellt. Dabei handelt es sich um eine mikrostrukturierte mäanderförmige Kupfer-Gold-Leitung auf einem Chip, die kapazitiv an die Masse gekoppelt ist (RC-Glied). Ein- und Ausgang sind durch einen Indiumstreifen voneinander getrennt, damit keine direkte Überkopplung der hohen Frequenzen stattfinden kann. Der Filter befindet sich in einem metallischen Gehäuse mit den Abmessungen  $35 \cdot 25 \cdot 10 \text{ mm}^3$ . Solche Filter dämpfen beispielsweise eine Frequenz von 20 GHz mit mindestens 50 dB. Um 200 dB Dämpfung zu erreichen, sind vier Filter pro Leitung bei unterschiedlichen Temperaturen in Serie installiert und die Leitungen jeweils in Form von Koaxleitungen weitergeführt. Mit diesen Filtern sind Elektronen-Temperaturen von 10 mK erzielt worden (JOYEZ et al. 1997).

Grundsätzlich ist ein dissipativer Filter einem reflektiven vorzuziehen, da in einem dissipativen Filter das Rauschen in Wärme umgewandelt wird und damit als Rauschquelle vernichtet wird. Ein großer Widerstand  $R$  in einem  $RC$ -Tiefpaß spielt also eine entscheidende Rolle. In einem reflektiven Filter tritt das Rauschen über der Induktivität auf, wo es abgestrahlt wird und dadurch Resonanzen mit dem

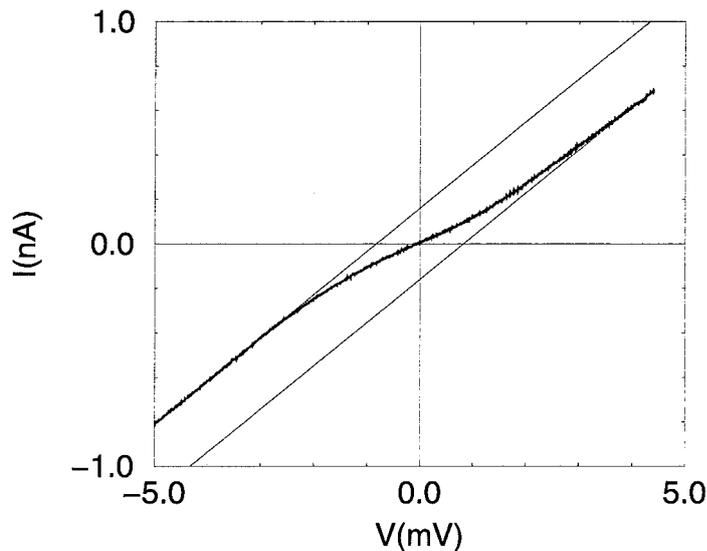


Abbildung 4.4: Keramische Mikrowellenfilter: Strom-Spannungscharakteristik eines Einzelelektronen-Transistors

Bei der Messung betrug die Mischkammertemperatur 30 mK. Es ergeben sich für den Tunnelwiderstand  $R_T = 5.2 \text{ M}\Omega$  und für die Gesamtkapazität  $C_\Sigma = 0.2 \text{ fF}$ . Die effektive Proben­temperatur ist größer als 200 mK.

Restkreis erzeugen kann. Beiden vorgestellten Filterkonzepten ist gemein, daß sie Platz kosten, der in dem zur Verfügung stehenden Toploading-Kryostaten nicht vorhanden ist. Daher wurde zunächst eine andere platzsparende Filtervariante getestet. Die Probe wurde innerhalb der Mischkammer durch einen vollständigen metallischen Schirm abgeschlossen und die Zuleitungen über kommerzielle keramische Durchführungsfilter<sup>8</sup> von 1 mm Durchmesser und 4 mm Länge in die Abschirmung geführt. Der Raumtemperaturaufbau bleibt im wesentlichen unverändert.

Abbildung 4.4 zeigt ein Meßergebnis, das mit diesen Filtern erzielt wurde. Der Vergleich mit Abbildung 4.3 weist — bei vergleichbaren Probenparametern — einen deutlichen Unterschied auf, wenn auch das Experiment noch von den theoretischen Berechnungen abweicht. Die Filter und die Probenabschirmung sind offensichtlich nicht wirksam genug, um die effektive Temperatur merklich zu erniedrigen. Die Induktivität in dem verwendeten Filter wird durch einen Ferritkern erzeugt, dessen magnetisches Moment an die elektromagnetischen Frequenzen koppelt. Bei den sehr tiefen Temperaturen, bei denen er hier eingesetzt wird, sind allerdings die Momente ausgefroren, so daß die filternde Wirkung für die sehr hohen Frequenzen praktisch nicht mehr vorhanden ist. Andererseits ist der ohmsche Widerstand dieser Filter zu niedrig, daß sie wirksame  $RC$ -Glieder sein könnten. Offensichtlich ist die Meßauflösung mit ca. 5 pA Auflösung in der Strommessung insgesamt besser geworden: das ist auf kontinuierliche Verbesserungen der Erdung und Schirmung des Meßaufbaus und auch auf die verbesserte Filterung der niedrigeren (beispielsweise

<sup>8</sup> $\pi$ -Filter in SMD-Bauweise mit einem Widerstand  $< 1 \Omega$ , Induktivität 100 nH, Kapazität 1 nF, gemessene Dämpfung von 60 dB für 150 MHz, Firma Telemeter Electronic GmbH

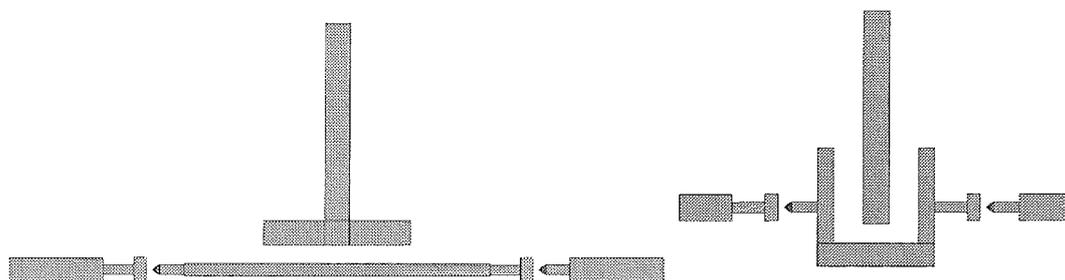


Abbildung 4.5: Verbessertes Probenlayout: Transistor mit Insel und Gateelektrode

Beide dargestellten Entwürfe wurden entwickelt, um die Gate-Kapazität zu vergrößern. Bei der langgestreckten Insel in der linken Abbildung beträgt der Abstand zwischen Insel und Gate 200 nm und die Länge der Insel 2  $\mu\text{m}$ . Die U-förmige Insel in der rechten Abbildung hat Kantenlängen von jeweils 1  $\mu\text{m}$  bei einem Abstand von 200 nm zwischen Gate und Insel.

Radio-)Frequenzen durch die Mikrowellenfilter unmittelbar an der Probe zurückzuführen.

### 4.3.3 Optimierung des Probenentwurfs: Modifizierung der Gate-Elektrode

Bei keiner der bisher vorgestellten Proben konnten Coulomb-Oszillationen gemessen werden. Die Ursache hierfür kann im Probenlayout begründet liegen: Die untersuchten Transistoren wurden mit einer quadratischen Insel (1  $\mu\text{m} \cdot 1 \mu\text{m}$ ) und einer ca. 2  $\mu\text{m}$  entfernten fingerförmigen Gate-Elektrode strukturiert (siehe Abbildung 3.2). Dies ergibt zum einen wahrscheinlich eine zu kleine Gate-Kapazität. Außerdem spielen bei unserer Anordnung (großer Abstand des Gates von der Insel bei gleichzeitig relativ kleinen Abmessungen der Insel) Streukapazitäten von der Gate-Elektrode zu den Tunnelkontakten eine nicht zu vernachlässigende Rolle. So ist im folgenden mit unterschiedlichen Gateausformungen experimentiert worden, die in Abbildung 4.5 dargestellt sind. Im linken Bild ist ein Entwurf gezeigt, in dem die Insel eine langgestreckte Form erhalten hat und die Kapazität zwischen Insel und Gate durch einen breiten Balken am Gatefinger nahe an der Insel erhöht wurde. Im rechten Bild hat sich die Inselform grundlegend geändert: sie umschließt das fingerförmige Gate, was zum einen die Kapazität noch einmal erhöht, zum anderen die Umgebung (Tunnelkontakte) gegen das Gate abschirmt (ZIMMERLI et al. 1992; POTHIER 1991). Bei beiden Gatetypen haben wir den Abstand des Gate-Fingers von der Insel variiert, um den Einfluß der Gate-Kapazität über einen großen Bereich untersuchen zu können. Der theoretische Hintergrund wird in Abschnitt 5.1 näher erläutert werden.

Material			
Mantel	Leiter	Isolator	
rostfreier Stahl	Nickel/Chrom 80/20	gepreßtes Magnesiumoxid 94%	
Abmessungen (mm)			
Außendurchmesser	Mantelstärke	Aderdurchmesser	
0.5	0.075	0.17	
Elektrische Eigenschaften			
Kabelkapazität	$\epsilon$	Induktivität	$\mu$
490 pF/m	6.7 pF/m	0.14 $\mu$ H/m	1.26 $\mu$ H/m
Leiterwiderstand		Mantelwiderstand	
50 $\Omega$ /m		6.9 $\Omega$ /m	

Tabelle 4.1: Eigenschaften des THERMOCOAX-Kabels „1NcAc05“

#### 4.3.4 Filtern mit Koaxialkabeln

Die bisherigen Ergebnisse haben gezeigt, daß eine sehr sorgfältige Mikrowellenfilterung bei tiefen Temperaturen — möglichst mit resistiven Filtern — unverzichtbar ist. Eine weitere Filterungsmethode, die auch für unseren extrem platzarmen Kryostaten geeignet ist, ist in jüngster Zeit von ZORIN (1995), GLATTLI et al. (1997) und KUMAR et al. (1996) vorgestellt worden: Es werden die Dämpfungseigenschaften eines dünnen Koaxialkabels genutzt. Sind Leiter und Mantel hochohmig genug und der Durchmesser des Kabels klein genug, so daß eine hohe Kapazität zwischen Innenleiter und Außenleiter vorliegt, wirkt ein Koaxialkabel wie ein  $RC$ -Tiefpaß, wie ein langgestreckter Durchführungsfilter. Bei elektromagnetischer Strahlung mit sehr hohen Frequenzen beruht der Dämpfungseffekt auf dem *Skin-Effekt* in den Leitern (die Dämpfung nimmt mit der Wurzel der Frequenz zu).

Von GLATTLI et al. (1997) werden selbst hergestellte Koaxialkabel benutzt, während ZORIN (1995) die kommerzielle Lösung gewählt hat: THERMOCOAX-Heizleiter von Philips. ZORIN (1995) hat an einem Punkt der Probenstange eines Toploading-Kryostaten, der bei ca. 10 K liegt, jede Zuleitung an ein 1 Meter langes Koaxkabel angeschlossen, das dann zur Probe in der Mischkammer führt. Die Probe ist in eine GHz-dichte Abschirmung eingebaut. Die oberen 60 cm dieses Kabels dämpfen die Strahlung, die durch Temperaturen über 25 K verursacht wird, nur 40 cm besitzen Proben-, d. h. Mischkammertemperatur, und schwächen damit die Strahlung, die Temperaturen über 1 K entspricht.

Ist der Außenmantel des Koaxkabels aus Vollmaterial, so ist zusätzlich die Aufnahme von Mikrowellen von außen verhindert. Wie GLATTLI et al. (1997) dargestellt haben, kommt es auf eine sorgfältige Montage der filternden Kabel an: für bestimmte Frequenzen kann der Mantel sogar Resonanzen zeigen, wenn man ihn nicht an den Anschlußstellen zur Probe zusammenquetscht.

Wir verwenden das dünnste THERMOCOAX-Kabel „1NcAc05“, dessen Parameter in Tabelle 4.1 aufgelistet sind. Das Kabel zeichnet sich durch einen relativ hohen Widerstand, eine hohe Kapazität und geringe Temperaturabhängigkeit der elektrischen Eigenschaften aus.

ZORIN (1995) hat die Dämpfungseigenschaften eines Koaxkabels für Mikrowellenfrequenzen berechnet. Für die Kapazität eines Koaxkabels gilt

$$C = 2\pi\epsilon_0\epsilon \frac{2\pi}{\ln(d_2/d_1)}$$

mit dem Außendurchmesser des Innenleiters  $d_1$ , dem Innendurchmesser des Außenleiters  $d_2$  und der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  des Isolationsmaterials zwischen Innen- und Außenleiter. Die Induktivität eines Koaxkabels beträgt:

$$L = \frac{\mu_0\mu}{2\pi} \ln(d_2/d_1).$$

Die für den Skin-Effekt relevante Eindringtiefe  $d$  der elektromagnetischen Wellen der Frequenz  $\omega$  ist  $d_{i,a} = \sqrt{2\rho_{i,a}/\mu\mu_0\omega}$  mit dem spezifischen Widerstand  $\rho_i$  des Innenleiters  $i$  und  $\rho_a$  des Außenleiters  $a$ . Bei Frequenzen  $\omega < \omega_{skin}$ , für die die Eindringtiefe größer als die Dicke der Leiter ist, entspricht der dissipative Teil des Widerstandes dem Gleichstrom-Widerstand  $R(\omega) = R_{DC}$ . Bei höheren Frequenzen steigt der Widerstand an auf:

$$R = \left( \sqrt{\frac{\mu_0\rho_i}{2\pi d_1}} + \sqrt{\frac{\mu_0\rho_a}{2\pi d_2}} \right) \sqrt{\omega}.$$

Bei den THERMOCOAX-Kabeln mit den Parametern aus Tabelle 4.1 ist die Frequenz, ab der vorwiegend der Skin-Effekt dämpfend wirkt,  $f_{skin} \approx 30$  MHz. Für den Frequenzbereich oberhalb  $f_{skin}$  errechnet sich die Dämpfung des Kabels zu:

$$\alpha \left[ \frac{\text{dB}}{\text{m}} \right] = \frac{10}{\ln(10)} \sqrt{\frac{C}{L}} R.$$

Das bedeutet, daß rechnerisch Dämpfungen von  $\alpha(f = 20 \text{ GHz}) = 200$  dB/m erreicht werden.

Die gemessene Dämpfung der Kabel beträgt nach ZORIN (1995) für Frequenzen von 20 GHz bei Raumtemperatur ca. 200 dB/m und sollte für sehr hohe Frequenzen (THz) nach theoretischen Berechnungen mindestens 130 dB/m betragen. Für Frequenzen im MHz-Bereich ist die Dämpfung deutlich geringer: 10 - 20 dB/m. Messungen bei 77 K stimmen mit Raumtemperaturmessungen überein.

Um die oben vorgestellten Bedingungen für eine ausreichende Filterung zu erfüllen, haben wir pro Zuleitung einen Meter Koaxkabel in die Mischkammer eingebaut<sup>9</sup> und die Außenmängel geerdet, indem wir sie mit der elektronischen Masse bei Raumtemperatur verbunden haben.

In Abbildung 4.6 ist der prinzipielle Aufbau des Probenhalters in der Mischkammer dargestellt. Bei der Konstruktion ist berücksichtigt, daß der Probenhalter — auf engstem Raum — auch eine mikrowellendichte Abschirmung für die Probe darstellen muß. Die Außenleiter der 24 Koaxkabel sind am oberen und am unteren Ende

<sup>9</sup>Bei unserem Toploading-Kryostaten handelt es sich um ein Modell aus dem Jahre 1986. Die Kabel sind fest in der Probenstange verklebt, somit sind sie oberhalb der Mischkammer nicht veränderbar. Der Durchmesser, der für den Probenhalter zur Verfügung steht, ist mit 12 mm nur halb so groß wie der des Kryostaten von ZORIN (1995). Also haben wir die gesamte Länge des Koaxkabels in der Mischkammer untergebracht.

