

Abfall oder ein Höchstwert des Maximum-Stromes auftritt. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit dem Experiment (Abb. 3). So zeigen Germaniumdioden wegen ihres kleinen  $U_p$ -Wertes eine monotone Stromabnahme, Galliumarseniddioden hingegen einen Maximalwert im Zimmertemperaturbereich. Für den quantitati-

<sup>9</sup> Solche Kennlinien wurden beispielsweise von L. ESAKI u. Y. MIHARA, Solid State Electronics 1, 13 [1960], publiziert.

## Zum Bandaufbau bei hochdotierten Halbleitern

VON G. WINSTEL UND W. HEYWANG

Mitteilung aus dem  
Forschungslaboratorium der Siemens & Halske AG, München  
(Z. Naturforschg. 16 a, 440—441 [1961]; eingegangen am 9. März 1961)

In der Tunneldiodenkennlinie steigt der „Diodenstrom“ schon bei wesentlich geringerer Spannung an, als man auf Grund des bekannten Bandabstandes des verwendeten Halbleiters erwarten sollte (Abb. 1).

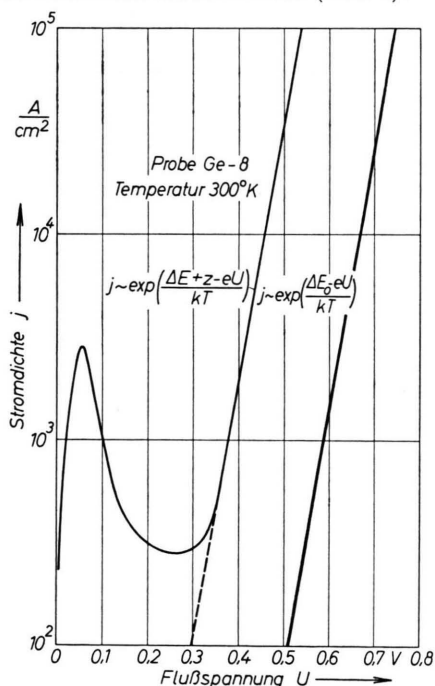


Abb. 1. Kennlinie einer Ge-Tunneldiode. Vergleich: Diodentheorie bei verschiedenem Bandabstand.

Dieses Verhalten läßt sich nicht erklären unter der Annahme, daß im hochdotierten Halbleiter eine sehr hohe Rekombinationswahrscheinlichkeit vorliegt. Denn in diesem Fall wird der Strom durch die thermische Nachlieferung begrenzt und die mathematische Auswertung — entsprechend der sogenannten „Diodentheo-

rien Verlauf ist allerdings der experimentell gefundene Temperaturgang von  $U_p$  mit zu berücksichtigen. Die so gerechneten Kurven sind in Abb. 3 eingetragen.

Eine analoge Kennlinienanalyse führte bei Tunneldioden aus Silicium qualitativ zum gleichen Ergebnis wie bei Germanium<sup>9</sup>. Eine ausführliche Arbeit über das skizzierte Thema wird vorbereitet.

Den Herren Prof. Dr. F. STÖCKMANN und Dr. W. HEYWANG danke ich für wertvolle Diskussionen, Herrn Dr. M. SEIPT für die Durchführung der Messungen.

rie“<sup>1</sup> — führt mit  $z=100$  mV auf die in Abb. 1 für den Stromanstieg eingetragene Kurve. Die berechnete Stromstärke liegt mehr als eine Größenordnung unter den experimentell gemessenen Werten.

