

streuung dominierend wird. Aus den gemessenen HALL-Koeffizienten geätzter Präparate (kein anomaler Nulldurchgang) findet man einen Anstieg der Löcherbeweglichkeit um den Faktor 2, wenn man von Zimmertemperatur auf 80 °K zurückgeht. Das bedeutet, daß die Löcherbeweglichkeit bereits zu einem Teil durch Ionenstreuung begrenzt wird, vorwiegend jedoch noch durch thermische Streuung beeinflußt wird. Da die Ionenstreuung um so schwächer in Erscheinung tritt, je schneller die gestreuten Ladungsträger sind, je größer also die durch thermische Streuung begrenzte Beweglichkeit ist, dürfen wir erwarten, daß in dem betrachteten Temperaturbereich die Elektronenbeweglichkeit noch einem  $T^{-3/2}$ -Gesetz genügt. Damit steigt das Beweglichkeitsverhältnis von 300 °K bis 80 °K um den Faktor 3,5. Die Temperaturabhängigkeit von  $L_n$  ist nicht bekannt.  $L_n$  enthält das Produkt  $(T \mu_n \tau)^{1/2}$ . Solange  $\tau$  schwächer als  $T^{1/2}$  von der Temperatur abhängt, ist auch hier ein Anstieg des Quotienten  $(L_n/l_p)$  in (43) zu tieferen Temperaturen hin möglich. Hält man  $L_n/l_p$  konstant, so ist mit den angenommenen Parameterwerten keine Vorzeichenumkehr des HALL-Koeffizienten in dem angenommenen Temperaturbereich möglich, jedoch sofort, wenn man die Lebensdauer um einen Faktor 10 größer annimmt. Wir wollen die quantitative Diskussion hier nicht weitertreiben, da über die notwendigen Parameter noch zu wenig bekannt ist. Die Tendenz eines Anstieges des Anteiles des floating-Potentials an der HALL-Spannung mit wachsendem Beweglichkeitsverhältnis ist jedoch mit den experimentellen Tatsachen gut vereinbar.

Über das Zustandekommen der für die hier gebrachte Deutung notwendigen p-n-Übergänge an den HALL-Sonden lassen sich vorerst noch keine Aussagen machen (das gilt natürlich in gleichem Maße auch für die Oberflächenschichten, die für die andere Deutungsmöglichkeit notwendig sind). Daß der doppelte Nulldurchgang des HALL-Koeffizienten in p-InAs nur in stark gegenkomplementierten Präparaten auftritt, erklärt sich zwanglos dadurch, daß lokale oder zusammenhängende Oberflächeninversionschichten bei Schmiegeln der Oberfläche um so leichter auftreten, je geringer die Zahl der Störungen zu sein braucht, die notwendig ist, ein Umschlagen des Leitungstyps hervorzurufen.

Wenn die hier vorgeschlagene Deutung auch nicht imstande ist, eindeutig das Zustandekommen des doppelten Nulldurchgangs des HALL-Koeffizienten in p-InAs zu erklären, so ist sie doch zumindest als Alternative zu dem bisher vorgeschlagenen Modell der zusammenhängenden Oberflächenschichten zu werten. Hinzu kommt, daß die bisherige Deutung ein völliges Fehlen von floating-Potentialen annehmen muß, jedenfalls dann, wenn die Oberflächenschicht größtenteils von der Dicke der Diffusionslänge ist und schwächer dotiert ist als das Innere, da in diesem Fall nach (41) das floating-Potential gerade den Beitrag der Oberflächenschicht kompensieren würde. Eine eingehende Diskussion aller dieser Fragen ist aber erst möglich, wenn weitere experimentelle Ergebnisse vorliegen.

Den Herren Dr. R. GREMMELMAIER und Dr. H. RUPP-RECHT danke ich für zahlreiche Diskussionen.

