Sitzungsberichte der Leibniz-Sozietät *90(2007), 121– 137*

Ulrich Wulf, Paul N. Racec und Hans Richter

Quantentransport in Nanotransistoren

Wir stellen die grundlegend unterschiedlichen Transportprozesse dar, die sich in Transistoren mit Kanallängen im Mikrometerbereich auf der einen Seite und Kanallängen im Nanometerbereich auf der anderen Seite ergeben. Im Mikrometerbereich liegt diffusiver Transport vor, der im Drift-Diffusionsmodell eine angemessene Beschreibung findet, im Nanometerbereich liegt Quantentransport vor, für den der Landauer-Büttiker Formalismus geeignet ist. Letzterer ist der einfachste quantenmechanische Zugang der eine quantitative Beschreibung ermöglicht. Wir zeigen, wie der Landauer-Büttiker Formalismus auf Nanometer-Feldeffekttransistoren angewendet werden kann. In qualitativer Übereinstimmung mit Experimenten finden wir im Nanometerbereich einen charakteristischen Übergang von einem ON-state Regime in dem der Transistor als 'klassischer' Transistor arbeitet, hin zu einem quasi-OFF-state Regime, in dem der Transistor als Tunneltransistor arbeitet. Im Gegensatz zum Nanotransistor ergibt sich im Mikrotransistor kein Tunnelregime, d.h. es bildet sich ein klarer OFF-state aus, in dem das Bauelement sperrt.

U. Wulf
Technische Universität Cottbus, Fakultät 1, Postfach 101344, 03013 Cottbus, Germany
P. N. Racec
Weierstraß-Institut für Angewandte Analysis und Stochastik, Mohrenstr. 39, 10117 Berlin, Germany
National Institute of Materials Physics, PO Box MG-7, 76900 Bucharest, Romania
H. Richter
Technische Universität Cottbus, Fakultät 1, Postfach 101344, 03013 Cottbus, Germany

1 Einleitung

Technologische Fortschritte ermöglichen die Verwendung von Bauelementen mit immer kleiner werdenden Abmessungen in hochintegrierten elektronischen Schaltkreisen. Durch die wachsende Anzahl der bei gegebener Chipgröße erzielbaren elektronischen Funktionen sinken die Produktionskosten. Da der Feldeffekttransistor (FET) in diesen Schaltungen eine zentrale Rolle spielt, ist dessen Kanallänge eine entscheidende Größe. Beispielsweise war in den siebziger Jahren eine Kanallänge von 10 μm Stand der Technik, wohingegen in den kommenden Jahren mit Kanallängen von unter vierzig Nanometern zu rechnen ist [1]. In der Forschung werden bereits Transistoren mit Kanallängen im Bereich von $\leq 10\ nm$ untersucht [2, 3, 4], wobei auch alternative Geometrien und Materialien eingesetzt werden [5], wie bei Carbon Nanotube FETs (CNFET) [6, 7], Doppelgate FETs (DGFET) [8], Silicon-on-Insulator MOSFETs (SOI MOSFET) [9], Silizium-Nanowiretransistoren (SNWT) [10, 11], strained channel FETs [12] oder Transistoren in hybrid-orientation Technologie (HOT) [13]. Wir wollen in dieser Arbeit zeigen, dass durch den Wandel in den Größenordnungen vom Mikrometermaßstab zum Nanometermaßstab ein drastischer Wechsel in den Transportmechanismen hervorgerufen wird: Bei Kanallängen im Mikrometerbereich vollzieht sich der Ladungstransport im Drift-Diffusionsregime. Hier kann angenommen werden, dass sich durch schnelle Stöße ein lokales Gleichgewicht einstellt, das sich durch lokale quasi-elektrochemische Potentiale beschreiben lässt. Die im stromfüh-renden Zustand resultierende kleine Störung dieses Gleichgewichts kann durch die Boltzmanngleichung berechnet werden. Wie bekannt, resultiert ein Strom, der aus zwei Komponenten besteht, zum einen aus dem Driftstrom, der durch ein elektrisches Feld induziert wird, und zum anderen aus dem Diffusionsstrom, der durch Konzentrationsgradienten hervorgerufen wird.

Im Gegensatz dazu, wenn bei typischen Längen von unterhalb von einigen zehn Nanometern 'Nanostrukturen' vorliegen, werden Streuprozesse durch Verunreinigungen oder Gitterschwingungen im Prinzip immer unwichtiger und Quantentransport gewinnt an Bedeutung [14, 15]. Im Extremfall, dem sogenannten ballistischen Fall, wird angenommen dass die Ladungsträger ungestreut das Bauelement durchqueren. Dann werden die stromtragenden Ladungsträger durch Wellenfunktionen beschrieben, die im gesamten Bauelement definiert sind. Durch das Auftreten von solchen durchgängig

