

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 19 (1946)  
**Heft:** III

**Artikel:** Zusammenhang zwischen der Mengenkonstanten A und der thermischen Aktivierungsenergie im Leitfähigkeitsgesetz der Störhalbleiter  
**Autor:** Busch, G.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-111703>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 07.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# Zusammenhang zwischen der Mengenkonstanten $A$ und der thermischen Aktivierungsenergie $\varepsilon$ im Leitfähigkeitsgesetz der Störhalbleiter

von G. Busch.

(1. IV. 1946.)

*Zusammenfassung.* Die WILSONsche Theorie wird für den Fall eines Überschusshalbleiters unter der Voraussetzung erweitert, dass die Lage der Elektronenspenderstellen im Energieschema des Halbleiters nicht durch einen diskreten Wert  $\Delta B$ , sondern durch einen Bereich von endlicher Breite gegeben ist. Für die Leitfähigkeit  $\sigma$  existieren zwei Temperaturgebiete, in denen  $\ln \sigma$  als Funktion der reziproken absoluten Temperatur Geraden mit verschiedenen Neigungen darstellen. — Durch Übertragung der Fehlordnungstheorie in Kristallen auf das Halbleiterproblem ergibt sich der experimentell gefundene Zusammenhang  $\ln A = \alpha + \beta \cdot \varepsilon$  zwischen der Mengenkonstanten  $A$  und der thermischen Aktivierungsenergie  $\varepsilon$  als exakt gültiges Gesetz.

## 1. Einleitung.

Die elektrische Leitfähigkeit eines Halbleiters wird meistens in der Form

$$\sigma(T) = A_1(T) \cdot e^{-\frac{\Delta B_1}{2kT}} + A_2(T) \cdot e^{-\frac{\Delta B_2}{2kT}} \quad (1)$$

angegeben, welche in grossen Zügen die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit aller Halbleitertypen wiederzugeben imstande ist. Die Koeffizienten  $A_1(T)$  und  $A_2(T)$  sind im allgemeinen *schwach* temperaturabhängig und werden neben den Exponentialfunktionen zumeist ausser acht gelassen. Im Falle reiner Eigen-, Überschuss- oder Mangelleitung genügt eine eingliedrige Formel, während sich die Einführung von mehr als zwei Gliedern bisher nicht als notwendig erwiesen hat. Prinzipiell wäre es allerdings denkbar, dass sich in ein und derselben Substanz alle drei Halbleitertypen überlagern, doch sind solche Fälle unseres Wissens nicht mit Sicherheit bekannt.

Wir beschränken uns im folgenden auf einen reinen ÜberschussHalbleiter, für welchen die Theorie das Leitfähigkeitsgesetz liefert

$$\sigma(T) = \frac{e^2}{m} f_0 \cdot \bar{\tau}_0 \cdot n'_H \quad (2a)$$

mit

$$n'_H = \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{2m kT}{\pi \hbar^2 f_0} \right)^{3/4} \cdot n_D^{1/2} \cdot e^{-\frac{\Delta B}{2kT}}. \quad (2b)$$

Dabei bedeuten

$e, m$ : Ladung und Masse des Elektrons

$f_0$ : Freiheitszahl der Elektronen im Leitungsband

$\bar{\tau}_0$ : Mittlere Relaxationszeit der Elektronen im Leitungsband

$n_D$ : Zahl der Elektronenspenderstellen pro  $\text{cm}^3$

$\Delta B$ : Thermische Aktivierungsenergie.

Der Koeffizient  $A(T)$ , die sog. *Mengenkonstante* hat demnach folgende Bedeutung:

$$A(T) = e^2 \cdot \left( \frac{f_0}{2m} \right)^{1/4} \cdot \left( \frac{kT}{\pi \hbar^2} \right)^{3/4} \cdot \bar{\tau}_0 \cdot n_D^{1/2}. \quad (3)$$

