

Untersuchungen über den Ausheilvorgang von Frenkel-Fehlstellen in Indiumarsenid

Von R. BÄUERLEIN

Aus dem Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG, Erlangen
(Z. Naturforsch. 16 a, 1002—1008 [1961]; eingegangen am 3. Juni 1961)

In einem InAs-Sperrschiertelement werden bei 63 °K durch Bestrahlung mit 400 keV-Elektronen FRENKEL-Fehlstellen erzeugt. Ihre Konzentration wird aus Änderungen des Kurzschlußstromes des Sperrschiertelementes ermittelt. Während der nachfolgenden Erwärmung der Probe wird das Ausheilen der durch die Bestrahlung eingebrachten Gitterfehilstellen in einem Temperaturbereich zwischen 77 und 500 °K untersucht. Hierbei werden mehrere charakteristische Ausheilstufen beobachtet, besonders bei 85 °K, 120 °K und 300 °K. In der letzten Ausheilstufe bei 300 °K verschwinden alle durch die Bestrahlung eingebrachten Gitterfehilstellen. Die Aktivierungsenergie dieses Prozesses wurde zu 0,80 eV bestimmt.

In Festkörpern werden durch Beschuß mit schnellen Elektronen FRENKEL-Fehlstellen gebildet, wenn die Energie der Elektronen einen bestimmten Mindestwert überschreitet. Meistens lassen sich die so erzeugten Gitterfehilstellen durch eine Wärmebehandlung wieder zum Verschwinden bringen.

In Germanium sind diese Effekte in einer Reihe von Arbeiten untersucht worden. Mehrere diskrete Ausheilstufen mit bestimmten Aktivierungsenergien wurden beobachtet. Zur Zeit ist aber noch nicht völlig geklärt, welche elementaren Prozesse in den einzelnen Temperstufen ablaufen¹. Auch zeigen n- und p-leitendes Material unterschiedliches Verhalten. Offenbar hat es einen Einfluß, ob eine Fehlstelle geladen oder ungeladen ist.

Nur mit einigen der halbleitenden A^{III}B^V-Verbindungen sind Ausheilexperimente angestellt worden, so mit InSb^{2,3}, GaSb⁴ und GaAs⁵. Die Deutung stößt bei dieser Verbindungsgruppe auf größere Schwierigkeiten als bei den Elementhalbleitern, da in Verbindungen eine größere Mannigfaltigkeit von Gitterfehilstellen möglich ist.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Tempervorgang in InAs. Nach einer Untersuchung von AUKERMAN⁶ bleiben n-leitende Proben aus InAs nach Elektronenbestrahlung n-leitend; p-leitende Proben werden n-leitend. In einer eigenen Arbeit^{7,8} wurde die Verlagerungsenergie in InAs bestimmt.

Bei einer Energie der eingestrahlten Elektronen von 230 keV und 275 keV wurden Schwellwerte für das Auftreten von Gitterfehilstellen beobachtet. Dies wurde so gedeutet, daß in InAs zur Bildung eines As-FRENKEL-Defektes durch Elektronenstoß eine Energie von 8,5 eV und zur Bildung eines In-FRENKEL-Defektes eine Energie von 6,7 eV erforderlich ist.

I. Meßmethode

In der vorliegenden Arbeit wird die Eigenschaft von FRENKEL-Defekten, in Halbleitern Rekombinationszentren zu bilden, benutzt, um diese Gitterfehilstellen nachzuweisen. Die Konzentration wird indirekt aus der Änderung des Kurzschlußstromes eines mit 200 keV Elektronen bestrahlten InAs-Sperrschiertelementes bestimmt. Die Meßanordnung ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Der Diffusionsstrom I_D läßt sich aus Bestrahlungs- und Halbleitergrößen ableiten. Im allgemeinen ist dies eine recht komplizierte Beziehung; im vorliegenden Fall läßt sie sich jedoch durch folgende Voraussetzungen wesentlich vereinfachen:

1. Die Bestrahlung der empfindlichen Schicht des Sperrschiertelementes sei homogen, d. h. die Reichweite der Elektronen sei groß gegen die Tiefe des p-n-Überganges unter der Oberfläche.
2. Die Diffusionslänge der Minoritätsträger soll

¹ W. L. BROWN, W. M. AUGUSTYNIAK u. T. R. WAITE, J. Appl. Phys. **30**, 1258 [1959].

² L. W. AUKERMAN, Phys. Rev. **115**, 1125 [1959]; J. Appl. Phys. **30**, 1239 [1959].

³ F. H. EISEN u. P. W. BICKEL, Phys. Rev. **115**, 345 [1959]; **123**, 736 [1961].

⁴ J. W. CLELAND u. J. H. CRAWFORD, jr., Phys. Rev. **100**, 1614 [1955].

⁵ L. W. AUKERMAN, Proc. Int. Conf. on Semiconductor Physics, Publishing House of the Czechoslovak Acad. Sci., Prag 1961. — Research Report des Battelle Memorial Institute, Nr. AF 33 (616) — 8064, 1961.