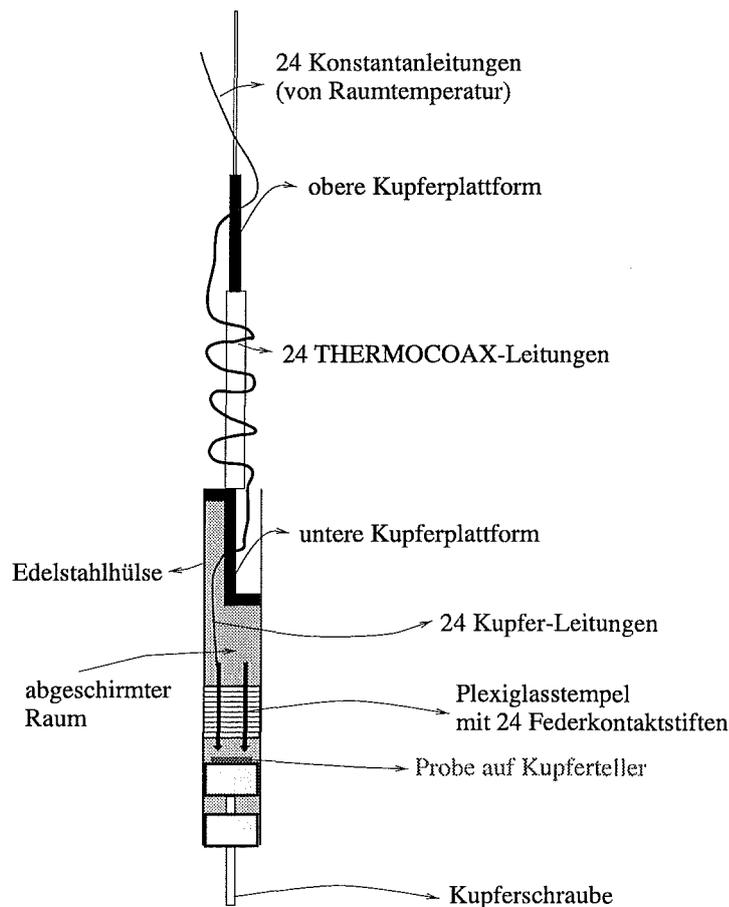


Abbildung 4.6: Probenhalter mit THERMOCOAX-Kabeln

Die Gesamtlänge des Probenhalters beträgt 600 mm, der Durchmesser 12 mm.

in (1 cm · 3 cm · 2 mm) Kupferplattformen eingelötet, über die die hauptsächliche Temperaturankopplung an die  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischung geschieht. Das Kabel selbst ist um ein dünnes Edelstahlrohr gewickelt. An der oberen Plattform sind die 24 Konstantan-Leitungen, die von Raumtemperatur kommen, an die Innenleiter der Koaxkabel gelötet und mit Stycast-Kleber an die Kupferplattform geklebt, um auch die Innenleiter thermisch anzukoppeln. Auf dieser oberen Kupferplattform befindet sich auch das Rutheniumoxid-Thermometer. Die untere Plattform fungiert zusätzlich als Teil der GHz-dichten Abschirmung. Sie ist in eine dünnwandige Edelstahlhülse sehr paßgenau eingeschoben und dabei nach unten und nach oben durch eine eingelötete Kupferscheibe abgeschlossen, so daß die Edelstahlhülse mit der Plattform und dem eigentlichen Probenträger eine geschlossene Abschirmung für die Probe bietet. Innerhalb dieser Abschirmung sind die Innenleiter der Koaxkabel wieder auf besser handhabbare Kupferkabelchen gelötet, die wiederum mit Stycast thermisch an die Kupferplattform angekoppelt werden. Diese Kupferkabel sind in die Federkontaktstifte gelötet, die auf die Kontaktflächen der Probe gepreßt werden. Die Probe, die mit Wärmeleitfett auf einem kupfernen Probenteller befestigt ist, wird von unten in die Hülse eingeführt und gegen die Stifte gepreßt. Das Fi-

xieren der Probe erfolgt mit Hilfe eines weiteren 1 cm dicken Kupferzylinders, der von unten als Verschluss in die Hülse eingeschraubt wird und durch den eine Kupferschraube von außen gegen den Probenhalter geschraubt wird. Der Plexiglasstempel mit den Stiften, der Probenhalter und der Kupferzylinder zum Fixieren befinden sich innerhalb der Edelhülse, also im geschlossenen Faraday-Käfig. Eine Schwachstelle dieses Faraday-Käfigs sind die nur in die Hülse eingeschobenen, nicht eingelöteten Teile (Kupferzylinder und Kupferplattform). Die Teile sind allerdings so paßgenau angefertigt, daß sie weniger als 1/100 mm Spiel haben. Zusätzlich wurden diese Stellen mit Leitsilber benetzt. Bei den sehr tiefen Temperaturen erfolgt die Wärmeanpassung nur noch durch den Kontakt zwischen Kupfer und der Heliummischung, in einem Toploading-Kryostaten ist man auf den Kontakt der  $^3\text{Helium}$ -Mischung zu einem Kupferteil in der Nähe der Probe angewiesen. Dies widerspricht unserem Konzept der mikrowellendichten Schirmung, die keine Löcher aufweisen darf, die größer als 1/100 mm sind. Daher wird unsere Probe hauptsächlich über die Zuleitungen, die an die Kupferplattformen angekoppelt sind, und den Probenhalter, der wiederum durch die Kupferschraube und den Fixierblock thermisch angekoppelt ist, gekühlt. Trotz dieser Ankopplungs-Maßnahmen war es nicht möglich, den Probenhalter auf Temperaturen unter 30 mK abzukühlen.

Ein Nachteil der THERMOCOAX-Kabel ist, daß sie relativ schwer zu handhaben sind: der Innenleiter ist steif und bricht leicht, wenn er einige Male gebogen wurde. Außerdem entstehen beim Abisolieren der Kabelenden schnell Kurzschlüsse zwischen Innenleiter und Mantel. Die von uns untersuchten Proben besitzen Widerstände im 10-M $\Omega$ -Bereich. Eine Verbindung zwischen dem Innenleiter des Koaxkabels und dem auf Masse liegenden Mantel sollte möglichst hochohmiger sein. Es erwies sich allerdings als schwierig, bei Raumtemperatur Widerstände höher als wenige M $\Omega$  zwischen Innen- und Außenleiter zu erreichen, was hauptsächlich an den hygroskopischen Eigenschaften des Isolationsmaterials Magnesiumoxid liegt. Es traten Leckströme auf, die in den meisten Fällen bei tiefen Temperaturen nicht mehr meßbar waren.

In Abbildung 4.7 ist die erste Messung mit diesem Probenhalter dargestellt, die an einer Probe mit einem Layout wie im linken Bild der Abbildung 4.5 durchgeführt wurde. Es handelt sich um einen Transistor mit den Schichtdicken 30 nm Aluminium, 30 nm Aluminium und 10 nm Silber zur Verbesserung des Kontaktes. Die Meßauflösung ist mit der von der Messung in Abbildung 4.4 vergleichbar. Die „effektive“ Temperatur des Transistors ist immer noch deutlich höher als die Mischkammertemperatur, also die Coulomb-Blockade sehr verschmiert, was zum Teil aber auch daran liegt, daß der Tunnelwiderstand kleiner und die Gesamtkapazität größer, die Probenparameter also „ungünstiger“ für Einzelelektroneneffekte sind.

An dieser Probe — mit dem veränderten Gate-Layout — haben wir erstmals Coulomb-Oszillationen beobachtet, die im rechten Teil von Abbildung 4.7 dargestellt sind. Dazu haben wir mit einer Batterie und Spannungsteiler eine feste Transportspannung  $V$  an der Probe eingestellt und mit der Spannungsquelle eine Spannungsrampe  $U_G$  am Gate gefahren. Da die effektive Temperatur erhöht ist, ist auch die Amplitude der Oszillationen kleiner, als nach der Orthodoxen Theorie zu erwarten. Man erkennt aber, wie sie bei einer aufgeprägten Spannung von ca. 250 - 500  $\mu\text{V}$  (Strom  $I = 0.4 - 1.1$  nA) maximal wird und bei hohen und niedrigen Spann-

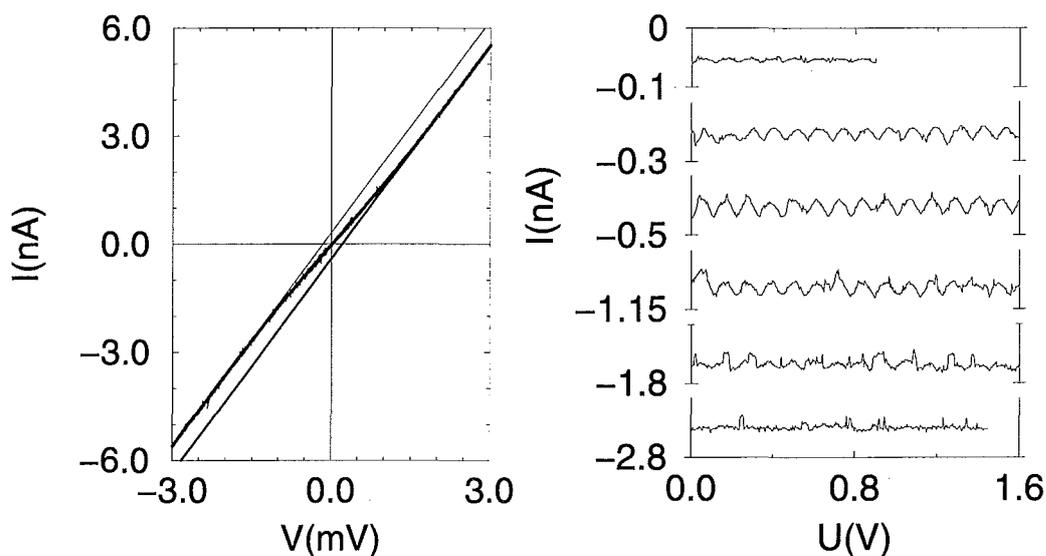


Abbildung 4.7: Höhere Gatekapazität: Coulomb-Blockade  $I(V)$  und Coulomb-Oszillationen  $I(U_G)$

Die Meßkurve im linken Bild zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinie eines Transistors mit dem Tunnelwiderstand  $R_T = 510 \text{ k}\Omega$  und der Gesamtkapazität  $C_\Sigma = 0.88 \text{ fF}$  bei einer Mischkammertemperatur von  $30 \text{ mK}$ . Die effektive Proben­temperatur ist größer als  $200 \text{ mK}$ .

Im rechten Bild sind die Coulomb-Oszillationen dieses Transistors bei unterschiedlichen Transportspannungen  $V$  dargestellt, alle bei  $T = 30 \text{ mK}$  aufgenommen. Für die Kapazität zwischen Gate-Elektrode und Insel ergibt sich  $C_G = 1.5 \text{ aF}$ . Die I-Achse ist zur deutlicheren Darstellung des Effekts abschnittsweise dargestellt. Eine Teilachse umfaßt jeweils  $0.1 \text{ nA}$ .

gen verschwindet. Die Amplitude ist mit maximal  $20 \text{ pA}$  zu klein, als daß wir im Rahmen unserer Meßgenauigkeit Unterschiede in den Strom-Spannungs-Kennlinien  $I(V)$  bei unterschiedlichen Gatespannungen  $U_G$  erkennen konnten.

#### 4.3.5 Der SET-Verstärker

Da wir aufgrund von Kontaktierungsproblemen und von durch Spannungsstößen zerstörten Proben nicht beliebig viele Messungen machen konnten, konnten wir mit dem bisher beschriebenen Meßaufbau nicht entscheiden, ob die Mikrowellenfilterung ausreicht. Da die Meßauflösung mit  $5 \text{ pA}$  noch von dem Ziel von  $1 \text{ pA}$  entfernt ist, muß auch das Meßprinzip und die Hochfrequenzfilterung (der Radiofrequenzen) noch optimiert werden.

Zum einen sollte man die kleinen Signale nicht über unnötig lange Leitungen zur Probe führen. Daher wählen wir ein Konzept, in dem man bei Raumtemperatur mit großen Spannungen (Millivolt bis Voltbereich) arbeitet und die Transportspannung erst am Kryostatenkopf in eine kleinere Spannung und den gemessenen Strom in eine große Spannung umwandelt. Bei großen Signalen ist das Signal-Rausch-Verhältnis günstiger, so daß man weniger anfällig gegen Störungen ist. Zum anderen ist

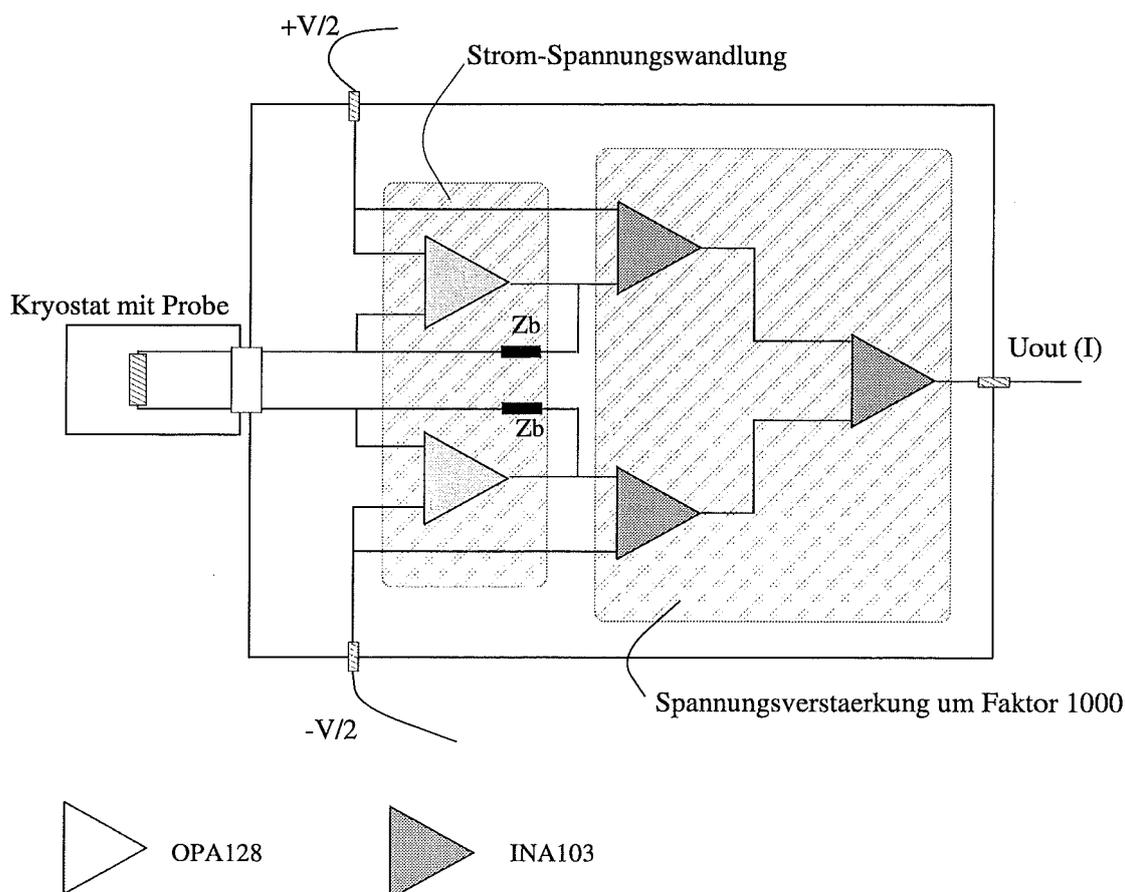


Abbildung 4.8: Rauscharmer Operationsverstärker-Schaltkreis zum Aufnehmen der Strom-Spannung-Kennlinien („SET-Verstärker“)

— zusätzlich zur Mikrowellenfilterung — eine sorgfältige Filterung von Frequenzen oberhalb des 100-kHz-Bereichs notwendig. Gelangen diese Frequenzen über die Zuleitungen zur Probe, können sie zu einer echten Erwärmung der Probe führen (nicht nur zur Erhöhung der „effektiven“ Temperatur).

Unmittelbar auf den Kopf der Probenstange (auf den 24poligen Stecker) wird ein hochfrequenzdichtes Metall-Kästchen gesteckt, in dem die Impedanzumwandlung der Signale geschieht und in das die Signale von Raumtemperatur über Durchführungsfilter<sup>10</sup> geführt werden. Da der Kryostat selbst eine Abschirmung darstellt, erhält man einen kleinen hochfrequenzdichten Raum, in dem sich die Probe mit dem niedrigen Signalpegel befindet.

Das Meßprinzip soll erhalten bleiben, nämlich das Aufprägen einer Spannung, die von Raumtemperatur kommt, und die Messung eines Stroms bei Raumtemperatur, da der Kryostat nicht genügend Platz für Impedanzwandlungen bei tiefen Temperaturen bietet. Zusätzlich zur direkten Filterung und Abschirmung der Störsignale soll durch den Aufbau eines *symmetrischen Schaltkreises* (balanced circuit)

<sup>10</sup> $\pi$ -Filter von Farnell, bestehend aus einem Ferritkern mit keramischem Kondensator mit der Kapazität 5.5 nF.

die Meßauflösung verbessert werden, wie es im Grunde schon in dem Meßprinzip in Abbildung 4.1 dargestellt ist. Hierbei handelt es sich um einen Zwei-Leiter-Kreis, in dem beide Leiter und alle mit ihnen verbundenen Kreise dieselbe Impedanz zur Masse und zu allen anderen Leitern haben. Durch diesen Aufbau erreicht man, daß die Rauschaufnahme in beiden Leitern gleich ist, also zu einem common-mode-Signal wird, das herausgemittelt wird (*common mode rejection*). Die Common-Mode Spannungen induzieren die gleichen Ströme in beiden Hälften des symmetrischen Kreises und der Empfänger reagiert nur auf die Differenz zwischen den Eingangssignalen. Bei ideal symmetrischem Aufbau kann man die Auswirkungen des Rauschens auf der Masse auf Null reduzieren. Die symmetrische Aufprägung der Spannung hat den weiteren Vorteil, daß die Insel des Einzelelektronen-Transistors virtuell auf Masse liegt. Damit ist das Potential der Insel festgelegt. Dies wäre nicht der Fall, wenn man eine Seite des Transistors auf Masse legt: dann würde sich das Potential der Insel während der Aufnahme einer Strom-Spannungs-Kennlinie ändern, die Kennlinie würde mit der sich ändernden Gateladung driften. Gate-Spannungen sind in einem symmetrischen Aufbau stabiler. Zu solch einem Aufbau gehört eine symmetrische Spannungsquelle (Oszillator DS360 von Stanford Research, den man auch als DC-Spannungsquelle betreiben kann) und ein symmetrischer Verstärker („SET-Verstärker“), der von uns speziell für diesen Zweck entworfen wurde und in Abbildung 4.8 dargestellt ist.

Die Spannungsquelle (DS360) liefert die symmetrischen Spannungen  $\pm V/2$  im Millivolt- bis Voltbereich, die über Durchführungsfilter in das Kästchen geführt wird und dort mit einem Spannungsteiler 1000:1 heruntergeteilt wird. Die kleinen Spannungen werden an die nicht-invertierenden Eingänge der Operationsverstärker OPA128 gelegt. Diese Spannungen liegen auch an den invertierenden Eingängen und damit an der Probe. Der Strom, der nun durch die Probe fließt, fließt auch durch den Rückkopplungswiderstand  $Z_B$ , über den man die Impedanzwandlung einstellen kann.  $Z_B$  ist auf verschiedene Werte von 1 k $\Omega$  bis 10 M $\Omega$  einstellbar: er sollte in der Größenordnung des Probenwiderstandes sein, damit die vom OPA128 ausgegebene Spannung immer in der gleichen Größenordnung bleibt. Der Operationsverstärkertyp wurde so ausgewählt, daß er einen sehr geringen Eingangsstrom hat, damit die Strom-Spannungs-Verhältnisse für die Probe nicht verfälscht werden, und wenig rauschempfindlich ist. Nach dieser Impedanzwandlung wird das Spannungssignal im zweistufigen Verstärkerteil verstärkt. Die erste Verstärkungsstufe, bestehend aus zwei Operationsverstärkern INA103 für die zwei Spannungen, besorgen eine Verstärkung der Spannung um den Faktor 100. Die Ausgänge werden danach auf einen weiteren INA103 geführt, der eine einstellbare Verstärkung besitzt (Faktor 1, 3, 10, 30, 300). Der Operationsverstärker INA103 ist der derzeit rauschärmste und verzerrungsärmste kommerzielle integrierte Differenzverstärker. Das Ausgangssignal, das im Voltbereich liegt, wird über Durchführungsfilter nach außen geführt und dort mit einem Multimeter (Keithley 2010) gemessen und digitalisiert. Die Stromversorgung der Operationsverstärker geschieht über Bleiakumulatoren, die außerhalb des Kästchens stehen und deren Zuleitungen ebenfalls über Durchführungsfilter in das Kästchen geführt werden.