Die Mengenkonstante enthält also ausser universellen Konstanten die Freiheitszahl  $f_0$  der Elektronen im Leitungsband, ihre mittlere Relaxationszeit  $\bar{\tau}_0$  und die Konzentration der Elektronenspenderstellen  $n_D$  als Variable, welche die Leitfähigkeit des Halbleiters mitbestimmen. Während die Werte für  $f_0$  und  $\bar{\tau}_0$  im allgemeinen in einem verhältnismässig engen Variationsbereich liegen, steht für  $n_D$  prinzipiell ein Spielraum von vielen Grössenordnungen zur Verfügung. Es ist daher zu erwarten, dass die Mengenkonstante  $A(T)$  in einem sehr grossen Wertebereich je nach der Art des Gitters und der Vorgeschichte des Halbleiters schwankt, und zwar *unabhängig* von der thermischen Aktivierungsenergie  $\Delta B$ . Aus der Veränderlichkeit von  $A(T)$  und  $\Delta B$  erklärt sich die Tatsache, dass die Leitfähigkeit der Halbleiter bei Zimmertemperatur zwischen  $10^{-10}$  und  $10^2 \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$  liegen kann, ohne dass mit diesen Zahlenwerten grundsätzliche Grenzen gegeben wären. Lediglich im Gebiet hoher Leitfähigkeiten ( $\sigma > 1 \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ) machen sich Entartungserscheinungen des Elektronengases bemerkbar, wie von SHIFRIN<sup>1)</sup> eingehend erörtert worden ist.

Nun ergibt sich aber gerade für kleine Leitfähigkeiten ( $\sigma < 10^{-2} \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ) aus Messungen von MEYER und NELDEL<sup>2)</sup> an  $\text{ZnO}$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{UO}_2$  und am  $\text{SiC}$ <sup>3)</sup>, dass zwischen der Mengen-

<sup>1)</sup> K. SHIFRIN, J. of Phys. of the USSR., VIII, 242 (1944).

<sup>2)</sup> W. MEYER und H. NELDEL, Zs. f. techn. Phys. 18, 588 (1937).

<sup>3)</sup> G. BUSCH, H. P. A. 19, 167 (1946).

konstanten  $A$  und der experimentell bestimmten Aktivierungsenergie  $\varepsilon_{\text{exp}}$  ein einfacher Zusammenhang in der Form

$$\ln A = \alpha + \beta \cdot \varepsilon_{\text{exp}} \quad (4)$$

besteht. Dieser Zusammenhang, welcher für kleine Leitfähigkeiten exakte Gültigkeit zu besitzen scheint, ist in Fig. 1 für die erwähnten Halbleiter dargestellt. Eine Erklärung dieser bemerkenswerten Beziehung wurde bisher nicht gegeben und soll daher im folgenden versucht werden.

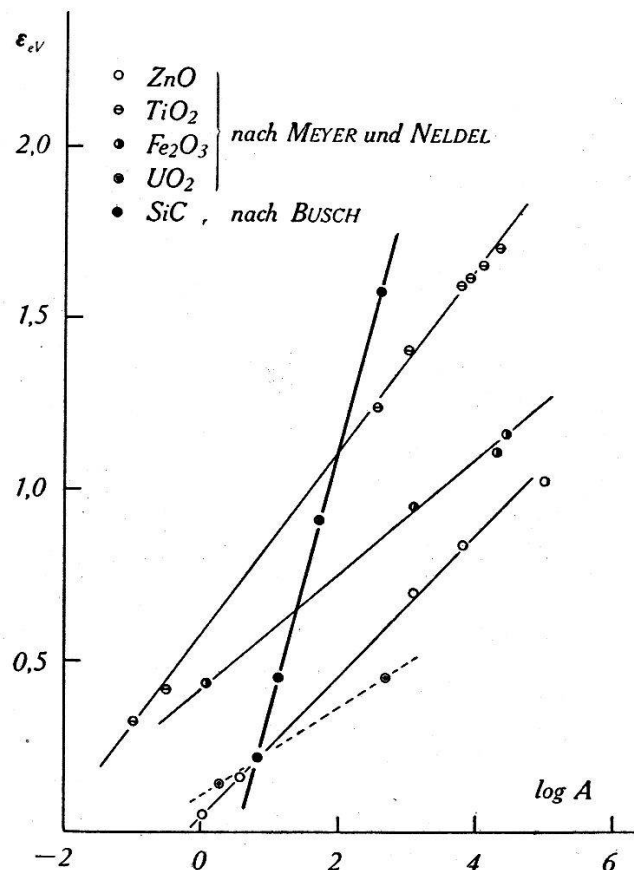


Fig. 1.