⁶ L. W. AUKERMAN, Phys. Rev. **115**, 1135 [1959].

⁷ R. BÄUERLEIN, Z. Naturforsch. **14 a**, 1069 [1959].

⁸ R. BÄUERLEIN, Vortrag auf der internationalen Schule für Physik in Ispra, Italien, im Druck.



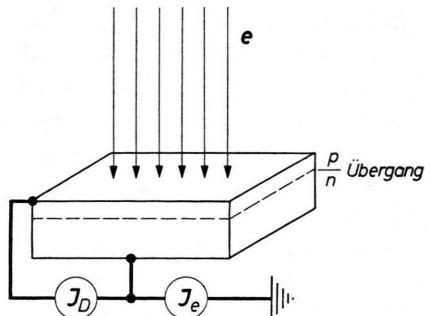


Abb. 1. Schematische Darstellung der Meßanordnung.
J_D=Diffusionsstrom, J_e=Elektronenstrahlstrom.

klein sein gegen die Tiefe des p–n-Überganges unter der Oberfläche.

3. Nur die Minoritätsträger der p-Schicht tragen zum Diffusionsstrom bei.

Voraussetzung 1. kann mit guter Näherung als erfüllt angesehen werden, da bereits 200 keV-Elektronen in InAs eine Reichweite von ca. 70 μ haben, die p-Schicht an der Oberfläche des verwendeten Elementes aber nur etwa 20–30 μ dick ist.

Voraussetzung 2. ist bei III–V-Verbindungen im allgemeinen gut erfüllt, da in diesen Substanzen die Lebensdauer der Minoritätsträger sehr klein, unter 1 μs, ist.

Voraussetzung 3. dürfte insbesondere für InAs zutreffen, da hier das Beweglichkeitsverhältnis von Elektronen zu Löchern groß ist, nahezu 100, und das Verhältnis der effektiven Massen nur etwa 1/10 beträgt.

Unter diesen Voraussetzungen erhält man nach einer ähnlichen Überlegung, wie sie für Lichteinstrahlung schon häufig durchgeführt wurde⁹, folgende Beziehung:

$$\frac{J_D}{J_e} = \frac{dE/dx}{\bar{\epsilon}} L_e . \quad (1)$$

In dieser Formel bedeutet J_e den Elektronenstrahlstrom, dE/dx den differentiellen Energieverlust der eingestrahlten Elektronen und $\bar{\epsilon}$ die mittlere Energie zur Bildung eines Elektronen-Lochpaars.

Die Diffusionslänge L_e der Elektronen in der p-Schicht des Sperrschiertelementes hängt ihrerseits mit der Lebensdauer τ zusammen:

$$L_e = \sqrt{D_e \tau} .$$

Die in dieser Formel enthaltene Diffusionskonstante D_e der Elektronen kann mittels der EINSTEIN-Beziehung $D_e/\mu_e = kT/e$ aus Halbleitergrößen und der Temperatur T berechnet werden (μ_e = Beweglichkeit der Elektronen in dem p-leitenden Material).

Da im allgemeinen die Lebensdauer von Ladungsträgern in Halbleitern durch anwesende Rekombinationszentren begrenzt wird, gilt die Beziehung:

$$\tau = \frac{1}{v_T q_r N_r} .$$

Hierin bedeutet N_r die Konzentration, q_r den Einfangquerschnitt der Rekombinationszentren und v_T die thermische Geschwindigkeit der Ladungsträger, für die bekanntlich die Beziehung $v_T = \sqrt{3} k T/m_e^*$ gilt, wobei m_e^{*} die effektive Masse der Elektronen bedeutet.

Durch Zusammenfassen erhält man für das Produkt Konzentration mal Einfangquerschnitt der Rekombinationszentren:

$$q_r N_r = C (J_D/J_e)^{-2} . \quad (2)$$

Das Produkt q_r N_r ist also umgekehrt proportional dem Quadrat der Empfindlichkeit J_D/J_e des Sperrschiertelementes. Für die Konstante C ergibt sich:

$$C = \frac{D_e}{v_T} \left(\frac{dE/dx}{\bar{\epsilon}} \right)^2 .$$

Die Werte der in obiger Formel verwendeten Halbleitergrößen sind im Falle von InAs nicht genau bekannt; angenähert können wir für die Berechnung von C folgende Werte ansetzen:

$$m_e^* \approx 0,03 m_e, \quad \mu_e \approx 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}, \quad \bar{\epsilon} \approx 2,5 \text{ eV}, \\ dE/dx \approx 2 \cdot 10^7 \text{ eV/cm} .$$

Damit ergibt sich für C ein Wert von ungefähr $1,2 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-1}$.

Die ursprüngliche Empfindlichkeit des Sperrschiertelementes war etwa 10^4 , so daß das Produkt q_r N_r vor der Erzeugung von Gitterfehlstellen den Wert $1,2 \text{ cm}^{-1}$ hatte. Dieser Anfangswert, der für die weiteren Untersuchungen ohne Interesse ist, wird bei den folgenden Betrachtungen immer subtrahiert, ohne daß noch besonders darauf hingewiesen werden wird. Es sollen also, wenn im folgenden von Rekombinationszentren die Rede ist, nur die durch den Beschuß mit schnellen Elektronen gebildeten Rekombinationszentren verstanden werden.

