

Transport in AlGaAs/GaAs-Quantendrähten in hohen elektrischen Feldern

C. Resch, J. Lutz, F. Kuchar
Institut für Physik, Montanuniversität Leoben,
8700 Leoben

In diesem Beitrag werden experimentelle Ergebnisse über den Ladungstransport in quasi-eindimensionalen Quantendrähten bei hohen Temperaturen und in hohen elektrischen Feldern vorgestellt. Übereinstimmend mit theoretischen Vorhersagen konnte erstmals im Bereich hoher elektrischer Feldstärken eine Widerstandsreduktion gemessen werden. Vergleichsmessungen an einer zweidimensionalen Probe ergaben keinerlei Hinweise auf einen derartigen Effekt. Demzufolge handelt es sich bei dieser Widerstandsreduktion um einen reinen Dimensionseffekt, der durch fehlende Elektron-Elektron-Streuung und eine wesentlich veränderte Elektron-Phonon-Wechselwirkung in einer Dimension interpretiert werden kann.

1. Einleitung und theoretischer Hintergrund

In den letzten Jahren ist das Interesse an niederdimensionalen Strukturen auf Grund von immer besseren Kristallwachstums- und Lithographietechniken stark gestiegen. Besonders das quasi-eindimensionale (Q1D-) Elektronengas in Quantendrähten ist nicht nur von rein physikalischem Interesse. Wegen der fortschreitenden Miniaturisierung der elektronischen Bauelemente gewinnen die Eigenschaften des Q1D-Elektronengases auch für die Funktion der Bauelemente bei Raumtemperatur an Bedeutung. Auch zeichnet sich die Möglichkeit einer direkten Anwendung für sehr schnelle Bauelemente ab.

Der überwiegende Teil der bisherigen Untersuchungen beschäftigte sich mit den grundlegenden physikalischen Eigenschaften von Quantendrähten, d.h. bei tiefen Temperaturen und kleinen elektrischen Feldstärken, wenn sich das Elektronensystem sehr nahe dem Gleichgewichtszustand befindet. Elektronische Bauelemente werden meist bei hohen Temperaturen betrieben. Infolge hoher Feldstärken und/oder hohen Frequenzen befindet sich das Elektronensystem in einem extremen Ungleichgewicht. Dadurch spielen andere Streumechanismen eine entscheidende Rolle.

Eine wichtige Größe für schnelle und miniaturisierte Bauelemente ist die Sättigungsdriftgeschwindigkeit. Sie steht in direktem Zusammenhang mit der Elektron-Gitter-Wechselwirkung und der von dieser Wechselwirkung abhängenden Verteilungsfunktion des Ladungsträgersystems. Die Elektron-Elektron-Streuung wirkt dagegen immer in Richtung einer Maxwell-Verteilung, wenn auch mit erhöhter Elektronentemperatur. In Q1D-Strukturen kann letztere aber praktisch vernachlässigt werden, da für eine Intra-subbandstreuung aufgrund der Energie- und Impulserhaltung Energie und Impuls der Teilchen nur ausgetauscht werden, d.h. es ist nur Vorwärts- oder Rückwärtsstreuung möglich. Die Kopplung der Inter-subbandstreuung ist wegen der großen Impulsdifferenzen auch nur sehr schwach [1]. Damit erhält man in Q1D-Drähten sehr leicht eine stabile Verteilung, die stark von der Maxwell-Verteilung abweicht. Weiters kann man bei hohen Temperaturen und hohen Feldern die Störstellenstreuung vernachlässigen. Als dominierende Streumechanismen bleiben daher die Streuung der Elektronen an akustischen, optischen und polaroptischen Phononen übrig. Allgemein akzeptiert wird, daß in niederdimensionalen Strukturen auch die Quantisierung und Lokalisierung der optischen Phononen berücksichtigt werden muß. Eine entscheidende Rolle spielen dabei

laut Mitin et al. [2] die quantisierten longitudinalen optischen und die lokalisierten Oberflächen-(Interface-)Phononen. Akustische Phononen können immer als dreidimensional betrachtet werden. Allerdings ergibt sich ein Unterschied für den Streuprozess, ob diese Phononen mit einem dreidimensionalen oder mit einem niederdimensionalen Elektronengas wechselwirken.