## Trägerrekombination in Halbleitern nach hoher Anregung

Von M. ZERBST, G. WINSTEL und W. HEYWANG

Aus dem Forschungslaboratorium der Siemens & Halske AG, München  
(Z. Naturforsch. 14 a, 958—962 [1959]; eingegangen am 29. September 1959)

Das zeitliche Abklingen einer injizierten hohen Zusatzträgerdichte wird nach der SHOCKLEY-READ-schen Modellvorstellung berechnet. Unter der Voraussetzung kleiner Rekombinationszentrendichten, die bei reinen Halbleiterstoffen im allgemeinen erfüllt ist, läßt sich ein geschlossener mathematischer Ausdruck angeben, der die für sehr hohe und sehr kleine Zusatzdichten bekannten exponentiellen Grenzgesetze enthält. Auch bei hoher Trägeranregung ist der Rekombinationsvorgang durch den Besetzungszustand der Rekombinationszentren allein bestimmt.

Die Wirkungsweise von Halbleiter-Bauelementen wird vor allem durch den Ausgleich überschüssiger – d. h. vom thermodynamischen Gleichgewicht abweichender – Ladungsträgerdichten bestimmt. Nach

SHOCKLEY und READ<sup>1</sup> findet dieser Ausgleich bei den im allgemeinen verwendeten Halbleitermaterialien

<sup>1</sup> W. SHOCKLEY u. W. T. READ JR., Phys. Rev. 87, 835 [1952].



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 digitized 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.

(Silicium und Germanium) an speziellen Störstellen (Rekombinationszentren) statt, die damit die sogenannte Trägerlebensdauer bestimmen.

Die Rekombination der Ladungsträger an diesen Störstellen wird im homogenen Material durch folgende Differentialgleichungen beschrieben:

$$\begin{aligned}\frac{dn}{dt} &= -r_c(nN_1 - n_1N_b), \\ \frac{dp}{dt} &= -r_v(pN_b - p_1N_1)\end{aligned}\quad (1)$$

mit den Elektronen- und Löcherdichten  $n$  und  $p$  im Leitungs- bzw. Valenzband sowie der Elektronendichte  $N_b$  (bzw. der Löcherdichte  $N_1$ ) in den Rekombinationszentren. Die Größen  $r_c$  und  $r_v$  sind die Rekombinationskoeffizienten für die Elektronen- bzw. Löcherübergänge von den Bändern zu den Rekombinationszentren;  $n_1$  und  $p_1$  entsprechen den Elektronen- bzw. Löcherdichten im thermodynamischen Gleichgewicht, wenn die energetische Lage der FERMI-Kante  $\xi$  mit der Termlage  $E_T$  der Rekombinationszentren übereinstimmt (vgl. Abb. 1).

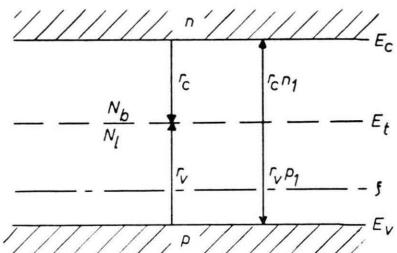


Abb. 1. Ladungsträgerübergänge im SHOCKLEY-READSchen Rekombinationsmodell.

Für die Abweichungen vom thermodynamischen Gleichgewicht (gekennzeichnet durch den Index 0)

$$\begin{aligned}\Delta p &= p - p_0, \quad \Delta n = n - n_0, \\ \Delta N &= N_b - N_{b0} = N_{l0} - N_l\end{aligned}\quad (2)$$

folgt mit der Neutralitätsbedingung

$$\Delta p - \Delta n = \Delta N \quad (3)$$

aus den Gln. (1):

$$\begin{aligned}\Delta \dot{n} &= -r_c(n_0 + n_1 + N_{l0} + \Delta n) \\ &\quad + r_c(p_0 + p_1 + \Delta p), \\ \Delta \dot{p} &= r_v(p_0 + p_1 + \Delta p) \\ &\quad - r_v(n_0 + n_1 + N_{b0} + \Delta n).\end{aligned}\quad (4)$$

Hieraus ergibt sich bei sehr kleinen Abweichungen vom thermodynamischen Gleichgewicht nach SHOCK-

LEY und READ<sup>1</sup> als Trägerlebensdauer

$$\tau = \frac{r_v(p_0 + p_1 + N_{b0}) + r_c(n_0 + n_1 + N_{l0})}{r_c r_v \{N(n_0 + p_0) + N_{l0} N_{b0}\}}. \quad (5)$$

Beim Vergleich der hier nach zu erwartenden Lebensdauer mit den experimentellen Ergebnissen an hochreinem Silicium zeigen sich jedoch – insbesondere hinsichtlich des Temperaturgangs der Trägerlebensdauer – erhebliche Abweichungen<sup>2</sup>.