Da der Hauptanteil des Diffusionsstromes von den Überschußelektronen der p-Schicht getragen wird, gelten die erzielbaren Aussagen im wesentlichen nur für p-leitendes Material.

Das verwendete InAs-Sperrschiertelement^{*} wurde aus einem n-leitenden Einkristall durch Eindiffusion

⁹ Vgl. z. B. R. L. CUMMEROW, Phys. Rev. 95, 16 [1954].

* Für die Überlassung des InAs-Sperrschiertelementes bin ich Herrn Dr. R. GREMMELMAIER zu Dank verpflichtet.

von Zink hergestellt. Nachträglich ist die auf diese Weise erhaltene p-leitende Oberflächenschicht auf eine Dicke von $20 - 30 \mu$ abgeätzt worden. Eine röntgenographische Untersuchung ergab, daß die Probenoberfläche eine {111}-Fläche ist.

Nach Gl. (2) läßt sich das Produkt Konzentration N_r mal Einfangquerschnitt q_r der durch Bestrahlung gebildeten Rekombinationszentren aus der Änderung der Empfindlichkeit J_D/J_e des Sperrsichtelementes errechnen. Da andererseits aber die Konzentration der gebildeten Rekombinationszentren auch der Bestrahlungsdosis proportional ist, wird man einen linearen Zusammenhang zwischen dem aus der gemessenen Empfindlichkeit berechneten Produkt $q_r N_r$ und der Bestrahlungsdosis $J_e t$ erwarten, wenn die Beziehung (2) für das untersuchte Sperrsichtelement Gültigkeit hat. Diese Voraussetzung für eine quantitative Auswertung der im folgenden beschriebenen Untersuchung des Temperverhaltens von Rekombinationszentren ist, wie Abb. 2 zeigt, tatsächlich erfüllt.

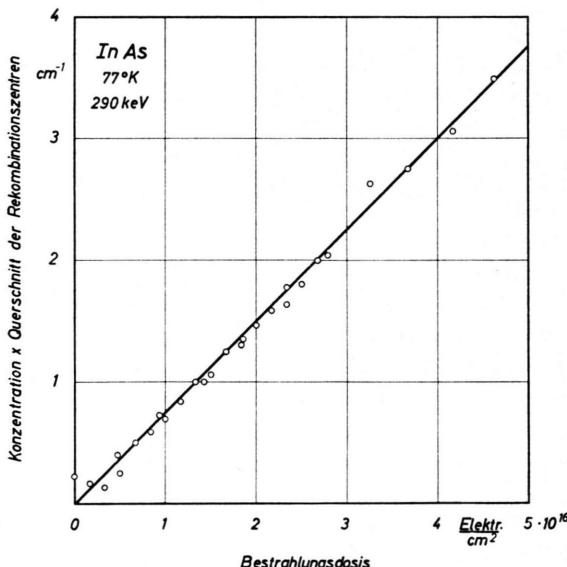


Abb. 2. Konzentration mal Einfangquerschnitt der durch eine Bestrahlung mit 290 keV-Elektronen in einem InAs-Sperrsichtelement bei 77°K erzeugten Rekombinationszentren als Funktion der Bestrahlungsdosis.

Bei der in Abb. 2 dargestellten Kurve wurde die Messung der Empfindlichkeit des Sperrsichtelementes und die Erzeugung von Gitterdefekten mit 290 keV-Elektronen gleichzeitig vorgenommen. Die folgenden Messungen der Empfindlichkeit des Sperrsichtelementes wurden dagegen durchweg mit Elektronen einer Energie von nur 200 keV aus-

geführt, die in InAs nicht in der Lage sind, Gitterfehlstellen zu erzeugen⁷. Um eine Verfälschung der Ergebnisse durch den Temperaturgang der Meßgröße auszuschließen, wurden alle Messungen bei 77°K (Temperatur des flüssigen Stickstoffs) durchgeführt.

II. Temperuntersuchungen

Zur Gewinnung einer Übersicht über die in dem ganzen hier untersuchten Temperaturbereich von $77^\circ - 500^\circ\text{K}$ zu beobachtenden Ausheileffekte ist in Abb. 3 eine isochronale Temperkurve gezeigt. In ein Sperrsichtelement aus InAs wurde durch Bestrahlung mit 400 keV Elektronen bei 63°K eine bestimmte Anzahl von Rekombinationszentren eingeführt. Anschließend ist die Probe schrittweise aufgewärmt worden. Die jeweils erreichte Temperatur wurde für 10 min. gehalten. Anschließend wird die Probe zur Messung der Empfindlichkeit auf 77°K abgekühlt. Das aus der gemessenen Empfindlichkeit berechnete Produkt $q_r N_r$ ist bei der jeweiligen Tempertemperatur in Abb. 3 eingetragen. Die dargestellte Meßkurve ist das Ergebnis einer größeren Anzahl solcher aufeinanderfolgenden Einzeltemper-schritte. Sie zeigt in ihrem unteren Teil einen recht komplizierten Verlauf. Das Produkt $q_r N_r$, wie es nach der Bestrahlung erhalten wurde, nimmt anfangs sogar noch zu. Erst bei Zimmertemperatur tritt plötzlich ein praktisch vollständiges Ausheilen der Gitterstörungen ein. Die Kurve erreicht bei

