

Wenn einzelne Elektronen zählen

Hochpräzise Kontrollmechanismen eröffnen Möglichkeiten für festkörperbasierte Quantensysteme.

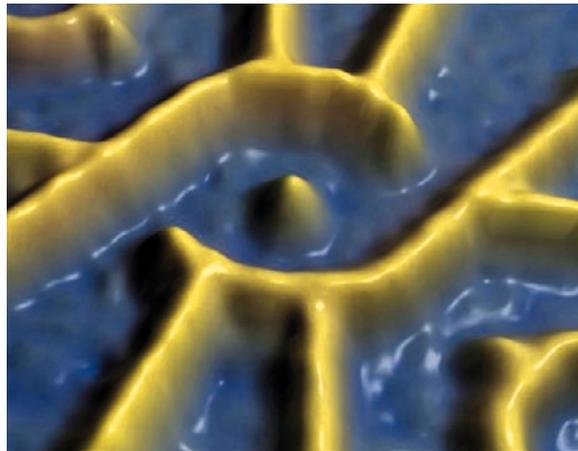
Simon Gustavsson, Clemens Rössler, Thomas Ihn und Klaus Ensslin

In nanoskaligen Festkörpersystemen wie Quantenpunkten beruhen Transportphänomene auf einzelnen Elektronen. Gekoppelte Quantenbauelemente erlauben es, zeitabhängig nachzuweisen, wenn ein einzelnes Elektron auf einen Quantenpunkt kommt bzw. ihn verlässt. Dies erlaubt Strom- und Rauschmessungen mit einer Empfindlichkeit, die jene von konventioneller Messelektronik um mehrere Größenordnungen übersteigt. So lässt sich experimentell die Selbstinterferenz eines quantenmechanischen Teilchens nachweisen. Eine derart präzise Kontrolle war bislang nur im Bereich der Quantenoptik möglich.

Schaltvorgänge in heutigen Halbleitertransistoren basieren auf der Verschiebung von einigen Dutzend Elektronen. Diese Zahl sinkt exponentiell mit der Zeit, ganz wie die Zahl der Transistoren pro Chip gemäß dem Mooreschen Gesetz exponentiell zunimmt. Extrapoliert man die Entwicklung der letzten 30 Jahre, dürfte ein Transistor spätestens in 15 Jahren nur noch mit einem einzigen Elektron geschaltet werden. Ist das realistisch? Oder erwächst dies zu einem weiteren physikalischen Grund, warum die derzeitige Entwicklung der Computertechnologie zu Ende gehen oder sich in eine andere Richtung entwickeln wird? Könnte man umgekehrt diese Situation zum Anlass nehmen, um über das Verständnis und mögliche Anwendungen von Halbleiter-Quantensystemen neu nachzudenken? So genannte Einzelelektronentransistoren, bei denen der Stromfluss nach der Regel „ein Elektron nach dem anderen“ funktioniert, sind seit rund zwei Jahrzehnten Gegenstand der Untersuchungen und mittlerweile bestens verstanden. Neue Fragen ergeben sich aus der Zeitabhängigkeit des elektronischen Transports, aus den Korrelationen zwischen Elektronen sowie der Kohärenz und der Manipulierbarkeit ihrer Zustände.

Jeder normale Transistor besteht aus einem leitfähigen Kanal zwischen Quelle (Source S) und Senke (Drain D). Die Spannung an einer Gate-Elektrode (Gatter G) regelt seine Leitfähigkeit. In gewisser Weise entspricht dies einem Kondensator, mit einem Kanal und einem Gate als die beiden Elektroden.