Aus der Tunneldiodenkennlinie ergibt sich überdies noch eine weitere Diskrepanz mit den üblichen Vorstellungen des Bändermodells für entartete Halbleiter: Aus der Lage des Tunnelstrommaximums und -minimums folgt der Größenordnung nach, daß die FERMI-Kante um etwa  $z=100$  meV in das Leitungsband eingedrungen ist. Eine solche Eindringtiefe erhält man, wenn man alle entsprechend der Dotierung vorhandenen freien Elektronen — wir beschränken uns im folgenden beispielsweise auf einen n-Typ-Halbleiter — im ungestörten, parabolischen Band unterbringt. Formal gilt

$$z = k T \left( \frac{3}{4} \right)^{2/3} \pi^{1/3} \left( \frac{n}{N} \right)^{2/3} = 3,64 \cdot 10^{-15} \frac{m_0}{m_{eff}} n^{2/3} \text{ eV cm}^2 \quad (1)$$

( $kT$  = Temperaturäquivalent der Energie,  $n$  = Zahl der freien Elektronen,  $N$  = Bandgewicht des Halbleiters,  $m_0$  = Masse des freien Elektrons,  $m_{eff}$  = effektive Masse der Träger im Kristall).

Diese Gleichung liefert beispielsweise mit

$$m_{eff} = 0,1 m_0 \quad \text{und} \quad n = 10^{19} / \text{cm}^3$$

eine Eindringtiefe der FERMI-Kante von  $z=170$  meV. Liegt aber das FERMI-Niveau so weit im Leitungsband, so müssen die Störterme, die sich bei den üblichen Dotierungen im wesentlichen unterhalb des Bandrandes im sogenannten Störband befinden sollen, entsprechend der FERMI-Statistik besetzt sein. Da aber die Anzahl dieser Störterme gleich der Zahl der freien Träger selbst ist, kann das FERMI-Niveau unter dieser Annahme nicht so weit in das Leitungsband eindringen. Hieraus folgt, daß die Störterme bereits zum größten Teil im Energiebereich des Leitungsbandes liegen.

Zu einer vollständigen Klärung des aufgeworfenen Problems muß noch folgendes berücksichtigt werden: Die Terme der bandnahen Donatoren, wie sie für eine Dotierung im Bereich der Entartung verwendet werden müssen, entstehen durch Zusammenfassung von Eigenfunktion des Leitungsbandes selbst. Gemäß dem EHREN-

<sup>1</sup> Siehe beispielsweise SPENKE, Elektronische Halbleiter, Springer-Verlag, Berlin 1955, S. 80 ff.



festen Theorem ist daher die Summe der Störstellen-terme und der Terme im Leitungsband konstant. Beim Verschmelzen des Störbandes mit dem Leitungsband tritt daher keine Überlappung ein, und das verschmolzene Gesamtsystem ist als einheitliches, jedoch verändertes Leitungsband aufzufassen. Dieses Verschmelzen erfolgt jedoch nicht durch Verbreiterung des zunächst gebildeten Störbandes allein, sondern ebenso durch ein Absinken der im Leitungsband verbliebenen Terme. Hierfür kann folgende theoretische Abschätzung gegeben werden<sup>2</sup>:

Setzt man das Potential des Störatoms an mit

$$V_s = \frac{e}{r} \exp(-r/a) \quad (2)$$

( $a$  Abschirmkonstante), so ergibt sich eine Absenkung des Leitungsbandes von

$$\delta E = 3c \left( \frac{a}{a_0} \right)^2 [\text{eV}] \quad (3)$$

( $a_0$  = Gitterkonstante,  $c$  = relative Konzentration der Störatome).

Für die Abschirmkonstante  $a$  ist dabei ein Wert zu setzen, der sich aus der Term Lage bei geringer Störung ergibt. Es gilt die Abschätzung

$$a = \frac{1}{4} r_H \varepsilon \frac{m_0}{m_{\text{eff}}} \quad (4)$$

Mit dem BOHRschen Wasserstoffradius  $r_H = 0,58 \text{ \AA}$  erhält man beispielsweise mit  $\varepsilon = 10$ ,  $m_{\text{eff}} = 0,1 m_0$  und  $a_0 = 5 \text{ \AA}$ :

$$\delta E \approx 30c [\text{eV}].$$

Dies bedeutet bei Konzentrationen von 0,1–1%, wie sie bei Tunnelnioden vorliegen, eine Bandabsenkung von etwa 0,03–0,3 eV.

