

Danach ergibt sich in Übereinstimmung mit FOLBERTH, MADELUNG und WEISS<sup>4</sup> ebenfalls die von diesen Autoren durch andere Überlegungen ermittelte maximale Elektronenbeweglichkeit bei Zimmertemperatur zu etwa  $3,1 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ .

Für die p-Leitung verursachenden Elemente ist der Streubereich größer. Trotzdem läßt sich auf eine maximale Beweglichkeit von etwa  $2 \cdot 10^2 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$  bei der Eigenleitungskonzentration schließen.

Eine Übereinstimmung mit der Formel von CONWELL und WEISSKOPF<sup>13</sup>, nach der die Beweglichkeit bei Streuung an ionisierten Störstellen der Zahl der Streuzentren umgekehrt proportional ist, liegt in dem gesamten Bereich nicht vor.

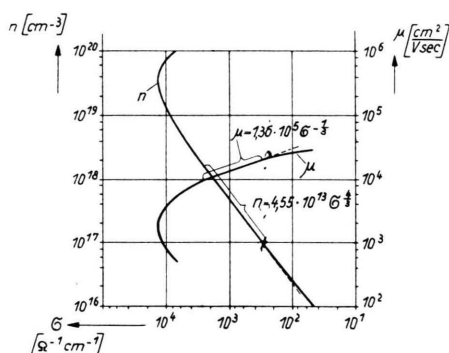


Abb. 20. Zusammenhang von Störstellenkonzentration  $n$  und HALL-Beweglichkeit  $\mu$  mit der spezifischen Leitfähigkeit  $\sigma$  für n-leitendes InAs.

<sup>13</sup> E. M. CONWELL u. V. F. WEISSKOPF, Phys. Rev. 77, 388 [1950].

In Abb. 20 ist der Zusammenhang  $\mu_n(n)$  nach (9) noch einmal umgezeichnet, um die Beziehung  $n(\sigma)$  und  $\mu(\sigma)$  darzustellen. Man sieht deutlich, wie sich bei Konzentrationen unter  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  schon ein Abweichen von dem im doppelt logarithmischen Maßstabe geradlinigen Verlauf bemerkbar macht. Die Konzentration strebt zu einem linearen Zusammenhang mit der Leitfähigkeit und die Beweglichkeit zu einem leitfähigkeitsunabhängigen Bereich. Es läßt sich hier besser als bei dem  $n(\mu)$ -Zusammenhang der Abb. 19 der Übergang zur thermischen Gitterstreuung erkennen, der bei Konzentrationen unter  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  zu beginnen und etwa bei der Eigenleitungskonzentration vollständig vollzogen zu sein scheint. Auffallend ist in Abb. 20 das Leitfähigkeitsmaximum bei  $\sigma_{\text{max}} = 1,25 \cdot 10^4 \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ , das bei einer Konzentration von etwa  $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  erreicht ist. Bis zu diesem Wert fällt die Beweglichkeit mit steigender Konzentration schwächer ab. Bei höheren Konzentrationen ist der Beweglichkeitsabfall so stark, daß die Leitfähigkeitserhöhung durch steigende Konzentration überkompensiert wird. Es ist also prinzipiell nicht möglich, den Leitfähigkeitswert  $\sigma_{\text{max}}$  zu überschreiten.

Den Herren Professor HANLE und Professor WELKER fühle ich mich zu Dank verpflichtet für das Interesse, das sie der Arbeit jederzeit entgegenbrachten, den Herren Dr. PFAFFENBERGER und Dipl.-Ing. NITSCHKE außerdem für die energische Unterstützung, die sie ihr von Anfang an angedeihen ließen.

## Die Diffusion von Fremdstoffen in Indiumarsenid\*

Von E. SCHILLMANN

Aus dem Schaltwerk der Siemens-Schuckertwerke A.G., Berlin-Siemensstadt  
(Z. Naturforsch. 11 a, 472—477 [1956]; eingegangen am 11. Mai 1956)

Herrn Professor TREDELENBURG zum 60. Geburtstag gewidmet

Es werden die Diffusionskoeffizienten von Mg, Zn, Cd, Ge, Sn, S, Se und Te im Indiumarsenid in einem Temperaturbereich von etwa 600 bis  $900^\circ \text{C}$  bestimmt. Dabei sind die Diffusionswege von Donatoren in p-leitendem und von Akzeptoren in n-leitendem Ausgangsmaterial über die Lokalisierung von p-n-Übergängen mit Hilfe der Thermokraft ermittelt worden. Die Aktivierungsenergien der Diffusion liegen für die Substituenten des As (Ausnahme: Te) bei 2,2 eV und für die des In bei 1,17 eV, sämtliche Diffusionskoeffizienten bei  $900^\circ \text{C}$  zwischen  $10^{-8}$  und  $10^{-11} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ .