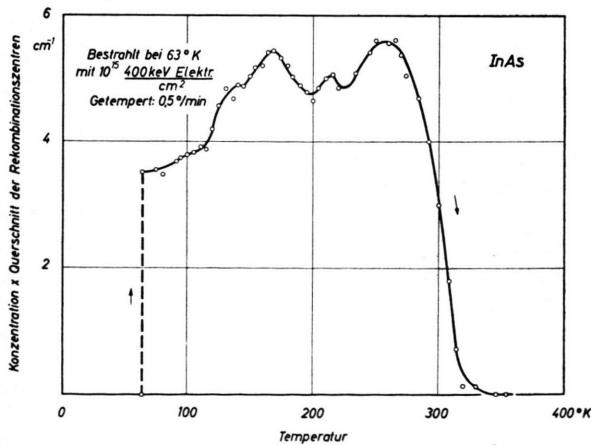


Abb. 3. Isochronale Temperkurve eines bei 63°K mit 10^{15} 400 keV-Elektronen/ cm^2 bestrahlten InAs-Sperrsichtelementes. Die Darstellung zeigt das Produkt Einfangquerschnitt mal Konzentration der Rekombinationszentren als Funktion der Temperatur bei konstanter Erwärmung der Probe mit $0,5^\circ/\text{min}$.

330°K den Ausgangswert vor Beginn der Bestrahlung wieder.

Die Aktivierungsenergie dieses Ausheilprozesses kann aus einer Schar isothermer Temperaturkurven gewonnen werden. In halblogarithmischer Darstellung (Abb. 4) lassen sich die Meßergebnisse Geraden zuordnen. Es muß allerdings bemerkt werden, daß im

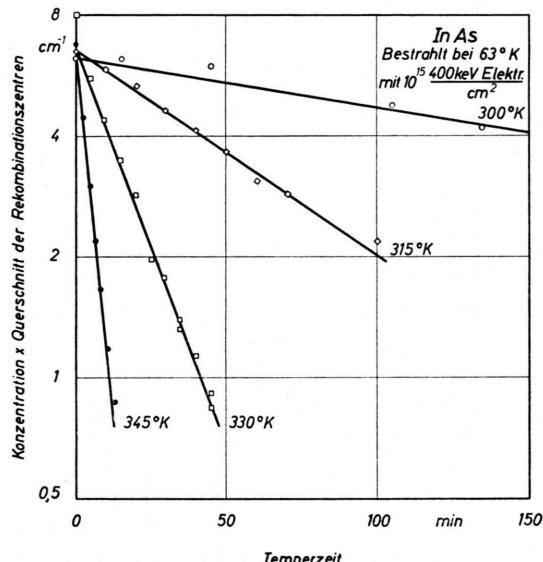


Abb. 4. Isotherme Temperaturkurven eines bei 63°K mit $10^{15} 400\text{ keV-Elektronen}/\text{cm}^2$ bestrahlten InAs-Sperrsichtelementes. Die Temperatur ist Parameter.

weiteren Verlauf, besonders bei der bei 300°K erhaltenen Kurve, erhebliche Abweichungen von der in Abb. 4 eingezeichneten Geraden beobachtet werden. Der Temperprozeß wird offenbar nicht in seinem Gesamtverlauf von einer einheitlichen Reaktion 1. Ordnung bestimmt. Die Steigung der Geraden der Abb. 4 ist mit der reziproken Zeitkonstanten des Ausheilprozesses identisch. Trägt man diese Größe in Abhängigkeit von der reziproken Temperatur auf, so ergibt sich ein linearer Zusammenhang. Dies ist in Abb. 5 dargestellt. Der untersuchte Ausheilprozeß besitzt also eine einheitliche Aktivierungsenergie, die sich aus Abb. 5 zu $0,80\text{ eV}$ bestimmen läßt.