Zusammenhang  $\varepsilon \longleftrightarrow A$  für verschiedene Halbleiter.  
 ( $\sigma_{18^\circ} < 10^{-1} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ .)

## 2. Erweiterung der Wilsonschen Theorie.

Die Elektrizitätsleitung in Halbleitern, ausgenommen den Fall der Eigenleitung, muss ähnlich wie die Ionenleitung in Kristallen, als *Fehlorderungs*phänomen aufgefasst werden. Während sich im Falle der Ionenleitung die Fehlstellen mit dem Kristallgitter in thermodynamischem Gleichgewicht befinden, ist dies für Halbleiter nicht der Fall. Hier handelt es sich vielmehr um eine Art

„eingefrorene Fehlordnung“. Dabei befinden sich die Fehlstellen und damit auch die Elektronenspenderstellen in energetisch unterschiedlichen Lagen des Kristallgitters, so dass die thermische Aktivierungsenergie nicht durch einen einzigen Wert  $\Delta B$ , sondern durch einen endlichen Wertebereich in Rechnung zu setzen ist. Auf diese Tatsache ist von SCHOTTKY<sup>1)</sup> hingewiesen worden. Im Energieschema des Halbleiters tritt daher an Stelle der scharfen „Störniveaus“ (Fig. 2a) ein „Störband“ von endlicher Breite, wie es in Fig. 2b veranschaulicht ist.

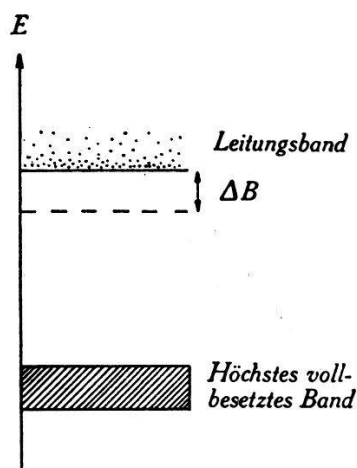


Fig. 2a.

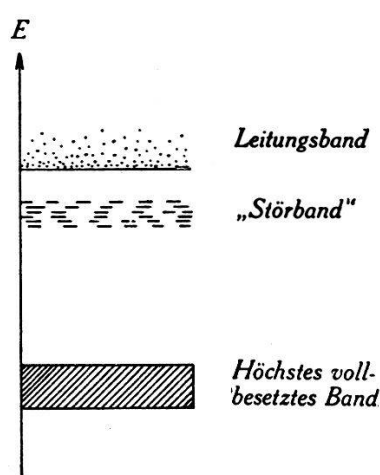


Fig. 2b.

Energieschemata für Störhalbleiter.

Die Einführung eines „Störbandes“ wird naturgemäss die Form des Leitfähigkeitsgesetzes beeinflussen, welches in Analogie zur WILSONschen Herleitung gefunden werden kann<sup>2)</sup>, sofern eine Annahme über die Zahl der im Energieintervall  $dE$  verfügbaren Elektronenspenderstellen  $\Phi(E)dE$  gemacht wird. Versuche mit verschiedenen Funktionen  $\Phi(E)$  zeigten, dass das Endresultat in seinen wesentlichen Zügen von der Form dieser Funktion weitgehend unabhängig ist, so dass im folgenden mit dem einfachen Fall einer rechteckigen Verteilung der in Fig. 3 dargestellten Art gerechnet werden soll.

Die Funktion  $\Phi(E)$  sei durch folgende Bedingungen gegeben:

$$\begin{aligned} E < E_0 & : \Phi(E) = 0 \\ E_0 \leq E \leq E_0 + \Delta E & : \Phi(E) = \Phi_0 = \text{const} \\ E > E_0 + \Delta E & : \Phi(E) = 0. \end{aligned}$$

<sup>1)</sup> W. SCHOTTKY, Zs. El. Chem. 45, 33 (1939).