kohärenten Wellenfunktionen in kleinen und reinen Bauelementen werden völlig neue Wirkungsprinzipien möglich, wie der negative differenzielle Widerstand in einer resonanten Tunneldiode belegt [16]. Außerdem ist zu erwarten, dass im ballistischen Limit weit größere Ladunsgsträgergeschwindigkeiten als die Sättigungsgeschwindigkeit im Drift-Diffusionsmodell möglich sind. In Gegenwart von geringfügiger Streuung, im quasi-ballistischen Transportbereich, müssen die Reststreuer individuell und mikroskopisch behandelt werden. In der Folge können nominell gleichgebaute Strukturen durch eine individuell unterschiedliche Konfiguration der Verunreinigungen in ihren Eigenschaften fluktuieren. Bei noch stärkerer Streuung wird die Kohärenzlänge der Wellenfunktion kleiner als die Bauelementlänge, wodurch ein Übergang zu diffusivem Transport eingeleitet wird [17], in dem sich im Extremfall das im vorherigen Absatz beschriebene Drift-Diffusionsregime einstellt.
Im streutheoretischen Zugang zum ballistischen Transportproblem, dem Landauer-Büttiker Formalismus [18, 19, 20, 21], geht man davon aus, dass die quantenmechanischen Zustände der Ladungsträger Einteilchen-Streuzustände sind. Der zweite wichtige Bestandteil dieser Theorie ist ein noch zu beschreibender Ansatz für die Besetzung der Streuzustände. Der Landauer-Büttiker Formalismus oder ein ähnlicher Zugang wurde in den Arbeiten [22, 23, 24, 25, 26, 27, 28] auf Nanotransistoren angewendet. In dieser Arbeit wollen wir zunächst den Landauer-Büttiker Formalismus elementar darstellen. Es soll demonstriert werden, dass es sich hierbei um den einfachst möglichen quantitativen Zugang zum Quantentransportproblem handelt. Dieses ist ein wichtiger Vorteil gegenüber anderen Zugängen, die auf komplexeren theoretischen Konzepten, wie den Nichtgleichgewichts-Greensfunktionen [29, 30, 31], den Wignerfunktionen [32] oder der Mastergleichung [33] beruhen. Des Weiteren werden wir zeigen, wie der Landauer-Büttiker Formalismus konkret auf einen Nanotransistor angewendet werden kann. In einem einfachen Transistormodell [24, 27] wird qualitative Übereinstimmung mit den Kennlinien von Nanotransistoren von INTEL [2] und IBM [3] erzielt. Es ergeben sich als wesentliche Merkmale von ballistischem Quantentransport im ON-state des Transistors gerundete I-V-Kennlinien mit einem schwachen, fast linearen Anstieg für größere Drainspannungen ('quasi-Sättigung'). An Stelle des im Mikrotransistors vorliegenden OFF-states, in dem der Transistor sperrt, ergibt sich im Nanotransistor nur ein quasi-OFF state. Hier führen Tunnelströme über die Source-Drainbarriere zu signifikanten Leckströmen, die zu einer positiven Krümmung der I-V-Kennlinien führen. Letzteres steht im Gegensatz zur

negativen Krümmung der I-V-Kennlinien im ON-state. Es treten im quasi-OFF-state darüber hinaus charakteristische resonante Fowler-Nordheim Tunneloszillationen auf.

2 Physikalische Grundlagen

2.1 Diffusiver Transport im Drift-Diffusionsmodell

Der diffusive Transport in Mikrotransistoren ist in der folgenden Abbildung schematisch dargestellt:

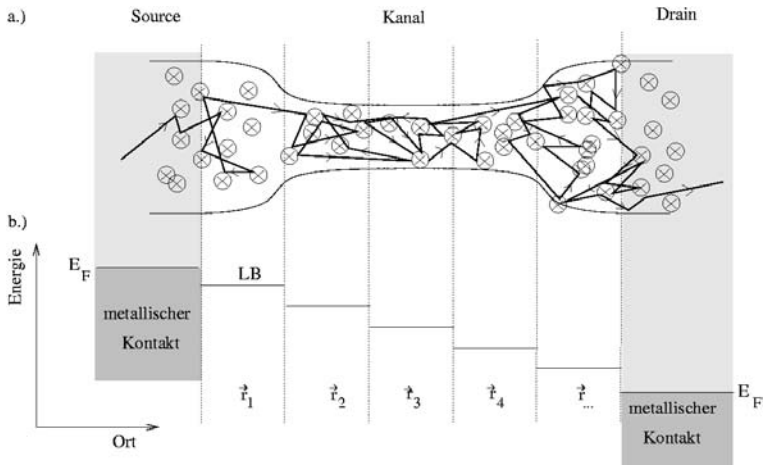

Abb. 1: **a)** Diffusiver Transport durch einen leitenden Kanal zwischen zwei metallischen Kontakten, Source und Drain. Auf Grund der vielen Streuer (Kreise mit Kreuzen) bewegt sich der Ladungsträger (durchgezogene Linie mit Richtungspfeil) wie ein durch das elektrische Feld getriebener Zufallsgeher auf seinem Weg von Source nach Drain.
b) Einteilung des Gesamtsystems in Zellen bei $\vec{r}_n$. In jeder Zelle ist die Lage des Leitungsbandes LB durch das lokale Potenzial definiert, sowie eine zeitabhängige lokale Verteilungsfunktion $\rho(\vec{r}_n, \vec{k}, t)$ der Ladungsträger im Impulsraum. Auf Grund der vielen Streuprozesse ist diese lokale Verteilungsfunktion nahe an einer Fermifunktion mit einem lokalen elektrochemischen Potenzial.