Was sind die relevanten Energieskalen für die Manipulation einzelner Elektronen? Wie klein muss ein System sein, damit die Ladung eines einzelnen Elektrons den Ladeprozess dominiert? Betrachten wir



Auf dem Weg von links unten nach rechts oben stehen einem Elektron zwei verschiedene Wege um den zentralen Berg dieser Potentiallandschaft zur Auswahl: Dies führt zu Interferenzeffekten.

zunächst einen gewöhnlichen Plattenkondensator. Seine Kapazität $C=Q/U$ ist im Wesentlichen eine geometrische Größe und durch die Beziehung $C=\epsilon\epsilon_0 A/d$ gegeben. Hierbei ist ϵ die Dielektrizitätskonstante des Mediums zwischen den Platten, A die jeweilige Fläche der beiden Kondensatorplatten und d der Abstand zwischen ihnen.

Die Energie, die nötig ist, einen Kondensator mit Kapazität $C=Q/U$ bei der Spannung U um die Ladung Q aufzuladen, ist die Ladeenergie

$$E_c = \int U dQ = \int \frac{Q}{C} dQ = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C} .$$

Für ein einzelnes Elektron ist die Ladung Q die Elementarladung e . Liegt die Kapazität C bei einem typischen Wert von 1 nF, so beträgt die Ladeenergie $E_c \approx 10^{-8}$ eV. Dies ist ein verschwindend kleiner Wert, der

KOMPAKT

- Quantenpunkte sind kleine leitfähige Inseln, die über Tunnelkontakte mit ihrer Umgebung verbunden sind. Ihre Ladung lässt sich durch eine kapazitiv gekoppelte Gate-Elektrode abstimmen.
- Einzelelektronentransistoren nutzen die elektrostatische Kopplung benachbarter Quantenbauelemente aus. Ändert sich die Ladung eines Quantenpunkts nur um ein einziges Elektron, so kann diese in einem genügend nahem Detektor gemessen werden.
- Die präzise Kontrolle dieses Systems eröffnet neue Möglichkeiten für festkörperbasierte Quantensysteme.

Dr. Simon Gustavsson, Dr. Clemens Rössler, Prof. Dr. Thomas Ihn, Prof. Dr. Klaus Ensslin, ETH Zürich, Laboratorium für Festkörperphysik, Schafmattstrasse 16, 8093 Zürich, Schweiz

für alle praktischen Belange irrelevant ist. Der einzige Weg, die Ladeenergie zu vergrößern, führt über eine Verringerung der Kapazität, sprich, über einen Kondensator aus dem Bereich der Nanotechnologie. Hat dieser typische Dimensionen von einem Mikrometer und ein Medium wie Galliumarsenid (GaAs) mit der Dielektrizitätskonstanten ϵ von 12 dazwischen, beträgt die Kapazität nur noch 10^{-16} F. Damit ergibt sich eine Ladeenergie, die der thermischen Energie bei einer Temperatur von 7 K äquivalent ist. Deshalb sollte es möglich sein, Ladungseffekte einzelner Elektronen bei Temperaturen unterhalb der Siedetemperatur flüssigen Heliums (4,2 K) experimentell nachzuweisen [1].

Für derartige Versuche eignen sich Quantenpunkte (quantum dots, QD), kleine leitfähige Inseln, die über Tunnelkontakte mit ihrer Umgebung verbunden sind. Die Ladung auf einem Quantenpunkt lässt sich durch eine kapazitiv gekoppelte Gate-Elektrode abstimmen. Ein konkretes Beispiel ist ein Quantenpunkt, der mittels Rasterkraftmikroskop und Elektronstrahlithographie auf der Oberfläche eines Halbleiterwafers aus den Materialien GaAs und AlGaAs entstand (Abb. 1a). Obwohl dieses Bild die Topographie der Struktur zeigt, geben die gelben Flächen sowie die braune Linie in guter Näherung die Potentiallandschaft wieder, die die Elektronen in der leitfähigen Schicht des zweidimensionalen Elektronengases unter der Oberfläche spüren. Die Elektronen sind in dem Quantenpunkt eingesperrt, der durch den weiß gestrichelten Kreis markiert ist. Betrachten wir kurz den Potentialverlauf in Stromrichtung (Abb. 2a): Die Elektronen gelangen vom Source-Kontakt in den Quantenpunkt durch eine Tunnelbarriere. Eine am Kontakt G1 (in-plane gate) angelegte Spannung bestimmt deren Höhe. Um den Quantenpunkt in Richtung Drain-Kontakt zu verlassen, müssen die Elektronen eine weitere Tunnelbarriere passieren. In Analogie zum Kondensator lässt sich die Ladeenergie abschätzen, indem man die Kapazität zwischen der leitfähigen Insel und der Gate-Elektrode berechnet.