Diese können dann gedeutet werden, wenn es gelingt, die die Trägerlebensdauer bestimmenden Rekombinations- und Emissionsprozesse (vgl. Abb. 1) einzeln zu untersuchen. Während die Emissionsraten nur von der Temperatur abhängen, geht in die Rekombinationsraten die Zahl der angebotenen Träger ein, so daß bei hoher Trägeranregung nur die Rekombination den Abklingvorgang bestimmt<sup>3</sup>.

Hohe Zusatzträgerdichten können entweder durch eine konstante oder eine impulsartige Anregung (bzw. Injektion) von Ladungsträgern erzeugt werden. Bei konstanter Anregung wird zur Messung der Trägerlebensdauer das exponentielle Abklingen einer weiteren kleinen Zusatzdichte beobachtet. Hierbei ist jedoch eine hohe Verstärkung der elektrischen Signale und dementsprechend eine extreme Konstanz der Grundanregung erforderlich.

Diese experimentellen Schwierigkeiten entfallen bei impulsartiger hoher Anregung; doch ist hierfür keine Lösung des Gleichungssystems (4) bekannt, die für die Auswertung der experimentellen Abklingkurven herangezogen werden kann.

Allgemein kann eine solche Lösung bei dem vorliegenden nichtlinearen Gleichungssystem nicht angegeben werden. Für hochreine Halbleiter-Substanzen kann aber eine auch für hohe Anregung gültige Lösung gefunden werden, da hier die Annahme kleiner Rekombinationszentredichten ( $N \ll n_0 + p_0$ ) zulässig ist. Damit wird in einem großen Wertebereich von  $\Delta n$  und  $\Delta p$  die zeitliche Änderung der Trägerdichte in den Rekombinationszentren klein gegenüber der in den Bändern, d. h.

$$|\Delta p - \Delta n| \ll |\Delta \dot{p} + \Delta \dot{n}|. \quad (6)$$

Für die weitere Rechnung ist es zweckmäßig, folgende neue Variablen einzuführen:

$$\frac{\Delta p + \Delta n}{p_0 + n_0} = 2x, \quad \frac{\Delta p - \Delta n}{p_0 + n_0} = 2y. \quad (7)$$

<sup>2</sup> M. ZERBST u. W. HEYWANG, Halbleiter und Phosphore, S. 392, Verlag Vieweg u. Sohn, Braunschweig 1958 (Intern. Kolloquium 1956 in Garmisch-Partenkirchen).

<sup>3</sup> M. S. RIDOUT, Meeting on Semiconductors, Rugby 1956, S. 33.

Die Gln. (4) lauten somit

$$\begin{aligned}\dot{x} - \dot{y} &= 2y\{B_c + C_c(x-y)\} - (x-y)A_c, \\ \dot{x} + \dot{y} &= -2y\{B_v + C_v(x+y)\} - (x+y)A_v\end{aligned}\quad (8)$$

mit

$$\begin{aligned}A_c &= r_c N_{10}, \quad B_c = r_c(n_0 + n_1), \quad C_c = r_c(n_0 + p_0), \\ A_v &= r_v N_{b0}, \quad B_v = r_v(p_0 + p_1), \quad C_v = r_v(n_0 + p_0),\end{aligned}\quad (8 \text{ a})$$

und Gl. (6) geht über in

$$|\dot{y}| \ll |\dot{x}|. \quad (9)$$

Damit ergibt sich aus den Gln. (8) durch Elimination von  $\dot{x}$  folgende Beziehung zwischen den Trägerdichten:

$$\begin{aligned}y^2(C_c - C_v) + y\left\{\frac{A_c + A_v}{2} + B_c + B_v + x(C_c + C_v)\right\} \\ = x\left(\frac{A_c - A_v}{2}\right).\end{aligned}\quad (10)$$