Theoretische Vorhersagen für das 1D-Elektronengas in hohen elektrischen Feldern liefern zum Teil widersprüchliche Ergebnisse. Leburton et al. [1], [3] finden über einer Gittertemperatur von 150 K wegen der fehlenden Elektron-Elektron-Streuung und der Dominanz der Streuung mit polaroptischen Phononen (Absorption) eine starke anormale Kühlung der Elektronen und daher hohe Beweglichkeit für elektrische Feldstärken im Bereich von 50 - 350 V/cm. Dabei wird die eindimensionale thermische Energie der polaroptischen Phononen in eine Driftbewegung umgewandelt und damit die Beweglichkeit erhöht. Mitin et al. [2] erhielten auch eine Beweglichkeitserhöhung, allerdings schon bei Feldstärken von 1 – 30 V/cm und bei einer Gittertemperatur von 30 K, so daß die akustische Phononenstreuung der dominierende Streumechanismus ist. Beide Arbeiten weisen darauf hin, daß dieser Effekt im wesentlichen durch die Zustandsdichte des 1D-Elektronengases bedingt ist und daher ein reiner Dimensionseffekt ist. Im Widerspruch zu diesen Ergebnissen können Mori et al. [4] in ihren Berechnungen keinen Anstieg der Beweglichkeit feststellen.

2. Experimentelle Ergebnisse und Interpretation

Bisher wurden unsere Experimente an vier Proben aus AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen durchgeführt, deren wichtigste Größen in Tabelle 1 aufgelistet sind. Die Proben A und B bestehen aus jeweils 10 parallelen Drähten und Probe C ist ein einzelner Draht. Probe D eine zweidimensionale Struktur für Vergleichsmessungen.

Tabelle 1:

Probe	L [μm]	W [μm]	R(T=300K) [k Ω]	R(T=77K) [k Ω]
A	20	10x0,8	12	1,3
B	20	10x0,6	23	4
C	20	0,8	37	4
D	20	20	2	0,45

W ist die strukturierte Breite der Proben. Die effektive Breite einer Probe für den Ladungstransport ist wegen Verunreinigungen und Gitterfehler am Rand um die Depletionszone verringert. Aus Messungen bei 4,2 K und darunter konnte für die Probe C eine effektive Breite von etwa 0,3 μm ermittelt werden [5]. Für die Berechnung der Streuparameter der Proben wurde aufgrund der höheren Temperaturen eine mittlere Depletionszone von 0,3 μm angenommen.

Die Messungen wurden jeweils bei Raumtemperatur (etwa 300 K) und bei 77 K durchgeführt. Zur Vermeidung der Gittererwärmung durch das heiße Elektronengas wurde der Widerstand der Proben mit maximal 35 ns langen Impulsen gemessen. Die maximale Spannung des Impulsgenerators von 8 V erlaubt Feldstärken von 4 kV/cm. Der Meßaufbau in Semirigid-Koaxial-Technik mit einem Sampling-Oszilloskop mit einer Anstiegszeit von 25 ps ermöglicht im Prinzip Impulsanstiegszeiten bis weit unter 100 ps, allerdings haben die verwendeten Proben aufgrund ihrer Strukturierung so hohe Parallelkapazitäten, daß eine sinnvolle Widerstandsbestimmung erst ab 1 ns möglich ist.

Die Meßergebnisse für eine Gittertemperatur $T_L = 300$ K sind in Abb. 1a und für $T_L = 77$ K in Abb. 1b zusammengefaßt. Eine Zeitabhängigkeit des Widerstands, d.h., eine Temperaturerhöhung des Gitters für eine Gittertemperatur von 300 K, ist erst ab einer Feldstärke von 2,5 kV/cm zu sehen und im Diagramm nicht explizit dargestellt. Für $T_L = 77$ K sinkt dieser Wert je nach Impulswiederholofrequenz auf unter 800 V/cm. Im Widerstandsverlauf als Funktion der elektrischen Feldstärke erhält man für die Q1D-Proben eine Reduktion des Widerstandes in einem Feldstärkenbereich von 500 – 2000 V/cm. In der 2D-Probe konnte eine derartige Reduktion nicht beobachtet werden.