Der Leitwert des Quantum Dots (g_{QD} in Mikrosiemens) ist eine Funktion der Gate-Spannung, die Ladungen auf dem Quantenpunkt induziert (Abb. 1b).

Für die meisten Gate-Spannungen verschwindet der Leitwert aufgrund der Coulomb-Blockade [1]. Die Elektronen, die den Drain-Kontakt verlassen wollen, haben nicht genügend Energie, um die abstoßende Wechselwirkung der bereits auf dem Quantenpunkt anwesenden Elektronen überwinden zu können. Man kann auch sagen: Die potentielle Energie der Elektronen ist geringer als die Ladeenergie. Deswegen kann kein Strom fließen. Sind die Energieniveaus des Quantenpunkts jedoch durch eine entsprechende Spannung an der Gate-Elektrode abgesenkt, so kann eine Situation entstehen, in der der Ladungstransport energetisch erlaubt ist (Abb. 2a). Dies führt zu scharfen Resonanzen (Abb. 1b–d, vertikale gestrichelte rote Linien), die die Gate-Spannungsbereiche für n und $n+1$ Elektronen auf dem Quantenpunkt voneinander trennen. Genau auf der Resonanz fluktuiert seine Elektronenzahl zwischen n und $n+1$ und ein Strom fließt. Dessen Größe ist bestimmt durch die Transmission der Tunnelbarrieren, die den Quantenpunkt von Source- und Drain-Kontakten trennen. Für typische experimentelle Aufbauten – die Probe ist dabei in einem Mischkryostaten mit langen Kabeln verbunden und die Integrationszeiten pro Messpunkt liegen bei ungefähr einer Sekunde – beträgt die Messauflösung ungefähr 10 fA. Dies bedeutet eine Transferrate von rund 10^5 Elektronen pro Sekunde. Für höhere Tunnelbarrieren und somit kleinere Ströme ist konventionelle Messelektronik nicht empfindlich genug.

Elektronen zählen

Für konventionelle Strommessungen spielt die Tatsache, dass Ladung aus einzelnen Elektronen besteht, praktisch keine Rolle. Auch im Falle des Einzelelektronentransistors werden Ströme im Allgemeinen im zeitlichen Mittel gemessen. Es stellt sich die Frage, wie sich der Transport einzelner Ladungen als Funktion der Zeit experimentell nachweisen lässt. Dazu ist ein sehr empfindlicher Detektor nötig, für den sich die elektrostatische Kopplung benachbarter Quantenbauelemente auf einem Halbleiterchip ausnutzen lässt (Abb. 1a). Da-