<sup>2)</sup> Siehe z. B. H. FRÖHLICH, Elektronentheorie der Metalle, Springer, Berlin 1936.

Die Anzahl der Spenderstellen pro  $\text{cm}^3$  ist somit

$$n_D = \int_{E_0}^{E_0 + \Delta E} \Phi(E) dE = \Phi_0 \cdot \Delta E. \quad (5)$$

Im thermischen Gleichgewicht ist die Zahl der freien Elektronen im Leitungsband gleich der Zahl der freien Plätze im Störband, d. h.

$$2 \underbrace{\int F(E) D(E) dE}_{\text{Leitungsband}} = \underbrace{\int (1 - F(E)) \Phi(E) dE}_{\text{Störband}}. \quad (6)$$

Dabei bedeutet  $F(E)$  die FERMI-DIRACSCHE Verteilungsfunktion mit der Grenzenergie  $\zeta$ , welche im Leitungsband, d. h. für  $E > E_2$  durch  $F(E) \cong e^{-\frac{E-\zeta}{kT}}$  und im Störband, d. h. für  $E < E_0 + \Delta E$  durch  $1 - F(E) \cong e^{\frac{E-\zeta}{kT}}$  angenähert werden kann, sofern das

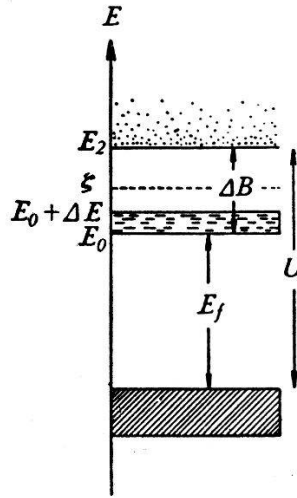


Fig. 3.

Vollständiges Energieschema eines Halbleiters mit Störband.

Elektronengas als nicht entartet betrachtet wird.  $D(E)$  ist die *Eigenwertdichte* der Elektronen im Leitungsband und hat im Grundgebiet vom Volumen  $R$  die Form

$$D(E) = \frac{R}{4\pi^2} \left( \frac{2m}{f_2 \cdot \hbar^2} \right)^{3/2} \cdot (E - E_2)^{1/2} \quad (7)$$

$f_2$  = Freiheitszahl der Elektronen im Leitungsband  
 $E_2$  = Energie des unteren Randes des Leitungsbandes.

Durch Einsetzen der Werte für  $F(E)$ ,  $\Phi(E)$  und  $D(E)$  geht (6) über in

$$2 \cdot \frac{R}{4\pi^2} \left( \frac{2m}{f_2 \hbar^2} \right)^{3/2} \int_{E_2}^{\infty} e^{-\frac{E-\zeta}{kT}} (E - E_2)^{1/2} dE = \int_{E_0}^{E_0 + \Delta E} \Phi_0 e^{\frac{E-\zeta}{kT}} dE. \quad (8)$$

Die linke Seite der Gleichung (8) lässt sich leicht integrieren und liefert die Zahl  $N'_H$  der freien Elektronen des Leitungsbandes im Grundgebiet, bzw. ihre Zahl pro  $\text{cm}^3$   $n'_H = \frac{N'_H}{R}$ :

$$n'_H = \frac{1}{4} \left( \frac{2m kT}{\pi \hbar^2 \cdot f_2} \right)^{3/2} \cdot e^{\frac{\zeta - E_2}{kT}}. \quad (9)$$

Die rechte Seite von (8) liefert mit (5):

$$\int_{E_0}^{E_0 + \Delta E} \Phi_0 e^{\frac{E - \zeta}{kT}} dE = n_D \frac{kT}{\Delta E} \cdot e^{\frac{E_0 - \zeta}{kT}} \left( e^{\frac{\Delta E}{kT}} - 1 \right). \quad (10)$$