Da aus Gl. (9) zudem folgt:

$$|x| \gg |y|, \quad (11)$$

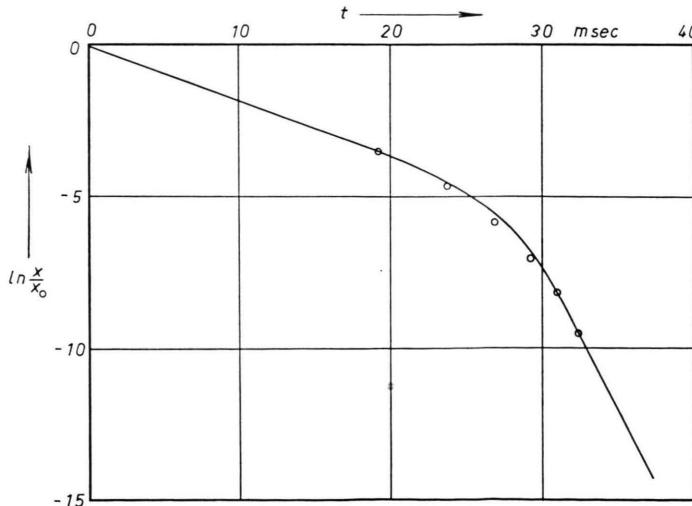
kann der Term mit  $y^2$  neben dem mit  $xy$  vernachlässigt und Gl. (10) nach  $y$  aufgelöst werden:

$$y = x \frac{(A_c - A_v)/2}{(A_c + A_v)/2 + B_c + B_v + x(C_c + C_v)}. \quad (12)$$

Durch Einsetzen in eine der Gln. (8) findet man schließlich die elementar integrierbare Beziehung

$$\dot{x} = -x \frac{A_c B_v + A_v B_c + A_c A_v + x(A_c C_v + A_v C_c)}{(A_c + A_v)/2 + B_c + B_v + x(C_c + C_v)}. \quad (13)$$

Diese lässt sich noch vereinfachen, wenn folgende



Zusammenhänge berücksichtigt werden:

a) Allgemein gilt:

$$A_c B_v + A_v B_c = A_c C_v + A_v C_c. \quad (14)$$

b) Aus der Voraussetzung kleiner Rekombinationszentrendichte ( $N \ll n_0 + p_0$ ) folgt weiter

$$A_c B_v + A_v B_c \gg A_c A_v. \quad (15)$$

c) Die Voraussetzungen (9) bzw. (11) sind entsprechend Gl. (12) für alle Werte von  $x$  und  $y$  nur erfüllt, wenn gilt

$$|A_c - A_v| \ll A_c + A_v + 2(B_c + B_v). \quad (16)$$

Abweichungen hiervon können nach Gl. (8 a) bei kleiner Rekombinations-Zentrendichte nur auftreten, wenn der Rekombinationskoeffizient zum Minoritätsband den zum Majoritätsband um Größenordnungen überwiegt. In diesem Fall werden aber die Minoritätsträger in den Störzentren festgehalten, d. h. ihr Rekombinationscharakter tritt in den Hintergrund und sie wirken vornehmlich als Haftstellen. Diese lassen sich auf Grund ihrer besonderen Gesetzmäßigkeiten<sup>4, 5</sup> leicht erkennen und sollen in dieser Arbeit nicht weiter betrachtet werden.

d) Unter den gleichen Voraussetzungen gilt auch

$$A_c + A_v \ll B_c + B_v. \quad (17)$$

Unter Verwendung der Gln. (14) bis (17) lässt sich Gl. (13) vereinfachen zu

$$-\dot{x} = \frac{x}{\tau_0} \frac{1+x}{1+z x}, \quad (18)$$

wobei folgende Abkürzungen eingeführt wurden:

$$\begin{aligned}\frac{B_c + B_v}{A_c B_v + A_v B_c} &= \tau_0, \\ \frac{C_c + C_v}{A_c B_v + A_v B_c} &= \tau_\infty, \\ \tau_\infty / \tau_0 &= z.\end{aligned}\quad (19)$$

Abb. 2. Abklingen der Ladungsträgerdichte bei hoher Anregung (Vergleich von Meßwerten mit der theoretischen Abklingkurve).