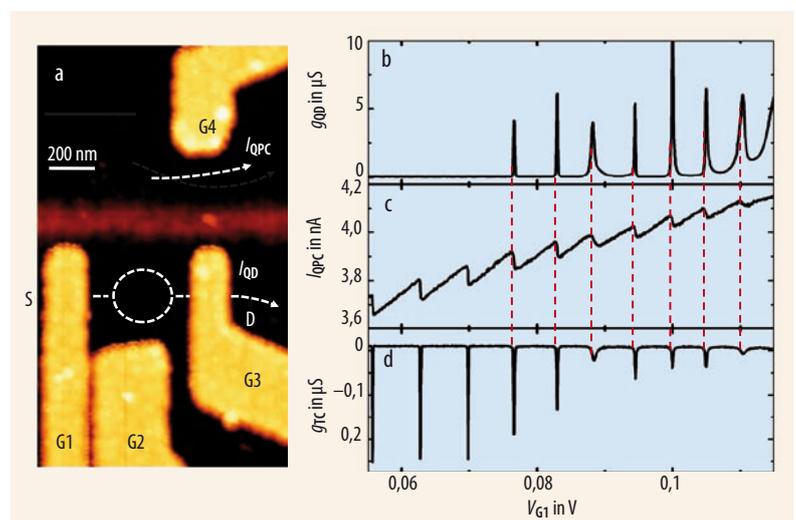


Abb. 1 Das topografische Bild eines Quantenpunkts auf einer AlGaAs-Heterostruktur (a; weißer Kreis) charakterisiert gleichzeitig sehr gut die Potentiallandschaft im Elektronengas. Der Leitwert des Quantenpunkts als Funktion einer Gate-Spannung verschwindet meist aufgrund der Coulomb-Blockade (b). Dazwischen gibt es scharfe Resonanzen, wenn ein quantenmechanisches Niveau im QD zu den Fermi-Niveaus in den Kontakten von Source (S) und Drain (D) passt. Der Stromfluss durch die neben dem QD liegende Tunnelbarriere folgt einer Sägezahnkurve (c). Deren Ableitung nach der Gate-Spannung zeigt wieder Resonanzen bei den gleichen Spannungen wie in b (d; gestrichelte Linien).

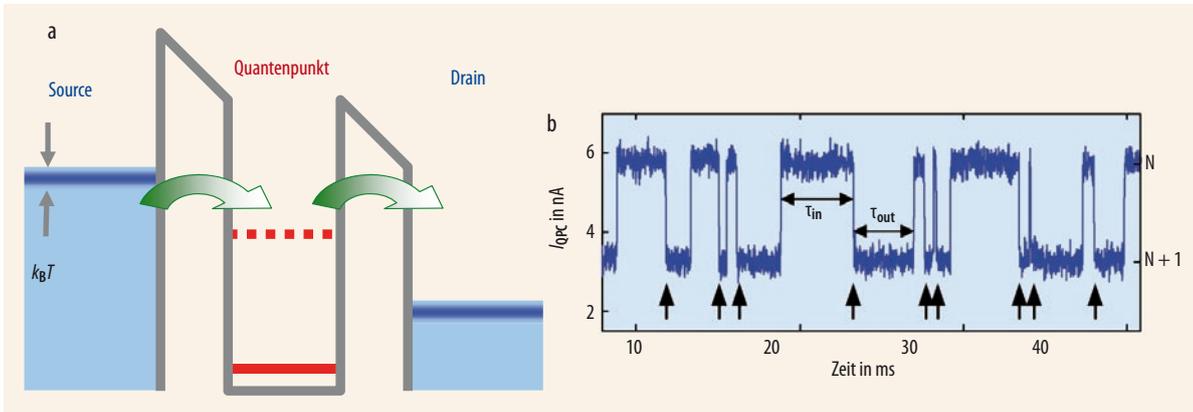


Abb. 2 Damit ein Elektron durch die Quantenpunktstruktur fließen kann (a), muss es die Tunnelbarrieren überwinden, die durch den Potentialverlauf (graue Linie) zustande kommen. Jedesmal, wenn ein Elektron auf den Quantenpunkt kommt oder ihn verlässt, sinkt bzw. steigt der Strom I_{QPC} im Ladungs-