Bei großen Kanallängen können wir eine mesoskopische Zerlegung des Bauelements in Zellen d^3r_n bei den Orten $\vec{r}_n$ annehmen. Diese Zellen sind groß gegen die atomaren Abstände und gegen die Fermiwellenlänge $2\pi/k_F$,

aber klein gegen die typische Länge der Modulation des elektrischen Feldes. Für jede Zelle ist eine Verteilung $\rho(\vec{r}_n, \vec{k}, t)$ definierbar mit

$$dN(\vec{r}_n, \vec{k}, t) = \rho(\vec{r}_n, \vec{k}, t) d^3 r_n d^3 k, \tag{1}$$

wobei $dN(\vec{r}_n, \vec{k}, t)$ die Anzahl der Elektronen im n-ten Teilvolumen $d^3 r_n$ mit Wellenvektoren im Volumenelement $d^3 k$ um $\vec{k}$ zur Zeit t ist. Die Verteilungsfunktion wird durch die Boltzmanngleichung

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho(\vec{k}, \vec{r}, t) + \vec{v}(\vec{k}) \nabla_{\vec{r}} \rho(\vec{k}, \vec{r}, t) + \frac{\vec{F}(\vec{r})}{\hbar} \nabla_{\vec{k}} \rho(\vec{k}, \vec{r}, t) = -\frac{\rho(\vec{r}, \vec{k}, t) - \rho_0(\vec{r}, \vec{k}, t)}{\tau} \tag{2}$$

bestimmt [34]. $\vec{F}(\vec{r})$ ist die extern ausgeübte Kraft. Wir haben für die Zelleneinteilung den Kontinuumslimes $\vec{r}_n \to \vec{r}$ eingeführt und die Streuung in Relaxationszeitnäherung behandelt mit einer Relaxationszeit τ und einer lokalen Gleichgewichtsfunktion

$$\rho_0(\vec{r}, \vec{k}, t) = \frac{1}{\exp\left[\frac{E_{\vec{k}} - \phi(\vec{r}, t)}{k_B T}\right] + 1}, \tag{3}$$

$E_{\vec{k}} = E_L + \hbar^2 k^2 / (2m^*)$. Hier nehmen wir an, dass aufgrund der schnellen Stoßvorgänge eine lokale Gleichgewichtsfunktion angestrebt wird, die durch ein zeitabhängiges elektrochemisches Potenzial $\phi(\vec{r}, t)$ bestimmt ist. Die Abweichung der tatsächlichen Verteilungsfunktion von der lokalen Gleichgewichtsfunktion ist nur sehr klein und kann mit einer linearisierten Boltzmanngleichung berechnet werden. Mit Standardmethoden erhält man aus der so gewonnenen Verteilungsfunktion im stationären Limit den üblichen Drift-Diffusionsstrom

$$\vec{J} = e\mu_n n \vec{E} + e D_n \nabla n. \tag{4}$$

Hier ist der erste Summand der Feldstrom und der zweite Summand der Diffusionsstrom.

2.2 Ballistischer Quantentransport im Landauer-Büttiker Formalismus

Im ballistischen Quantentransport wird vorausgesetzt, dass das Bauelement so klein ist und die verwendeten Materialien so rein, dass Streuung außerhalb

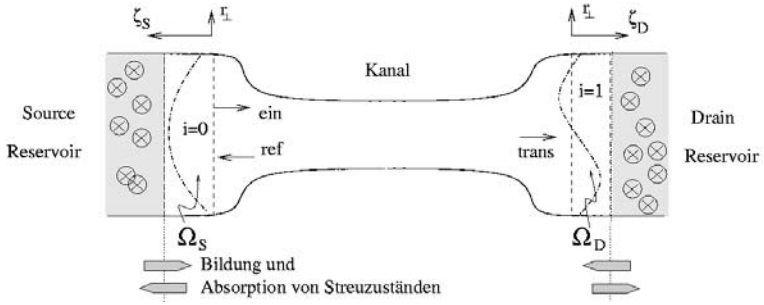

Abb. 2: Ballistischer Quantentransport: Die Ladungsträger werden durch im Kanal kohärente Streuzustände beschrieben. Diese können sich ausbilden, weil im Gegensatz zum diffusiven Limit in Abb. 1 im ballistischen Fall keine Streuung im Kanal stattfindet. In den gestrichelten Übergangsbereichen Ω_S und Ω_D werden im Teilchenaustausch mit den Kontaktreservoirs Streuzustände gebildet (ein) oder auch reflektierte (ref) und transmittierte (trans) Komponenten der Streuzustände (reflexionslos) absorbiert. Schematisch mit gestrichpunkteter Linie gezeigt: Bildung eines Streuzustandes mit einer einlaufenden Transversalmode $i = 0$ und Absorption einer transmittierten Komponente mit einer Transversalmode $i = 1$ im Drainkontakt. Durch die transmittierte Komponente des Streuzustandes entsteht der quantenmechanische Strom.

der Kontakte vernachlässigbar ist. Im Falle des leitenden Kanals gehen wir dann von der in der nächsten Abbildung dargestellten Situation aus. Die im Folgenden zusammengefasste allgemeine Theorie hierzu ist im Wesentlichen den Refn. [20] und [21] entnommen: Im Elektronenkanal werden die Elektronen durch kohärente Wellenfunktionen beschrieben, welche Lösungen der Schrödinger Gleichung