<sup>4</sup> W. HEYWANG u. M. ZERBST, Z. Naturforschg. 14 a, 641 [1959].

Die Integration dieser Gleichung liefert schließlich

$$e^{-t/\tau_0} = \frac{x}{x_0} \left( \frac{1+x}{1+x_0} \right)^{z-1} \quad (20)$$

mit  $x = x_0$  für  $t = 0$ .

Eine zur Zeit  $t = 0$  bestehende hohe Trägeranregung ( $x_0 \gg 1$ ) klingt also anfänglich (d. h. solange  $x \gg 1$ ) exponentiell ab mit einer Zeitkonstanten  $\tau_\infty$  gemäß

$$x = x_0 e^{-t/\tau_\infty}. \quad (20 \text{ a})$$

Nach einem nicht exponentiellen Übergangsbereich gilt für das Ausklingen ( $x \ll 1$ ) ebenfalls ein Exponentialgesetz

$$x = x_0^z e^{-t/\tau_0}. \quad (20 \text{ b})$$

Dieses Verhalten ist unter Verwendung der Werte  $z = 6$  und  $\tau_0 = 1 \text{ msec}$  in Abb. 2 dargestellt im Vergleich mit experimentellen Werten.

## Diskussion

Die Zeitkonstante  $\tau_\infty$  für den Anfangsabfall bei sehr hoher Trägeranregung lässt sich unter Verwendung der Gln. (8) und (16) umformen in

$$\tau_\infty = \left( \frac{1}{r_c} + \frac{1}{r_v} \right) \frac{1}{N}. \quad (21)$$

Diesen Zusammenhang kann man direkt ableiten, da bei hoher Anregung die Reemission von Elektronen und Löchern aus den Rekombinationszentren vernachlässigt werden darf; dann gilt

$$\begin{aligned} \dot{n} &= -r_c n N_1, \\ \dot{p} &= -r_v p N_b. \end{aligned} \quad (22)$$

Bei einer Anregung, die auch die Majoritätsträgerdichte überwiegt, ist außerdem  $n = p$  und die Besetzung der Rekombinationszentren ist wegen der Kontinuitätsbedingung  $\dot{n} = \dot{p}$  einzige durch die Rekombinationskoeffizienten bestimmte

$$N_b/N_1 = r_c/r_v; \quad (23)$$

wegen  $\frac{\dot{n}}{n} = \frac{\dot{p}}{p} = \frac{1}{\tau_\infty}$  folgt damit unmittelbar die angegebene Gl. (21).

Die Zeitkonstante  $\tau_0$  für das Ausklingen einer hohen Trägeranregung ergibt sich nach Gl. (8 a) und (19) zu

$$\tau_0 = \frac{r_v(p_0 + p_1) + r_c(n_0 + n_1)}{r_c r_v N(n_0 + p_0)}. \quad (24)$$

Sie stimmt mit der Trägerlebensdauer für kleinste Anregung [Gl. (5)] überein, wenn man berücksichtigt, daß kleine Rekombinationszentrendichte vorausgesetzt wurde.