Für das Kurvenstück unterhalb Zimmertemperatur in Abb. 3 ist es nicht gelungen, eine so eingehende Analyse des Tempervorganges durchzuführen. In Abb. 6 ist nochmals der Teil der Kurve zwischen 63 und 150°K gesondert und vergrößert dargestellt. Die beiden Kurven dieser Abbildung wurden bei zwei verschiedenen Durchläufen, aber unter sonst gleichen Bedingungen erhalten. In dieser Dar-

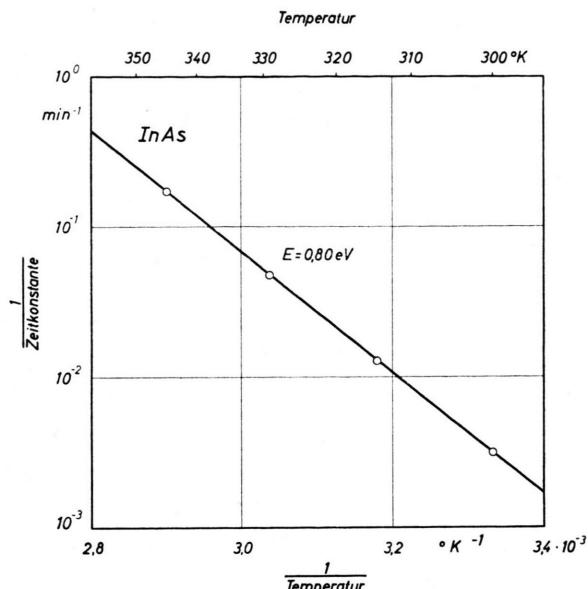


Abb. 5. Reziproke Zeitkonstante der in Abb. 4 dargestellten Temperaturkurven als Funktion der reziproken Temperatur.

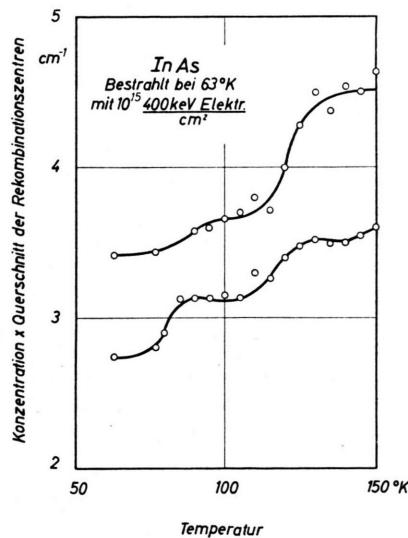


Abb. 6. Isochronale Temperaturkurve eines bei 63°K mit $10^{15} 400\text{ keV-Elektronen}/\text{cm}^2$ bestrahlten InAs-Sperrsichtelementes. Diese Abbildung gibt den Temperaturabschnitt zwischen 50 und 150°K aus Abb. 3 in einem vergrößerten Maßstab wieder.

stellung zeichnen sich deutlich zwei Ausheilstufen bei 85 und 120°K ab. Dieses Ergebnis unserer Untersuchungen an InAs zeigt eine auffallende Parallele zu den Messungen von AUKERMAN² an p-leitendem InSb. Dort wurden ebenfalls zwei Ausheilstufen in diesem Temperaturbereich gefunden, und auch dort steigt der nach der Bestrahlung erhaltene

Wert der Meßgröße bei der nachfolgenden Temperung noch weiter an. Offenbar findet in diesem Temperaturbereich eine Umordnung in der Struktur oder ein teilweises Ausheilen der Gitterstörung statt, was zur Folge hat, daß sich der Einfangquerschnitt der Gitterfehlstellen für Überschußelektronen erhöht.

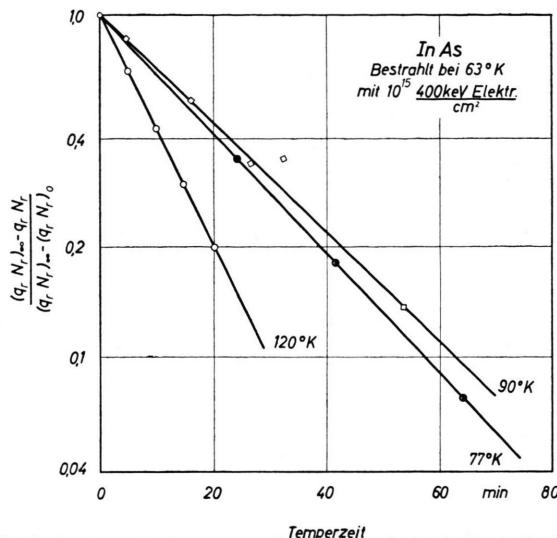


Abb. 7. Isotherme Temperkurve eines bei 63 °K mit 10^{15} 400 keV-Elektronen/cm² bestrahlten InAs-Sperrschieltellementes bei verschiedenen Temperaturen. In Abhängigkeit von der Temperzeit ist im logarithmischen Maßstab das Produkt Konzentration mal Einfangquerschnitt der Rekombinationszentren $q_r N_r$ in normierter Darstellung aufgetragen. $(q_r N_r)_0$ bedeuten den Anfangswert und $(q_r N_r)_\infty$ den Grenzwert für sehr lange Temperzeiten. Die Messung der Empfindlichkeit wurde bei den Temperkurven 120 °K und 77 °K bei 77 °K und bei der Temperkurve 90 °K bei 90 °K vorgenommen.