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \triangle + V(\vec{r}) - E\right] \Psi(\vec{r}) = 0 \tag{5}$$

sind. Hier ist $V(\vec{r})$ das effektive Einteilchenpotenzial. In den Übergangsbereichen Ω_s zwischen dem Elektronenkanal und dem Kontakt s ($s = S$ für den Sourcekontakt, $s = D$ für den Drainkontakt) setzen wir voraus, dass das Potenzial nur von der Transversalkoordinate $\vec{r}_\perp$ abhängt i. e. $V(\vec{r} \in \Omega_s) = v_s(\vec{r}_{\perp;s})$. Dann können wir die Eigenfunktionen Ψ als Streuwellenfunktionen Ψ^ν wählen. Diese sind definiert durch ihr Verhalten in den Übergangsberei-

chen

$$\begin{aligned}\Psi^\nu(\vec{r}\in\Omega_{s'},E) &= \delta_{s,s'}\exp\left(-ik_\nu\zeta_s\right)\Phi_\nu(\vec{r}_{\perp;s})\\ &+ \delta_{s,s'}\sum_{i'} r^\nu_{\nu'}\exp\left(ik_{\nu'}\zeta_{s'}\right)\Phi_{\nu'}(\vec{r}_{\perp;s'})\\ &+ (1-\delta_{s,s'})\sum_{i'} t^\nu_{\nu'}\exp\left(ik_{\nu'}\zeta_{s'}\right)\Phi_{\nu'}(\vec{r}_{\perp;s'}). \quad (6)\end{aligned}$$

Die Transversalmoden Φ_ν mit ihren Energien $E^\nu_\perp$ sind festgelegt durch das Eigenwertproblem

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*}\Delta_{\vec{r}_{\perp;s}} + v_s(\vec{r}_{\perp;s}) - E^\nu_\perp\right]\Phi_\nu(\vec{r}_{\perp;s}) = 0 \quad (7)$$

und der longitudinale Wellenvektor entlang der Kanalkoordinate ζ_s ist

$$k_\nu = \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2}(E-E^\nu_\perp)}. \quad (8)$$

Wir definieren den zusammengesetzten Streukanalindex $\nu = (s,i)$, wobei i die Anzahl der Knotenlinien der Transversalmode Φ_ν im $r_{\perp;s}$-Raum ist. In Gl. (6) stellt der erste Summand auf der rechten Seite den im Streukanal (s,i) einlaufenden Teil des Streuzustandes dar. Diese einzige einlaufende Komponente $\nu = (s,i)$ legt den Index des Streuzustandes Ψ^ν fest. Der zweite Summand auf der rechten Seite von Gl. (6) ist der in den Streukanal (s,i') reflektierte Anteil und der dritte Summand ist der in den Streukanal $(s' \neq s, i')$ transmittierte Anteil des Streuzustandes.

Im Landauer-Büttiker Formalismus folgt die Besetzung f_ν eines Streuzustandes aus seiner Energie $E = E_\nu = E^\nu_\perp + \hbar^2/(2m^*)k^2_\nu$ und aus dem chemischen Potenzial μ_s desjenigen Kontaktes aus dem die einlaufende Komponente des Streuzustandes stammt,

$$f_\nu = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_\nu-\mu_s}{k_BT}\right)+1} = f_{\mathrm{FD}}(E_\nu-\mu_s). \quad (9)$$

Die verwendete Fermiverteilung wird durch die Annahme einer schnellen Relaxation durch Streuprozesse in den Kontakten begründet. Der Strom durch das Bauelement ergibt sich als Differenz eines Stromes $I_\rightarrow$ der vom Sourcekontakt stammenden Streuzustände

$$I_\rightarrow = \sum_\nu \delta_{s,S} f_\nu \langle\nu|I_z|\nu\rangle \quad (10)$$

und eines entsprechenden Gegenstroms $I_{\leftarrow}$ der aus dem Drainkontakt stammenden Streuzustände. Nach elementarer Auswertung der Erwartungswerte $\langle\nu|I_z|\nu\rangle$ der ζ-Komponente des Stromoperators im Streuzustand ν ergibt sich

$$I \equiv I_{\rightarrow} - I_{\leftarrow} = \frac{2e}{h}\int_{-\infty}^{\infty}[f_{\mathrm{FD}}(E-\mu_S) - f_{\mathrm{FD}}(E-\mu_D)]\tilde{T}(E)dE \quad (11)$$

mit der effektiven Stromtransmissionswahrscheinlichkeit

$$\tilde{T}(E) = \sum_{\nu,\nu'}\Theta(E-E_{\perp}^{\nu})\Theta(E-E_{\perp}^{\nu'})\delta_{s,S}\delta_{s',D}\tilde{T}_{\nu\nu'}(E) \quad (12)$$

und $\delta_{s,S}\delta_{s',D}\tilde{T}_{\nu\nu'} = \delta_{s,S}\delta_{s',D}k_{\nu'}^{1/2}|t_{\nu'}^{\nu}|^2 k_{\nu}^{-1/2}$, wobei $\delta_{s,s'}$ der Kronecker Symbol ist.

3 Beschreibung von Nano-Feldeffekttransistoren im Landauer-Büttiker Formalismus

3.1 Transistormodell

Referenz [24] folgend betrachten wir einen konventionellen n-Kanal FET, dessen Standardaufbau in Abb. 3 a) schematisch dargestellt ist. In der x-Richtung wird der Transistor als homogen angenommen und seine endliche Breite L_x in dieser Richtung wird durch die Forderung nach verschwindender Wellenfunktion an den Rändern berücksichtigt,
$\Psi(x=0,y,z) = \Psi(x=L_x,y,z) = 0$.