Die Probe wird über eine Schaltmatrix, die sich ebenfalls in dem Kästchen befindet, mit Stiften an die zwei Eingänge des Verstärkers gelegt. Außerdem kann auf dieser Schaltmatrix jede Leitung — zum Schutz der Probe — mit der elektronischen

Operationsverstärker	Eigenschaften	
OPA128LM	Bias Current	max 75 fA
	Offset	max 500 $\mu\text{V}$
	Drift	max 5 $\mu\text{V}/^\circ\text{C}$
	Common mode rejection	min 90 dB
INA103BG	Noise	1 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$

Tabelle 4.2: Spezifikationen der verwendeten Operationsverstärker von BURR-BROWN

Masse verbunden werden.

Mit dem SET-Verstärker wurden Messungen an einem hochohmigen Transistor vorgenommen, die in Abbildung 4.9 dargestellt sind. Die Stromauflösung dieser Messungen ist besser als 1 pA. Die Coulomb-Blockade ist erstmals richtig ausgeprägt: es gibt einen Spannungsbereich, in dem der Strom im Rahmen unserer Meßgenauigkeit vollständig verschwindet, also  $I(V < V_c) < 1$  pA. Die Steigung der Kennlinie innerhalb der Blockade, die einem Widerstand von 100 M $\Omega$  entspricht, weist auf die sehr hohe Eingangsimpedanz des SET-Verstärkers hin. Auch die Coulomb-Oszillationen besitzen die theoretisch berechnete Amplitude. Die Einstellungen des Verstärkers waren  $Z_B = 1$  M $\Omega$  und Verstärkung der zweiten Verstärkungsstufe 10. Bei der Aufnahme der Coulomb-Oszillationen ist die Transport-Spannung mit einer Batterie (6-Volt-Mignon) und Spannungsteiler (10-Gang-Schichtpotentiometer) und die Gatespannung mit der Spannungsquelle DS360 eingestellt worden. Bei der Aufnahme der IV-Kennlinien ist umgekehrt verfahren worden. Die Einstellung der durch die Batterie erzeugten Spannungen erwies sich als ungenau und nicht reproduzierbar, die Stabilität der Spannungen genügte außerdem nicht der angestrebten Spannungsauflösung von 1  $\mu\text{V}$ . Bei den Messungen, die im nächsten Kapitel besprochen werden, wird daher eine Spannungsstabilisierungsschaltung (Operationsverstärker SG 317 für die positive Stromrichtung, SG 337 für die negative) verwendet, die eine feste Spannung von 10 Volt herausgibt. Diesem Bauteil wird eine Widerstandsdekade als Spannungsteiler nachgeschaltet, mit der man eine Auflösung von 2  $\mu\text{V}$  erreichen kann.

In Abbildung 4.10 ist das Rauschverhalten des Verstärkers dargestellt. Die Messung, die von einem Oszilloskop TEKTRONIX TDS 520 B (Bandbreite 500 MHz) aufgenommen wurde, erfolgte bei offenem Verstärkereingang (unendlichem Probenwiderstand) ohne Spannungsquelle mit einer Gesamtverstärkung Faktor 1000. Vor allem kann man dieser Messung die effektive Bandbreite unseres Aufbaus entnehmen: der Rauschpegel sinkt oberhalb von 1 kHz allmählich ab und befindet sich bei 2 kHz auf einem Bruchteil des Anfangswertes.

Der Prototyp des SET-Verstärkers ist verbesserbar, wie sich herausstellte, z. B. was die auftretenden Oszillationen betrifft. Zum einen wird der Ausgang über die Durchführungsfilter auf den Eingang der Operationsverstärker OPA128 rückgekoppelt, und es entstehen Resonanzen. Zum anderen erzeugt auch die Kombination von Operationsverstärkern Schwingungen. So konnte die letzte Verstärkerstufe i. allg. nur mit dem Faktor 10 betrieben werden, damit der Oszillationspegel klein ge-

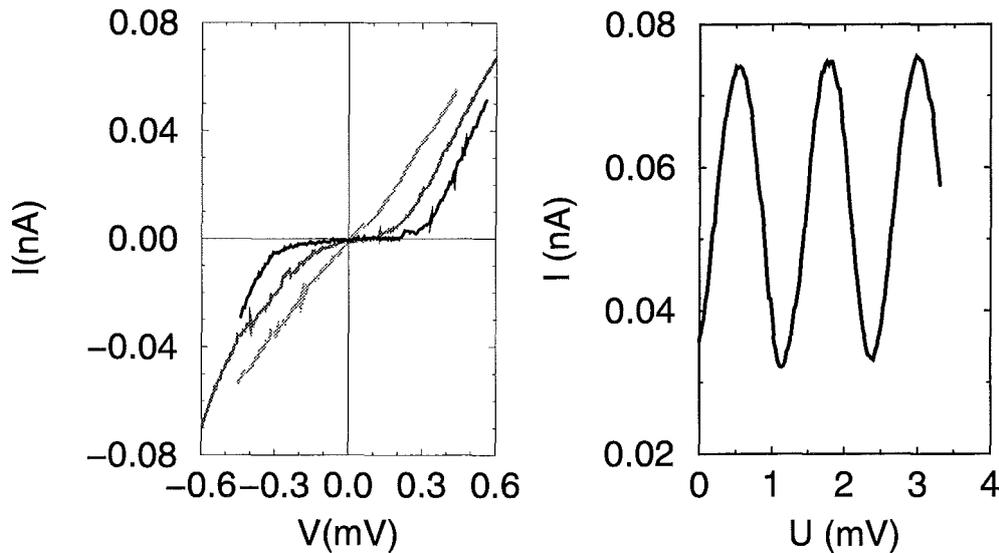


Abbildung 4.9: Strom-Spannungs-Charakteristik  $I(V)$  bei unterschiedlichen Gate-spannungen  $U_G$  und Coulomb-Oszillationen  $I(U_G)$ , aufgenommen mit dem SET-Verstärker

Die Meßkurven im linken Bild zeigen Coulomb-Blockaden  $I(V)$  eines Transistors mit einem Tunnelwiderstand  $R_T = 3.8 \text{ M}\Omega$  und einer Gesamtkapazität  $C_\Sigma = 0.7 \text{ fF}$  (aus einer Kennlinie mit größerem Spannungsbereich) bei einer Mischkammertemperatur von  $30 \text{ mK}$ . Die drei Kennlinien entsprechen unterschiedlichen Gatespannungen  $U_G$  ( $0.12 \text{ mV}$ ,  $1.26 \text{ mV}$ ,  $2.75 \text{ mV}$ ). Im Bereich der Blockade besitzt die Probe Widerstände von  $170 \text{ M}\Omega$ ,  $47 \text{ M}\Omega$  und  $10 \text{ M}\Omega$ .

Im rechten Bild sieht man Coulomb-Oszillationen  $I(U_G)$  bei einer Transport-Spannung  $V \approx 0.3 \text{ mV}$ . Aus der Periode ergibt sich eine Gate-Kapazität von  $0.14 \text{ fF}$ . Die Amplitude ist  $22 \text{ pA}$ .

gen das Meßsignal blieb. Vom Hersteller der Operationsverstärker wird empfohlen, eine Drossel (bestehend aus Spule und Widerstand) in die Eingänge der Operationsverstärker zu setzen, um die Schwingungen zu dämpfen. In unserem Fall wurde ein  $RC$ -Glied verwendet mit einem  $1\text{-k}\Omega$ -Widerstand in der Leitung und einem Kondensator zwischen Leitung und Masse. Da der Operationsverstärker INA103 einen hohen Eingangsstrom besitzt, führte der  $1\text{-k}\Omega$ -Widerstand zum Auftreten von Spannungen, die groß gegen die von uns angestrebte Spannungsauflösung sind. Weil der Eingangsstrom beliebiges Vorzeichen haben kann, verschob sich unter Umständen das Nullpotential der Messung. Da die Operationsverstärker abgeglichen waren und der Aufbau der positiven und negativen Hälfte des SET-Verstärkers sehr symmetrisch erfolgte, funktionierte der Verstärker, wenn die Oszillationen nicht zu groß waren. Auch der Verstärkungsfehler ist klein, so daß die Meßergebnisse auch quantitativ bis auf wenige Prozent stimmen.

Ein weiterer wichtiger Aspekt, der beim Prototyp noch nicht genügend Beachtung gefunden hat, ist die durchdachte Verlegung der Leiterbahnen des SET-Verstärkers. Gerade die Rückkopplung der Operationsverstärker sollte mit möglichst kurzen Leitungen erfolgen. In unserem Aufbau wurde die Rückkopplungsstufe regelrecht als Netzwerk ausgeführt, mit sehr langen Leitungen, die nicht geschirmt waren. Unter anderem waren über lange Strecken Leitungen mit hohem und nied-

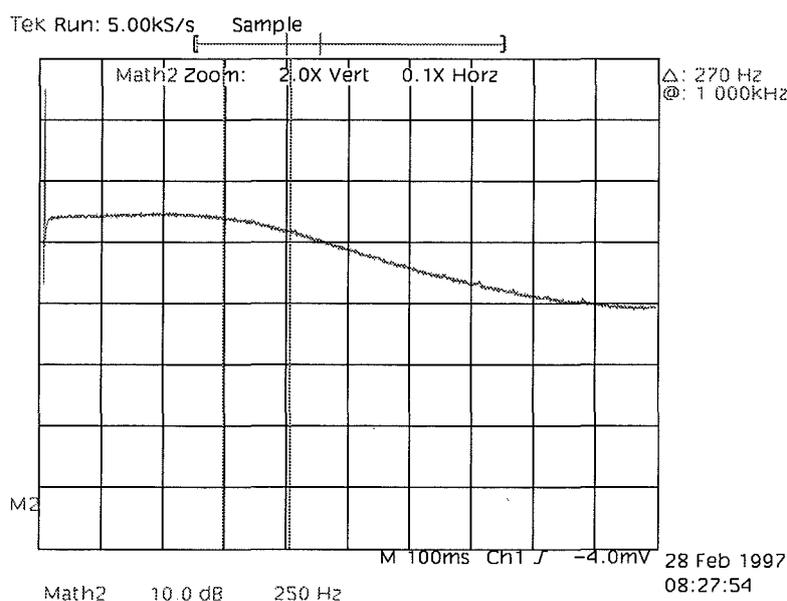


Abbildung 4.10: Inhärentes Rauschen des SET-Verstärkers

Dargestellt ist das Fourierspektrum des Ausgangssignals in Einheiten von 10 dB über der Frequenz in Einheiten von 250 Hz. Der Nullpunkt der beiden Achsen liegt unten links im Bild.

rigen Signalpegel unmittelbar nebeneinander verlegt worden.

Um Oszillationen zu vermeiden und die Anzahl der Leitungen einzuschränken, wird beim nächsten Modell des SET-Verstärkers auf Filterung durch die oben beschriebenen Drosseln vollständig verzichtet. Damit der Spannungsteiler am Eingang des Verstärkers nicht durch die hohen Eingangsströme belastet ist (die Leitungen liegen über den Spannungsteiler mit  $100\ \Omega$  an Masse), wird eine Bufferstufe zwischen Spannungsteiler und nicht-invertierenden Eingang des OPA128 eingefügt, die eine hohe Eingangsimpedanz und niedrige Ausgangsimpedanz bietet. Da die letzte INA103-Verstärkerstufe wegen der Schwingungen nur eingeschränkt benutzbar war, wird ganz auf sie verzichtet. Die dort auftretenden kleinsten Spannungen von  $10\ \mu\text{V}$  bei einem Probenstrom von  $100\ \text{fA}$  liegen noch Faktor 100 über der Auflösungsgrenze des Keithley-Multimeters. Das Multimeter übernimmt nun die Rolle der letzten Differenzverstärkerstufe. Außerdem ist nur noch ein Rückkopplungswiderstand ( $1\ \text{M}\Omega$ ) für den OPA128 vorgesehen, um möglichst wenige und kurze Leitungen zu haben. Das Schwingungsproblem aufgrund der Durchführungskondensatoren in dem Kästchen wird durch einen  $1\text{-k}\Omega$ -Widerstand in Serie zu der Durchführung im Ausgang behoben. Erste Tests mit diesem neuen Prototyp des SET-Verstärkers ergaben sehr viel rauschärmere Messungen als mit dem ersten Modell, Schwingungen traten nicht mehr auf.

Trotz der „Kinderkrankheiten“ des SET-Verstärkers sind die Meßergebnisse in der Auflösung und Reproduzierbarkeit sehr überzeugend. Er ist für die spezielle Aufgabe, Spannungen mit einer Auflösung besser als  $1\ \mu\text{V}$  über hochohmigen Proben aufzuprägen und Ströme mit  $100\text{-fA}$ -Auflösung zu messen, besser geeignet als

jedes verfügbare kommerzielle Gerät.

An dem gesamten Meßaufbau ist die Schirmung durch den Kryostaten verbesserbar, die eine Lücke am Kopf der Probenstange aufweist, da nicht alle Teile der Probenstange galvanischen Kontakt miteinander haben. Weiterhin werden in Zukunft die kommerziellen THERMOCOAX-Kabel durch selbstgebaute dünne Koaxialkabel ersetzt: Durch ein dünnes Edelstahlröhrchen wird ein Draht gezogen, wobei das Dielektrikum nur aus der Isolationsschicht des Drahtes besteht. Die sehr starke Isolation des Innenleiters schützt vor Kurzschlüssen zwischen Innenleiter und Mantel. Dadurch sind die Koaxialkabel langlebiger. Das schwierige Entfernen des Mantels zum Abisolieren der Koaxialkabel entfällt. Außerdem wird die Anzahl der Leitungen reduziert, damit mehr Platz für die Konstruktion des Probenhalters zur Verfügung steht.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, daß sowohl die Mikrowellenfilterung bei tiefsten Temperaturen als auch die Hochfrequenzfilterung bei Raumtemperatur und die Verkürzung der Leitungen einen entscheidenden Fortschritt für die Experimente an Einzelelektronen-Bauteilen darstellen.

# Experimente an einem Einzelelektronen-Transistor

# 5

Seitdem LIKHAREV (1987) den spannungsgetriebenen Doppelkontakt berechnet und den Vorschlag zur Nutzung als Transistor gemacht hat, ist dieses Bauteil experimentell und theoretisch vielfältig untersucht worden. Wie neueste Arbeiten (JOYEZ et al. 1997; JOYEZ und ESTEVE 1997) auf diesem Gebiet zeigen, ist der Transistor immer noch nicht vollständig verstanden.

In diesem Kapitel werden Transport-Messungen an einer Probe mit den Herstellungsparametern aus Tabelle 5.1 erläutert. Die DC-Kennlinien  $I(V)$  und  $I(U_G)$  sind auch temperaturabhängig aufgenommen worden. Im Laufe der Zeit vergrößerten sich die im vorigen Kapitel erwähnten Leckströme zwischen Innenleiter und Mantel der THERMOCOAX-Kabel und führten auch bei tiefen Temperaturen zu Masseschlüssen. Daher konnte nur diese Probe untersucht werden.

## 5.1 Skalierung mit der Gate-Kapazität $C_G$

In Abbildung 5.1 sind die gemessenen Coulomb-Oszillationen der Probe dargestellt, aus denen sich mit  $C_G = U_G/e = 1.05 \cdot 10^{-16}$  F ein sehr hoher Wert für die Gate-Kapazität ergibt. Die Insel dieser Probe hat die langgestreckte Form, wie auf der linken Seite in Abbildung 4.5 dargestellt ist. Der Abstand zwischen dem 400 nm breiten Gate-Finger und der Insel beträgt 100 nm. Nimmt man für den Gate-Kondensator ein Dielektrikum mit  $\epsilon_r = 6.5$  an, das zur Hälfte Vakuum und zur Hälfte Siliziumoxid ist (WAHLGREN et al. 1995), errechnet sich die Gate-Kapazität zu annähernd  $C_G = \epsilon_0 \epsilon_r A/d = \epsilon_0 \cdot 6.5 \cdot 400 \cdot 68 \cdot 10^{-9}/100 \text{ m} \approx 1.5 \cdot 10^{-17}$  F.

Material	Rate (Å/s)	Schichtdicke (nm)	Sauerstoffdruck (mbar)	Oxidationszeit (min)
Al	1.5	28	$1 \cdot 10^{-1}$	3
Al	1.5	40		
Cu	1.5	20		

Tabelle 5.1: Herstellungsparameter der hier untersuchten Probe

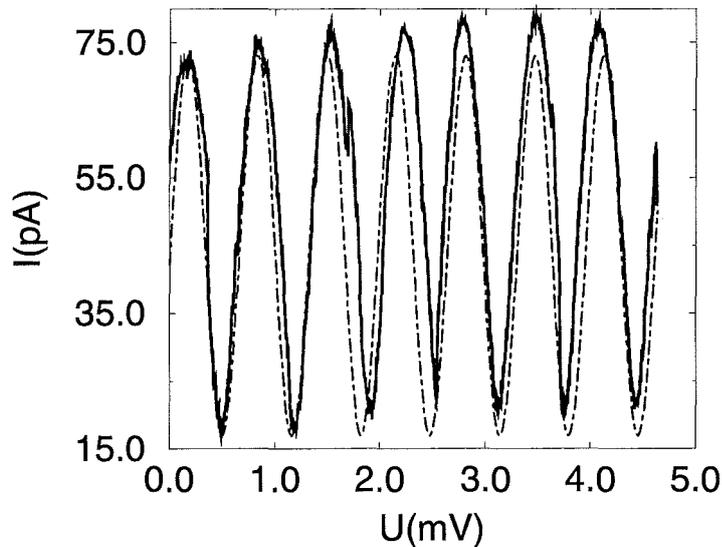


Abbildung 5.1: Strom-Gatespannungs-Kennlinie der Probe

Die durchgezogene Linie stellt die Meßdaten bei einer Mischkammertemperatur  $T = 30\text{mK}$  dar. Die eingestellte Transportspannung ist  $240\ \mu\text{V}$ , der Strom  $I=45\ \text{pA}$  mit einer Amplitude von  $28\ \text{pA}$ . Aus den Oszillationen ergibt sich für eine Periode  $\Delta U_G=1.52\ \text{mV}$  und  $C_G=1.05\cdot 10^{-16}$ . Bei dieser Messung wurde die Gatespannung über Dämpfungsglieder  $2 \times 20\ \text{dB}$  „heruntergeteilt“. Der Fit mit einer Sinusfunktion (dünne, strichpunktierte Linie) zeigt deutlich die Drift der Gate-Kapazität.