Für den gesamten Verlauf des Abklingvorganges ist es wichtig, welche der beiden Abklingkonstanten  $\tau_\infty$  und  $\tau_0$  die größere ist. Aus den Gln. (21) und (24) erhält man für den Quotienten beider Konstanten

$$\frac{\tau_0}{\tau_\infty} = \frac{r_c(n_0 + n_1) + r_v(p_0 + p_1)}{(r_c + r_v)(n_0 + p_0)}.$$

Dieser Ausdruck lässt sich unter Verwendung der Gl. (23) und der Beziehungen

$$\frac{n_0 + n_1}{n_0} = \frac{N}{N_{b0}} \quad \text{und} \quad \frac{p_0 + p_1}{p_0} = \frac{N}{N_{l0}}$$

umschreiben in die Form

$$\frac{\tau_0}{\tau_\infty} = \frac{N_b}{N_{b0}} \frac{n_0}{n_0 + p_0} + \frac{N_l}{N_{l0}} \frac{p_0}{n_0 + p_0}. \quad (25)$$

Das Verhältnis wird also – abgesehen von den durch den Leitungstyp festgelegten Ladungsträgerverhältnissen – durch den Besetzungszustand der Rekombinationszentren bestimmt. Der Einfachheit halber beschränken wir uns im folgenden auf p-Typ-Material; dann vereinfacht sich Gl. (25) zu

$$\begin{aligned} \frac{\tau_0}{\tau_\infty} &= \frac{N_l}{N_{l0}} \left( 1 + \frac{N_b}{N_l} \frac{N_{l0}}{N_{b0}} \frac{n_0}{p_0} \right) \\ &= \frac{N_l}{N_{l0}} \left( 1 + \frac{r_c}{r_v} - \frac{E - (E_T - \xi)}{k T} \right). \end{aligned}$$

Da  $(E_T - \xi)$  stets kleiner als die Breite  $E = E_c - E_v$  der verbotenen Zone ist (vgl. Abb. 1), kann der zweite Term nur von Bedeutung sein, wenn  $r_c \gg r_v$  ist, d. h. wenn es sich nicht um Rekombinationszentren, sondern um Haftstellen handelt. Man erhält daher für Rekombinationsvorgänge in p-Typ-Halbleitern

$$\tau_0/\tau_\infty \approx N_l/N_{l0} \quad (25 \text{ a})$$

bzw. in n-Typ-Halbleitern

$$\tau_0/\tau_\infty \approx N_b/N_{b0}. \quad (25 \text{ b})$$

Experimentell wurde bei Germanium und Silicium bisher stets eine Zunahme der Trägerlebensdauer mit der Anregung beobachtet; d. h.

$$\tau_\infty > \tau_0.$$

Dies heißt nach Formel (25), daß die Zahl der Minoritätsträger in den Rekombinationszentren mit der Anregung zunimmt, wodurch diese gewisser-

maßen verstopft werden. Eine solche Zunahme ist in der Regel zu erwarten; denn einerseits liegen Rekombinationszentren im allgemeinen in Bandmitte und enthalten im thermodynamischen Gleichgewicht nur wenig Minoritätsträger; andererseits liegen  $r_e$  und  $r_v$  und damit auch  $N_1$  und  $N_b$  bei hoher Anregung — außer bei Haftstellen — in gleicher Größenordnung.

Aus dem bisher Gesagten ergibt sich, daß der Trägerausgleich durch den Besetzungszustand der Rekombinationszentren gesteuert wird. Dementsprechend ist auch der Übergang vom exponentiellen Abfall bei hoher Anregung gemäß  $\tau_\infty$  zu jenem gemäß  $\tau_0$  durch die Umbesetzung der Rekombinationszentren gekennzeichnet. In diesem Bereich kann eine

Trägerlebensdauer nur durch die Tangente an die Abklingkurve definiert werden. Die so ermittelte Lebensdauer stimmt mit der für konstante Anregung bei kleiner Rekombinationszentrendichte überein.

Neben diesem dem Experiment zugänglichen Abklingvorgang besteht noch ein weiterer Prozeß, bei dem sich die Besetzung der Rekombinationszentren auf die Ladungsträgerdichte im Minoritätsträgerband abstimmt. Dieser Prozeß verläuft jedoch wesentlich rascher, wie die Übereinstimmung der für den dynamischen und statistischen Fall ermittelten Lebensdauer zeigt. Dies wurde in die Rechnung eingeführt durch die Vernachlässigung von  $\bar{y}$  gegen  $\bar{x}$ .