detektor, weil dessen Tunnelbarriere höher (niedriger) geworden ist (b).
 her gibt es gibt es einen weiteren Stromkanal nahe dem Gate G4. Die Einschnürung, auch Quantenpunktkontakt (Quantum Point Contact, QPC) genannt, ist eine zusätzliche Tunnelbarriere, deren Höhe eine entsprechende Spannung an G4 regelt. So, wie eine Spannung den Leitwert dieser Barriere beeinflussen kann, ändert sich der Strom I_{QPC} , wenn sich die Zahl der Ladungen im benachbarten Quantenpunkt ändert (Abb. 1c). Bereits 1993 gelang es, diese Art der Ladungsdetektion nachzuweisen bzw. die Besetzungswahrscheinlichkeit von Quantenpunkten zu messen [3]. Später ließ sich auch der Elektronentransport durch Quantenpunkte zeitabhängig messen [4, 5]. Trägt man den Strom durch den Detektor (Abb. 1a; weißer Pfeil) als Funktion der Zeit auf, nimmt der Ladungsfluss zwei diskrete Werte an, die von der Elektronenzahl n oder $n+1$ auf dem Quanten-Dot abhängen (Abb. 2b). Jedesmal, wenn der Strom vom unteren auf den oberen Wert springt, verlässt ein Elektron den Quantenpunkt. Umgekehrt gilt genauso, wenn der Strom vom höheren auf den niedrigeren Wert springt, besetzt ein neues Elektron den Quantenpunkt [6]. Für die hier betrachtete Situation (Abb. 2a) entspricht jede Auf- und Abbewegung im Detektorstrom dem Transport einer Elementarladung durch den Quantenpunkt. Für den gezeigten Fall entspricht dies ungefähr drei Elementarladungen pro 10 ms oder einem Strom von $5 \cdot 10^{-17}$ A. Durch Abstimmen der Tunnelbarrieren lassen sich unvorstellbar kleine Ströme von einem Elektron pro Sekunde oder sogar einem Elektron pro Tag einstellen und über den Detektor messen.

Die aufeinanderfolgende Elektronen kommen nicht in regelmäßigen Zeitintervallen (Abb. 2b). Dies entspricht dem Rauschen des Stroms. Im vorliegenden Fall ist es direkt das Schrotrauschen der Ladungsträger, hervorgerufen durch die stochastische Natur der Tunnelprozesse. Dabei wird klar: Der Transport von Ladungsträgern, gemessen mit entsprechender zeitlicher Auflösung, führt nicht nur einfach zu einem zeitlich gemittelten Strom. Vielmehr erlaubt dieser experimentelle Zugang, auch Informationen über die zeitliche Korrelation zwischen Elektronen untersuchen zu können.

Viele Labors führen heutzutage Rauschmessungen bei großen Strömen durch. Kleine Ströme und Rauschsignale sind jedoch erst durch das hier beschriebene Elektronenzählen zugänglich geworden. Das Schrotrauschen enthält dabei Informationen über zeitliche Korrelationen im Elektronentransport, höhere Ordnungen in den Korrelationen oder ermöglicht es, die Richtung des Elektronentransports zu bestimmen [7, 8].

Interferenz einzelner Elektronen

Interferenzexperimente standen am Anfang unseres Verständnisses der Optik sowie der Quantenmechanik. Dabei hat insbesondere das Doppelspaltexperiment (Abb. 3) eine wichtige Rolle gespielt. Beim Übergang zur Quantenmechanik wurde klar, dass die Wahrscheinlichkeitsamplitude eines Teilchen auf seinem Weg von der Quelle zum Detektor beide Spalte passieren muss. Als experimenteller Nachweis dient eine Anordnung, bei der ein Teilchen die Quelle verlässt, die Doppelspaltanordnung durchläuft und auf einen Detektor trifft, bevor die Quelle ein zweites Teilchen aussendet. Nur auf diese Weise ist sichergestellt, dass nicht mehre-