Im allgemeinen stimmen diese rein geometrischen Abschätzungen sehr gut mit den experimentellen Ergebnissen überein. Die Ursache für die Abweichung liegt in einem Kurzschluß zu Masse in dem THERMOCOAX-Kabel, das zur Gate-Elektrode führt. Diese ungewollte Verbindung vergrößert die effektive Gate-Elektrode um ein Vielfaches, da wir bewußt alle Abschirmungen in der Mischkammer geerdet haben. In der Darstellung ist ebenfalls zu erkennen, daß die Gate-Kapazität nicht stabil ist: Die Periode der Coulomb-Oszillationen schwankt leicht, auch eine Folge der „Masse als Gate-Elektrode“, auf der immer Spannungsfuktuationen sein können. Daß die Gatespannung selbst so unstabil ist, haben wir durch unterschiedliche Methoden zur Spannungsteilung<sup>1</sup> und -aufprägung ausgeschlossen. Die Periode der Oszillationen ist allerdings abhängig von der Methode der Spannungsteilung, nämlich von der Masse, die man als Bezugspunkt wählt. Daher sind die Gatespannungswerte  $U_G$  und die Kapazitätswerte  $C_G$  nur von der Größenordnung her bestimmbar.

In Kapitel 2 wurde bereits erläutert, daß die theoretischen Berechnungen (Orthodoxe Theorie) nur unter der Voraussetzung gültig sind, daß die Gate-Kapazität klein gegen die Tunnelkontakt-Kapazitäten ist:  $C_G \ll C_i$ .  $C_G$  spielt in der Orthodoxen Theorie nur eine Rolle für die Änderung des Potentials der Insel. Ist die Gate-Kapazität nicht klein, so muß sie aber über die Gesamt-Kapazität der Insel  $C_\Sigma = C_1 + C_2 + C_G$  auch in die Ladungsenergie  $E_{ch} = Q^2/2C_\Sigma$  eingehen. Wie

<sup>1</sup>Aufgrund der großen Kapazität muß eine deutlich kleinere Gatespannung angelegt werden als vorhergesehen, so daß wir die Spannung herunterteilen mußten.

INGOLD et al. (1991) berechnet haben, führt eine Änderung der Gate-Kapazität zu einer einfachen Umskalierung der Strom-Spannungs-Kennlinie  $I(V)$ . Mit dem Kapazitätsverhältnis  $c = C_G/C_i$  kann man die Resultate der Orthodoxen Theorie umschreiben. Im folgenden entsprechen die gestrichenen Größen Tunnelrate  $\vec{\Gamma}_1'$ , Energiedifferenz  $E_1'$ , Spannung  $V'$  und Inselladung  $q'$  den ungestrichenen nach der Orthodoxen Theorie berechneten aus Kapitel 2 mit einer „zu großen“ Gate-Kapazität. Die Rate durch den ersten Tunnelkontakt aus Gleichung 2.34 wird zu

$$\vec{\Gamma}_1'(V, U_G, q) = \frac{1}{1 + c/2} \frac{1}{e^2 R_1} \frac{E_1'(V', q')}{1 - \exp(-E_1'(V', q')/k_B T')}$$

mit der umskalierten Energiedifferenz  $E_1'$  (entsprechend Gleichung 2.20), die mit dem Tunneln eines Elektrons durch den ersten Tunnelkontakt verbunden ist

$$E_1'(V', q') = \frac{e}{2C_\Sigma} (C_1 V' + q' - \frac{e}{2}).$$

Die aufgeprägte Spannung wird verschoben zu  $V' = (1 + c/2)V$  und die Inselladung zu  $q' = q + C_G U_G$ . Der Faktor  $(1 + c/2)$  in der Tunnelrate findet sich ebenso im Strom wieder, so daß die Strom-Spannungs-Kennlinie für eine nicht-verschwindende Gate-Kapazität durch Umskalieren aus der Kennlinie für  $C_G = 0$  zu erhalten ist. Die Temperatur wird ebenfalls umskaliert:  $T' = T(1 + c/2)$ . Für die Strom-Spannungs-Kennlinie mit beliebiger Gate-Kapazität gilt damit:

$$I(V) = I_0((1 + c/2)V)/(1 + c/2) \text{ mit } T = T_0(1 + c/2), \quad (5.1)$$

wobei der Index 0 die Größen für  $C_G = 0$  kennzeichnet. Bei niedrigen Umgebungswiderständen  $Z$  macht sich die Umskalierung des Stroms kaum bemerkbar, die „zu große“ Gate-Kapazität äußert sich also vor allem in einer scheinbaren Erhöhung der Temperatur des Transistors! Das kann man sich auch so erklären: Die endliche Kapazität verkleinert das Energieverhältnis  $E_{ch}/k_B T$ , so daß die nach der Orthodoxen Theorie berechneten Kurven im Vergleich zu den Experimenten mit der hohen Gate-Kapazität eine höhere Temperatur zu haben scheinen. Dies ist der Effekt, der bei unseren Proben beobachtbar sein wird.

## 5.2 DC-Strom-Spannungs-Kennlinien

Die Aufnahme der Strom-Spannungs-Kennlinien  $I(V)$  erfolgte, wie im vorigen Kapitel beschrieben, in 2-Kontakt-Geometrie mit dem SET-Verstärker. Abbildung 5.2 zeigt die sehr ausgeprägte Coulomb-Blockade, die die Probe bei der Mischkammertemperatur  $T = 30$  mK zeigt. Mit Hilfe dieser Kennlinie bestimmt man die Probenparameter Tunnelwiderstand  $R_T$  und Gesamtkapazität  $C_\Sigma$ . Der in 2-Kontakt-Geometrie gemessene Widerstand ist im wesentlichen den hochohmigen Tunnelkontakten zuzuordnen. Jeder Transistor ist mit vier Zuleitungen verbunden, so daß der relativ kleine Zuleitungswiderstand separat bestimmbar ist. Er weist mit 1 Ohm pro Flächeneinheit für 80 nm dicke Aluminiumschichten auf eine sehr gute Qualität der Schichten hin.

Ein Doppelkontakt mit aufgeprägter idealer Spannung zeigt, wie in Kapitel 2 dargestellt, bei sehr niedrigen Transportspannungen eine Coulomb-Blockade, die

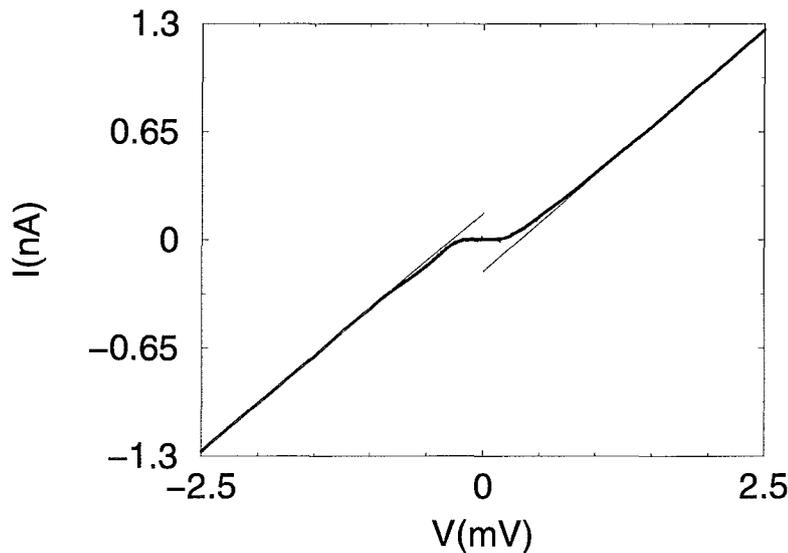


Abbildung 5.2: Strom-Spannungs-Kennlinie der Probe

Die Mischkammertemperatur beträgt 30 mK. Aus den Asymptoten, die an die Kurve im Bereich hoher Spannungen gelegt worden sind, ergibt sich  $R_T = 1.72 \text{ M}\Omega$ , aus dem Offset  $V_c = 0.29 \text{ mV}$  und damit nach der Lokalen Regel  $C_\Sigma = e/V_c = 5.5 \cdot 10^{-16} \text{ F}$ .

sich in einer Unterdrückung des Stroms und somit in einem gegenüber dem leitenden Bereich erhöhten Widerstand äußert (idealerweise ist der Widerstand unendlich groß). Erhöht man die Transportspannung, so nimmt der Widerstand allmählich bis zum Wert des Tunnelwiderstandes  $R_T$  ab. Die Strom-Spannungs-Kennlinie ist um eine Offset-Spannung  $V_c = V_{\text{off}} = e/C_\Sigma$  verschoben. Den Tunnelwiderstand kann man also aus der Steigung der Kennlinie bei Spannungen oberhalb der Coulomb-Blockaden-Schwelspannung bestimmen, die Offset-Spannung wird zur Bestimmung der Gesamt-Kapazität der Probe verwendet. Dazu wird bei hohen negativen und positiven Spannungen die Asymptote an die Kennlinien gebildet und zu kleinen Spannungen extrapoliert. Die Steigung der Asymptoten liefert den Wert des Tunnelwiderstandes. Aus der Spannungsverschiebung  $2 \cdot V_{\text{off}}$  der Asymptoten im negativen Spannungsbereich gegen die Asymptote im positiven Bereich bestimmt man die Gesamtkapazität der Insel. Wie in Abbildung 5.3 dargestellt, birgt diese Methode eine Ungenauigkeit in sich, da die Offset-Spannung von der aufgeprägten Meßspannung abhängig ist, bei der man die Asymptoten ansetzt.

Die genauere Auswertung ist nach WAHLGREN et al. (1995) die Bestimmung von  $V_{\text{off}}(V)$  über den ganzen gemessenen Spannungsbereich gemäß:

$$V_{\text{off}}(V) = V - \frac{I}{dI/dV}, \quad (5.2)$$

wie es in Abbildung 5.4 dargestellt ist. Die Tangente an jeden Punkt der Strom-Spannungs-Kennlinie wird bis auf die Spannungs-Achse extrapoliert.

Von WAHLGREN et al. (1995) werden IV-Kennlinien über einen sehr großen Spannungsbereich an Aluminium-Doppelkontakten (ohne Gate-Elektrode) mit ähnlichen Probenparametern wie unsere vorgestellt. Bei sehr niedriger aufgeprägter

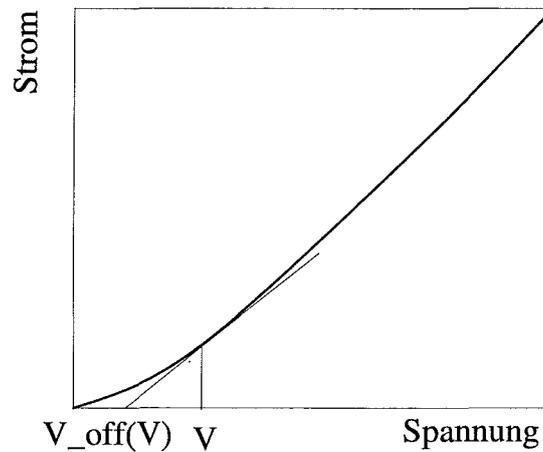


Abbildung 5.3: Auswertung der Strom-Spannungs-Kennlinie

Die hier dargestellte berechnete Strom-Spannungs-Kennlinie ist stark durch thermische Fluktuationen verschmiert. Gerade dann ist die übliche Extrapolationsmethode zur Bestimmung der Offset-Spannung  $V_{\text{off}}$  und damit der Gate-Kapazität ungenau, da die Steigung der Asymptoten von der Transportspannung  $V$  abhängig ist.

Spannung (bis  $V = e/2(C_1 + C_2)$ ) wächst die Offset-Spannung sehr schnell. In einem mittleren Bereich von 2 mV bis ca. 20 mV wächst die Offset-Spannung aus Gleichung 5.2 linear mit der Transportspannung und ist — außer von den Tunnelkontakt-Kapazitäten — auch abhängig von der Eigenkapazität<sup>2</sup> der Insel. Hier kann man durch Extrapolation den Wert  $e/C_\Sigma$  bestimmen.

Der Vollständigkeit halber soll hier auch der Bereich oberhalb der Spannungen von 20 mV erwähnt werden, der in der Arbeit von WAHLGREN et al. (1995) untersucht wird, den wir bei unseren Messungen aber nicht erreichen. In dem Regime spielt die Eigenkapazität der Insel keine Rolle mehr, die Offset-Spannung wird durch die individuelle Tunnelkontakt-Kapazität dominiert, nicht mehr durch das System Doppelkontakt. Bei einem Tunnelvorgang gewinnt ein Elektron die Energie  $\Delta E = \max(eV, k_B T)$ . NAZAROV (1989a) hat über die Unbestimmtheitsrelation eine charakteristische Zeit  $\delta t \approx \hbar/eV$  eingeführt, in der das Elektron durch einen virtuellen Tunnelvorgang „testet“, ob die Energiedifferenz  $\Delta E$  vorhanden ist. Das elektromagnetische Feld, das durch dieses virtuelle Tunneln erzeugt wird, breitet sich mit Lichtgeschwindigkeit  $c$  in der Umgebung des Tunnelkontaktes bis zu Abständen  $r = c \cdot \delta t$  aus. Hat das Feld eine Rückkopplung auf das tunnelnde Elektron, so hängt die Tunnelwahrscheinlichkeit von der elektrodynamischen Umgebung bis zum Abstand  $l = c \cdot \hbar/\Delta E$  ab, dem sogenannten Ereignis-Horizont (DELSING et al. 1989a). Spannungen oberhalb von 20 mV entsprechen bei den untersuchten

<sup>2</sup>Unter Eigenkapazität verstehen wir hier die Kapazität der Insel gegen Unendlich, die beispielsweise durch die Geometrie der Insel bestimmt wird. Die Insel ist bei den Experimenten von WAHLGREN et al. (1995) nicht kapazitiv an eine Gate-Elektrode gekoppelt.

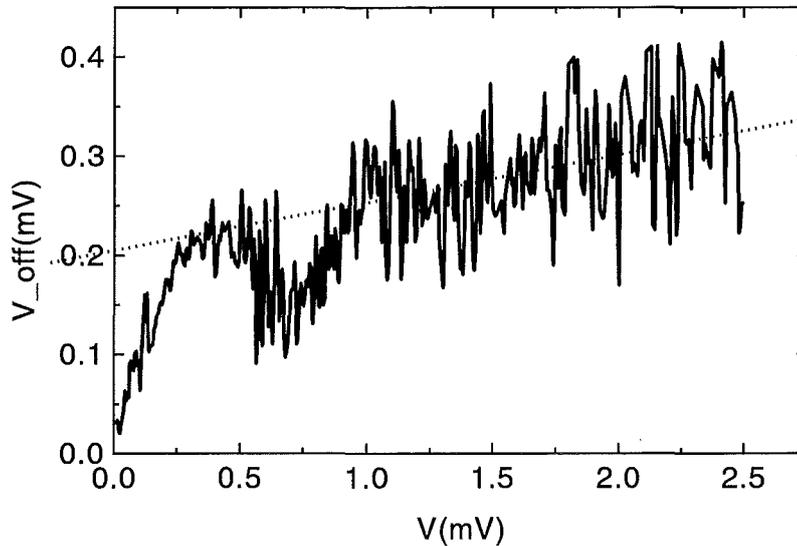


Abbildung 5.4: Die Offset-Spannung der Probe

Die lineare Extrapolation auf Null ergibt  $e/C_{\Sigma} \approx 0.205$  mV, was einer Gesamtkapazität  $C_{\Sigma} \approx 7.8 \cdot 10^{-16}$  F entspricht.

Proben einem Horizont, der gleich dem Abstand zwischen den zwei Tunnelkontakten ist ( $60 \mu\text{m}$ ). In dem Spannungsbereich verschwindet die Rückkopplung des zweiten Tunnelkontaktes auf den ersten. Die zwei Tunnelkontakte entkoppeln. Diese Abhängigkeit der Offset-Spannung von der aufgeprägten Spannung entspricht einem Übergang von der Globalen zur Lokalen Regel (siehe Kapitel 2). Bei Doppelkontakten ist im Globalen Regime  $V_{\text{off}} = e/C_{\Sigma}$  mit  $C_{\Sigma} = 2C_i + C_{\text{Insel}}$ , während im Lokalen Regime jeder Tunnelkontakt mit  $e/2C_i$  zur Offset-Spannung beiträgt. Für hinreichend große Spannungen  $V$  existiert immer ein Übergang zur Lokalen Regel, der allerdings in unseren Messungen nicht erreicht wird. Bei unserer typischen Inselgröße von  $1 \mu\text{m}$  müßte die Transportspannung  $V > 1.2$  V sein, damit die Tunnelkontakte entkoppeln.