Durch Gleichsetzen der rechten Seiten von (9) und (10) findet man die Grenzenergie  $\zeta$  in der Form

$$e^{\frac{\zeta}{kT}} = 2 \left( \frac{\pi \hbar^2 \cdot f_2}{2m kT} \right)^{3/4} \cdot n_D^{1/2} \cdot \left( \frac{kT}{\Delta E} \right)^{1/2} \cdot e^{\frac{E_0 + E_2}{2kT}} \left( e^{\frac{\Delta E}{kT}} - 1 \right)^{1/2}$$

und durch Einsetzen in (9):

$$n'_H = \frac{1}{2} \left( \frac{2m kT}{\pi \hbar^2 f_2} \right)^{3/4} \cdot n_D^{1/2} \cdot \left( \frac{kT}{\Delta E} \right)^{1/2} \cdot \left( e^{\frac{\Delta E}{kT}} - 1 \right)^{1/2} e^{-\frac{\Delta B}{2kT}} \quad (11)$$

wobei für  $E_2 - E_0 = \Delta B$  gesetzt worden ist.

Mit (2a) und (3) ergibt sich somit für die Leitfähigkeit:

$$\underline{\sigma_H(T) = A(T) \cdot \left( \frac{kT}{\Delta E} \right)^{1/2} \cdot \left( e^{\frac{\Delta E}{kT}} - 1 \right)^{1/2} \cdot e^{-\frac{\Delta B}{2kT}}}. \quad (12)$$

### Diskussion.

a) Für hohe Temperaturen, bzw. kleine Breite des Störbandes, so dass  $\frac{\Delta E}{kT} \ll 1$ , folgt durch Entwickeln der *e-Funktion* sofort die bekannte Formel

$$\underline{\sigma_H(T) = A(T) \cdot e^{-\frac{\Delta B}{2kT}}}. \quad (13)$$

b) Im entgegengesetzten Fall, d. h. für  $\frac{\Delta E}{kT} \gg 1$  und damit auch  $\frac{\Delta B}{kT} \gg 1$ , also für kleine Leitfähigkeiten, ergibt sich

$$\underline{\sigma_H(T) = A(T) \cdot \left( \frac{kT}{\Delta E} \right)^{1/2} \cdot e^{-\frac{\Delta B - \Delta E}{2kT}}}. \quad (14)$$

Wird, wie dies im allgemeinen üblich ist,  $\ln \sigma_H$  als Funktion der reziproken Temperatur  $T$  dargestellt, so ergibt die Gleichung (12) eine Kurve, welche für hohe Temperaturen in eine durch Gleichung (13), für tiefe Temperaturen in eine durch Gleichung (14) gegebene Gerade mit der um den Betrag  $\frac{\Delta E}{2k}$  kleineren Steilheit übergeht. In der Tat zeigt sich dieses in Fig. 4 veranschaulichte Verhalten bei Halbleitern sehr häufig und braucht nach dem Vorstehenden *nicht* auf die Überlagerung zweier Halbleitertypen zurückgeführt zu werden.

Dagegen zeigt sich eindeutig, dass die starken Knicke der  $\ln \sigma (1/T)$ -Kurven der schwarzen Modifikation des SiC<sup>1)</sup> *nicht* durch

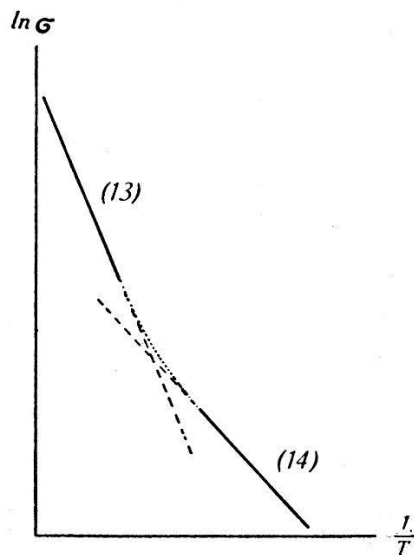


Fig. 4.

Prinzipieller Verlauf der Leitfähigkeit eines Halbleiters mit Störband.

die Existenz eines Störbandes von endlicher Breite erklärt werden können. Der Unterschied  $\Delta E$  der den Steilheiten des Hoch- und Tieftemperaturzweiges entsprechenden Aktivierungsenergien beträgt in diesem Falle etwa 0,2 eV, so dass sich das Übergangsgebiet, für welches  $\Delta E \approx k \cdot T$  ist, bei einer Temperatur von ca. 2300° K befinden müsste, was völlig ausser Betracht fällt. Die Annahme einer Überlagerung von zwei verschiedenen Halbleitertypen, bzw. Elektronen- oder Löcherleitung in energetisch verschiedenen Zonen, scheint in diesem Falle gerechtfertigt und wird durch Messungen des Halleffektes auch bestätigt.