Über die Kinetik des Ausheilprozesses gibt Abb. 7 näheren Aufschluß. In dieser Abb. ist in Abhängigkeit von der Temperzeit bei verschiedenen Temperaturen der Verlauf des Produktes Konzentration mal Einfangquerschnitt $q_r N_r$ aufgetragen, und zwar im logarithmischen Maßstab als Differenz zum Grenzwert für sehr lange Temperzeit. Die hier erhaltenen Geraden lassen auf eine monomolekulare Reaktion schließen, wie sie z. B. bei Umordnungsvorgängen zu erwarten ist.

Leider läßt sich aus den verschiedenen Steigungen der Geraden der Abb. 7 keine Aktivierungsenergie bestimmen. Eine Abschätzung nach einem von DIENES und VINEYARD¹⁰ angegebenen Verfahren ergibt für die 1. Ausheilstufe bei 85 °K eine Akti-

vierungsenergie von 0,23 eV, für die 2. Stufe bei 120 °K 0,33 eV. Zur Kontrolle wurde auch die Aktivierungsenergie der Ausheilstufe bei 300 °K auf dieselbe Weise abgeschätzt und ein Wert von 0,85 eV, statt wie vorher 0,80 eV, erhalten. Für die dort¹⁰ vorkommende Konstante K_0 wurde bei diesen Abschätzungen die Gittereigenfrequenz von InAs ($7 \cdot 10^{12}$ sec⁻¹)¹¹ eingesetzt.

III. Diskussion

Die charakteristische Größe, auf die wir unsere Meßwerte an der untersuchten Sperrschieltzelle zurückführen konnten, war das Produkt Konzentration mal Einfangquerschnitt der erzeugten Rekombinationszentren. Die Konzentration der FRENKEL-Fehlstellen, die durch eine Bestrahlung mit Elektronen einer bestimmten Energie erzeugt wird, läßt sich nach SEITZ und KOEHLER¹² berechnen, und zwar ergibt sich in InAs für die Konzentration, sowohl von Indium- als auch von Arsen-FRENKEL-Fehlstellen unter Zugrundelegen einer Bestrahlung von 10^{15} Elektronen pro cm² einer Energie von 400 keV, ein Wert von $1,8 \cdot 10^{15}$ cm⁻³. Wie man aus der Erfahrung weiß, gibt diese Formel im allgemeinen zu große Werte; der hier errechnete Wert dürfte also eine obere Grenze darstellen. Die Gesamtzahl aller Einzeldefekte, nämlich der Indium- und Arsen-Leerstellen und -Zwischengitteratome, ist gegenüber diesem Zahlenwert um den Faktor 4 größer, also etwa $7 \cdot 10^{15}$ cm⁻³. Das gemessene Produkt Konzentration mal Einfangquerschnitt der durch die gleiche Bestrahlung erzeugten Rekombinationszentren war, wie aus Abb. 3 zu entnehmen ist, $5,6 \text{ cm}^{-1}$. Mit diesen Zahlenwerten ergibt sich für den Einfangquerschnitt $8 \cdot 10^{-16}$ cm². Dieser Wert liegt in der erwarteten Größenordnung. Dies kann als recht befriedigend angesehen werden, wenn man berücksichtigt, daß einige der bei dieser Berechnung verwendeten Zahlenwerte geschätzt werden mußten.

Durch den Beschuß mit Elektronen einer so geringen Energie wie in der vorliegenden Arbeit werden zwar Gitteratome aus ihren Plätzen herausgeschlagen, doch ist die ihnen verbleibende kinetische Energie recht gering. Diese Atome werden daher sehr bald, vielleicht noch in der gleichen Elementarzelle, in der auch ihre Ausgangsposition lag,

¹⁰ G. J. DIENES u. G. H. VINEYARD, Radiation Effects in Solids, Interscience Publishers, Inc., New York 1957, besonders S. 147 f.

¹¹ G. PICUS, E. BURSTEIN, B. W. HENVIS u. M. HAAS, J. Phys. Chem. Solids **8**, 282 [1959].

¹² F. SEITZ u. J. S. KOEHLER, Solid State Physics **2**, 305 [1956].

auf einem Zwischengitterplatz zur Ruhe gelangen. Die erzeugte Fehlordnung besteht daher aus benachbarten Paaren von je einer Leerstelle und einem Zwischengitteratom. Wird anschließend die Temperatur erhöht und werden die Gitterfehlstellen beweglich, so kann angenommen werden, daß diese ursprünglichen Paare sich wiedervereinigen und damit verschwinden.