### 1. Problemstellung

Die Bestimmung der Diffusionskoeffizienten in Festkörpern kann auf verschiedenen Wegen erfolgen. Allen gemeinsam ist das Grundprinzip, daß die Substanz, deren Diffusionseigenschaften bestimmt

werden sollen (Störsubstanz), für eine gewählte Zeit bei einer gewählten Temperatur in festem, flüssigem oder gasförmigem Zustande in Kontakt mit der Substanz, in der die Diffusionsgrößen bestimmt werden

\* Gekürzter Auszug aus einer bei der JUSTUS-LIEBIG-Hochschule, Gießen, eingereichten Dissertation (1956).



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

sollen (Wirtssubstanz), gebracht wird. Gemessen wird dann der Konzentrationsverlauf der Störsubstanz von der Phasengrenze in das Innere der Wirtssubstanz oder auch nur die Entfernung von der Phasengrenze, an der sich ein bestimmter Konzentrationswert eingestellt hat bzw. die Konzentration in einer definierten Entfernung. In der Art und Weise der Konzentrationsbestimmung unterscheiden sich nun die verschiedenen Untersuchungsmöglichkeiten.

Die modernste und sauberste Methode ist die der radioaktiven Spuren, wie sie von verschiedenen Autoren für die Diffusion von Verunreinigungen in Ge angewandt wurde. Dabei wird die Störsubstanz mit radioaktiven Isotopen ihrer eigenen Art versetzt und sodann mit der Wirtssubstanz in Kontakt gebracht. Nach Beendigung des Diffusionsvorganges können von der Oberfläche des jetzt gestörten Wirtskörpers dünne Schichten abgeschmirgelt und auf ihre Aktivität hin untersucht werden. Aus der Aktivität der verschiedenen Schichten ergibt sich die Konzentrationsverteilung. Diese Methode hat den Vorteil, daß sie in jedem Festkörper angewandt werden kann, daß auch äußerst kleine Diffusionswege noch sauber gemessen werden und auch Selbstdiffusionsbestimmungen möglich sind. Sie hat den Nachteil, daß zur Störung nur Elemente verwendet werden können, von denen radioaktive Isotope mit geeigneter Halbwertszeit erhältlich sind.

Die beiden folgenden Methoden eignen sich speziell für die Untersuchung von Halbleitern und beruhen auf der Tatsache, daß der Leitungstyp eines Halbleiters durch die Störsubstanz verändert werden kann. Man läßt eine donatorenbildende Substanz in einen p-Leiter oder eine akzeptorenbildende Substanz in einen n-Leiter eindiffundieren. Die Aufgabe besteht hier in der Erzeugung und Lokalisierung von p-n-Übergängen. Die Bestimmung ist einmal möglich über Impedanzmessungen an der gebildeten Sperrschicht, oder es kann die Tatsache ausgenutzt werden, daß das Vorzeichen von Gleichrichtereffekt und Thermokraft des Halbleiters gegen ein Metall abhängt vom Leitungstypus des Halbleiters. Verschiebt man also eine Metallspitze senkrecht zur p-n-Grenze über den Halbleiter, so ist am Umschlag des Vorzeichens dieser beiden Größen die Grenze erkennbar. Meist verwendet man wegen des geringeren experimentellen Aufwandes die Thermospannung. Wir haben uns zur Durchführung unserer Untersuchungen für dieses Verfahren entschieden.

Da wir die Diffusion nur in einer Dimension senkrecht zur Grenzfläche untersuchen wollen und die Abmessungen der Halbleiterprobe groß gegen die Diffusionswege sind, können wir uns auf die eindimensionale Form der Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n(x, t)}{\partial x^2} \quad (1)$$

( $x$  = Ortskoordinate senkrecht zur Diffusionsfront,  $t$  = Zeit) beschränken. Die Lösung hängt nun davon ab, ob sich vor der Diffusion eine konstante Menge der Störsubstanz auf der Oberfläche befindet und dann eindiffundiert, wobei die Oberflächenkonzentration mit der Zeit abnimmt, oder ob sich eine so dicke Schicht der Störsubstanz auf der Oberfläche bzw. eine so große Menge konstanter Konzentration in der Umgebung der Oberfläche in der Dampfphase befindet, daß man über die gesamte Diffusionszeit von einer konstanten Oberflächenkonzentration sprechen kann. Im ersten Fall besteht die Gefahr, daß während der Diffusion ein Teil der vorhandenen Störsubstanz abdampft, wodurch merkliche Fehler auftreten können. Wir haben versucht, den zweiten Fall zu realisieren, und alle weiteren Betrachtungen gehen von dieser Voraussetzung aus. Dann ist die Lösung der Diffusionsgleichung:

$$n = n_0 \operatorname{erfc} \left[ \frac{x}{2(Dt)^{1/2}} \right] \quad (2)$$

( $n_0$  = Oberflächenkonzentration).

Hier bedeutet

$$\begin{aligned} \operatorname{erfc}(\xi) &= 1 - \operatorname{erf}(\xi) \\ &= 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\xi e^{-z^2} dz = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_\xi^\infty e^{-z^2} dz \end{aligned} \quad (3)$$

das Komplement der GAUSSschen Fehlerfunktion.

