

den Temperaturverlauf der Sättigung von Au wieder. Bei einigen Metallen (Zr, Ti) nimmt die Ausbeute bei einer bestimmten Temperatur sprunghaft ab. Bei Graphit dagegen bleibt die Ausbeute bis etwa 350°C gleich und sinkt dann nur langsam.

Für den Bau von Auffängern und Blenden eignet sich wegen des niedrigen Sättigungswertes nach den vorliegenden Messungen besonders V₂A-Stahl und Tantal. Werden jedoch die Blenden usw. auf 800°C geheizt, so ist die Art des Materials für die Vermeidung einer Selbstdargetbildung unwesentlich.

Das Verhalten der gesättigten Proben bei Unterbrechung der Bestrahlung wurde bisher nur bei Au und „grauem Cr“ untersucht. Die Beständigkeit ist außerordentlich groß. Bei Zimmertemperatur können die Proben tagelang an Luft oder auch im Hochvakuum verbleiben, ohne daß bei nachfolgender Bestrahlung die Ausbeute eine merkliche Änderung zeigt. Gold und Chrom können also brauchbare Selbstdargets darstellen.

Bei Metallen mit hohem Sättigungswert, bei denen die Diffusionsgeschwindigkeit des Wasserstoffs bei Zimmertemperatur praktisch gleich Null ist, sollten die Deuteronen am Ende ihrer Reichweite im Gitter stecken bleiben. Über die Verteilung des Deuteriums im Gitter werden weitere Untersuchungen angestellt.

Herrn Prof. Dr. E. SCHOPPER danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für die Förderung und Unterstützung bei ihrer Durchführung.

Die Untersuchungen wurden durch Mittel des Schwerpunktprogramms der Deutschen Forschungsgemeinschaft in dankenswerter Weise unterstützt.

Amn. b. d. Korr.: In den Nuclear Science Abstracts, Vol. 10, 1938 [1956], LRL 83 wird über eine Arbeit von R. A. HECKMAN u. C. J. EGAN berichtet, die beim Beschuß von Al mit 19,5 MeV Deuteronen eine Einlagerung des Deuteriums am Ende der Deuteronenreichweite in Form eines „Bandes“ finden.

Zur Driftbeweglichkeit der Ladungsträger in hochreinem Silicium

Von M. ZERBST und W. HEYWANG

Werkstoff-Hauptlaboratorium der Siemens & Halske AG.
(Z. Naturforsch. 11 a, 608—609 [1956]; eingegangen am 18. Mai 1956)

Die Driftbeweglichkeit der Minoritätsträger in Silicium wurde bereits von verschiedenen Autoren^{1,2} bestimmt, doch sind die Ergebnisse auch in der letzten vorliegenden Arbeit infolge des mangelnden Reinheitsgrades der zur Verfügung stehenden Proben nur unvollständig und mit größerer Unsicherheit behaftet. So konnte der Zusammenhang zwischen Trägerbeweglichkeit bei Zimmertemperatur und spezifischem Widerstand nur bis zu etwa 30 Ohm · cm verfolgt werden. In diesem Bereich ergab sich eine stetige Zunahme der Beweglichkeit mit zunehmendem Reinheitsgrad, so daß eine Extrapolation auf die Gitterbeweglichkeit in Anlehnung an die Formel von CONWELL und WEISSKOPF³ nur bedingt möglich war. Zudem wiesen die untersuchten p-Typ-Proben eine starke Gegendotierung auf, was nach PRINCE vor allem den Temperaturgang der Beweglichkeit beeinflußte⁴.

Nachdem nun auch infolge des Fortschritts der Präparationstechnik Siliciumproben mit wesentlich höherem Reinheitsgrad vorlagen, bestand die Möglichkeit, diese noch offenen Fragen experimentell aufzugreifen.