Ein solcher Ausheilprozeß wird durch die folgende Gleichung beschrieben¹³:

$$-\frac{dN}{dt} = N/\tau.$$

Hierin bedeuten N die Konzentration der Fehlstellenpaare, t die Temperzeit und τ die mittlere Sprungzeit einer Fehlstelle. Sind zur Ausheilung eines solchen Fehlstellenpaars mehrere voneinander unabhängige Platzwechselsprünge einer Fehlstelle erforderlich, so ist in obiger Formel τ durch $n\tau$ zu ersetzen, wobei n die Zahl der erforderlichen Platzwechsel bedeutet. Bei einem isothermen Temperexperiment ist auf Grund obiger Differentialgleichung eine exponentielle Abnahme der Konzentration der Gitterfehlstellen mit der Temperzeit zu erwarten, wobei τ mit der Zeitkonstanten dieser e -Funktion identisch ist. Dies wurde, wie Abb. 4 zeigt, auch beobachtet. Hierzu ist allerdings zu bemerken, daß bereits innerhalb einer einzigen Elementarzelle mehrere verschiedene Positionen einer Leerstelle und eines Zwischengitteratoms möglich sind, die sich vermutlich auch durch die Konstante τ , also durch die mittlere Zeit, die zur Vereinigung erforderlich ist, unterscheiden. Folglich ist zu erwarten, daß sich die isotherme Temperkurve aus einer Anzahl von e -Funktionen mit verschiedenen Zeitkonstanten zusammensetzt. Auf diese Weise könnte die oben erwähnte Abweichung der Temperkurve von der e -Funktion in einem etwas weiter fortgeschrittenen Stadium des Tempervorganges zu erklären sein.

Die Abhängigkeit des Temperprozesses von der Temperatur, die in Abb. 4 untersucht wurde, wird durch die Temperaturabhängigkeit der mittleren Sprungzeit τ verursacht, und zwar gilt hier der Ansatz:

$$\tau = \nu_0^{-1} e^{E/kT}.$$

E ist die Aktivierungsenergie des Ausheilprozesses, T die absolute Temperatur und k die BOLTZMANN-

Konstante. Die Konstante ν_0 hat die Bedeutung einer Frequenz, die von der Größenordnung der Gittereigenfrequenz sein sollte. Die Aktivierungsenergie des untersuchten Ausheilprozesses bei 300 °K wurde in Abb. 5 zu 0,80 eV bestimmt. Mit diesem Wert und der Zeitkonstanten bei 300 °K aus Abb. 4 läßt sich ν_0 bestimmen, und zwar erhält man einen Wert von $1,5 \cdot 10^9 \text{ sec}^{-1}$.

Dieser Wert ist nun aber um vier Größenordnungen kleiner als die Gittereigenfrequenz von InAs¹¹. Die Ursache für diese Erniedrigung könnte sein, daß an den Platzwechselsevorgängen, die zur Ausheilung der Fehlstellenpaare führen, mehrere Gitteratome beteiligt sind. Dadurch würde die Wahrscheinlichkeit eines solchen Ereignisses erheblich herabgesetzt und damit auch die mittlere Ausheilzeit entsprechend verlängert werden. Eine andere Erklärungsmöglichkeit für die beobachtete Diskrepanz von ν_0 gegenüber der Gittereigenfrequenz könnte z. B. sein, daß zur Ausheilung eine größere Anzahl von Platzwechselsprüngen einer Fehlstelle erforderlich ist. Um aber die Größe des hier beobachteten Effektes erklären zu können, müßte eine sehr große Zahl von Platzwechselsprüngen angenommen werden, so daß es sehr unwahrscheinlich wird, ob sich dann noch die ursprünglichen Paare wiedervereinigen. Vielmehr könnte ein anderer Prozeß an Bedeutung gewinnen, nämlich der, daß sich z. B. ein Zwischengitteratom bei seinem Weg durch das Gitter mit einer beliebigen Leerstelle wiedervereinigt. Dieser Prozeß ist im Gegensatz zum vorhergehenden ein Prozeß 2. Ordnung. Eine Abschätzung unter Zugrundelegen der in unseren Experimenten verwendeten Defektkonzentrationen ergibt jedoch, daß dieser Prozeß innerhalb der Meßzeit keinen merklichen Einfluß haben kann.

Fehlstellen können auch bei der Diffusion durch das Kristallgitter auf strukturelle Fehlstellen wie Versetzungen, Korngrenzen, Oberflächen usf., treffen, sich an diesen anlagern und auf diese Weise verschwinden. Dieser Prozeß hätte eine Kinetik 1. Ordnung, würde also eine exponentielle Zeitabhängigkeit besitzen. Es ist nicht möglich, diesen Prozeß vollkommen auszuschließen, da, wie die röntgenographische Strukturuntersuchung ergab, der verwendete Einkristall durchaus eine Versetzungsichte besitzen könnte, die den Ausheilvorgang auf diese Weise ermöglichen würde. Trotzdem spricht

¹³ Eine ausführliche Diskussion des Ausheilprozesses von durch Bestrahlung erzeugten FRENKEL-Fehlstellen ist bei

R. C. FLECHTER u. W. L. BROWN, Phys. Rev. **92**, 585 [1953], zu finden.

sehr viel für den zuerst beschriebenen Ausheilprozeß, wobei die ursprünglich zusammengehörigen Paare von je einer Leerstelle und einem Zwischen- gitteratom sich wiedervereinigen und wir möchten

annehmen, daß dies in unserem Falle der Haupt- ausheilvorgang ist.

Für Mithilfe bei der Durchführung der Messungen danke ich Herrn K. SCHNITZKE.