Bei Kenntnis von  $n$  an einer bestimmten Stelle  $x$  und von  $n_0$  und  $t$  kann  $D$  aus (2) ermittelt werden. Nun ist der p-n-Übergang dadurch gekennzeichnet, daß bei gleichen Beweglichkeiten für Elektronen und Defektelektroden die p- und die n-Konzentration gleich sind oder anderenfalls in einem durch die Beweglichkeiten gegebenen Verhältnis zueinander stehen. Bei Kenntnis der Ausgangsstörstellenkonzentration der Wirtssubstanz ist also auch die Konzentration der Störsubstanz am p-n-Übergang bekannt. Die Thermospannung eines Halbleiters ist<sup>1</sup>:

<sup>1</sup> H. WEISS, Z. Naturforschg. 11 a, 131 [1956].

$$-\varphi = \frac{k}{e} \frac{b n_n}{b n_n + n_p} \left( 2 + \ln \frac{4,82 \cdot 10^{15} T^{3/2}}{n_n} + \frac{3}{2} \ln \frac{m_n}{m_0} \right) - \frac{k}{e} \frac{n_p}{b n_n + n_p} \left( 2 + \ln \frac{4,82 \cdot 10^{15} T^{3/2}}{n_p} + \frac{3}{2} \ln \frac{m_n}{m_0} \right) \quad (4)$$

In der Umgebung der Zimmertemperatur erhält man daraus für Indiumarsenid mit den effektiven Massen  $m_n = 0,05 m_0$  und  $m_p = 0,33 m_0$  bei  $\varphi = 0$

$$b n_n (42,21 - \ln n_n) - n_p (45,05 - \ln n_p) = 0 \quad (5)$$

und ferner mit der Eigenleitungskonzentration bei Zimmertemperatur  $n_i = 1,25 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  und den in der vorangehenden Arbeit<sup>2</sup> veröffentlichten Beweglichkeiten mit den gleichen Bedingungen, unter denen dort die Nullstelle des HALL-Koeffizienten ermittelt wurde,

$$n_p, \varphi=0 = n_A - n_D = 1,65 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}. \quad (6)$$

Bei bekannter Störstellenkonzentration der Wirtssubstanz erhält man hieraus die Konzentration der Störsubstanz an der Stelle  $\varphi = 0$ .

Unbestimmt ist in (2) noch die Größe der Oberflächenkonzentration  $n_0$ . Da dieser Wert im allgemeinen nicht mit großer Genauigkeit bestimmt werden kann, bedienen wir uns eines Vorschlags von FULLER<sup>3</sup>, um ihn herausfallen zu lassen. Sorgt man nämlich dafür, daß in zwei Proben mit verschiedenen Wirtskonzentrationen der Fremdstoff unter sonst gleichen Bedingungen einschließlich gleicher Oberflächenkonzentration eindiffundieren kann, so erhält man für die beiden Wirtskonzentrationen bis zum p-n-Übergang entsprechend verschiedene Diffusionslängen  $x_1$  und  $x_2$  und damit:

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{\text{erfc} [x_1/2 (Dt)^{1/2}]}{\text{erfc} [x_2/2 (Dt)^{1/2}]} = \frac{\text{erfc} (\xi_1)}{\text{erfc} (\xi_2)}. \quad (7)$$

Hier sind also die Argumente zweier komplementärer Fehlerfunktionen zu bestimmen, bei denen sowohl die Quotienten der Funktionen als auch der Argumente bekannt sind. Mit der Entwicklung

$$\text{erfc}(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-\xi^2}}{\xi} \left( 1 - \frac{1}{2\xi^2} + \frac{3}{2^2\xi^4} - \dots \right) \quad \xi \gg 1 \rightarrow \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-\xi^2}}{\xi} \quad (8)$$

erhält man<sup>4</sup> für große  $\xi$  näherungsweise

$$D = \frac{x_2^2 - x_1^2}{4 t \ln(n_1 x_1 / n_2 x_2)}. \quad (9)$$

Danach sind die Auswertungen für  $\xi > 2$  vorgenommen worden. Für  $\xi < 2$  haben wir einen graphischen

Weg gewählt. Ermittelt man die in Abb. 1 aufgetragene Funktion

$$\xi = f \left[ \frac{\log(n_1/n_2)}{\log(\xi_1/\xi_2)} \right] = f \left[ \frac{\log(\text{erfc} \xi_1 / \text{erfc} \xi_2)}{\log(\xi_1/\xi_2)} \right], \quad (10)$$

so läßt sich daraus bei bekanntem Quotientenverhältnis ein einer mittleren Entfernung zugehöriges mittleres  $\xi$  ablesen und daraus  $D$  bestimmen.