Für den Verlauf des Potenzials in Transportrichtung (y-Richtung) und in das Halbleiterinnere hinein (z-Richtung) benutzen wir das in Abb. 3 b) dargestellte Modellpotenzial: Im Bereich des Source-Kontakts ($y \leq y_S$) und des Drain-Kontakts ($y \geq y_D$) nimmt es die in Abb. 4 a) dargestellte Form eines endlichen Potenzialtopfs an. Für den Kanal ($y_s \leq y \leq y_D$, s. Abb. 4 b) verwenden wir ein Dreieckspotenzial,

$$V(z>0) = V_{2D}(z) = \psi_p - \frac{eU_{GS}}{z_W + \frac{\epsilon_{sc}}{\epsilon_b}z_G}(z_W - z)\theta(z - z_W), \quad (13)$$

wobei U_{GS} das Gatepotenzial bei geerdetem Sourcekontakt ist. Die Parameter dieses Potenzials sind durch selbstkonsistente Rechnungen von Ando [35] motiviert. In den später gezeigten numerischen Rechnungen ist bei der betrachteten Dicke der Isolatorschicht z_G der Gatetunnelstrom klein.

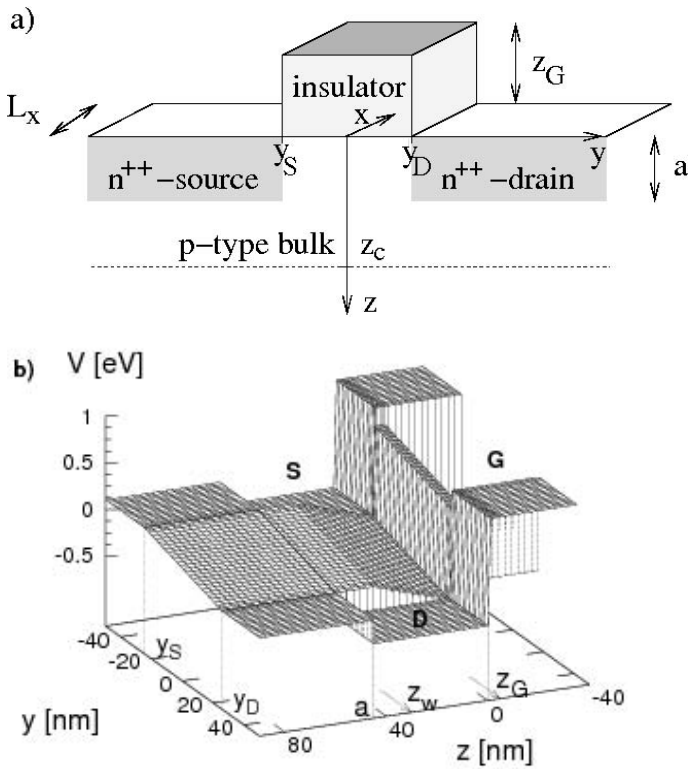

Abb. 3: **a)** Konventioneller n-Kanal Feldeffekttransistor der Breite L_x. Der Elektronenkanal bildet sich bei ausreichender Gatespannung an der Trennfläche zwischen dem p-Wirtshalbleiter und dem Isolator, d. h. bei $z = 0$ und $y_S \leq y \leq y_D$. Durch den Elektronenkanal entsteht eine leitende Verbindung zwischen dem hoch n-dotierten Kontakten Source und Drain.
b) Zweidimensionales Modellpotenzial in y- und z-Richtung. Im Elektronenkanal herrscht ein nahezu dreieckiges Einschlusspotenzial (s. Abb. 4b), dem ein nur von y abhängiges Source-Drain Potenzial überlagert ist (s. Gl. (14)).

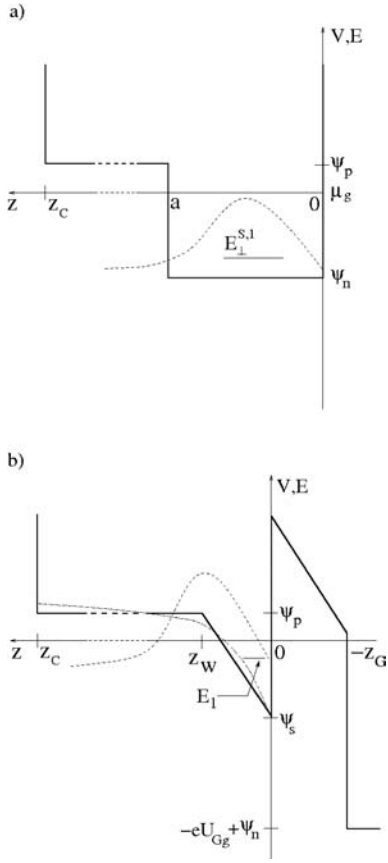

Abb. 4: Schnitt durch das Potenzial bei konstantem y, Darstellung der Energieniveaus und der entsprechenden Wellenfunktionen

a) y im Sourcekontakt ($y < y_S$) oder im Drainkontakt ($y > y_D$), $E_\perp^{S,1}$ ist die Energie der niedrigsten Transversalmode, für die Kanalkoordinaten ergibt sich $\zeta_S = -(y - y_S)$, sowie $\zeta_D = y - y_D$.