Unsere Meßapparatur lehnt sich eng an die auch von PRINCE angewandte Methode von HAYNES und SHOCKLEY⁵ an (Abb. 1). Durch eine auf die Si-Probe aufgesetzte Sonde (Emitter) werden Minoritätsträger in das Silicium injiziert, die in dem Feld zwischen den

Kontakten 1 und 2 zu einer zweiten Sonde (Collector) driften. Diese ist über einem Verstärker an einen Oszilloskop angeschlossen, der eine direkte Messung der Zeit zwischen Injektion des Trägerimpulses und seiner Ankunft am Kollektor gestattet. Mit dem bekannten Abstand l zwischen Emitter und Collector erhält man die Beweglichkeit aus

$$\mu = l/E t. \quad (1)$$

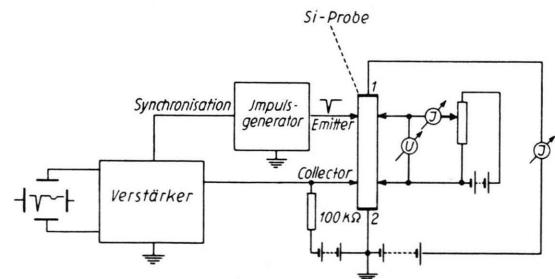


Abb. 1. Messung der Driftbeweglichkeit

Als Ausgangsmaterial wurde hochreines p-Silicium mit einem spez. Widerstand zwischen 200 und 2000 Ohm · cm verwendet. Durch Dotieren mit B bzw. As wurden weitere niederohmige p- und n-Typ-Proben hergestellt, so daß ein weiter Widerstandsbereich untersucht werden konnte.

Unsere Messungen stimmen im höher dotierten Bereich mit den Werten der reinsten PRINCESchen Proben überein, so daß sich der von uns bestimmte Kurvenast sowohl für μ_n als auch für μ_p gut an die PRINCE-sche Kurve anschließt (vgl. Abb. 2). Aus unseren Ergebnissen kann auf eine Gitterbeweglichkeit zwischen

¹ J. R. HAYNES u. W. C. WESTPHAL, Phys. Rev. 85, 680 [1952].
² M. PRINCE, Phys. Rev. 93, 1204 [1954].

³ E. CONWELL u. V. F. WEISSKOPF, Phys. Rev. 69, 258 [1946]; 77, 388, [1950].

⁴ So ergäbe eine Extrapolation der PRINCESchen Messungen unterhalb 100°K eine höhere Löcher- als Elektronenbeweglichkeit im Gegensatz zu den theoretischen Erwartungen.

⁵ J. R. HAYNES u. W. SHOCKLEY, Phys. Rev. 81, 835 [1951].



1400 und 1450 cm^2/Vs für Elektronen und um 500 cm^2/Vs für Löcher geschlossen werden.

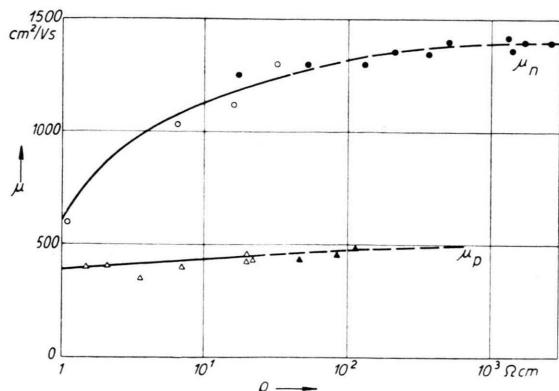


Abb. 2. Driftbeweglichkeit der Minoritätsträger und spez. Widerstand in Silicium.
— Δ○ M. B. PRINCE; — ● eigene Werte.

Die Messung der Temperaturabhängigkeit der Driftbeweglichkeit ergab sowohl für n- als auch für p-Silicium im Rahmen der Meßgenauigkeit einen Gang mit $T^{-2,3}$ im gesamten untersuchten Störleitungsbereich (Abb. 3).⁶ Damit wird das Verhältnis von Elektronen- zu Löcherbeweglichkeit temperaturunabhängig. Während die Beweglichkeit der Defektelektronen in n-Silicium mit den PRINCESCHEN Messungen übereinstimmt, fand er für Elektronen in p-Silicium einen weit schwächeren Gang prop. $T^{-1,5}$. Infolge des höheren Reinheitsgrades unseres Materials war die Streuung der Elektronen an Gitterstörstellen nur noch von untergeordnetem Einfluß, durch die ein zu geringer Temperaturgang bei den PRINCESCHEN Proben aufgetreten war.