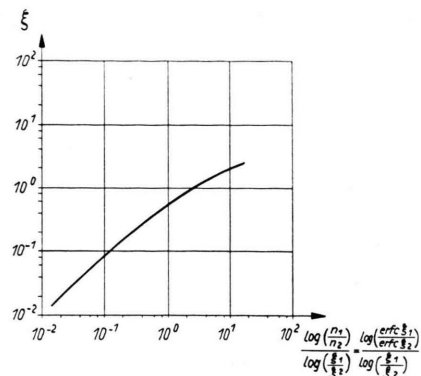


Abb. 1. Die Funktion  $\xi = f \left[ \frac{\log(\text{erfc} \xi_1 / \text{erfc} \xi_2)}{\log(\xi_1 / \xi_2)} \right]$ .

Die Diffusionskonstante  $D$  sollte von der Temperatur abhängen nach der Beziehung:

$$D = D_0 e^{-Q/kT}. \quad (11)$$

Dabei ist  $D_0$  die auf die Temperatur unendlich extrapolierte Diffusionskonstante, die eine Materialkonstante darstellt.  $Q$  ist die Aktivierungsenergie für die Diffusion (Ablösearbeit), ein Maß für die Gitterfestigkeit. Ist (11) erfüllt, so muß die logarithmische Auftragung von  $D$  gegen die reziproke absolute Temperatur eine Gerade ergeben.

## 2. Herstellung der Präparate

Diffusionsuntersuchungen wurden mit Mg, Zn, Cd, Ge, Sn, S, Se und Te, also den Elementen, bei denen eine Dotierung sichergestellt ist<sup>2</sup>, durchgeführt. Diejenigen Elemente, die bei den Versuchstemperaturen einen größeren Dampfdruck haben, also die Elemente der zweiten und der sechsten Gruppe, werden in einer abgeschmolzenen Quarzampulle unter dem Sättigungsdruck zum Eindiffundieren in die Indiumarsenidprobe gebracht. Bei den Elementen, die bei 900°C einen Dampfdruck größer als 1 Atm. besitzen, wird jedoch die Einwaage so gewählt, daß sich bei dieser Temperatur gerade 1 Atm. einstellt. Zeigt sich ein Anlösen der Oberfläche, wie besonders bei S und Te, so wird die

<sup>2</sup> E. SCHILLMANN, Z. Naturforschg. **11 a**, 463 [1956].

<sup>3</sup> C. S. FULLER, Phys. Rev. **86**, 136 [1952].

<sup>4</sup> W. C. DUNLAP, Phys. Rev. **94**, 1531 [1954].

Einwaage und damit der Dampfdruck so weit vermindert, bis keine merkliche Oberflächenlösung mehr festgestellt werden kann. Ebenfalls wurden nach dem Tempern keine mechanischen Verwerfungen des Materials beobachtet.

Die schwer verdampfenden Elemente der vierten Gruppe, die bei  $900^{\circ}\text{C}$  einen Dampfdruck von  $<10^{-5}$  Torr besitzen, werden in Schichten von einigen  $\mu$  Dicke im Hochvakuum auf das Ausgangsmaterial aufgedampft. Bei diesen Schichtdicken und Dampfdrücken bleibt während der Diffusion eine Reserve an Störsubstanz auf der Oberfläche erhalten. So wird in jedem Fall für eine konstante Oberflächenkonzentration gesorgt.

Die Temperzeiten liegen zwischen 16 und 112 Stdn. und werden so gewählt, daß die Eindringtiefen mindestens einige  $\mu$  betragen, da der relative Fehler der Messung ja mit steigender Tiefe abnimmt.

Aus dem vordotierten Grundmaterial werden Quader von  $4 \times 5 \times 8 \text{ mm}^3$  geschnitten und entweder mit bedampfter Oberfläche oder gemeinsam mit der Störsubstanz in eine evakuierte Quarzampulle eingeschmolzen. Die Quaderoberflächen sind vorher planparallel geschliffen und mit 20-proz.  $\text{HNO}_3$  geätzt. Für die Messung der Diffusion von Elementen der zweiten Gruppe wird das Material mit S und für die entsprechenden Untersuchungen mit Elementen der vierten und sechsten Nebengruppe mit Zn vordotiert. Sichergestellt werden muß noch, daß ohne Diffusion von Störsubstanzen durch das Aufheizen und Abkühlen der Proben weder durch Abdampfen oder sonstige Ausscheidung von S oder Zn die Vordotierung verändert wird noch zusätzliche thermische Fehlstellen erzeugt werden, wie dies z. B. beim Abschrecken von Ge beobachtet wurde<sup>5</sup>. Dies ist für unseren Fall nach Abb. 2 sichergestellt, wo einige Blindversuche zeigen, daß die Störstellenkonzentrationen wenigstens in dem betrachteten Bereich durch die thermische Behandlung nicht beeinflusst werden.