b) y im Kanal. E_1 ist der niedrigste Energieeigenwert der Schrödingergleichung im annähernd dreieckigen Confinementpotenzial (13). In allen gezeigten Rechnungen verwendete Modellparameter: $a = 45\ nm$, $z_c = L_z - z_G = 195\ nm$, $\psi_n = 150\ meV$, $\psi_p = 100\ meV$, $\epsilon_{sc} = \epsilon_b = \epsilon = 12.5\epsilon_0$, $z_W = 30\ nm$, $z_G = 5\ nm$, $V_b = 1.0\ eV$ (ohne Spannung), $m^* = 0.0655 m_0$, $N_D = 4.42 \times 10^{18} cm^{-3}$ in allen Kontakten, $N_A = 10^{15} cm^{-3}$ im Substrat, s. Ref. [27].

Bei einem endlichen Drainpotenzial U_{DS} wird ein Potenzialterm $V^{Feld}(y)$ hinzuaddiert, mit $V^{Feld}(y < y_S) = 0$, $V^{Feld}(y > y_D) = U_{SD}$ und

$$V^{Feld}(y_S \leq y \leq y_D) = -\frac{eU_{DS}}{y_D - y_S}(y - y_S). \tag{14}$$

3.2 Numerische Resultate

Wir stellen in Abb. 5 einen Vergleich an zwischen den Kennlinien eines Transistors mit einem relativ langen Kanal von $L_y = 50\,nm$ und denjenigen eines Transistors mit einem kurzen Kanal mit $L_y = 10\,nm$. In der Praxis wird bei einer Kanallänge von $50\,nm$ der Transport sehr stark diffusiv sein, weswegen in diesem Falle ein Vergleich mit experimentellen Kurven nicht möglich ist. Es ist deutlich zu erkennen, dass an Stelle einer Sättigung des Drainstromes bei beiden Kanallängen eine quasi-Sättigung eintritt, d.h. bei höheren Drainspannungen wächst der Strom schwach aber nahezu linear. Die Quantenmechanismen für die quasi-Sättigung werden in Ref. [27] im Detail diskutiert. Für kleinere Drainspannungen gibt es den bekannten linearen Bereich in der I-V-Linie mit einem starken Stromanstieg, wenn die Gatespannung oberhalb der Schwellspannung liegt, die zur gepunktet dargestellten Schwellwertkennlinie gehört. Im Einsatz vom rechten Teilbild ist zu erkennen, dass bei sehr kurzen Kanälen der Übergang vom linearen Bereich zum quasi-Sättigungsbereich ausgeglättet wird, was zu gerundeten Kennlinien führt. Mit wachsender Kanallänge steigt die effektive Stärke der Source-Drain Potenzialbarriere, was zu einem abrupten Übergang vom linearen Bereich zum quasi-Sättigungsbereich führt (s. Einsatz Abb. 5). Weiterhin wird die Reststeigung im quasi-Sättigungsbereich kleiner.

Bei Verringerung der Gatespannung wechseln die Kennlinien ihre Krümmung (zweite Ableitung des Stroms nach der Spannung) von anfänglich negativen Werten oberhalb der Schwellspannung zu positiven Werten unterhalb der Schwellspannung. Bei der Schwellspannung bildet sich eine nahezu lineare Schwellwertkennlinie heraus. Schwache Oszillationen auf der Schwellwertkennlinie, die hin zu kleineren Gatespannungen wachsen, sind auf resonantes Fowler-Nordheim Tunneln zurückzuführen. In Ref. [27] wird demonstriert, dass der Transistor unterhalb der Schwellspannung als Tunneltransistor arbeitet. Durch den Source-Drain Tunneleffekt im Tunneltransistorregime ist es unmöglich, das Bauelement vollständig zu sperren. Daher bildet sich an

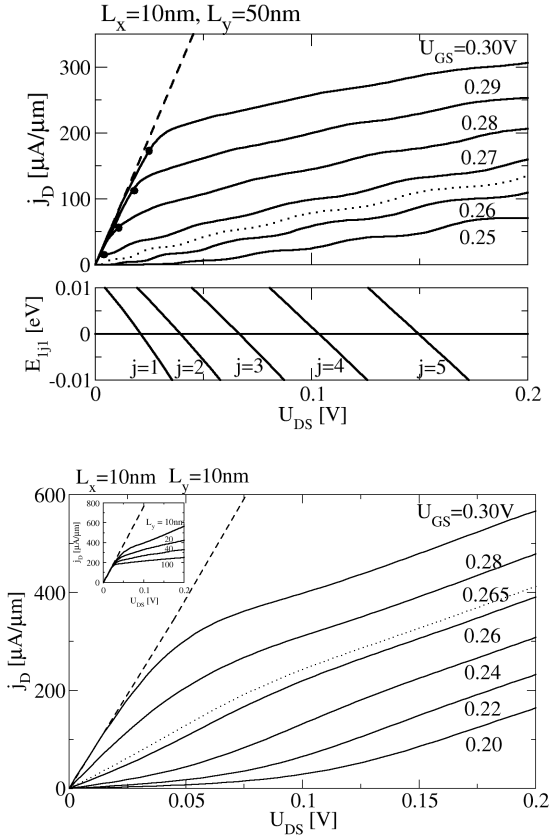

Abb. 5: Berechnete I-V-Kennlinien (Source-Drain-Strom vs. Drainspannung für gegebene Gatespannung), oben für FET mit 50 nm Kanallänge (starke Barriere), unten bei 10 nm Kanallänge (schwache Barriere). Gepunktet ist jeweils die Schwellwertkennlinie dargestellt. Im unteren Diagramm auf der linken Seite wird demonstriert, dass die den Kennlinien überlagerten Oszillationen durch resonantes Fowler-Nordheim Tunneln hervorgerufen werden, s. Ref. [27].