Trägt man unsere Messung entsprechend Gleichung 5.2 auf, wie in Abbildung 5.4 dargestellt, so erhält man den erwarteten Verlauf. Zunächst steigt die Offset-Spannung sehr schnell linear an, oberhalb der Coulomb-Blockaden-Schwelspannung dann mit kleinerer konstanter Steigung. Das Minimum bei  $V = 0.8$  mV taucht auch in den Kennlinien auf, die nach der Orthodoxen Theorie berechnet worden sind, vergleiche beispielsweise mit Abbildung 2.7. Die aus dieser Darstellung bestimmte Gesamtkapazität  $C_{\Sigma} \approx 7.8 \cdot 10^{-16}$  F weicht um 40 % von dem durch die Grobauswertung bestimmten ab, der von derselben Messung stammt. Unsere Probe ist kapazitiv an eine Gate-Elektrode gekoppelt, so daß in diesem linearen Spannungsbereich hauptsächlich die Gate-Kapazität eine Rolle spielen wird, erst in zweiter Linie die Eigenkapazität der Insel. Die Tunnelkontakt-Kapazität  $C_i = (7.8 \cdot 10^{-16} - 1.05 \cdot 10^{-16})/2$  F  $\approx 3.4 \cdot 10^{-16}$  F stimmt mit dem überein, was

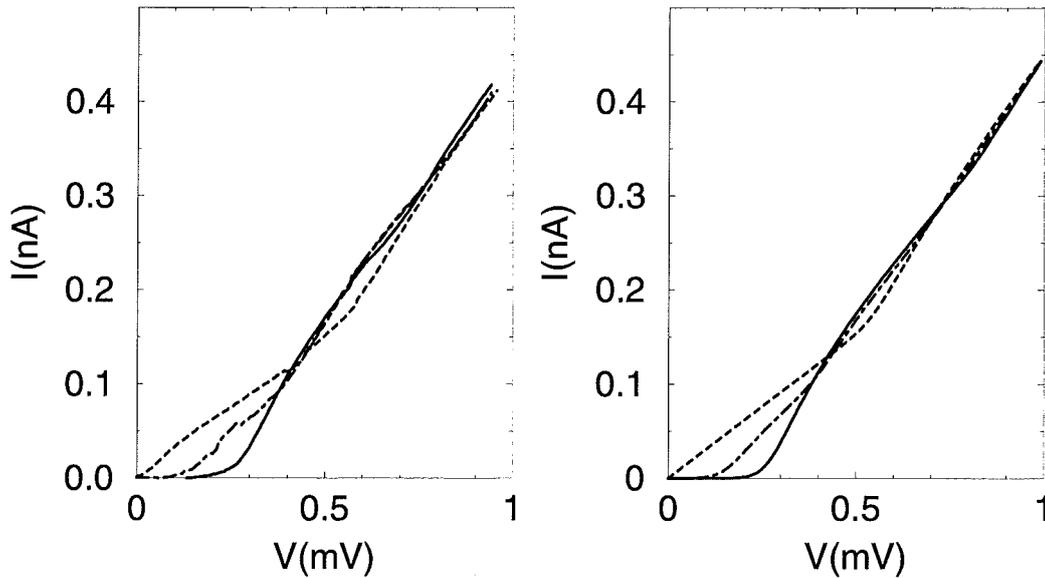


Abbildung 5.5: Strom-Spannungs-Kennlinien bei unterschiedlichen Inselladungen

Die linke Abbildung zeigt Messungen  $I(V)$  bei unterschiedlichen Gatespannungen  $U_G$  bei einer Mischkammertemperatur  $T = 30$  mK. Die durchgezogene Linie entspricht  $U_G = 0$   $\mu$ V, die strichpunktierte  $U_G = 34.4$   $\mu$ V und die gestrichelte  $U_G = 35.7$   $\mu$ V. Eine Periode in den Coulomb-Oszillationen entspricht bei dieser Probe einer Gatespannungsänderung von ungefähr  $\Delta U_G = 1.5$  mV.

Der Vergleich mit den theoretisch berechneten Kurven in der rechten Abbildung zeigt eine hervorragende Übereinstimmung. Hier entspricht die durchgezogene Kurve einer Ladung  $Q = 0$  auf der Insel, die strichpunktierte  $Q = 0.38 \cdot e$  und die gestrichelte  $Q = 0.5 \cdot e$ . Grundlage für die Berechnung sind die experimentell bestimmten Probenparameter  $R_1 = R_2 = 860$  k $\Omega$  und  $C_1 = C_2 = 2.9 \cdot 10^{-16}$  F. Für die Rechnung wurde eine Probentemperatur von 80 mK zugrundegelegt, das Kottunneln wurde nicht berücksichtigt.

man mit geometrischen Überlegungen aus elektronenmikroskopischen Aufnahmen gemäß  $C_{\text{geom}} = \epsilon A/d$  mit der Tunnelkontakt-Fläche  $A$  und der Barrierendicke  $d$  abschätzen kann. Für unsere Tunnelkontaktfläche ergibt sich mit  $\epsilon_r \approx 8$  und  $d \approx 2$  nm eine relativ große Kontaktfläche  $A \approx 100 \cdot 100$  nm<sup>2</sup>. Dieses Ergebnis entspricht auch dem Ergebnis von GEERLIGS et al. (1989), die bestimmt haben, daß für Tunnelwiderstände größer als 1 k $\Omega$  die Kapazität 0.1 fF pro 0.01  $\mu$ m<sup>2</sup> Überlappfläche (bis auf einen Faktor 2) ist. Das Bild der geometrischen Kapazität paßt gut.

Da wir eine Gate-Elektrode an die Insel gekoppelt haben, können wir gezielt das Potential der Insel verändern und damit die IV-Kennlinie beeinflussen. In Kapitel 2 ist bereits dargestellt worden, daß man — unter der Voraussetzung, daß keine Offsetladung auf der Insel vorhanden ist ( $Q_{00} = 0$ ) — bei einer Spannung von  $U_G = C_G \cdot e/2$  die Coulomb-Blockade vollständig zerstören kann, während bei einer Spannung  $U_G = 0$  oder  $U_G = ne/C_G$  die Coulomb-Blockade voll ausgeprägt ist. Bei der vollständigen Aufhebung der Blockade ist der Widerstand innerhalb der Blockade gerade doppelt so groß wie der Tunnelwiderstand  $R_{\text{max}} = 2R_T$ , d. h. man erhält als Kennlinie zwei aneinandergesetzte Geraden mit unterschiedlichen Steigungen

(siehe Abbildung 2.9). Bei vollständiger Ausprägung der Blockade erhält man das wohlbekannte Bild der Geraden mit Steigung 0 im Bereich der Coulomb-Blockade und daran anschließend die Gerade mit der Steigung des Tunnelleitwertes. Bei allen anderen Inselladungen erhält man ein Bild, das zwischen diesen beiden Extremen liegt. In Abbildung 5.5 sind Strom-Spannungs-Kennlinien  $I(V)$  bei unterschiedlichen Inselladungen  $Q$  im Bereich kleiner aufgeprägter Spannungen dargestellt, im Vergleich dazu die Kurve der Orthodoxen Theorie, die eine sehr gute quantitative Übereinstimmung zeigt. Es zeigte sich auch wieder das Problem der „Masse als Gate-Elektrode“: Schon durch das Kurzschließen der Gate-Elektrode mit Masse und das Umschalten der Gatespannung sind das Potential der Insel gegen Masse und damit die Ladungszustände  $q = ne + Q_G$  der Insel geändert worden. Es ist ein bekanntes Problem bei Experimenten an Einzelelektronen-Transistoren, daß die Inselladung — beispielsweise wegen fluktuierender Untergrundladung  $Q_{00}$  — nicht beliebig stabil ist. Die zeitliche Stabilität ist bei unseren Probe sogar sehr gut: der Zustand der voll ausgeprägten Coulomb-Blockade war über Tage hinweg stabil. So können wir die Instabilitäten des Inselpotentials auf den Masseschluß der Gate-Elektrode zurückführen. Während der Aufnahme einer IV-Kennlinie sind die beiden Extrem-Zustände  $U_G = 0 \cdot C_G$  (minimaler Strom) und  $U_G = e/2 \cdot C_G$  (maximaler Strom) sehr stabil geblieben. Bei dem Zwischenzustand  $U_G = 0.38 \cdot C_G$  zeigen dagegen die Fluktuationen auf dem gemessenen Strom, daß das Inselpotential nicht stabil war. Bei all den „Zwischenzuständen“ gab es ein Bestreben, das Potential hin zu den stabilen Extremzuständen zu ändern, der Strom „sprang“ auf eine der Kennlinien für die Extremzustände. Dieses Verhalten der Probe ist ungewöhnlich und bedarf der Überprüfung an weiteren Transistoren.

### 5.3 Coulomb-Oszillationen und die effektive Temperatur

Bei einem Einzelelektronen-Transistor kann man den Strom innerhalb der Coulomb-Blockade periodisch unterdrücken, indem man das Potential der Insel variiert. In der Strom-Gatespannungs-Kennlinie  $I(U_G)$  ergeben sich dann Strom-Peaks, die mit einer Periode  $\Delta U_G = e/C_G$  erscheinen.

Entsprechend der Variation der Gatespannung bei der Messung der IV-Kennlinien kann man die aufgeprägte Spannung  $V$  bei der Messung der  $IU_G$ -Kennlinien variieren und erhält ein Set von Coulomb-Oszillationen mit unterschiedlichen Peak-Amplituden und Peak-Halbwertsbreiten. In Abbildung 5.6 sind die Maxima der unterschiedlichen Kennlinien auf dieselben Positionen gerückt worden, damit man sie besser vergleichen kann. Durch jeden Schaltvorgang sind die Ladungszustände  $q = ne + Q_G$  auf der Insel wieder geändert worden, so daß die Peak-Position ein experimentell nicht eindeutig bestimmbarer Parameter ist. Vergleicht man die Amplitude der Peaks in Abbildung 5.6a und b mit den entsprechenden Änderungen der nach der Orthodoxen Theorie berechneten IV-Kennlinien in Abbildung 5.6c, so stellt man eine sehr gute Übereinstimmung fest. Auch die qualitative Veränderung der  $IU_G$ -Kennlinien mit der Transportspannung  $V$  stimmt mit den Berechnungen aus der Orthodoxen Theorie überein, die schon in Kapitel 2 diskutiert worden sind.

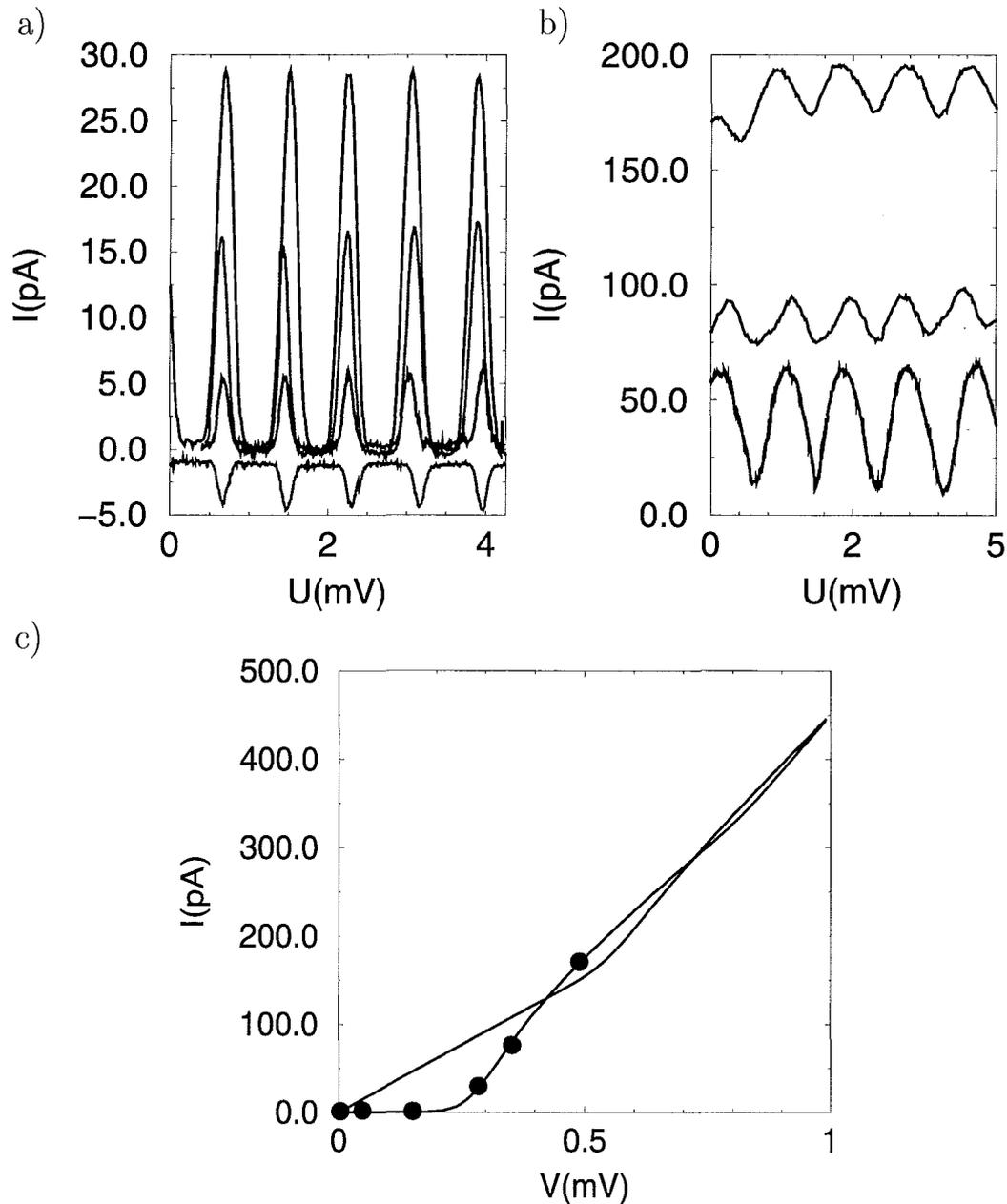


Abbildung 5.6: Strom-Gatespannungs-Kennlinien bei unterschiedlichen aufgeprägten Spannungen  $V$

Die oberen beiden Abbildungen zeigen Messungen der Coulomb-Oszillationen  $I(U_G)$  bei unterschiedlichen Transportspannungen  $V$ , links unterhalb der Coulomb-Blockaden-Schwelspannung  $V_c$  (a), rechts bei größeren Spannungen oberhalb von  $V_c$  (b). In der unteren Abbildung c) sind die entsprechenden nach der Orthodoxen Theorie berechneten IV-Kennlinien dargestellt, zwischen denen der Transistor „hin- und herschaltet“. Die Punkte markieren die zu den Abbildungen a) und b) gehörenden 6 positiven Transportspannungen. Die negative Kennlinie in Abbildung a) wird nicht berücksichtigt.

Im Spannungsbereich des Coulomb-Blockaden-Schwellwertes  $V_c$  sind die Oszillationen maximal.

**Der Transistor als Verstärker** In Kapitel 1 ist bereits auf die Eignung des SET-Transistors als Verstärker hingewiesen worden. In einem Transistor fließt ein Strom  $I_C$  von der Kollektor-Elektrode zur Emitter-Elektrode, der über die Spannung  $U_{BE}$  an der Basis beeinflusst werden kann. Beim SET-Transistor spielt die Gate-Elektrode die Rolle der Basis  $U_G = U_{BE}$ , und der Transportstrom durch die zwei Tunnelkontakte entspricht dem Kollektorstrom  $I(V) = I_C$ . Der Transistor zeichnet sich — wie der Feld-Effekt-Transistor — durch eine sehr hohe Eingangsimpedanz aus: an der Gate-Elektrode fließt kein Strom, da sie rein kapazitiv angekoppelt ist. Ein Kollektor-Strom  $I_C$  wird also durch eine Basis-Spannung  $U_{BE}$  bestimmt:  $I_C = f(U_{BE})$  (HOROWITZ und HILL 1989). So wird die verstärkende Eigenschaft des SET-Transistors natürlicherweise durch die Steilheit der Übertragungskennlinie an einem bestimmten Arbeitspunkt beschrieben:  $S = dI_C/dU_{BE} = \text{Ausgangsstrom/Eingangsspannung}$ . Einen SET-Transistor als reinen Spannungsverstärker zu nutzen, hieße, seine Vorteile nicht zu nutzen. Ideal geeignet ist er, wenn man sehr kleine Ladungsänderungen bei gleichzeitig hoher Eingangsimpedanz messen will, wenn man ihn also als Elektrometer nutzen kann, wie es LAFARGE et al. (1991) getan haben.

Aus der Kurvenschar in Abbildung 5.6 kann man die Kennlinie mit maximaler Verstärkung  $S$  herausfinden. Bei tiefen Temperaturen und einer Spannungsaufprägung im Bereich der Coulomb-Blockaden-Schwellspannung und darüber ergibt sich ein sinusförmiges Verhalten des Stroms in Abhängigkeit von der Gatespannung. Der Verlauf kann auch sägezahnartig asymmetrisch sein, wenn die Tunnelkontakt-Kapazitäten nicht gleich sind: die Steigungen der Flanken sind ein Maß für die Kapazitäten  $C_1$  und  $C_2$ . Unser Ergebnis deutet darauf hin, daß sich die Tunnelkontakt-Kapazitäten des Doppelkontaktes nicht voneinander unterscheiden. Auf den Flanken des abgerundeten Sägezahns variiert der Strom linear mit der Änderung der Gatespannung (LAFARGE et al. 1991). Die Kennlinie in Abbildung 5.7 zeigt am eingezeichneten Arbeitspunkt die maximale Verstärkung  $S = 1.3 \cdot 10^{-7}$  A/V. Das ist mit der Verstärkung  $S \approx 1 \cdot 10^{-7}$  A/V des Transistors von POTHIER (1991) vergleichbar, der als Elektrometer in dem Experiment von LAFARGE et al. (1991) genutzt wurde.

**Die Temperaturabhängigkeit** In Abschnitt 4.2 wurde bereits auf die grundsätzlichen Schwierigkeiten hingewiesen, bei SET-Bauteilen sehr tiefe Probertemperaturen zu erreichen (photon-assisted tunneling). Eine Abschätzung der in unserem Meßaufbau erreichten Probertemperatur liefert Abbildung 5.5, wo gemessene Strom-Spannungs-Kennlinien den entsprechenden nach der Orthodoxen Theorie berechneten gegenübergestellt werden. Der Vergleich zeigt, daß die Probertemperatur bei etwa 80 mK liegt. Allerdings ist diese Art der Temperaturbestimmung sehr unzuverlässig, denn bei der Orthodoxen Theorie wird das Kotunneln nicht berücksichtigt, das in Abschnitt 2.4.3 eingeführt wurde.

Geeigneter zur Temperaturbestimmung ist die Auswertung von temperaturabhängig gemessenen Coulomb-Oszillationen nach GEERLIGS et al. (1994), bei denen auch das Kotunneln berücksichtigt werden kann, wie im folgenden erläutert werden soll. Bei sehr tiefen Temperaturen sind die Strom-Peaks der Coulomb-Oszillationen sehr schmal, sie verbreitern sich mit steigender Temperatur. Dies ist auch intuitiv zu

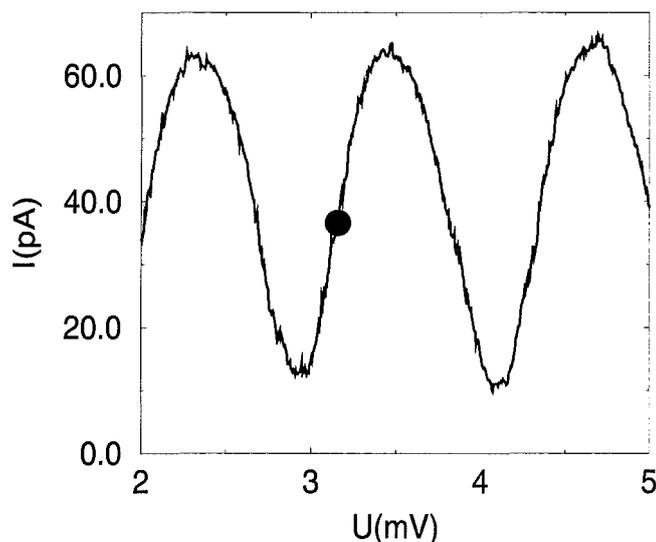


Abbildung 5.7: Strom-Gatespannungs-Kennlinie mit maximaler Transistor-Verstärkung

*Diese gemessene  $IU_G$ -Kennlinie liegt nahe an der mit maximaler Amplitude. Eingezeichnet ist der Arbeitspunkt für die Funktion als verstärkender Transistor.*

verstehen, wenn man die Strom-Spannungs-Kennlinien  $I(V)$  bei unterschiedlichen Temperaturen in Abbildung 2.7 betrachtet: die erhöhte thermische Energie führt zu einer größeren Verschmierung der Kurven und damit in den  $IU_G$ -Kennlinien zu einem breiteren leitenden Bereich. Bei Temperaturen, die nicht mehr klein gegen  $E_{ch}/k_B$  sind, existiert bereits kein Spannungsbereich mehr, in dem kein Strom fließt.