Über den Ferromagnetismus des Flächengitters

Von W. DÖRING *

Aus dem IBM-Forschungslaboratorium Adliswil-Zürich
(Z. Naturforschg. 16 a, 1008—1016 [1961]; eingegangen am 3. Juli 1961)

Es wird gezeigt, daß für das HEISENBERGSche Modell des Ferromagnetikums im Bereich tiefer Temperaturen, wo man nach BLOCH und DYSON Spinwellen ungestört superponieren darf, der Betrag des magnetischen Momentes für jeden endlichen Körper auch im Feld $H=0$ endlich bleibt. Die Formel für die Komponente des magnetischen Momentes in Feldrichtung divergiert für $H \rightarrow 0$, weil wegen der Vernachlässigung aller Anisotropien das theoretische Modell für jeden endlichen Körper superparamagnetisches Verhalten aufweist. Durch die bei sehr kleinen Feldern unzulässige Approximation der Summe über die Spinwellen durch ein Integral wird diese Divergenz beim Raumgitter beseitigt, beim Flächengitter nicht. Die korrigierte Berechnung ergibt für das quadratische Flächengitter bei positivem Austauschintegral bei tiefen Temperaturen ferromagnetisches Verhalten. Jedoch ist die Sättigungsmagnetisierung außer von der Temperatur noch logarithmisch von der Größe der Probe abhängig, weil im Feld $H=0$ der Winkel zwischen den Magnetisierungsvektoren in verschiedenen makroskopischen Teilen der Fläche schwanken. Eine magnetische Anisotropie verhindert diese Schwankungen. Sie bewirkt, daß die Sättigungsmagnetisierung von der Probengröße nicht mehr abhängt, dafür aber logarithmisch von dem Verhältnis der Anisotropieenergie zum Austauschintegral.

Wenn man für das HEISENBERGSche Modell¹ eines Ferromagnetikums die Sättigungsmagnetisierung einer dünnen Schicht in Abhängigkeit von der Schichtdicke berechnet, tritt eine störende Divergenz auf, deren Sinn bisher anscheinend nicht richtig erkannt worden ist. Nach BLOCH² und BETHE³ erhält man die Energie der energetisch tiefsten Zustände angenähert richtig, wenn man die einzelnen Spinwellen ungestört superponiert. In dem Ausdruck für das mittlere magnetische Moment in Feldrichtung dividiert durch das magnetische Moment bei Parallelstellung aller Spins tritt dann eine Summe über alle Spinwellen auf. Wenn man nun für eine dünne Schicht bei fester Schichtdicke den Grenzübergang zu unendlich großer Ausdehnung der Schichtfläche vollzieht, kann man die Summe über die zur Schicht parallelen Komponenten der Ausbreitungsvektoren \mathbf{f} der Spinwellen durch ein Integral ersetzen; diese Integrale müssen dann noch für eine Schicht endlicher Dicke über die Komponente k_z senkrecht zur Schicht summiert werden. Im Limes $H \rightarrow 0$ divergiert aber das Integral mit $k_z = 0$. KLEIN und SMITH⁴ sowie GLASS und KLEIN⁵ lassen deshalb in den Summen über die verschiedenen Vektoren \mathbf{f} den Sum-

manden zu $\mathbf{f} = 0$ fort. Dann aber wird die Summe von der Größe des betrachteten Körpers abhängig und liefert für $H = 0$ beim Grenzübergang zu unendlich großer Fläche ein divergentes Resultat. KLEIN und SMITH setzen deshalb ein endliches Flächenstück von etwa 1 cm^2 Fläche voraus. Ihre Ergebnisse hängen zwar von dieser willkürlich gewählten Flächengröße nur sehr schwach ab, so daß praktisch dadurch keine Unsicherheit entsteht. Es bleibt aber das unbehagliche Gefühl bestehen, daß sich hinter dieser Abhängigkeit ein unerkannter Fehler verborgen könnte.

Offenbar liegt die Schwierigkeit in dem doppelten Grenzübergang zu unendlich großem Volumen und zu unendlich kleiner Feldstärke. Das magnetische Moment dividiert durch das Moment bei vollständiger Sättigung ist aber nicht unabhängig von der Reihenfolge dieser Grenzübergänge. Für jeden endlichen Körper ist im Limes $H \rightarrow 0$ der Mittelwert jeder Komponente der Magnetisierung gleich null. Denn bei Abwesenheit eines äußeren Feldes haben zwei Zustände, die durch Umkehr aller magnetischen Momente auseinander hervorgehen, die gleiche Energie. Die Zustandssumme ist daher invariant gegen

* Beurlaubt von der Universität Gießen.

¹ W. HEISENBERG, Z. Phys. 49, 619 [1928].

² F. BLOCH, Z. Phys. 61, 206 [1930].

³ H. BETHE, Z. Phys. 71, 205 [1931].

⁴ M. J. KLEIN u. R. S. SMITH, Phys. Rev. 81, 378 [1951].

⁵ S. J. GLASS u. M. J. KLEIN, Phys. Rev. 109, 288 [1958].