Stelle eines OFF-states ein quasi-OFF-state heraus, der zu den erwähnten positiv gekrümmten Kennlinien führt.

4 Experimentelle Ergebnisse

In der folgenden Abb. 6 sind experimentelle Kennlinien von Nanotransistoren dargestellt. Wie in den numerischen Resultaten wird bei kleinen Kanallängen für größere Drainspannungen nur eine quasi-Sättigung erreicht und es treten gerundete Kennlinien auf. Nach unserer Diskussion im vorherigen Kapitel lässt dieser Umstand auf eine schwache Source-Drain Potenzialbarriere schließen (s. Abb. 5, rechts). Wie in den numerischen Kennlinien findet im Bereich größerer Gatespannungen in den experimentellen Kennlinien ein Wechsel in der Krümmung der I-V-Kurven statt. Die entstehende Schwellwertkennlinie ist jeweils von uns gestrichpunktet eingetragen. Die experimentellen Ergebnisse weisen daher auf einen Übergang zum Tunneltransistorregime hin. Die Auflösung der vorhandenen Strukturen in den experimentellen Kennlinien reicht jedoch nicht aus, um resonante Fowler-Nordheim Oszillationen als zwingenden Hinweis auf Quantentransport zu identifizieren.

5 Zusammenfassung

Transistoren mit Kanallängen im Mikrometerbereich können im Drift-Diffusionsmodell behandelt werden. Im Gegensatz dazu sind heutzutage Transistoren mit Kanallängen im Bereich von zehn Nanometern herstellbar, in denen Quantentransport stattfindet. Es wird der einfachst mögliche Ansatz zur quantitativen Behandlung von Quantentransport, nämlich der Landauer-Büttiker Formalismus beschrieben und auf nano-Feldeffekttransistoren angewendet. In qualitativer Übereinstimmung mit den Experimenten ergeben sich als wesentliche Merkmale von ballistischem Quantentransport im ON-state des Transistors gerundete Kennlinien mit einem schwachen fast linearen Anstieg ('quasi-Sättigung'). An Stelle eines OFF-states ergibt sich ein quasi-OFF state. Hier führen Tunnelströme über die Source-Drainbarriere zu einer positiven Krümmung der I-V-Kennlinie im Gegensatz zur negativen Krümmung im ON-state. Weiterhin ergeben sich resonante Fowler-Nordheim Oszillationen auf den Kennlinien, die einen eindeutigen Hinweis auf Quantentransport darstellen.

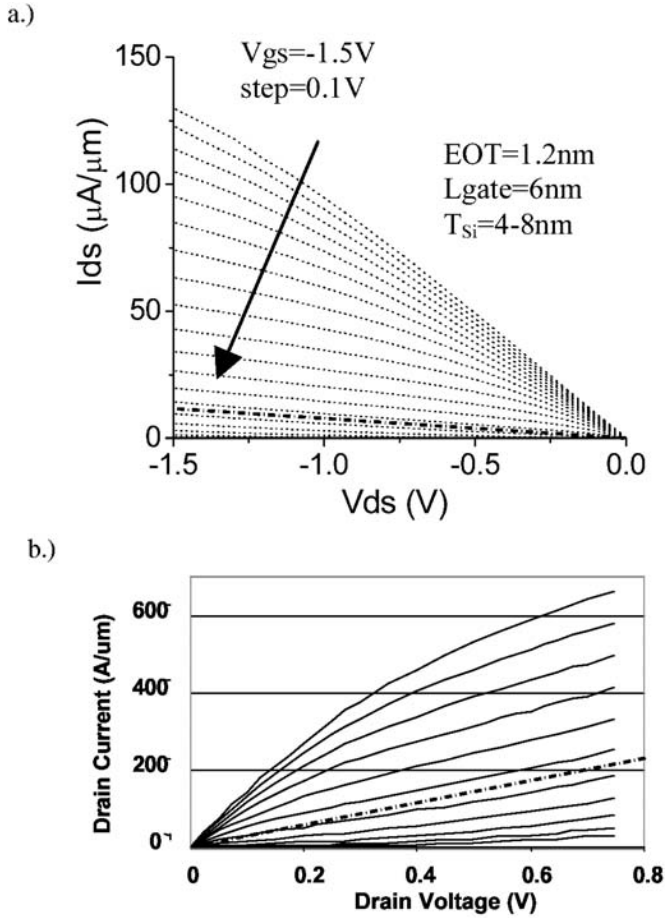

Abb. 6: **a)** I-V-Kennlinien eines pFETs mit einer Kanallänge von 6 nm nach Ref. [3]: zur Verdeutlichung der gestrichpunktet eingetragenen Schwellwertkennlinie.
b) I-V-Kennlinien eines nFETs mit 10 nm Kanalänge nach Ref. [2] und die gestrichpunktete Schwellwertkennlinie.