Bei sehr niedriger aufgeprägter Spannung  $V \ll V_c$ , also kleiner Energie  $eV$  (Linear-Response-Regime), erscheint der Coulomb-Oszillations-Peak nur für *einen* bestimmten Ladungszustand  $q = ne + Q_G$  der Insel oder auch ein bestimmtes Fermi-niveau, das durch die Gatespannung kontrolliert wird. Die stabile Überschussladung der Insel ist  $n = 0$  und kann sich durch Tunneln um  $\Delta n = 1$  ändern. Dann werden Elektronen abwechselnd auf die Insel und wieder von ihr weg tunneln. Diese Situation ist theoretisch genauer berechnet worden. In metallischen Systemen, wie wir sie hier auch untersuchen, trägt ein Kontinuum von Energie-Niveaus auf der Insel zur Leitfähigkeit bei. Von I. O. KULIK und SHEKTER (1989) wurde erstmalig der Leitwert der Insel beschrieben:

$$G = G_{\max} \frac{\Delta E/k_B T}{\sinh(\Delta E/k_B T)}. \quad (5.3)$$

$G_{\max} = 1/R_{\max}$  ist die maximale Leitfähigkeit an der Stelle des Strompeaks der  $IU_G$ -Kennlinie bei Transportspannungen  $V < V_c$ :  $G_{\max} = G_1 G_2 / 2(G_1 + G_2)$  mit den Leitfähigkeiten  $G_1$  und  $G_2$  der beiden begrenzenden Tunnelkontakte.  $\Delta E$  ist die minimale Energie, die für einen Tunnelvorgang aufgebracht werden muß:

$$\Delta E = e \frac{C_G}{C_{\Sigma}(U_G - U_0^{(n)})}$$

mit der Gatekapazität  $C_G$ , der Gesamtkapazität  $C_\Sigma$  der Insel und den Peak-Positionen  $U_0$ , die jeweils einen Abstand von  $\Delta U_G = e/C_G$  haben. Dies gilt unter der Voraussetzung, daß die Energieniveaus kontinuierlich verteilt sind, also  $k_B T \gg$  Niveauabstand.

Diese Formel berücksichtigt nicht das Kotunneln (AVERIN und NAZAROV 1990), das beschrieben wird durch:

$$G = G_{\max} \frac{\hbar(G_1 + G_2)}{3e^2} (k_B T)^2 \frac{1}{(e \frac{C_G}{C_\Sigma})^2 [(U_G - U_0^{(n)})^2 + (\Delta U_G - |U_G - U_0^{(n)}|)^2]}. \quad (5.4)$$

Diese beiden Bereiche, die Leitwertmaxima nach Gleichung 5.3, die durch das klassische sequentielle Tunneln bestimmt werden, und die Minima nach Gleichung 5.4, die durch das Kotunneln bestimmt werden, werden von AVERIN (1994) miteinander verbunden:

$$G = \frac{\hbar G_1 G_2}{8k_B T \pi e^2} \int dx \left( \frac{x}{\sinh(x/2k_B T)} \right)^2 \left| \frac{1}{E_1 + x + i\gamma_1} + \frac{1}{E_2 - x + i\gamma_2} \right|^2. \quad (5.5)$$

Diese Formel beschreibt den Übergang zwischen „klassischem“ Tunneln und dem Kotunneln in der Gatespannungsabhängigkeit des Leitwerts  $G(U_G)$  mit aufgeprägter Spannung  $V = 0$ . Die Indizes 1 und 2 stehen für die beiden Tunnelkontakte.  $E_1$  und  $E_2$  sind die Energiedifferenzen, die beim Besetzen des Zwischenzustandes auf der Insel auftreten. Sie sind in Abbildung 2.11 bereits definiert worden. Es muß natürlich gelten  $E_1 + E_2 = E_{ch}$ . Ist die Gatespannung  $U_G$  in der Nähe eines Maximums  $U_0$ , so gilt  $E_1 = e \frac{C_G}{C_\Sigma} |U_G - U_0^{(n)}|$  und  $E_2 = E_{ch} - E_1$ .  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  sind die Tunnelraten aus diesen Zuständen heraus:  $\gamma_1 = \frac{\hbar}{2e^2} (G_1 + G_2) E_1 \coth(\frac{E_1}{2k_B T})$  und  $\gamma_2 = \frac{\hbar}{2e^2} (G_1 + G_2) E_2$ .

Der Zusammenhang 5.5 ist ein Ausdruck, der es ermöglicht, aus Experimenten die effektive Temperatur der Probe zu bestimmen, da er das Kotunneln vollständig mitberücksichtigt<sup>3 4</sup>. Der Tunnelwiderstand  $R_T = R_1 + R_2 = (G_1 + G_2)/G_1 G_2$  und die Kapazitäten  $C_\Sigma$  und  $C_G$  sind bereits aus den Experimenten bekannt, so daß als freie Fitparameter nur noch die Temperatur  $T$  und der Leitwert  $G_2$  bleiben, wenn man  $G_1/G_2$  über  $R_T$  festlegt. Ein kleiner Unterschied zwischen  $G_1$  und  $G_2$  macht sich in der Anpassung der Theorie nicht stark bemerkbar. Allerdings sollten sich die Leitwerte der einzelnen Tunnelkontakte bei unseren Doppelkontakten, deren Tunnelkontakt-Kapazitäten gleich sind, auch nicht stark voneinander unterscheiden. Das ist typisch für Proben, die mit Schattenbedampfung hergestellt werden.

Da wir nur in DC-Technik messen konnten, sind an der Probe keine temperaturabhängigen Leitwertmessungen, sondern ausschließlich Strom-Spannungs-

<sup>3</sup>Da die störungstheoretischen Berechnungen des Kotunnelns für  $eV \rightarrow E_{ch}$  divergieren, ist der Einfluß dieses wichtigen Tunnelprozesses zweiter Ordnung in dem Bereich der Coulomb-Blockaden-Schwellschwellspannung der Strom-Spannungs-Kennlinie unbekannt, wo sich gleichzeitig auch die Temperaturverschmierung in einer Abrundung bemerkbar macht. Die beiden Effekte lassen sich also nicht voneinander trennen.

<sup>4</sup>Ein grundsätzlich anderer Ansatz wäre, Meßkurven im Bereich oberhalb der Coulomb-Blockade zu fitten, wo das Kotunneln im Vergleich zum sequentiellen Tunneln keine Rolle mehr spielt. Allerdings ist dort auch die Temperaturabhängigkeit nur noch schwach.

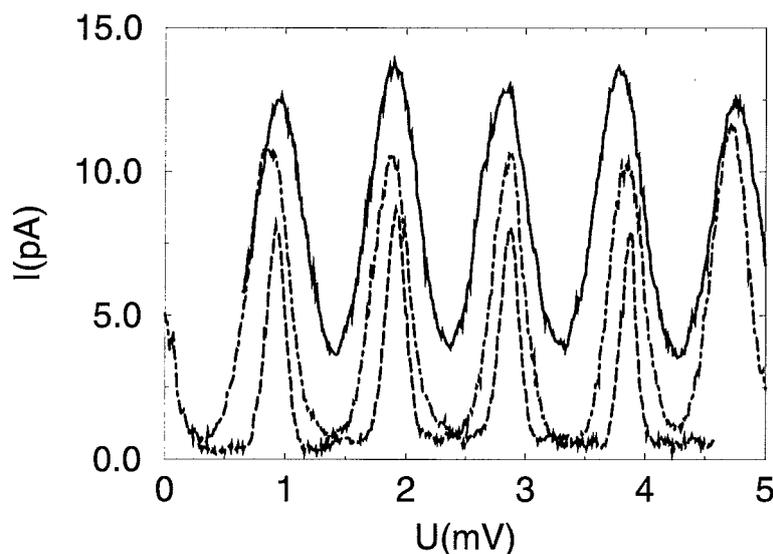


Abbildung 5.8: Strom-Gatespannungs-Kennlinien bei unterschiedlichen Mischkammertemperaturen

Die Mischkammertemperatur bei der gestrichelten Meßkurve beträgt 30 mK, bei der strichpunktierten 210 mK und bei der durchgezogenen 390 mK. Die Transportspannung ist  $V \approx 20 \mu\text{V}$ .

Messungen gemacht worden, die in Abbildung 5.8 dargestellt sind. Im Bereich kleiner Transportspannungen kann man den maximalen Strom  $I_{\text{max}}$  allerdings immer in den Leitwert  $G_{\text{max}}$  umskalieren über:

$$G_{\text{max}} = \frac{I_{\text{max}}}{V_{\text{bias}}} \quad \text{mit} \quad \frac{1}{G_{\text{max}}} = R_{\text{max}} = 2R_{\mathcal{T}}.$$

Die Rechnungen von AVERIN (1994) wurden für das Linear-Response-Regime durchgeführt, das bedeutet bei Experimenten in Lock-In-Technik für Spannungsvariationen  $dV = 0$  bei einer DC-Transportspannung  $V = 0$ . Das ist meßtechnisch nicht zu erfüllen. Bei den ganz tiefen Temperaturen ergeben sich dann eventuell Abweichungen aufgrund von Nicht-Gleichgewichtszuständen.

Was ist in diesem Zusammenhang mit Nicht-Gleichgewichtszuständen gemeint? Eine der Voraussetzungen für die Orthodoxe Theorie ist, daß die Energie-Relaxation der tunnelnden Elektronen so schnell geschieht, daß man eine Fermi-Verteilung für die Elektronen mit entsprechender konstanter Elektronentemperatur (die der Substrattemperatur entspricht) annehmen kann. Bei realen Experimenten trifft diese Voraussetzung nicht zu. Die Raten der Elektron-Elektron- und Elektron-Phonon-Wechselwirkungen sind bei tiefsten Temperaturen sehr klein, so daß die Elektronentemperatur von der Substrattemperatur abweichen kann. Von KAUTZ et al. (1993) wurde festgestellt, daß die Temperatur der Insel von der der äußeren Elektroden abweichen kann. Hauptursache dafür ist der mangelhafte Wärmetransport von den Elektronen zu den Phononen der Insel<sup>5</sup>. Dieses Ungleichgewicht

<sup>5</sup>Der Effekt wird nach VERBRUGH (1995) vermindert, wenn man die Inselgröße groß wählt.

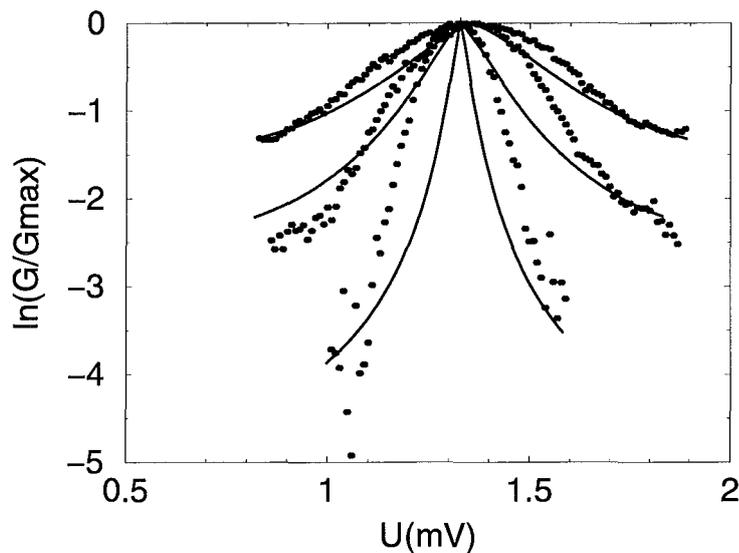


Abbildung 5.9: Gemessene und berechnete Strom-Gatespannungs-Kennlinien bei unterschiedlichen Temperaturen

Dies ist eine logarithmische Darstellung des Stroms gegen die Gatespannung, normiert auf den maximalen Strom  $I$  der Peaks in der Coulomb-Blockade. Die Messungen erfolgten bei einer Transportspannung  $V = 50 \mu\text{V}$ . Die Punkte stellen die gemessenen Peaks aus Abbildung 5.8 dar. Die Mischkammertemperaturen waren bei den einzelnen Messungen 30 mK, 210 mK und 390 mK. Die durchgezogenen Linien sind die nach Gleichung 5.5 berechneten. Aus den Fits ergeben sich die Temperaturen 70 mK, 270 mK und 520 mK.

macht sich in Abweichungen der gemessenen Strom-Spannungs-Kennlinien von den theoretisch berechneten bemerkbar (KOROTKOV et al. 1994).

Zur Abschätzung der Wärmeenergie, die in einem Einzelektronen-Transistor auftritt, soll nun zunächst die gesamte Wärme-Leistung  $P = IV$  berechnet werden. Bei einer Spannung im Bereich der Coulomb-Blockaden-Schwellspannung ( $V = 1 \text{ mV}$ ) tritt ein Strom  $I = V/R_{\mathcal{T}}$  auf. Mit  $R_{\mathcal{T}} = 10^5 \text{ Ohm}$  ergibt sich eine Leistung von  $P = 10^{-11} \text{ W}$ , die im wesentlichen an den Tunnelkontakten abfällt. Auch bei kleineren Spannungen und größeren Widerständen ist die Leistung nicht kleiner als  $10^{-14}$  bis  $10^{-13} \text{ W}$ . Diese Leistungen sind nicht so groß, daß sie zur Erwärmung des Substrates führen können, so daß die Substrattemperatur als konstant auf Mischkammer-Temperatur angenommen werden kann. Ebenso werden auch die äußeren Elektroden nicht erwärmt. Verliert ein auf die Insel tunnelndes Elektron die Energie durch Elektron-Elektron-Wechselwirkung mit den anderen Elektronen auf der Mittelelektrode, so führt dies zu einer Thermalisierung des Elektronengases auf der Insel. Danach wird die Wärmeenergie auf die Phononen der Insel übertragen. (Bei höheren Spannungen geschieht die Energieübertragung hauptsächlich direkt durch Elektron-Phonon-Wechselwirkung.) Der weitere Wärmetransport kann über Phononen durch die Tunnelbarrieren in die äußeren Elektroden erfolgen, da die Barrierendicke kleiner ist als die Phononen-Wellenlänge und die Barriere daher transparent für Phononen ist. Oder die Wärme wird in das Substrat transportiert,

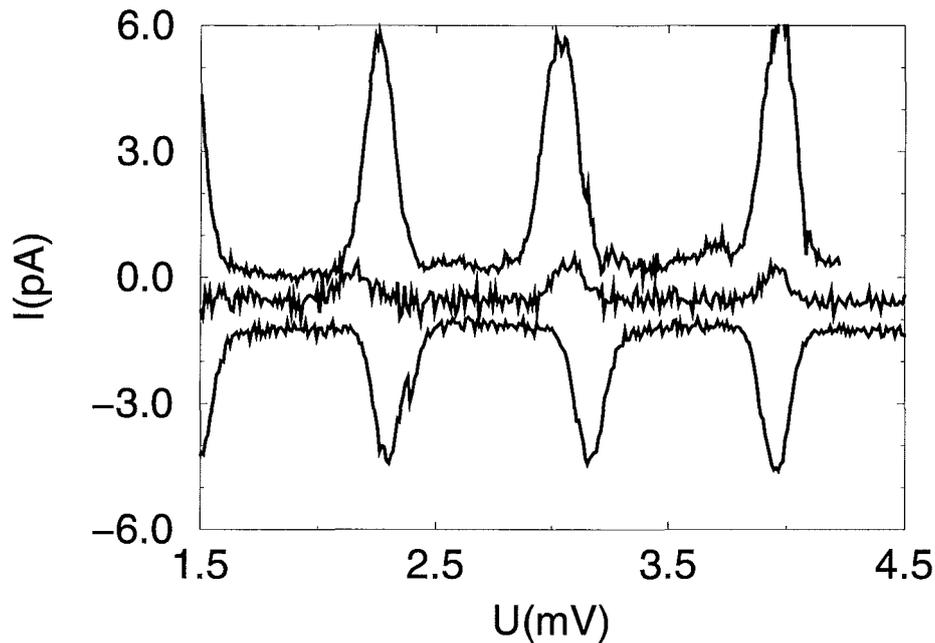


Abbildung 5.10: Coulomb-Oszillationen  $I(U_G)$  bei sehr niedriger Transportspannung

was durch den Kapitza-Widerstand zwischen Substrat und Probe und durch die thermische Leitfähigkeit des Substrates begrenzt ist. Eine Abkühlung tritt auch auf, wenn ein Elektron wieder von der Insel wegtunnelt. KOROTKOV et al. (1994) haben für metallische Einzelektronen-Transistoren beträchtliche Heizeffekte für eine Wärmeentwicklung von  $P > 10^{-16}$  W berechnet, d. h. in allen experimentell relevanten Fällen. Diese Heizeffekte führen im Bereich der Coulomb-Blockade-Schwelspannung zu signifikanten Abrundungen der IV-Kennlinien im Vergleich zu den nach der Orthodoxen Theorie berechneten.