Einen Einblick in den Aufbau des Bandrandes selbst liefert eine Arbeit von PARMENTER<sup>3</sup> über Bandsysteme von Legierungen. Bei statistischer Verteilung der Störstellen nimmt der scharfe Bandrand des ungestörten Halbleiters die Form eines Ausläufers in den Bereich des verbotenen Bandes hinein an. Die Ausdehnung dieses Ausläufers hängt wieder von der Störstellenkonzentration ab. Eine quantitative Abschätzung ist jedoch schwierig. Der Größenordnung nach gilt für die Eindringtiefe  $\delta E'$ :

$$\delta E' \approx c [\text{eV}]. \quad (5)$$

Durch Zusammenfassung der verschiedenen Einflüsse gelangt man zu dem in Abb. 2 dargestellten qualitativen Verhalten des Bandes in Abhängigkeit von der Dotierung, aus dem sich vor allem eine Abnahme des Bandabstandes ergibt.

Der skizzierte Bandaufbau vermag nun den Gesamtverlauf der Tunnelniodenkennlinie zu beschreiben, worauf in einer weiteren Arbeit<sup>4</sup> näher eingegangen

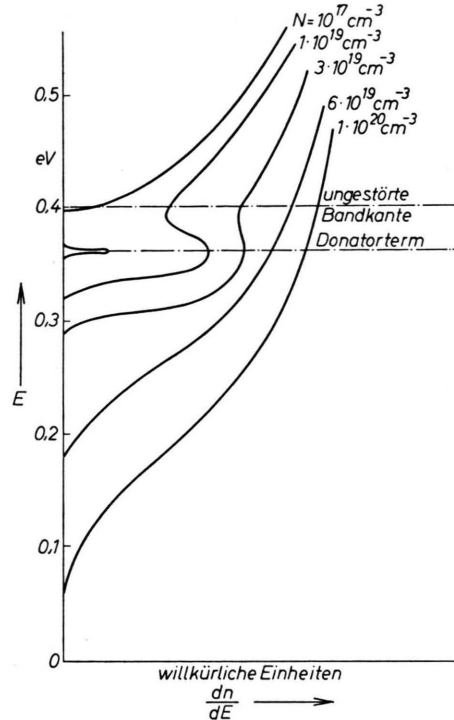


Abb. 2. Änderung des Leitungsbandes bei hohen Dotierungen. Die Schnittpunkte mit der Ordinate entsprechen den im Text gegebenen theoretischen Abschätzungen. Der Kurvenverlauf selbst ist nur qualitativ.

wird. Hinsichtlich des veränderten Bandabstandes ergibt die Auswertung des Diodenastes bei verschiedenen Tunnelnioden folgende Ergebnisse (die Dotierungskonzentration lag in allen Fällen in der Nähe der Grenze der Löslichkeit für die entsprechenden Störstellen):

1. Siliciumdioden ausgewertet nach<sup>5</sup>

$$\Delta E + z = 1,04 \text{ eV} < 1,1 \text{ eV} = \Delta E_0,$$

2. Germaniumdioden

$$\Delta E + z = 0,62 \text{ eV} < 0,65 \text{ eV} = \Delta E_0,$$

3. Galliumarseniddioden

$$\Delta E + z = 1,1 \text{ eV} < 1,4 \text{ eV} = \Delta E_0.$$

Dabei ist  $\Delta E$  der Bandabstand des entarteten Halbleiters und  $\Delta E_0$  der gewöhnliche Bandabstand bei geringen Dotierungen. Auf Grund der vorliegenden Entartung lag in allen Fällen  $z$  bei etwa 100 meV. Die Größenordnung der sich damit ergebenden Bandabstandsverminderung von 0,1–0,3 eV entspricht der oben gegebenen theoretischen Abschätzung.

<sup>2</sup> W. HEYWANG, Z. Naturforsch. **4a**, 654 [1949].

<sup>3</sup> R. H. PARMENTER, Phys. Rev. **97**, 588 [1955].

<sup>4</sup> G. WINSTEL, Z. Naturforsch. **16a**, 438 [1961]; voranstehende Arbeit.

<sup>5</sup> L. ESAKI u. Y. MIHARA, Solid State Electronics **1**, 13 [1960].