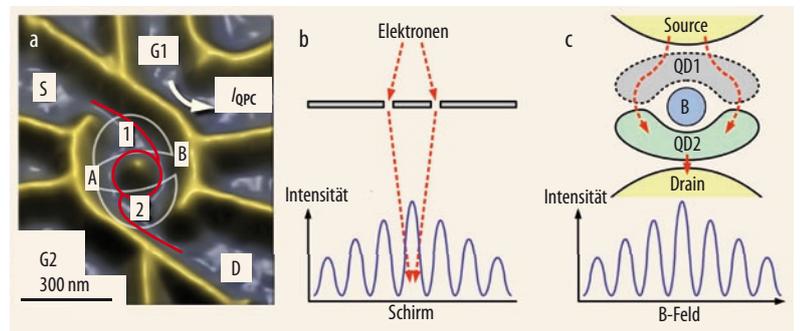


Abb. 3 In dieser Doppel-Quantenpunktstruktur können die Elektronen die Barrieren (gelbe Linien) nicht durchdringen (a). Sie bewegen sich daher entlang der roten Linien, d. h. vom Source-Kontakt (S) entlang der beiden möglichen Wege (A und B) um den Potentialberg durch die Quantenpunkte (1 und 2) und dann in den Drain-Kontakt (D). Dies entspricht einem Doppelspaltexperiment (b), wobei sich mithilfe eines Magnetfelds senkrecht zur Probenebene (c) die relative Phase der beiden Elektronenpfade verändern und damit das Interferenzmuster beeinflussen lässt.

nach [9]

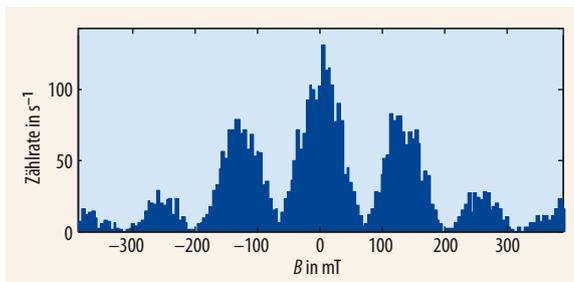


Abb. 4 Die Zählrate des Detektors oszilliert als Funktion des externen Magnetfelds, das senkrecht zur Ebene des Elektronengases angelegt ist.

re Teilchen miteinander interferieren, sondern dass es wirklich ein einziges Teilchen ist, dessen quantenmechanische Wahrscheinlichkeitsamplitude sowohl durch den einen als auch durch den anderen Spalt läuft. Entsprechende Experimente wurden früh mit Photonen durchgeführt, aber auch mit Elektronen im Vakuum (in Tübingen und Japan [10, 11]).

Für die Durchführung eines ähnlichen Experimentes in einem Festkörper stellt sich die Frage nach der Umgebung der Elektronen – d. h. nach Freiheitsgraden, die möglicherweise die Kohärenz beeinflussen können –, sowie nach einem geeigneten „Detektionsschirm“. Dies leistet eine Anordnung, bei der ein Elektron auf seinem Weg vom Source- zum Drain-Kontakt zwei mögliche Wege einschlagen und damit mit sich selbst interferieren kann (Abb. 3c). Die relative Phase der beiden Pfade wird über ein Magnetfeld senkrecht zur Ebene eingestellt. Entsprechend dem Aharonov-Bohm-Effekt ändert sich die relative Phase jedesmal um 2π , wenn ein magnetisches Flussquant h/e die Fläche durchdringt, die beide Pfade einschließen [12].

Ein Ladungsdetektor (Abb. 3a oben rechts) zählt Elektronen, die vom Source- durch die Ringstruktur in den Drain-Kontakt gelangen. Die Tunnelbarrieren sind dabei so eingestellt, dass die Transferrate der Elektronen klein genug ist, damit der Detektor mit seiner endlichen Bandbreite die Signale einzelner Elektronen auflösen kann. Das erhaltene Signal verändert sich periodisch mit dem Magnetfeld (Abb. 4). Die Periode ist dabei gegeben durch das vorher genannte Aharonov-Bohm-Argument, d. h. der Abstand zwischen zwei Minima in der Zählrate als Funktion des Magnetfelds entspricht einem magnetischen Flussquant durch die von den beiden Pfaden eingeschlossene Fläche. Die Elektronen erreichen den Detektor höchstens mit einer Rate von einem Elektron pro 10 ms. Die Transferzeit der den Ring durchlaufenden Elektronen ist durch den Tunneffekt gegeben und um viele Größenordnungen kleiner. Damit ist gewährleistet, dass sich während jedem Interferenzereignis nur ein einziges Elektron im System befindet.