Die Anpassung des theoretischen Modells 5.5 erwies sich bei unseren gemessenen Kurven als sehr schwierig. In Abbildung 5.9 sind die drei Meßkurven zusammen mit den berechneten Kurven in logarithmischer Darstellung, jeweils normiert auf den maximalen Strom  $I_{\max}$  dargestellt. Gerade bei tiefen Temperaturen ergeben sich starke Abweichungen, die gemessenen Peaks sind unten zu schmal und oben zu breit. Diese Abweichungen sind auch schon von GEERLIGS et al. (1994) gefunden worden, allerdings nicht in dem Ausmaß. Dort wurden sie zurückgeführt auf Heizeffekte in der Probe und Nicht-Gleichgewichtszustände. Bei unseren Proben spielt sicher die deutlich zu große Gate-Kapazität eine Rolle, die nicht mehr den Voraussetzungen für die Berechnungen entspricht. Berücksichtigt man den Einfluß der zu hohen Gate-Kapazität, so ergibt sich nach Gleichung 5.1 für die Temperatur dieser Probe ein Skalierungsfaktor  $T = T_0(1 + c/2) = T_0 \cdot 1.33$  mit einer Gate-Kapazität  $C_G = 1.05 \cdot 10^{-16}$  F und einer Gesamtkapazität  $C_\Sigma = 7.8 \cdot 10^{-16}$  F. Die Fit-Ergebnisse in Abbildung 5.9 spiegeln diese Skalierung wider: die Temperatur ist systematisch um etwa diesen Faktor zu hoch. Das deutet darauf hin, daß die Proben temperatur um einen konstanten *temperaturun-*

*abhängigen* Faktor skaliert worden ist und daß die Probertemperatur bei unserem Meßaufbau niedriger als 80 mK ist. Diese sehr interessante Abhängigkeit der „effektiven“ Probertemperatur von der Gate-Kapazität ist unseres Wissens noch nicht systematisch untersucht worden.

Sicher ausschließen können wir, daß das Rauschen unseres Meßaufbaus solch eine Temperaturerhöhung verursacht hat. In Abbildung 5.10 ist die Meßauflösung anhand der Coulomb-Oszillationen bei sehr niedrigen Transport-Spannungen illustriert. Selbst bei den Oszillationen mit der kleinsten Amplitude von ca. 1 pA ist das Signal-Rausch-Verhältnis besser als 2:1. Das Stromrauschen beträgt ca. 200 fA rms bei einer effektiven Bandbreite von ca. 2 kHz. An der Auflösung des Meßaufbaus gibt es also nicht mehr viel zu verbessern.

Nach diesen Messungen, die in hervorragender Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen anderer Gruppen und mit theoretischen Berechnungen stehen, können wir feststellen, daß die Mikrowellenfilterung durch die THERMO-COAX-Kabel bei tiefsten Temperaturen das richtige Konzept für unsere experimentellen Voraussetzungen (wenig Platz bei tiefen Temperaturen) darstellt.

# Zusammenfassung 6

---

Nachdem Likharev im Jahre 1988 eine Elektronik vorgeschlagen hat, die auf Einzelladungseffekten beruht, die sogenannte *Single electronics*, ist die Herstellung und experimentelle Untersuchung nanostrukturierter Bauteile immer weiter fortgeschritten. Ein interessantes System dieser Nanoelektronik ist der Einzelelektronen-Transistor oder SET-Transistor. In ihm fließt ein Strom von der Drain-Elektrode über zwei ultrakleine Tunnelkontakte zur Source-Elektrode. Das Potential des Leiterstücks zwischen den beiden Kontakten, der Insel, kann zusätzlich durch eine kapazitiv gekoppelte Gate-Spannung beeinflusst werden. Da die Kapazitäten der Tunnelkontakte sehr klein sind ( $\leq 10^{-15}$  F), kann die Energie, die für das Tunneln eines Elektrons aufgewandt werden muß, groß gegen andere typische Energieskalen des Systems sein. Daher kann es bei kleinen Transportspannungen zu einer vollständigen Blockade des Stroms durch den Transistor kommen, zur Coulomb-Blockade. Ein weiteres interessantes Phänomen des SET-Transistors ist die Periodizität des Stroms innerhalb der Coulomb-Blockade — abhängig von dem eingestellten Potential der Insel (Coulomb-Oszillationen).

Diese Arbeit umfaßt die Entwicklung und den Aufbau der Herstellung von metallischen Einzelelektronen-Transistoren und ihrer experimentellen Untersuchung bei sehr tiefen Temperaturen.

Es wurden Aluminium-Aluminiumoxid-Aluminium-Transistoren nach einem Verfahren hergestellt, das die hochauflösende Elektronenstrahlolithographie mit einer Schattenbedampfungstechnik kombiniert. Dazu konnte der Elektronenstrahlenschreiber am IMT des Forschungszentrums Karlsruhe genutzt werden, mit dessen hochauflösender Erweiterung eine Auflösung von 5 nm in der Aufdampfmaske erreicht wird. Für die Aufdampfmaske ist ein Zweilagigen-Resist-System entwickelt worden, das für die Schattenbedampfung geeignet ist. Die Verdampfung des Aluminiums erfolgt durch thermische Verdampfung in einer kleinen Aufdampfkammer, in der die Aluminiumschichten kontrolliert oxidiert werden können. Die Qualität der Schichten ist sehr zufriedenstellend. Mit dieser Methode ist es gelungen, Tunnelkontakte mit einer Kapazität im  $10^{-16}$  F-Bereich herzustellen.

Bei tiefsten Temperaturen ( $T < 100$  mK) werden in einem  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostaten Strom-Spannungs-Kennlinien der Transistoren aufgenommen. Dazu wird eine Gleichspannung mit einer Auflösung im nV-Bereich aufgeprägt und ein Strom mit einer Auflösung bis 100 fA gemessen (2-Kontakt-Geometrie).

Als besondere experimentelle Schwierigkeit erweist sich das Photon-assisted Tunneling, bei dem einzelne Tunnelvorgänge durch eingestrahelte Photonen induziert werden können. Dieses Phänomen verwäscht die Einzelelektroneneffekte und

äußert sich somit in einer Erhöhung der „effektiven Temperatur“ der Probe. Die Photonen mit Frequenzen bis in den THz-Bereich hinein, beispielsweise die 4-K-Strahlung des umgebenden Heliumbades, müssen durch eine geeignete Filterung von der Probe ferngehalten werden. Es werden unterschiedliche Filtertypen vorgestellt. Am effektivsten und am besten geeignet für das geringe Platzangebot unseres Toploading-Kryostaten sind sehr dünne Koaxkabel, von denen pro Zuleitung ein Meter in der Mischkammer des Kryostaten verlegt worden ist. Zusätzlich ist eine mikrowellendichte Abschirmung der Probe bei tiefen Temperaturen notwendig. Mit diesen Maßnahmen konnte die effektive Temperatur der Probe von 250 mK auf unter 100 mK gesenkt werden.

Darüber hinaus ist für die Messungen von Strömen im 1 pA-Bereich die korrekte Erdung, Schirmung und Hochfrequenzfilterung des Meßaufbaus nicht zu vernachlässigen. In diesem Zusammenhang ist ein spezielles elektronisches Bauteil (SET-Verstärker) entwickelt worden, mit dem man Spannungen im nV-Bereich aufprägen und kleinste Ströme messen kann.

Mit diesem Meßaufbau ist es gelungen, an mehreren Transistoren Coulomb-Blockaden (Verschwinden des Tunnelstroms bei sehr kleinen Transportspannungen) und Coulomb-Oszillationen (Abhängigkeit des Tunnelstroms von dem Potential der Insel) reproduzierbar und mit einer Auflösung im 100-fA-Bereich zu messen. Da alle untersuchten Transistoren sehr hochohmig waren und sehr kleine Tunnelkapazitäten besaßen, befanden sie sich immer im sog. Ladungsregime. Die Messungen weisen eine sehr gute quantitative Übereinstimmung mit der Theorie auf. Die Strom-Spannungs-Kennlinien zeigen einen Bereich, in dem der Strom vollständig verschwindet, im Bereich der Schwellspannung — wie zu erwarten — durch die Temperatur verschmiert. Die aus der Kennlinie bestimmten Probenparameter Tunnelwiderstand und Tunnelkapazität stimmen mit Berechnungen aus der rein geometrischen Überlappfläche des Tunnelkontaktes (aus elektronenmikroskopischen Aufnahmen) überein. Je nach aufgeprägter Transportspannung zeigen die Coulomb-Oszillationen unterschiedliche Amplituden, Halbwertsbreiten und Offset-Ströme, quantitativ passend zu den Strom-Transportspannungs-Kennlinien. Mit steigender Temperatur werden die Coulomb-Oszillationen bei sehr kleinen Transportspannungen immer breiter, bis der Bereich verschwindenden Stroms nicht mehr vorhanden ist. Von scharfen Peaks geht die Kurvenform über in einen Sägezahn. Auch dies wird von der Theorie vorhergesagt.

Insbesondere werden die Messungen an einem Transistor ausführlicher dargestellt, der eine sehr große effektive Kapazität zwischen der Insel und der Gate-Elektrode besitzt und damit nur eingeschränkt der Orthodoxen Theorie des Einzelelektronentunnels gehorcht. Die größere Gate-Kapazität äußert sich in einer scheinbaren Erhöhung der Temperatur des Transistors im Vergleich zu Berechnungen nach der Orthodoxen Theorie. Die Proben-Temperatur ist durch Anpassen eines theoretischen Modells, das auch Tunnelprozesse höherer Ordnung (Kotunneln) berücksichtigt, ermittelt worden. Daß der Gültigkeitsbereich der Orthodoxen Theorie verlassen wurde, wirkte sich auch in starken Abweichungen der theoretischen Berechnungen von den Messungen aus. Das Skalierungsverhalten ist ein interessanter, bisher noch nicht untersuchter Effekt, der in Zukunft systematischer überprüft werden soll, besonders im Hinblick auf den Übergang zur Orthodoxen Theorie.

# Literatur

---

- AHMED, H. und NAKAZATO, K. (1996). Single-electron devices. *Microelectronic Engineering*, **32**, 297–315.
- ALTMAYER, S., HAMIDI, A., SPANGENBERG, B. und KURZ, H. (1997). 77 K single electron transistors fabricated with 0.1  $\mu\text{m}$  technology. *J. Appl. Phys.*, **81**, 8118–8120.
- ANDREEV, A. A. (1964). *Sov. Phys. JETP*, **19**, 1228.
- AVERIN, D. V. (1994). Periodic conductance oscillations in the single-electron tunneling transistor. *Physica B*, **194–196**, 979–980.
- AVERIN, D. V. und LIKHAREV, K. K. (1991). Single electronics: a correlated transfer of single electrons and Cooper pairs in systems of small tunnel junctions. In ALTSHULER, B. L., LEE, P. A. und WEBB, R. A., Hg., *Mesoscopic Phenomena in Solids*, S. 173–271. Elsevier Science Publishers B. V., Niederlande.
- AVERIN, D. V. und LIKHAREV, K. K. (1992). Possible applications of the single charge tunneling. In GRABERT, H. und DEVORET, M. H., Hg., *Single charge tunneling — Coulomb blockade phenomena in nanostructures*, S. 311–332. Plenum Press, New York.
- AVERIN, D. V. und NAZAROV, Y. V. (1989). *PRL*, **65**, 2446.
- AVERIN, D. V. und NAZAROV, Y. V. (1990). Virtual electron diffusion during quantum tunneling of the electric charge. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 2446–2449.
- BARNER, J. B. und RUGGIERO, T. (1987). Observation of the incremental charging of Ag particles by single electrons. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 807–900.
- VAN BENTUM, P. J. M., SMOKERS, R. T. M. und VAN KEMPEN, H. (1988). Incremental charge of single small particles. *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 2543–2546.
- BUCKEL, W. (1990). *Supraleitung*. VCH.
- CALDEIRA, A. O. und LEGGETT, A. J. (1983). Quantum tunneling in a dissipative system. *Ann. Phys.*, **149**, 374–456.
- CHANG, T. H. P., KERN, D. P., KRATSCHEMER, E., LEE, K. Y., LUHN, H. E., MCCORD, M. A., RISHTON, S. A. und VLADIMIRSKY, Y. (1988). Nanostructure Technology. *IBM J. Res. Develop.*, **32**, 462–493.
- CLELAND, A. N., ESTEVE, D., URBINA, C. und DEVORET, M. H. (1992). Very low noise photodetector based on the single electron transistor. *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 2820–2822.
- CLELAND, A. N., SCHMIDT, J. M. und CLARKE, J. (1990). charge fluctuations in small-capacitance junctions. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 1565–1568.

- DELSING, P. (1990). *Single Electron Tunneling in Ultrasmall Tunnel Junctions*. Dissertation, Göteborg.
- DELSING, P., LIKHAREV, K., KUZMIN, L. S. und CLAESON, T. (1989a). Effect of high-frequency electrodynamic environment on the single-electron tunneling in ultrasmall junctions. *Phys. Rev. Lett.*, **63**, 1180–1183.
- DELSING, P., LIKHAREV, K., KUZMIN, L. S. und CLAESON, T. (1989b). Time-correlated single-electron tunneling in one-dimensional arrays of ultrasmall tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, **63**, 1861–1864.
- DEVORET, M. H., ESTEVE, D., GRABERT, H., INGOLD, G.-L., POTHIER, H. und URBINA, C. (1990). Effect of the electromagnetic environment on the Coulomb-Blockade in ultrasmall tunneljunctions. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 1824–1827.
- DOLAN, G. J. (1977). Offset masks for lift-off photoprocessing. *Appl. Phys. Lett.*, **31**, 337–339.
- FIELD, M., SMITH, C. G., PEPPER, M., BROWN, K. M., LINFIELD, E. H., GRIMSHAW, M. P., RITCHIE, D. A. und JONES, G. A. C. (1996). Coulomb blockade as a noninvasive probe of local density of states. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 350–353.
- FULTON, T. A. und DOLAN, G. J. (1987). Observation of single-electron charging effects in small tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 109–112.
- FULTON, T. A., GAMMEL, P. L. und DUNKLEBERGER, L. N. (1991). Determination of Coulomb-blockade resistances and observation of the tunneling of single electrons in small-tunnel-junction circuits. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3148–3151.
- GEERLIGS, L. J. (1990). *Classical and Quantum Charge Dynamics in Small Tunnel Junctions*. Dissertation, TU Delft.
- GEERLIGS, L. J., ANDEREGG, V. F., HOLWEG, P. M., MOOIJ, J. E., POTHIER, H., URBINA, D. E. C. und DEVORET, M. H. (1990a). Frequency-Locked Turnstile Device for single electrons. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 2691–2694.
- GEERLIGS, L. J., ANDEREGG, V. F., VAN DER JEUGD, C. A., ROMIJN, J. und MOOIJ, J. E. (1989). Influence of dissipation on the Coulomb blockade in small tunnel junctions. *Europhys. Lett.*, **10**, 79–85.
- GEERLIGS, L. J., ANDEREGG, V. F. und MOOIJ, J. E. (1990b). Tunneling time and offset charging in small tunnel junctions. *Physica B*, **165/166**, 973–974.
- GEERLIGS, L. J., AVERIN, D. V. und MOOIJ, J. E. (1990c). Observation of macroscopic quantum tunneling through the Coulomb energy barrier. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 3037–3040.
- GEERLIGS, L. J., MATTERS, M. und MOOIJ, J. E. (1994). Coulomb oscillations in double metal junctions. *Physica B*, **194–196**, 1267–1268.
- GIAEVER, I. und ZELLER, H. R. (1968). Superconductivity of small tin particles measured by tunneling. *Phys. Rev. Lett.*, **20**, 1504–1507.
- GIRVIN, S. M., GLAZMAN, L., JONSON, M., PENN, D. R. und STILES, M. D. (1990). Quantum fluctuations and the single-junction Coulomb-blockade. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 3183–3186.
- GLATTLI, D. C., JACQUES, J., KUMAR, A., PARI, P. und SAMINADAYAR, L. (1997). A noise detection scheme with 10 mK noise temperature resolution for semiconductor single electron tunneling devices. *J. Appl. Phys.*, **81**, 7350–

- 7356.
- GLATTLI, D. C., PASQUIER, C., MEIRAV, U., WILLIAMS, F. I. B., JIN, Y. und ETIENNE, B. (1991). Co-tunneling of the charge through a 2-D electron island. *Z. Phys. B - Condensed Matter*, **85**, 375–380.
- GOSH, R. N., WILLIAMS, E. R., CLARK, A. F. und SOULEN, JR., R. J. (1994). Cryogenic precision capacitance bridge using a single electron tunneling electrometer. *Physica B*, **194–196**, 1007–1008.
- GÖTZ, M., THIEME, P., BLÜTHNER, K., KRECH, W., BORN, D., GÖTZ, S., FUCHS, H.-J., KLEY, E.-B., WAGNER, T. und ESKA, G. (1994). Preparation of small-area Al/AlO/Al tunnel junctions in a self-aligned in-line technology and observation of the Coulomb blockade. *Journal de Physique IV*, **4**, C6–223–228.
- GRABERT, H., INGOLD, G.-L., DEVORET, M. H. und ESTEVE, D. (1991). Single electron tunneling rates in multijunction circuits. *Z. Phys. B - Condensed Matter*, **85**, 143–155.
- GUO, L., LEOBANDUNG, E. und CHOU, S. Y. (1997). A silicon single-electron transistor memory operating at room temperature. *Science*, **275**, 649–651.
- HANNA, A. E., TUOMINEN, M. T. und TINKHAM, M. (1992). Observation of elastic macroscopic quantum tunneling of the charge variable. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 3228–3231.
- HARMANS, K. (1992). Next electron, please... *Physics world*, S. 50–53.
- HEKKING, F. W. J., SCHÖN, G. und AVERIN, D. V., Hg. (1994). *Mesoscopic Superconductivity*. Elsevier Science Publishers B. V., Niederlande, Proc of the NATO Advanced Research Workshop held in Karlsruhe, 24–28 May 1994.
- HERGENROTHER, J. M., LU, J. G. und TINKHAM, M. (1995a). The single-electron transistor as an ultrasensitive microwave detector. *IEEE Trans. appl. supercond.*, **5**, 2604–2607.
- HERGENROTHER, J. M., LU, J. G., TUOMINEN, M. T., RALPH, D. C. und TINKHAM, M. (1995b). Photon-activated switch behaviour in the single-electron transistor with a superconducting island. *Phys. Rev.*, **B 51**, 9407–9410.
- HOROWITZ, P. und HILL, W. (1989). *The art of electronics*. Cambridge University Press.
- VAN HOUTEN, H. und BEENAKKER, C. (1996). Quantum point contacts. *Physics Today*, **49**, 22–29.
- HUNT, B. D. und BUHRMAN, R. A. (1981). A multilayer, high resolution, ion-bombardement-tolerant electron resist system. *J. Vac. Sci. Technol.*, **19**, 1308–1312.
- INGOLD, G.-L. und NAZAROV, Y. V. (1992). Charge tunneling rates in ultrasmall junctions. In GRABERT, H. und DEVORET, M. H. , Hg., *Single charge tunneling — Coulomb blockade phenomena in nanostructures*, S. 311–332. Plenum Press, New York.
- INGOLD, G.-L., WYROWSKI, P. und GRABERT, H. (1991). Effect of the electromagnetic environment on the single electron transistor. *Z. Phys. B - Condensed Matter*, **85**, 443–449.
- JENSEN, H. D. und MARTINIS, J. M. (1992). Accuracy of the electron pump. *Phys. Rev.*, **B 46**, 13407–13427.