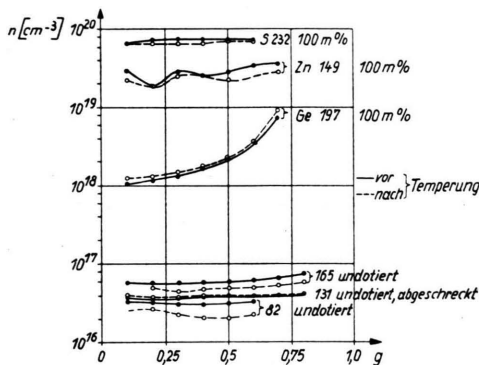


Abb. 2. Einige Beispiele zur Unmöglichkeit der Beeinflussung oder Bildung von Störstellen in dotiertem und undotiertem InAs durch eine Temperaturbehandlung.  $n$  = Störstellenkonzentration,  $g$  = relative Länge der Probe. Temperatur bei  $900^{\circ}\text{C}$  über 170 Stdn. Die in  $\text{m}^0\%$  angegebene Fremdstoffeinwaage bezieht sich auf das Verhältnis des Gewichts der Zusätze zu dem des reinen InAs. Angeschrieben sind jeweils noch die Probennummern.

### 3. Meßmethodik

Zur Bestimmung des p-n-Überganges werden zwei verschiedene Wege gewählt, je nachdem die Diffusionswege größer oder kleiner als etwa  $100 \mu$  sind. Im ersten Fall werden die Quader quer über eine Mittelebene aufgetrennt und auf eine etwa  $50^{\circ}\text{C}$  besitzende Heizplatte gespannt, die sich auf einem in dieser Ebene in beiden Richtungen mit Hilfe von zwei Mikrometer-schrauben beweglichen Kreuzzisch befindet. Die kleinste einstellbare Verschiebung beträgt etwa  $1 \mu$ . Von oben kann eine Molybdänspitze auf die Probe aufgesetzt werden. Gemessen wird das Vorzeichen der Thermospannung zwischen der kalten Spitze und der Probe. Dabei dient die Heizplatte gleichzeitig als Kontaktierung. Um den Übergang an der Stelle des Null-durchgangs der Thermospannung einwandfrei erkennen zu können, wird die Thermospannung über einen Gleichspannungsverstärker auf ein Mittelstellungsgalvanometer gegeben. Nach Auffinden des p-n-Überganges wird der Abstand der Spitze von der Kante des Präparates mit einem Meßmikroskop bestimmt. Meßfehler werden besonders von kleinen Oberflächenrauigkeiten hervorgerufen. Sie können aber durch Messung an den vier verschiedenen Kanten und Mittelung über die so erhaltenen Werte herabgesetzt werden. Diese Methode ist in den Fällen geeignet, wo der Diffusionsweg so groß ist, daß die Spitze noch nicht von der Präparatkante abrutscht bzw. diese ausbrückt. Bei Diffusionswegen, die kleiner als  $100 \mu$  sind, werden jeweils die Abstände der parallelen Quaderflächen mittels des MAHRschen Millimeß-Gerätes auf etwa  $1 \mu$  genau bestimmt. Es wird dann der Leitfähigkeitstyp der Oberfläche mit dem oben beschriebenen Gerät, jedoch durch Aufsetzen einer abgerundeten Spitze gemessen. Nun wird jeweils eine der Oberflächen durch leichtes Abschleifen mit feinstem optischen Schleifpulver in Schichten von etwa  $1 \mu$  abgetragen und der Leitfähigkeitstyp der neuen Fläche ermittelt. Nach Erreichen des p-n-Überganges wird die Dicke der abgetragenen Schicht gemessen. Die unten angegebenen Werte beziehen sich wieder auf Mittelung über vier Flächen.

### 4. Ergebnisse und Auswertung

Die Diffusionsversuche werden in einem Temperaturbereich von etwa  $600$  bis  $900^{\circ}\text{C}$  durchgeführt. Unterhalb dieser Temperaturen sind die Diffusionswege und die eindiffundierten Konzentrationen zu klein, um meßtechnisch erfaßt zu werden. Die obere Grenze ist durch den Schmelzpunkt des InAs festgelegt. In den Tab. 1 bis 3 ist eine Zusammenstellung der Messungen gegeben; dabei enthält Tab. 1 die Elemente der zweiten Gruppe, Tab. 2 die der vierten und Tab. 3 die der sechsten Nebengruppe.

<sup>5</sup> C. S. FULLER, H. C. THEUERER u. W. VAN ROOSBROECK, Phys. Rev. **85**, 678 [1952].