<sup>1)</sup> G. BUSCH, loc. cit.



### 3. Fehlordnung und Halbleitereigenschaften.

Es steht heute wohl ausser jedem Zweifel, dass das Phänomen der Halbleitung in der überwiegenden Zahl der bekannten Fälle als *Fehlordnungserscheinung* gedeutet werden muss. Wie oben angedeutet, handelt es sich hierbei jedoch nicht um eine Fehlordnung im thermischen Gleichgewichtszustand mit dem Kristallgitter, welche, da die meisten Halbleiter Ionengitter besitzen, eine Ionenleitung zur Folge hätte. Ionenleitung bleibt ja bei der Diskussion der Halbleitung stets ausgeschlossen. Ferner wird vorausgesetzt, dass die Zahl der Elektronenspenderstellen  $n_D$  innerhalb eines weiten Temperaturbereiches, in welchem die Messungen durchgeführt werden, konstant, d. h. temperaturunabhängig ist. Andererseits erreicht man aber gerade durch thermische Behandlung in geeigneten Gasatmosphären eine Veränderung der Konzentration der Spenderstellen. Es muss daher angenommen werden, dass  $n_D$ , bzw. die Zahl  $\Phi(E)dE$  der den Spenderstellen zur Verfügung stehenden Energiestufen pro Intervall  $dE$  eine Funktion der Temperatur  $\Theta$  ist, bei welcher die Fehlordnung „einfriert“. Es liegt nahe, für die Funktion  $\Phi(E, \Theta)$  in Abhängigkeit von der „Einfriertemperatur“  $\Theta$  und der den Spenderstellen zuzuordnenden *Fehlordnungsenergie*  $E_f$  in Übereinstimmung mit Abschnitt 2, unter der wohl stets erfüllten Bedingung  $E_f \gg \Delta E$ , den Ansatz zu machen:

$$\Phi(E, \Theta) = \Phi_0(\Theta) = c^2 \cdot e^{-\frac{E_f}{k\Theta}} \quad (15)$$

$c$  hat formal die Bedeutung einer Normierungskonstanten. Physikalisch wird sie in komplizierter Weise von der speziellen Art des Kristallgitters, sowie von den die Umgebung des Kristalls charakterisierenden Daten, wie Art und Druck des Gases, Dauer deren Einwirkung bei der Entstehung, bzw. Nachbehandlung des Halbleiters usw., abhängen.

Das vollständige Energieschema des in der vorliegenden Art beschriebenen Halbleiters ist in Fig. 3 dargestellt. Die Gesamtenergie  $U$ , die nötig ist, um ein Atomelektron des ungestörten Kristallgitters, d. h. aus dem höchsten vollbesetzten Band in das Leitungsband zu befördern, ist demnach

$$U = E_f + \Delta B. \quad (16)$$

Damit wird

$$\Phi_0(\Theta) = c^2 \cdot e^{-\frac{U - \Delta B}{k\Theta}}$$

und wegen der Normierung (5)

$$\frac{n_D}{\Delta E} = \Phi_0(\Theta)$$

folgt:

$$\left(\frac{n_D}{\Delta E}\right)^{1/2} = \Phi_{0^{1/2}}(\Theta) = c \cdot e^{-\frac{U-\Delta B}{2k\Theta}}. \quad (17)$$

Führt man diesen Ausdruck unter Berücksichtigung von (3) in (14) ein, so findet man

$$\sigma_H(T) = A'(T) \cdot e^{-\frac{U-\Delta B}{2k\Theta}} \cdot e^{-\frac{\Delta B-\Delta E}{2kT}}$$

mit der neuen Mengenkonstanten

$$A'(T) = e^2 \left(\frac{f_0}{2m}\right)^{1/4} \cdot \frac{(kT)^{5/4}}{(\pi \hbar^2)^{3/4}} \cdot \tau_0 \cdot c.$$