Elektronen in Isolation

In der Quantenoptik oder auch bei den beschriebenen Pionierexperimenten für Elektronenstrahlen im Vaku-

um ist es wichtig, dass das Elektron (oder allgemeiner: das quantenmechanische Teilchen) so weit wie möglich von seiner Umgebung entkoppelt ist. Elektronen in Festkörpern befinden sich zwangsläufig in einer Umgebung, bei der jede Menge Freiheitsgrade anderer Elektronen oder auch von Phononen in nächster Nachbarschaft spürbar sind. Einer groben Abschätzung nach befinden sich ungefähr eine Million anderer Elektronen entlang des Pfades der einzelnen Teilchen, deren Selbstinterferenz der Ladungsdetektor nachweist. Warum führt Elektron-Elektron-Streuung nicht zu Dekohärenz, wie meistens sonst in Festkörpern? Warum ist die Signalstärke fast 100 Prozent (Abb. 4) und Dekohärenz fast vernachlässigbar? Die rund eine Million anderen Elektronen sitzen in lokalisierten Zuständen und sind relativ zur thermischen Energie (hier bei $T \approx 100$ mK) weit entfernt von denen, die nacheinander durch die Ringstruktur tunneln. Der Detektor zählt, ob ein Elektron die Struktur passiert hat oder nicht. Das ist im Wesentlichen eine klassische Messung, die langsam ablaufen kann. Der vorausgehende Interferenzprozess, der sich aus der Überlagerung der beiden Tunnelpfade ergibt, ist viel schneller und damit praktisch unabhängig von der Messung selbst.

Die Rückkopplung einer Messung auf das untersuchte System ist ein wichtiger Bestandteil der quantenmechanischen Diskussion. So lässt sich in der Tat zeigen: Der Ladungsdetektor kann auch Prozesse im Quantenpunkt auslösen [13]. Die Wechselwirkung zwischen Quantenpunkt und Detektor hängt von der wechselseitigen Kopplung der beiden Systeme ab. Die meisten Halbleiter-Quantenstrukturen werden durch so genannte „Split Gates“ definiert [1]. Die Tatsache, dass sich typischerweise ein Metall zwischen Ladungsdetektor und Quantenpunkt befindet und die elektrostatische Kopplung zwischen den beiden Systemen abschirmt, limitiert die elektrische Abstimmbarkeit dieser Strukturen. Werden sie andererseits nur mit Barrieren aus Oxidlinien erzeugt, was eine stärkere Kopplung benachbarter Quantensysteme erlaubt, haben sie meist den Nachteil, dass sich die Potentiallandschaften nur bedingt elektrisch abstimmen lassen [2]. Deswegen wurde vor kurzem eine Hybridtechnik eingeführt, bei der Quantenpunkt und Detektor zwar aus metallischen Elektroden bestehen, sie aber nur durch eine Oxidlinie voneinander getrennt sind (Abb. 1a) [14]. Eine noch stärkere Kopplung von festkörperbasierten Quantensystemen ist bei nanostrukturierten Graphenproben vorstellbar [15].