Literatur

[1] Semiconductor Industry Association, International Technology Roadmap for Semiconductors; see http://public.itrs.net/.

[2] B. Doyle, R. Arghavani, D. Barlage, S. Datta, M. Doczy, J. Kavalieros, A. Murty, and R. Chau. *Intel Technology Journal*, 6:42–54, 2002. downloadable at http://www.intel.com/technology/itj/.

[3] B. Doris, M. Ieong, T. Kanarsky, Y. Zhang, R. Roy, O. Dokumaci, Z. Ren, F-F. Jamin, L. Shi, W. Natzle, H-J. Huang, J. Mezzapelle, A. Mocuta, S. Womack, M. Gribelyuk, E. Jones, R. Miller, H-S. Wong, and W. Haensch. *IEDM Tech. Dig.*, page 267, 2002.

[4] F. Boeuf, X. Jehl, M. Sanquer, and T. Skotnicki. *IEEE Trans. Nanotechnol.*, 3:105, 2004.

[5] M. Ieong, B. Doris, J. Kedzierski, K. Rim, and M. Yang. *Science*, 306:2057, 2004.

[6] R. Martel, T. Schmidt, H. R. Shea, T. Hertel, and Ph. Avouris. *Appl. Phys. Lett.*, 73:2447, 1998.

[7] J. Appenzeller, J. Knoch, M. Radosavljevi'c, and Ph. Avouris. *Phys. Rev. Lett.*, 92:226802, 2004.

[8] B. Yu. *IEDM Techn. Dig.*, page 251, 2002.

[9] Yang-Kyu Choi, K. Asano, N. Lindert, V. Subramanian, Tsu-Jae King, J. Bokor, and C. Hu. *IEEE Electron Device Lett.*, 21:254, 2000.

[10] I. Shorubalko, H. Q. Xu, P. Omling, and L. Samuelson. *Appl. Phys. Lett.*, 83:2369, 2003.

[11] S. H. Son, K. H. Cho, S. W. Hwang, K. M. Kim, Y. J. Park, Y. S. Yu, and D. Ahn. *J. Appl. Phys.*, 96:704, 2004.

[12] P. Chidambaram, C. Bowe, S. Chakravarthi, C. Machala, and R. Wise. *IEEE Trans. Electron Devices*, 53:944, 2006.

[13] M. Yang, V. Chan, K. Chan, L. Shi, D. Fried, J. Stathis, A. Chou, E. Gusev, J. Ott, L. Burns, M. Fischetti, and M. Ieong. *IEEE Trans. Electron Devices*, 53:965, 2006.

[14] V.K̃. Khanna. *Phys. Rep.*, 398:67, 2004.

[15] M. Lundstrom and J. Guo. *Nanoscale Transistors*. Springer, Berlin, 2006.

[16] L. L. Chang, L. Esaki, and R. Tsu. *Appl. Phys. Lett.*, 24:593, 1974.

[17] T. Ando, Y. Arakawa, K. Furuya, S. Komiyama, and H. Nakashima (Eds.). *Mesoscopic Physics and Electronics*. Springer, Berlin, 1998.

[18] R. Landauer. *IBM J. Res. Develop.*, 1:223, 1957.

[19] M. Büttiker. *Phys. Rev. Lett.*, 57:1761, 1986.

[20] M. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer, and S. Pinhas. *Phys. Rev. B*, 31:6207, 1985.

[21] M. Büttiker. *Phys. Rev. B*, 46:12485, 1992.

[22] K. Natori. *J. App. Phys.*, 76:4879, 1994.

[23] H. Ueneo, M. Tanaka, K. Morikawa, T. Takayashi, and M. Miura-Mattausch. *J. Appl. Phys.*, 91:5361, 2002.

[24] G. A. Nemnes, U. Wulf, and P. N. Racec. *J. Appl. Phys.*, 96:596, 2004.

[25] S. E. Laux, A. Kumar, and M. Fischetti. *J. Appl. Phys.*, 95:5545, 2004.

[26] M. J. Gilbert and D. K. Ferry. *J. Appl. Phys.*, 95:7954, 2004.

[27] G. A. Nemnes, U. Wulf, and P. N. Racec. *J. Appl. Phys.*, 98:84308, 2005.

[28] M. DeMichielis, D. Esseni, and F. Driussi. *IEEE Trans. Electron Devices*, 54:115, 2007.

[29] A. Svizhenko, M. Anatram, T. R. Govindan, B. Biegel, and R. Venugopal. *J. Appl. Phys.*, 91:2343, 2002.

[30] R. Venugopal, S. Goasguen, S. Datta, and M. S. Lundstrom. *J. Appl. Phys.*, 95:292, 2004.

[31] J. Wang, E. Polizzi, and M. Lundstrom. *J. Appl. Phys.*, 96:2192, 2004.

[32] M. D. Croitoru, V. N. Gladilin, V. M. Fomin, J. T. Devreese, W. Magnus, W. Schoenmaker, and B. Sorée. *J. Appl. Phys.*, 93:1230, 2003.

[33] M. Fischetti, S. E. Laux, and A. Kumar. *IEDM Techn. Dig.*, page 467, 2003.

[34] W. Hänsch. *The drift diffusion equation and its applications in MOSFET modeling*. Springer, Wien, New York, 1991.

[35] T. Ando. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 51:3893, 1982.