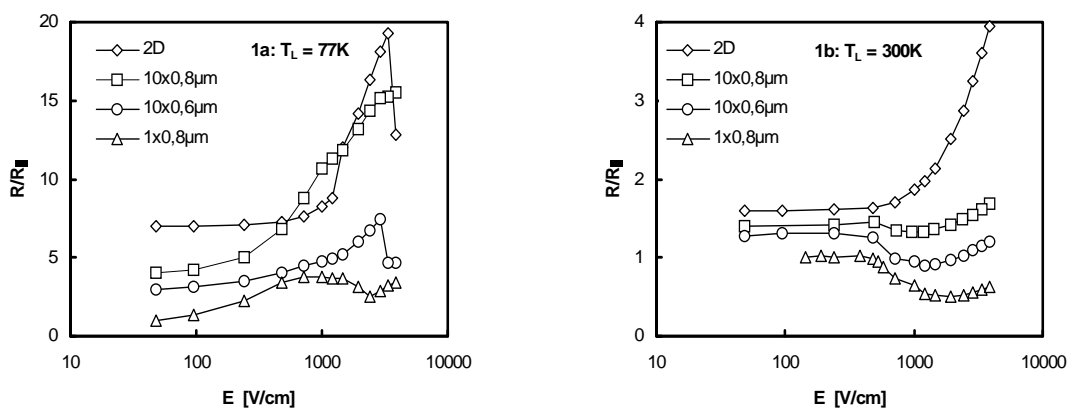


Abb. 1: Normierter Widerstand als Funktion der elektrischen Feldstärke für eine Gittertemperatur von 77K (a) und 300K (b). Die Widerstandswerte wurden 25 ns nach Beginn des Spannungsimpulses gemessen. Zur besseren Übersichtlichkeit sind die Kurven vertikal zueinander verschoben. R_0 ist der Widerstand bei den kleinsten Feldstärken.

Die Widerstandsverläufe der Q1D-Proben sind damit sehr ähnlich denen, die von Mitin et al. theoretisch für einen 1D-Quantendraht aus einer AlGaAs/GaAs-Heterostruktur berechnet wurden. Allerdings liegt der Feldstärkenbereich E^* um den Faktor 200 höher. Bei einer Gittertemperatur von 77 K ist nur mehr bei Probe C ein deutlicher Effekt der Widerstandsreduzierung zu sehen. Für die Proben A und B ergibt sich nur eine kleine Änderung der Steigung im Widerstandsanstieg. Der Feldstärkenbereich für diese Widerstandsänderung liegt aber wieder, wie bei der Gittertemperatur von 300 K bei ca. 1000 V/cm, und der Wert des Widerstandes in diesem Feldstärkenbereich entspricht dem für 300 K. Bei den Proben B und C wurde bei $T_L = 77$ K und für Feldstärken über 3000 V/cm ein abrupter Abfall des Widerstandes gemessen.

Eine mögliche Erklärung für die große Differenz zwischen den theoretisch berechneten und experimentell gemessenen Feldstärkebereichen der Widerstandsreduktion ist die Tatsache, daß die freie Weglänge l_{tr} in unseren 1D-Proben mit 45 – 70 nm etwa um denselben Faktor 200 kleiner ist als die freie Weglänge für die theoretischen Berechnungen von Mitin et al. Dies gilt, innerhalb einer Größenordnung, auch für den Vergleich mit den Ergebnissen von Leburton. Setzt man daher voraus, daß für die Umverteilung der Elektronen in allen Fällen zwischen zwei Streuprozessen vom elektrischen Feld die gleiche Energie zugeführt werden muß, d.h. das Produkt $E^* \cdot l_{tr} = \text{const.}$, so ergibt sich die Verschiebung zu den gemessenen Feldstärken.