- JENSEN, H. D. und MARTINIS, J. M. (1994). Performance of the electron pump with stray capacitances. *Physica B*, **194–196**, 1255–1256.
- JOYEZ, P. (1995). *Le Transistor a Une Paire de Cooper: Un Systeme Quantique Macroscopique*. Dissertation, Paris, CEA-SACLAY.
- JOYEZ, P., BOUCHIAT, V., ESTEVE, D., URBINA, C. und DEVORET, M. H. (1997). Strong tunneling in the single electron transistor. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 1349–1352.
- JOYEZ, P. und ESTEVE, D. (1997). Single-electron tunneling at high temperature. *Phys. Rev.*, **B 56**, 1848–1853.
- KAUTZ, R. L., ZIMMERLI, G. und MARTINIS, J. M. (1993). Self-heating in the Coulomb-blockade electrometer. *J. Appl. Phys.*, **73**, 2386–2396.
- KELLER, M. W., MARTINIS, J. M., ZIMMERMAN, N. M. und STEINBACH, A. H. (1996). Accuracy of electron counting using a 7-junction electron pump. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 1804.
- KÖNIG, J., SCHOELLER, H. und SCHÖN, G. (1997). Cotunneling at resonance for the single-electron transistor. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4482–4485.
- KOROTKOV, A. N., SAMUELSEN, M. R. und VASENKO, S. A. (1994). Effects of overheating in a single-electron transistor. *J. Appl. Phys.*, **76**, 3623–3631.
- KOUWENHOVEN, L. P., JAUHAR, S., MCEUEN, P. L., NAGAMUNE, Y., MOTOHISA, J. und SAKAKI, H. (1994). Observation of photon-assisted tunneling through a quantum dot. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 3443–3446.
- KOUWENHOVEN, L. P., JOHNSON, A. T., VAN DER VAART, N. C., VAN DER ENDEN, A., HARMANS, C. J. P. M. und FOXON, C. T. (1991a). Quantized current in a quantum dot turnstile. *Z. Phys. B - Condensed Matter*, **85**, 381–388.
- KOUWENHOVEN, L. P., VAN DER VAART, N. C., JOHNSON, A. T., KOOL, W., HARMANS, C. J. P. M., WILLIAMSON, J. G., STARING, A. A. M. und FOXON, C. T. (1991b). Single electron charging effects in semiconductor quantum dots. *Z. Phys. B - Condensed Matter*, **85**, 367–373.
- KRUPENIN, V. A., LOTKHOV, S. V. und PRESNOV, D. E. (1997). Instability of single-electron memory at low temperatures in Al/AlO<sub>x</sub>/Al structures. *JETP*, **84**, 190–196.
- KUMAR, A., SAMINADAYAR, L. und GLATTLI, D. C. (1996). Experimental test of the quantum shot noise reduction theory. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 2778–2781.
- KUZ'MIN, L. S., DELSING, P., CLAESON, T. und LIKHAREV, K. (1989). Single-electron charging effects in one-dimensional arrays of ultras-small tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 2539–2542.
- KUZ'MIN, L. S. und LIKHAREV, K. K. (1987). Direct experimental observation of discrete correlated single-electron tunneling. *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **45**, 389–390.
- KUZMIN, L. S., PASHKIN, Y. A., TAVKHELIDZE, A. N., AHLERS, F.-J., WEINMANN, T., QUENTER, D. und NIEMEYER, J. (1996). An all-chromium single-electron transistor: a possible new element of single electronics. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 2902–2904.
- LAFARGE, P., JOYEZ, P., POTHIER, H., CLELAND, A., HOLST, T., ESTEVE, D., URBINA, C. und DEVORET, M. H. (1992). Direct observation of macroscopic charge quantization: a Millikan experiment in a submicron solid state

- device. *C. R. Acad. Sci. Paris*, **314**, 883.
- LAFARGE, P., POTHIER, H., WILLIAMS, E. R., ESTEVE, D., URBINA, C. und DEVORET, M. H. (1991). Direct observation of macroscopic charge quantization. *Z. Phys. B - Condensed Matter*, **85**, 327–332.
- LEOBANDUNG, E., GUO, L., WANG, Y. und CHOU, S. Y. (1995). Observation of quantum effects and Coulomb blockade in silicon quantum-dot transistors at temperatures over 100 K. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 938–940.
- LIKHAREV, K. K. (1987). Single-electron transistor: electrostatic analogs of the dc squid. *IEEE Trans. magn.*, **23**, 1142–1145.
- LIKHAREV, K. K. (1988). Correlated discrete transfer of single electrons in ultrasmall tunnel junctions. *IBM J. Res. Develop.*, **32**, 144–157.
- LUTWYCHE, M. I. und WADA, Y. (1993). Estimate of the ultimate performance of the single electron transistor. *J. Appl. Phys.*, **75**, 3654–3661.
- MARTIN, M. (1993). *Experimente mit der Schwingquarzwage zur Oxidation von Eisen,- Aluminium- und Titanfilmen zwischen 50 und 200°C und Modellrechnungen zur Raumtemperaturoxidation*. Dissertation, Universität Stuttgart.
- MARTINIS, J. M., DEVORET, M. H. und CLARKE, J. (1987). Experimental test for the quantum behaviour of a macroscopic degree of freedom: the phase difference across a Josephson junction. *Phys. Rev.*, **B 35**, 4682–4689.
- MARTINIS, J. M. und NAHUM, M. (1993). Effect of environmental noise on the accuracy of Coulomb-blockade devices. *Phys. Rev.*, **B 48**, 18316–18319.
- MARTINIS, J. M., NAHUM, M. und JENSEN, H. D. (1994a). Metrological accuracy of the electron pump. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 904–907.
- MARTINIS, J. M., NAHUM, M. und JENSEN, H. D. (1994b). Testing for metrological accuracy of the electron pump. *Physica B*, **194–196**, 1045–1046.
- MATSUMOTO, K. (1996). Room temperature operated single electron transistor made by STM/AFM nano-oxidation process. *Physica B*, **227**, 92–94.
- MATTERS, M., VERSLUYS, J. J. und MOOIJ, J. E. (1997). Electron-hole transport in capacitively coupled 1D arrays of small tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 2469–2472.
- MEIRAV, U., MCEUEN, P. L., KASTNER, M. A., FOXMAN, E. B., KUMAR, A. und WIND, S. J. (1991). Conductance oscillations and transport spectroscopy of a quantum dot. *Z. Phys. B - Condensed Matter*, **85**, 357–366.
- MOOIJ, J. E. und GEERLIGS, L. E. (1991). Charge quantization effects in networks of small capacitance tunnel junctions. *Physica B*, **169**, 32–36.
- MOOIJ, J. E., VAN WEES, B. J., GEERLIGS, L. J., PETERS, M., FAZIO, R. und SCHÖN, G. (1990). Unbinding of charge-anticharge pairs in two-dimensional arrays of small tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 645–649.
- MORGAN, C., CHEN, G. S., BOOTHROYD, C., BAILEY, S. und HUMPHREYS, C. (1992). Ultimate limits of lithography. *Physics World*, S. 28–32.
- NAZAROV, Y. V. (1989a). *Sov. Phys. JETP*, **68**, 561.
- NAZAROV, Y. V. (1989b). Coulomb blockade of tunneling in isolated junctions. *JETP Lett.*, **49**, 126–128.
- NIEMEYER, J. (1974). Eine einfache Methode zur Herstellung kleinster Josephson-Elemente. *PTB-Mitt.*, **84**, 251–253.
- I. O. KULIK und SHEKTER, R. I. (1989). *Sov. Phys. JETP*, **41**, 308.
- ODINTSOV, A. A., FALCI, G. und SCHÖN, G. (1991). Single-electron tunneling in

- systems of small junctions coupled to an electromagnetic environment. *Phys. Rev.*, **B 44**, 13089–13092.
- OHATA, A., NIIYAMA, H., SHIBATA, T., NAKAJIMA, K. und TORIUMI, A. (1995). Silicon-based single-electron-tunneling transistor operated at 4.2 K. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34**, 4485–4487.
- OHSHIMA, T. (1996). Stability of binary logic tunneling phase states in dc-biased and ac-pumped single-electron tunnel junctions. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 4059–4061.
- OTT, H. W. (1988). *Noise reduction techniques in electronic systems*. John Wiley & Sons.
- PEKOLA, J. P., HIRVI, K. P., KAUPPINEN, J. P. und PAALANEN, M. A. (1994). Thermometry by arrays of tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 2903–2906.
- POTHIER, H. (1991). *Blocage de Coulomb et Transfert d'Electrons Un Par Un*. Dissertation, Paris, CEA-SACLAY.
- POTHIER, H., LAFARGE, P., ORFILA, P. F., URBINA, C., ESTEVE, D. und DEVORET, M. H. (1991). Single electron pump fabricated with ultrasmall normal tunnel junctions. *Physica B*, **169**, 537–538.
- RALPH, D. C., BLACK, C. T. und TINKHAM, M. (1997). Gate-voltage studies of discrete electronic states in aluminum nanoparticles. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4087–4090.
- ROGERS, C. T., BUHRMAN, R. A., GALLAGHER, W. J., RAIDER, S. I., KLEIN-SASSER, A. W. und SANDSTROM, R. L. (1987). Electron trap states and low frequency noise in tunnel junctions. *IEEE Transact. magn.*, **23**, 1658–1661.
- SCHEER, E. (1995). *Zur Geometrieabhängigkeit der Leitwertfluktuationen in nanostrukturierten Metallschichten*. Dissertation, Universität Karlsruhe.
- SCHEER, E. (1996). persönliche Mitteilung.
- SCHEER, E., v. LÖHNEYSSEN, H. und HEIN, H. (1994). Fabrication of noble-metal nanostrictions and observation of conductance fluctuations. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **12**, 3171–3175.
- SCHOELLER, H. und SCHÖN, G. (1994). Mesoscopic quantum transport: resonant tunneling in the presence of a strong Coulomb interaction. *Phys. Rev.*, **B 50**, 18436–18452.
- SCHÖN, G. und ZAIKIN, A. D. (1990). Quantum coherent effects, phase transitions, and the dissipative dynamics of ultrasmall junctions. *PHYSICS REPORTS*, **198**, 238–412.
- VERBRUGGEN, A. H. (1993). persönliche Mitteilung.
- VERBRUGGEN, A. H., HOLWEG, P. A. H., VLOEBERGHES, H., HAESSENDONCK, C. V., ROMIJN, J., RADELAAR, S. und BRUYNSERAEDE, Y. (1991). Fabrication of 35 nm Linewidth Gold Rings and Observation of  $h/e$  and  $h/2e$  Magnetoconductance Oscillations. *Microelectronic Engineering*, **13**, 407–410.
- VERBRUGGEN, A. H., LANGE, B. G. M. D., ROUSSEEUW, B. A. C., BILLIET, H. A. H. und RADELAAR, S. (1990). On double layer PMMA resist systems: development rates and molecular weight distributions of commercial PMMA resists. *Microelectronic Engineering*, **11**, 561–564.
- VERBRUGH, S. M. (1995). *Development of a Single Electron Turnstile as a Current Standard*. Dissertation, TU Delft.
- VERBRUGH, S. M., TANS, S. J., DE LA COURT, P., HARMANS, C. J. P. M. und

- MOOIJ, J. E. (1994). Single electron turnstile as a current standard. *Physica B*, **194–196**, 1041–1042.
- VION, D., ORFILA, P. F., JOYEZ, P., ESTEVE, D. und DEVORET, M. H. (1996). Miniature electrical filters for single electron devices. *J. Appl. Phys.*, **77**, 2519–2524.
- VISSCHER, E. H., VERBRUGH, S. M., LINDEMAN, J., HADLEY, P. und MOOIJ, J. E. (1995). Fabrication of multilayer single-electron tunneling devices. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 305–307.
- WAHLGREN, P., DELSING, P. und HAVILAND, D. B. (1995). Crossover from global to local rule for the Coulomb blockade in small tunneljunctions. *Phys. Rev.*, **B 52**, R2293–2296.
- WOLF, H., AHLERS, F. J., NIEMEYER, J., SCHERER, H., WEINMANN, T., ZORIN, A. B., KRUPENIN, V. A., LOTKHOV, S. V. und PRESNOV, D. E. (1997). Investigation of the offset charge noise in single electron tunneling devices. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **46**, 303–306.
- ZELLER, H. R. und GIAEVER, I. (1969). Tunneling, zero-bias anomalies, and small superconductors. *Phys. Rev.*, **181**, 789–799.
- ZIMMERLI, G., KAUTZ, R. L. und MARTINIS, J. M. (1992). Voltage gain in the single electron transistor. *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 2616–2618.
- ZORIN, A. B. (1995). The thermocoax cable as the microwave frequency filter for single electron circuits. *Rev. Sci. Instrum.*, **66**, 4295–4300.
- ZORIN, A. B., AHLERS, F.-J., NIEMEYER, J., WEINMANN, T., WOLF, H., KRUPENIN, V. A. und LOTKHOV, S. V. (1996). Background charge noise in metallic single-electron tunneling devices. *Phys. Rev.*, **B 53**, 13682–13687.



# Danksagung

---

Zunächst möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. H. Rietschel dafür bedanken, daß ich diese Dissertation am Institut für Nukleare Festkörperphysik anfertigen konnte. Die großzügige Ausstattung mit Sachmitteln hat den Start in die experimentelle mesoskopische Physik sehr erleichtert. Ganz herzlich bedanke ich mich bei meinem Korreferenten Herrn Prof. Dr. H. v. Löhneysen, der durch all die Jahre hindurch ein stetes Interesse an unserer Arbeit gezeigt hat — bis hin zur Gründung des „Mesoclubs“.

Bei Herrn Prof. Dr. U. Eckern bedanke ich mich für die Anregung zu dieser Arbeit und die Einführung in dieses neue und sehr vielseitige Gebiet der Physik.

Eine unverzichtbare Hilfe war Dr. Elke Scheer, die mich erstmals mit experimentellen Problemen der mesoskopischen Physik vertraut gemacht hat. Gerade in der Anfangszeit warst du durch deine außerordentliche Hilfs- und Diskussionsbereitschaft meine wichtigste Partnerin, von der ich sehr viel gelernt habe. Auch vielen Dank für das engagierte Korrekturlesen dieser Arbeit!

Nicht missen möchte ich meinen einjährigen Aufenthalt an der TU Delft, den der Deutsche Akademische Austauschdienst im Rahmen eines Stipendiums finanziert hat. Neben den fachlichen Dingen durfte ich lernen, wie Forschung in der mesoskopischen Physik in einer großen Gruppe funktioniert und wieviel Spaß das Einzelelektronentunneln macht. Vielen Dank für die Erfahrung, daß auch die alten Hasen mit immer denselben widrigen experimentellen Problemen zu kämpfen haben. Für die offene und freundschaftliche Atmosphäre und für zahlreiche anregende Diskussionen bedanke ich mich ganz herzlich bei Prof. Dr. J. E. Mooij und seiner Arbeitsgruppe, insbesondere bei Dr. Marco Matters für die sehr engagierte Betreuung in Delft. Vielen Dank auch für deine Hilfe und dein Interesse an meiner Arbeit nach meiner Rückkehr nach Karlsruhe!

Ein unschätzbare Partner vor Ort war mir Dr. Roland Schäfer. Vielen Dank für deine engagierte Einarbeitung in die experimentellen und theoretischen Probleme der Einzelelektronen-Physik, für das stete — wenn auch manchmal subtile — Ermutigen, für die nicht ermüdende Diskussionsbereitschaft, für die große Unterstützung, insbesondere durch die Entwicklung des SET-Verstärkers. Ich habe sehr viel von dir gelernt. Auch dir vielen Dank für das sorgfältige Korrekturlesen meiner Arbeit!

Christoph Wallisser, Bernhard Limbach und Janko Versluys danke ich sehr für die tatkräftige Unterstützung und die Diskussionen. Janko Verslyus aus Delft hat während seines Praktikums den ersten Prototyp des Aufdampfers aufgebaut und damit Bernhards Diplomarbeit vorbereitet. Bernhard möchte ich besonders danken für den Aufbau des „richtigen“ Aufdampfers, die Übernahme der Probenfabrikation und die Ausarbeitung des Programms zur Berechnung der Strom-Spannungs-Kennlinien, was mir eine sehr große Hilfe war.

Herrn Dr. H. Hein und Mitarbeitern danke ich für die Betreuung der Arbeiten am Institut für Mikrostrukturtechnik, für die Beratung und Hilfe und für die Offenheit ge-

genüber auch unkonventionellen Neuerungswünschen unsererseits.

Herrn Dr. R. Frommknecht möchte ich für die praktische Einführung in die UHV-Technologie und das Aufdampfen danken, Dr. Thomas Schreiner für die Einführung in die Bedienung des Mischkryostaten und in die Grundideen der elektromagnetischen Filterung. Eric Maiser danke ich für die reibungslose Zusammenarbeit am Kryostaten und die Hilfe beim Wiedereinstieg nach dem Delft-Aufenthalt. Ferner bin ich den vielen Doktoranden des INFP dankbar, die mir durch ihr Interesse an meiner Arbeit auch als Fachfremde immer wieder Mut gemacht haben weiterzumachen.

Vielen Dank der Elektronik- und der Mechanik-Werkstatt, insbesondere Herrn Schlenker für die unermüdliche Arbeit an immer neuen Probenhalter-Prototypen (und es war noch nicht der letzte!). Herrn Burbulla möchte ich für die zuverlässige Organisation der Heliumversorgung danken, der Meyer-Gruppe für die Hilfe und Beratung bei unseren Sputtertests, Heiko Weber und dem Labor für Elektronenmikroskopie der Universität Karlsruhe für die REM-Aufnahmen.

Immer wieder auf den rechten Weg gebracht haben mich Diskussionen mit den Arbeitsgruppen der PTB Braunschweig (Dr. F.-J. Ahlers und Dr. H. Wolf), aus Saclay (Dr. D. Esteve, Dr. H. Pothier und Dr. P. Joyez) und immer wieder Delft (Dr. M. Matters und Dr. S. Verbrugh).

Mein besonderer Dank gilt Heinz für die Geduld und Unterstützung, nicht zuletzt für das tapferere Korrekturlesen dieses Manuskripts.