Nr.	Element	$T$ °C	$t$ sec	$R_{H_1}$	$R_{H_2}$	$n_1$ cm <sup>-3</sup>	$n_2$ cm <sup>-3</sup>	$x_1$ cm	$x_2$ cm	$D$ cm <sup>2</sup> sec <sup>-1</sup>
				$\frac{\text{cm}^3}{\text{Asec}}$	$\frac{\text{cm}^3}{\text{Asec}}$					
87/88	Mg	900	$5,76 \cdot 10^4$	38,6	182,3	$2,08 \cdot 10^{17}$	$5,69 \cdot 10^{16}$	$1,35 \cdot 10^{-3}$	$2,25 \cdot 10^{-3}$	$1,46 \cdot 10^{-11}$
113/114	„	850	$5,76 \cdot 10^4$	38,9	182,5	$2,06 \cdot 10^{17}$	$5,68 \cdot 10^{16}$	$1,03 \cdot 10^{-3}$	$1,83 \cdot 10^{-3}$	$1,06 \cdot 10^{-11}$
111/112	„	800	$5,76 \cdot 10^4$	38,9	182,2	$2,06 \cdot 10^{17}$	$5,68 \cdot 10^{16}$	$7,25 \cdot 10^{-4}$	$1,36 \cdot 10^{-3}$	$6,45 \cdot 10^{-12}$
81/82	„	750	$5,76 \cdot 10^4$	32,7	187,2	$2,42 \cdot 10^{17}$	$5,59 \cdot 10^{16}$	$5,25 \cdot 10^{-4}$	$1,03 \cdot 10^{-3}$	$3,36 \cdot 10^{-12}$
1/2	Zn	900	$5,76 \cdot 10^4$	41,5	152,7	$1,94 \cdot 10^{17}$	$6,48 \cdot 10^{16}$	$1,80 \cdot 10^{-1}$	$1,98 \cdot 10^{-1}$	$2,79 \cdot 10^{-8}$
11/12	„	800	$5,76 \cdot 10^4$	39,6	152,7	$2,03 \cdot 10^{17}$	$6,48 \cdot 10^{16}$	$1,47 \cdot 10^{-1}$	$1,53 \cdot 10^{-1}$	$7,70 \cdot 10^{-9}$
25/26	„	700	$5,58 \cdot 10^4$	36,4	189,0	$2,20 \cdot 10^{17}$	$5,55 \cdot 10^{16}$	$8,83 \cdot 10^{-2}$	$9,19 \cdot 10^{-2}$	$2,17 \cdot 10^{-9}$
27/28	„	650	$2,63 \cdot 10^5$	36,2	189,0	$2,21 \cdot 10^{17}$	$5,55 \cdot 10^{16}$	$1,05 \cdot 10^{-1}$	$1,14 \cdot 10^{-1}$	$1,36 \cdot 10^{-9}$
23/24	Cd	900	$5,58 \cdot 10^4$	36,6	167,0	$2,18 \cdot 10^{17}$	$6,07 \cdot 10^{16}$	$5,06 \cdot 10^{-2}$	$5,87 \cdot 10^{-2}$	$3,52 \cdot 10^{-9}$
13/14	„	800	$5,58 \cdot 10^4$	38,5	154,3	$2,07 \cdot 10^{17}$	$6,42 \cdot 10^{16}$	$3,00 \cdot 10^{-2}$	$3,68 \cdot 10^{-2}$	$2,00 \cdot 10^{-9}$
33/34	„	750	$5,76 \cdot 10^4$	35,2	187,0	$2,26 \cdot 10^{17}$	$5,59 \cdot 10^{16}$	$1,67 \cdot 10^{-2}$	$2,06 \cdot 10^{-2}$	$5,15 \cdot 10^{-10}$
17/18	„	700	$7,02 \cdot 10^4$	36,5	177,5	$2,19 \cdot 10^{17}$	$5,81 \cdot 10^{16}$	$6,25 \cdot 10^{-3}$	$1,31 \cdot 10^{-2}$	$5,34 \cdot 10^{-10}$
29/30	„	650	$2,63 \cdot 10^5$	35,8	188,5	$2,23 \cdot 10^{17}$	$5,56 \cdot 10^{16}$	$6,88 \cdot 10^{-3}$	$1,38 \cdot 10^{-2}$	$1,41 \cdot 10^{-10}$

Tab. 1. Diffusion der Elemente der zweiten Gruppe.