Da der Wert des Widerstands der Proben in dem Feldstärkenbereich für die Widerstandsreduktion auch bei einer Gittertemperatur von 77K bei dem Wert für eine Gitter-

temperatur von 300K liegt, muß angenommen werden, daß die freien Weglängen der Elektronen im hohen elektrischen Feld in beiden Fällen gleich sind. Damit tritt die Widerstandsreduktion trotz niedrigerer Gittertemperatur etwa bei der gleichen elektrischen Feldstärke ein. Die Verstärkung des Effektes mit steigender Gittertemperatur deckt sich auch mit den theoretischen Ergebnissen von Leburton, da bei niedrigerer Gittertemperatur weniger polaroptische Phononen für eine Kühlung vorhanden sind.

Der abrupte Abfall des Widerstandes für die Proben B und C bei den höchsten Feldstärken und 77 K ist möglicherweise auf einen Intervalle- (Gunn-Effekt) und/oder Real-Space-Transfer zurückzuführen. Diese Transferprozesse bedingen einen negativen differentiellen Widerstand in der Driftgeschwindigkeit-Feld-Charakteristik und wurden von Masselink et al. [6] in 2D-GaAs-Heterostrukturen mit einem Mikrowellen-Verfahren gemessen. Dabei zeigte sich, daß diese Transferprozesse bei 300 K erst über einer Feldstärke von 4 kV/cm und bei 77 K über 2,5 kV/cm einsetzen. Da diese Werte genau im Bereich unserer maximalen Feldstärken liegen, war eine genauere Untersuchung mit dem vorhanden Impulsgenerator nicht möglich.

Diese Experimente zeigen erstmals eine Widerstandsreduktion als Folge der eindimensionalen Struktur eines Quantendrahtes. Noch stärkere Effekte sind mit schmälere Proben, also ausgeprägter Eindimensionalität, zu erwarten. Dazu werden derzeit Strukturierungsarbeiten mittels Elektronenstrahl-Lithographie am Institut für Festkörperelektronik der TU Wien durchgeführt.

Danksagung

Die Autoren danken Prof. K. Ismail (IBM Yorktown Heights; University of Cairo) für die Herstellung der Proben mittels Elektronenstrahl-Lithographie. Die AlGaAs/GaAs Heterostrukturen wurden bei der Deutschen Telekom in Darmstadt hergestellt.

Literaturverzeichnis

- [1] J. P. Leburton, D. Jovanovic: „Hot-carrier dynamics in mesoscopic structures“, *Semicond. Sci. Techn.*, Vol. 7, 1992, pp. B202-B209.
- [2] V. Mitin, R. Mickevicius: „Electron noise in quantum wires“, *Second International Symposium on „New Phenomena in Mesoscopic Structures“*, Hawaii, Dec. 7-11, 1992, pp 22-27.
- [3] J. P. Leburton: „Optic-phonon-limited transport and anomalous carrier cooling in quantum-wire structures“, *Phys. Rev. B*, Vol. 45, 1992, pp. 11022 - 11029.
- [4] N. Mori, C. Hamaguchi: „Hot electron transport in quantum wires“, *Second International Symposium on „New Phenomena in Mesoscopic Structures“*, Hawaii, Dec. 7-11, 1992, pp 28-31.
- [5] J. Wrobel, F. Kuchar, K. Ismail, K. Y. Lee, H. Nickel, W. Schlapp, G. Grabecki, T. Dietl: „The influence of reduced dimensionality on the spin-splitting in GaAlAs/GaAs quantum wires“, *Surface Science*, Vol. 305, 1994, pp. 615-619.
- [6] W. T. Masselink, N. Braslau, W. I. Wang, S. L. Wright: „Electron velocity and negative differential mobility in AlGaAs/GaAs modulation doped heterostructures“, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 51, No. 19, 1987, pp. 1533-1535.