Offensichtlich lässt sich also ein Transistor herstellen, der mit einzelnen Elektronen „schaltet“. Um diese ausreichend von ihrer Umgebung zu entkoppeln, sind Tunnelbarrieren notwendig, deren Widerstand von der Größenordnung $h/e^2 \approx 25$ k Ω ist. Dieser relativ hohe Wert hat zur Konsequenz, dass ein Einzelelektronentransistor, der nach konventionellen Prinzipien betrieben wird, fast zwangsläufig langsam sein muss und sich damit nicht für die moderne Informationsverarbeitung eignet. Bezüglich der quantenmechanischen Eigenschaften eines solchen Bauteils eröffnen sich

allerdings neue Möglichkeiten, auch im Hinblick auf die Quanteninformationstechnik.

Viele Grundlagenexperimente der Quantenmechanik sind heutzutage in einer Festkörperumgebung möglich. Dies basiert auf den immensen Fortschritten im Bereich der Nanotechnologie, der immer besseren Kontrolle von hochreinen Materialien sowie ausgefeilten experimentellen Methoden für die Detektion und die Manipulation einzelner quantenmechanischer Teilchen. Diese Entwicklung führt sicherlich in Zukunft zu neuen Anwendungen, die über die reine Informationsverarbeitung hinaus gehen.

*

Wir bedanken uns bei Bruno Küng, Urszula Gasser, Theo Choi, Renaud Leturcq, und Ivan Shorubalko, mit denen wir bei der Durchführung und der Interpretation dieser Experimente zusammengearbeitet haben.

Literatur

- [1] *L. P. Kouwenhoven et al.*, in *Mesoscopic Electron Transport*, hrsg. von *L. L. Sohn, L. P. Kouwenhoven* und *G. Schön*, NATO ASI Ser. E 345, Kluwer, Dordrecht (1997), S. 105
- [2] *A. Fuhrer et al.*, *Superl. and Microstruc.* **31**, 19 (2002)
- [3] *M. Field et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1311 (1993)
- [4] *L. M. K. Vandersypen et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 4394 (2004)
- [5] *R. Schleser et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2005 (2004)
- [6] *S. Gustavsson et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 076605 (2006)
- [7] *S. Gustavsson et al.*, *Phys. Rev. B* **75**, 075314 (2007)
- [8] *T. Fujisawa et al.*, *Science* **312**, 1634 (2006)
- [9] *T. Young*, *Philos. Transact. of the Royal Soc. London* **94** (1804)

- [10] *C. Jönsson*, *Zeitschr. f. Phys.* **161**, 454 (1961)
- [11] *A. Tonomura et al.*, *Am. J. Phys.* **57**, 117 (1989)
- [12] *Y. Aharonov und D. Bohm*, *Phys. Rev.* **115**, 485 (1959)
- [13] *S. Gustavsson et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 206804 (2007)
- [14] *C. Rössler et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 152109 (2010)
- [15] *J. Güttinger et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 212102 (2008)

DIE AUTOREN

Simon Gustavsson hat an der Chalmers University in Schweden Engineering Physics studiert und 2008 in der Gruppe von Klaus Ensslin an der ETH Zürich promoviert. Derzeit ist er Postdoc am MIT in Cambridge, USA.



Clemens Rössler hat an der LMU München sowie der University of Nottingham Physik studiert und 2009 an der LMU München promoviert. Seither ist er Postdoc in der Gruppe von Klaus Ensslin.

Thomas Ihn (FV Halbleiterphysik) promovierte 1994 an der TU München. Danach ging er als Postdoc an die University of Nottingham. Ab 1997 arbeitete er als wissenschaftlicher Assistent an der ETH Zürich, wo er sich 2003 habilitierte und seit 2007 Professor ist.



Klaus Ensslin (FV Halbleiterphysik und Tiefe Temperaturen) hat an der LMU München sowie der ETH Zürich Physik studiert und am MPI für Festkörperforschung promoviert. Anschließend war er als Postdoc an der University of California at Santa Barbara sowie an der LMU München, wo er sich 1995 habilitierte. In diesem Jahr erhielt er einen Ruf an die ETH Zürich, wo er sich seither mit der Physik mesoskopischer Systeme beschäftigt.