Nr.	Element	$T$ °C	$t$ sec	$R_{H_1}$	$R_{H_2}$	$n_1$ cm <sup>-3</sup>	$n_2$ cm <sup>-3</sup>	$x_1$ cm	$x_2$ cm	$D$ cm <sup>2</sup> sec <sup>-1</sup>
				$\frac{\text{cm}^3}{\text{Asec}}$	$\frac{\text{cm}^3}{\text{Asec}}$					
103/104	Ge	900	$5,76 \cdot 10^4$	1,06	5,50	$6,95 \cdot 10^{18}$	$1,33 \cdot 10^{18}$	$1,43 \cdot 10^{-3}$	$3,20 \cdot 10^{-3}$	$3,14 \cdot 10^{-11}$
123/124	„	850	$5,76 \cdot 10^4$	1,05	5,60	$7,02 \cdot 10^{18}$	$1,32 \cdot 10^{18}$	$9,75 \cdot 10^{-4}$	$2,60 \cdot 10^{-3}$	$2,24 \cdot 10^{-11}$
99/100	„	800	$5,76 \cdot 10^4$	1,05	5,60	$7,02 \cdot 10^{18}$	$1,32 \cdot 10^{18}$	$3,70 \cdot 10^{-4}$	$1,70 \cdot 10^{-3}$	$1,24 \cdot 10^{-11}$
107/108	„	750	$2,27 \cdot 10^5$	1,06	5,10	$6,95 \cdot 10^{18}$	$1,43 \cdot 10^{18}$	$6,16 \cdot 10^{-4}$	$2,78 \cdot 10^{-3}$	$9,25 \cdot 10^{-12}$
105/106	Sn	900	$5,76 \cdot 10^4$	1,10	5,40	$6,69 \cdot 10^{18}$	$1,35 \cdot 10^{18}$	$5,66 \cdot 10^{-4}$	$1,90 \cdot 10^{-3}$	$1,46 \cdot 10^{-11}$
125/126	„	850	$5,76 \cdot 10^4$	1,03	5,80	$7,17 \cdot 10^{18}$	$1,28 \cdot 10^{18}$	$4,25 \cdot 10^{-4}$	$1,46 \cdot 10^{-3}$	$7,80 \cdot 10^{-12}$
101/102	„	800	$5,76 \cdot 10^4$	1,12	5,30	$6,56 \cdot 10^{18}$	$1,38 \cdot 10^{18}$	$2,25 \cdot 10^{-4}$	$9,33 \cdot 10^{-4}$	$4,12 \cdot 10^{-12}$
109/110	„	750	$2,27 \cdot 10^5$	0,97	5,20	$7,58 \cdot 10^{18}$	$1,40 \cdot 10^{18}$	$4,00 \cdot 10^{-4}$	$1,63 \cdot 10^{-3}$	$3,20 \cdot 10^{-12}$

Tab. 2. Diffusion der Elemente der vierten Nebengruppe.

Nr.	Element	$T$ °C	$t$ sec	$R_{H_1}$	$R_{H_2}$	$n_1$ cm <sup>-3</sup>	$n_2$ cm <sup>-3</sup>	$x_1$ cm	$x_2$ cm	$D$ cm <sup>2</sup> sec <sup>-1</sup>
				$\frac{\text{cm}^3}{\text{Asec}}$	$\frac{\text{cm}^3}{\text{Asec}}$					
41/42	S	800	$5,76 \cdot 10^4$	0,99	10,2	$7,43 \cdot 10^{18}$	$7,17 \cdot 10^{17}$	$1,43 \cdot 10^{-3}$	$3,68 \cdot 10^{-3}$	$2,73 \cdot 10^{-11}$
49/50	„	700	$5,76 \cdot 10^4$	1,01	11,9	$7,29 \cdot 10^{18}$	$6,03 \cdot 10^{17}$	$1,13 \cdot 10^{-3}$	$1,53 \cdot 10^{-3}$	$2,02 \cdot 10^{-12}$
57/58	„	600	$2,31 \cdot 10^5$	0,86	9,5	$8,57 \cdot 10^{18}$	$7,60 \cdot 10^{17}$	$8,75 \cdot 10^{-5}$	$4,25 \cdot 10^{-4}$	$1,15 \cdot 10^{-13}$
45/46	Se	800	$5,76 \cdot 10^4$	1,06	12,0	$6,96 \cdot 10^{18}$	$5,98 \cdot 10^{17}$	$5,63 \cdot 10^{-3}$	$1,50 \cdot 10^{-2}$	$4,27 \cdot 10^{-10}$
53/54	„	700	$5,76 \cdot 10^4$	0,84	9,4	$8,76 \cdot 10^{18}$	$7,86 \cdot 10^{17}$	$5,50 \cdot 10^{-3}$	$7,73 \cdot 10^{-3}$	$5,84 \cdot 10^{-11}$
61/62	„	600	$2,31 \cdot 10^5$	0,91	10,2	$8,09 \cdot 10^{18}$	$7,06 \cdot 10^{17}$	$5,66 \cdot 10^{-3}$	$6,20 \cdot 10^{-3}$	$2,74 \cdot 10^{-12}$
121/122	Te	850	$5,76 \cdot 10^4$	0,95	4,95	$7,75 \cdot 10^{18}$	$1,48 \cdot 10^{18}$	$1,13 \cdot 10^{-3}$	$3,50 \cdot 10^{-3}$	$4,52 \cdot 10^{-11}$
119/120	„	800	$5,76 \cdot 10^4$	0,97	5,00	$7,59 \cdot 10^{18}$	$1,46 \cdot 10^{18}$	$1,58 \cdot 10^{-3}$	$3,60 \cdot 10^{-3}$	$3,88 \cdot 10^{-11}$
117/118	„	750	$5,76 \cdot 10^4$	0,99	5,05	$7,42 \cdot 10^{18}$	$1,45 \cdot 10^{18}$	$1,03 \cdot 10^{-3}$	$2,05 \cdot 10^{-3}$	$1,15 \cdot 10^{-11}$
65/66	„	700	$5,76 \cdot 10^4$	0,90	10,70	$8,23 \cdot 10^{18}$	$6,71 \cdot 10^{17}$	$6,50 \cdot 10^{-4}$	$2,37 \cdot 10^{-3}$	$1,22 \cdot 10^{-11}$
93/94	„	650	$1,62 \cdot 10^5$	1,02	5,30	$7,21 \cdot 10^{18}$	$1,38 \cdot 10^{18}$	$2,00 \cdot 10^{-4}$	$1,33 \cdot 10^{-3}$	$3,16 \cdot 10^{-12}$
115/116	„	600	$4,03 \cdot 10^5$	1,00	5,10	$7,36 \cdot 10^{18}$	$1,43 \cdot 10^{18}$	$2,50 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-3}$	$1,48 \cdot 10^{-12}$