<sup>5</sup> M. ZERBST u. W. HEYWANG, Z. Naturforschg. **14 a**, 645 [1959].

## Die Atomwärme des Galliums zwischen 6 und 21 °K

Von WALTER EICHENAUER und MARTIN SCHULZE

Aus dem Eduard Zintl-Institut der Technischen Hochschule Darmstadt  
(Z. Naturforschg. **14 a**, 962—966 [1959]; eingegangen am 30. September 1959)

Die Atomwärme des Galliums wurde an einer 158,6 g schweren Probe zwischen 6 und 21 °K gemessen. An Hand der Ergebnisse wird gezeigt, daß in dem untersuchten Temperaturbereich weder das DEBYESche  $T^3$ -Gesetz noch der von DE SORBO angenommene Verlauf mit  $T^2$  erfüllt ist. Zwischen 6 und 11 °K können unsere Messungen durch die Beziehung  $C_p = A T^4$  wiedergegeben werden. Die Normalentropie des Galliums bei 25 °C wurde zu 9,755 Clausius bestimmt.

Der Verlauf der Atomwärme des Galliums wurde erstmalig von CLUSIUS und HARTECK<sup>1</sup> in einem größeren Temperaturbereich (15—200 °K) gemessen. Nach dem Bericht der Autoren ergaben sich jedoch wegen experimenteller Schwierigkeiten nur unsichere Meßwerte. Weitere Ergebnisse stammen von ADAMS, JOHNSTON und KERR<sup>2</sup>, die die Atomwärme des Galliums im Gebiet zwischen 15 und 300 °K untersuchten. Unterhalb von 20 °K lassen sich ihre Ergebnisse jedoch nur schwer in den Gesamtverlauf der Meßwerte einordnen: Sie liegen sämtlich oberhalb der durch sinngemäße Extrapolation auf den absoluten Nullpunkt erhaltenen Kurve.

Während der Abfassung des vorliegenden Berichtes fanden wir die kürzlich erschienene Veröffentlichung von SEIDEL und KEESOM<sup>3</sup>, die unter anderem die Atomwärme des Galliums zwischen 0,35 und 4,3 °K bestimmten.

An Hand von — allerdings recht spärlichen — Messungen konnte TARASOV<sup>4</sup> zeigen, daß die Temperaturabhängigkeit der Atomwärme des Graphits bei tiefen Temperaturen mit Hilfe eines Schichtgitter entsprechenden zweidimensionalen Frequenz-Verteilungsfunktion wiedergegeben werden kann. Diese Feststellung konnte später von DE SORBO und TYLER<sup>5</sup> auf Grund sehr genauer und umfangreicher Messungen bestätigt werden. Es ergab sich, daß die Atomwärme des Graphits zwischen 13 und 54 °K einem  $T^2$ -Gesetz gehorcht.

Auch beim Gallium, dessen *ortho*-rhombische Struktur einem Schichtaufbau ähnelt, soll nach DE SORBO<sup>6</sup> zwischen 15 und 34 °K das  $T^2$ -Gesetz erfüllt sein. Zum Beweis werden die Ergebnisse von ADAMS, JOHNSTON und KERR angeführt. In logarithmischer Darstellung ergeben ihre Messungen zwischen 15 und 34 °K angenehrt eine Gerade mit

<sup>1</sup> K. CLUSIUS u. P. HARTECK, Z. physik. Chem. **134**, 243 [1928].

<sup>2</sup> G. B. ADAMS, H. L. JOHNSTON u. E. C. KERR, J. Amer. Chem. Soc. **74**, 4784 [1952].

<sup>3</sup> G. SEIDEL u. P. H. KEESOM, Phys. Rev. **112**, 1083 [1958].

<sup>4</sup> V. V. TARASOV, C. R. Acad. Sci., URSS **46**, No. 3 [1945].

<sup>5</sup> W. DE SORBO u. W. W. TYLER, Phys. Rev. **83**, 878 [1951].

<sup>6</sup> W. DE SORBO, J. Chem. Phys. **21**, 168 u. 1426 [1953].