Der starke Abfall der Beweglichkeit des injizierten Ladungsträgerimpulses in der p-Typ-Probe oberhalb 350°K beruht auf dem Übergang von der unipolaren

⁶ Auch für die Störleitfähigkeit unseres hochreinen Materials ergab sich ein Gang proportional $T^{-2,3}$, so daß auch für die Beweglichkeit der Majoritätsträger die gleiche Temperaturabhängigkeit gilt. Hierzu abweichend hatten MORIN und MAITA⁷ durch rechnerische Elimination der

zur ambipolaren Driftbeweglichkeit beim Erreichen der Eigenleitung, wie er theoretisch von VAN ROOSBROECK⁸ angegeben worden war

$$\mu_a = \frac{p - n}{p/\mu_n + n/\mu_p}. \quad (2)$$

Der aus der bekannten Dotierung unter Berücksichtigung des Temperaturganges von μ_n und μ_p nach (2) berechnete Kurvenast stimmt gut mit den experimentell gefundenen Werten für μ_a überein (Abb. 3).

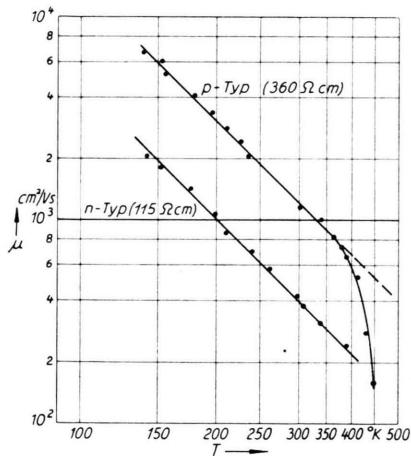


Abb. 3. Temperaturgang der Driftbeweglichkeit von Elektronen und Löchern in Silicium.

A n m. b. d. K o r r.: In einer jüngst erschienenen Arbeit fanden LUDWIG und WATTERS⁹ bei Silicium mit einem spez. Widerstand zwischen 20 und 200 $\text{Ohm}\cdot\text{cm}$ einen etwas höheren Temperaturgang der Driftbeweglichkeit:

$$\mu_n \sim T^{-2,5}; \mu_p \sim T^{-2,7}.$$

Ob diese Abweichungen auf Unterschiede im Reinheitsgrad des verwendeten Siliciums zurückgeführt werden dürfen, kann nicht entschieden werden.

Störstellenstreuung auf einen Gang proportional $T^{-2,6}$ für Elektronen in n-Silicium geschlossen.

⁷ F. J. MORIN u. J. P. MAITA, Phys. Rev. **96**, 28 [1954].

⁸ W. VAN ROOSBROECK, Phys. Rev. **91**, 282 [1953].

⁹ G. L. LUDWIG u. R. L. WATTERS, Phys. Rev. **101**, 1699 [1956].

Längenänderung in Blei bei Zerstörung der Supraleitung

Von P. GRASSMANN, J. L. OLSEN und H. ROHRER

Institut für kalorische Apparate und Kältetechnik
der Eidg. Technischen Hochschule, Zürich

(Z. Naturforsch. **11a**, 609—610 [1956]; eingegangen am 7. Mai 1956)

Ein notwendiger Beitrag zum Verständnis der Supraleitung liegt in der Erforschung mechanischer Einflüsse auf die charakteristischen Eigenschaften der Supraleiter. Deshalb ist in letzter Zeit von vielen Autoren^{1—6} über Messungen der Abhängigkeit des kritischen Fel-

des H_c vom Druck p berichtet worden. Leider scheinen aber genaue Messungen von $\partial H_c / \partial p$ nur bei den „weichen“ Supraleitern mit scharfen Übergängen zwischen normalleitendem und supraleitendem Zustand möglich.

¹ Siehe Bibliographie von C. S. F. SQUIRE, Progress in Low Temp. Physics Vol. 1, 151, North Holland Publishing Co., Amsterdam 1955.

² C. GRENIER, Proc. 4th Int. Conf. Low Temp. Phys., Paris 1955.

³ M. D. FISKE, ibid. ².

⁴ D. H. CHESTER u. G. O. JONES, ibid. ².

⁵ J. HATTON, Phys. Rev. **100**, 1784 [1955].

⁶ N. L. MUENCH, Phys. Rev. **99**, 1814 [1955].