Tab. 3. Diffusion der Elemente der sechsten Nebengruppe.

$R_{H1}$  und  $R_{H2}$  sind die HALL-Koeffizienten des Ausgangsmaterials und  $n_1$  sowie  $n_2$  die daraus unter Berücksichtigung von (5) ermittelten Konzentrationen der eindiffundierten Elemente an der p-n-Grenze. Eine gesteigerte Korngrenzendiffusion ist nicht beobachtet worden.

Die erhaltenen Diffusionskoeffizienten sind in Abb. 3 aufgetragen. Aus diesem Bild ergeben sich über (11) die Konstanten der Tab. 4, denen als Vergleichsgröße noch der Diffusionskoeffizient bei  $900^\circ\text{C}$  hinzugefügt ist.

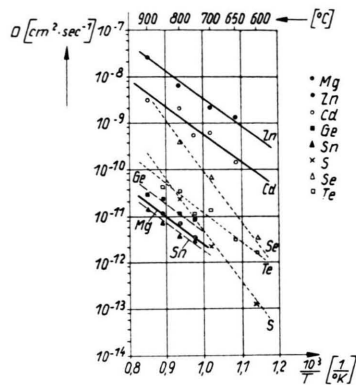


Abb. 3. Diffusionskoeffizient  $D$  in Abhängigkeit von der reziproken absoluten Temperatur in InAs.

Element	$Q$ (eV)	$D_0$ ( $\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$ )	$D_{900^\circ\text{C}}$ ( $\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$ )
Mg	1,17	$1,98 \cdot 10^{-6}$	$1,8 \cdot 10^{-11}$
Zn	1,17	$3,11 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-8}$
Cd	1,17	$4,35 \cdot 10^{-4}$	$4,2 \cdot 10^{-9}$
Ge	1,17	$3,74 \cdot 10^{-6}$	$3,8 \cdot 10^{-11}$
Sn	1,17	$1,49 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-11}$
S	2,20	6,78	$2,1 \cdot 10^{-10}$
Se	2,20	12,55	$3,8 \cdot 10^{-9}$
Te	1,28	$3,43 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-10}$

Tab. 4. Diffusionsgrößen.

Die Ablösearbeiten  $Q$  liegen in dem gleichen Bereich wie die für die Elemente der Gruppen III b und V b in Ge gemessenen Werte<sup>3, 4, 6</sup>.

Damit wird bestätigt, daß die von uns untersuchten Elemente im InAs ebenfalls durch Substitution eingebaut werden und daß etwa die gleichen Bindungsfestigkeiten vorliegen wie im Ge. Die gleichen Ablösearbeiten für die Elemente der Gruppen II und IV b bestätigen noch einmal den schon früher gezogenen Schluß<sup>2</sup>, daß sie auf gleichen Gitterplätzen in der gleichen Weise eingebaut werden.

Völlig aus dem Rahmen fallend sind die Werte für Te. Da bei diesem Element ein Anlösen der Oberflächen auch bei extrem niedrigen Dampfdrücken nie ganz vermieden werden konnte und auch die Streuungen der Meßpunkte relativ groß sind, sind sie nur mit Vorbehalt zu betrachten und sollen einen mehr größenordnungsmäßigen Anhaltspunkt geben. Sichergestellt zu sein scheint jedoch, daß sie merklich von den für S und Se gefundenen abweichen.

Bei  $900^\circ\text{C}$  befinden sich die Diffusionskonstanten in der Gegend von  $10^{-8} - 10^{-11} \text{ cm}^2 \text{sec}^{-1}$ , also im Mittel in der gleichen Größenordnung wie die Werte beim Ge. Innerhalb einer Gruppe liegen die Ablösearbeiten gleich (Ausnahme: Te), dagegen ist für die Diffusionskoeffizienten kein eindeutiger Zusammenhang zu erkennen.

Den Herren Professor W. HANLE und Professor H. WELKER sei an dieser Stelle herzlich gedankt für das Interesse, das sie der Arbeit entgegenbrachten, den Herren Dr. PFAFFENBERGER und Dipl.-Ing. NITSCHKE darüberhinaus für die Unterstützung, die sie ihrer Durchführung angedeihen ließen.

<sup>6</sup> W. BÖSENBERG, Z. Naturforschg. **10 a**, 285 [1955].