Nun wird entsprechend der Gleichung (14) *experimentell* nicht  $\Delta B$ , sondern

$$\Delta B - \Delta E = \varepsilon_{\text{exp}}$$

als thermische Aktivierungsenergie beobachtet, d. h.

$$\sigma_H(T) = A'(T) \cdot e^{-\frac{U-\Delta E-\varepsilon_{\text{exp}}}{2k\Theta}} \cdot e^{-\frac{\varepsilon_{\text{exp}}}{2kT}}. \quad (18)$$

Vergleicht man nun (18) mit der gebräuchlichen *empirischen* Form des Leitfähigkeitsgesetzes

$$\sigma_H(T) = A_{\text{exp}} \cdot e^{-\frac{\varepsilon_{\text{exp}}}{2kT}}$$

so wird die Mengenkonstante

$$A_{\text{exp}} = A'(T) \cdot e^{-\frac{U-\Delta E}{2k\Theta}} \cdot e^{\frac{\varepsilon_{\text{exp}}}{2k\Theta}}. \quad (19)$$

Durch Logarithmieren findet man sofort

$$\ln A_{\text{exp}} = \alpha + \beta \cdot \varepsilon_{\text{exp}} \quad (20)$$

wobei

$$\alpha = \ln A'(T) - \frac{U-\Delta E}{2k\Theta}$$

und

$$\beta = \frac{1}{2k\Theta} \quad (20a)$$

bedeuten.

Die Formel (20) drückt genau den experimentellen Befund von MEYER und NELDEL für das Gebiet *kleiner* Leitfähigkeiten ( $\sigma_{18^\circ} < 10^{-2} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ ) aus.

Es fragt sich nun, wie weit die Formel (20) die Verhältnisse auch quantitativ richtig wiedergibt. Bedauerlicherweise lässt sich über die Konstante  $\alpha$  nichts aussagen, da sie zu viele unbekannte Grössen wie  $U$ ,  $\Delta E$ ,  $c$ ,  $\bar{\tau}_0$ ,  $f_0$  enthält. Aus Fig. 1 lassen sich jedoch den Steilheiten der Geraden die Werte für  $1/\beta$  entnehmen. Daraus können nach (20a) die den verschiedenen Halbleitern zuzuordnenden „Einfriertemperaturen“  $\Theta$  berechnet werden, über welche leider auch keine anderweitigen Kenntnisse vorliegen. Wie die nachstehende Tabelle zeigt, ergeben sich aber Einfriertemperaturen von durchaus vernünftiger Grösse. Zum Vergleich wurden in der 3. Kolonne der untenstehenden Tabelle unter  $T_D$  diejenigen Temperaturen angeführt, bei welchen nach den Arbeiten von FRITSCH<sup>1)</sup>, MEYER und NELDEL<sup>2)</sup> und nach unseren eigenen Erfahrungen am SiC, bei thermischer Behandlung im Vakuum offenbar eine merkliche Dissoziation, und damit „Auftauen“ der eingefrorenen Fehlordnung einsetzt.

Halbleiter	$\Theta_{\text{berechnet}}$	$T_D$ geschätzt
SiC	950° K	~1100° K
TiO <sub>2</sub>	685	~ 700
ZnO	533	~ 600
Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	430	~ 400
(UO <sub>2</sub> )	(340 ?)*	(>1000 ?)

\*) Wert unsicher, da nur 2 Messpunkte vorliegen!

Wie aus dieser Tabelle hervorgeht, besteht in der Tat eine unverkennbare Korrelation zwischen  $\Theta$  und  $T_D$ , was für die Richtigkeit der dargelegten Erklärung spricht. Der Beziehung (20) scheint demnach eine grundsätzliche Bedeutung für den Mechanismus der Störhalbleitung zuzukommen, und es wäre sehr zu wünschen, wenn ihre Gültigkeit an einem umfangreicheren experimentellen Material geprüft werden könnte.

Zürich, Physikalisches Institut der ETH.

<sup>1)</sup> O. FRITSCH, Ann. d. Phys. (5) **22**, 375 (1935).

<sup>2)</sup> Loc. cit.