

NOTIZEN

Die freie Weglänge der Leitungselektronen in Kupfer

Von H. BITTEL und B. VOSS

Institut für Angewandte Physik der Universität Münster i. W.
(Z. Naturforsch. 11 a, 419 [1956]; eingegangen am 17. März 1956)

Durch elektrolytisches Polieren ist es möglich, Oberflächenschichten von Drähten schrittweise abzutragen. Nach unserem Verfahren können Drähte bis zu etwa $1\ \mu$ Durchmesser hergestellt werden¹. Die Abhängigkeit physikalischer Eigenschaften vom Drahtdurchmesser kann nach diesem Verfahren am selben Material – ja sogar an derselben Probe – gemessen werden, was die Unsicherheit einer verschiedenen Probenzusammensetzung ausschließt.

Bei Widerstandsmessungen an Kupfer, die zunächst nur den Zweck hatten, einen Anhalt über den Drahtdurchmesser zu gewinnen, zeigte sich eine systematische Abhängigkeit des Temperaturkoeffizienten (T.K.) des elektrischen Widerstands vom Drahtdurchmesser d (siehe Abb. 1). Der T.K. α_{20} bei Zimmertemperatur fällt linear mit $1/d$ ab. Ein solcher Zusammenhang ent-

spricht der Abhängigkeit des spezifischen Widerstands von der mittleren freien Weglänge λ der Leitungselektronen, wie sie für $\lambda \ll d$ von NORDHEIM² und DINGLE³ angegeben wurde:

$$\varrho = \varrho_{\infty} (1 + \beta \lambda/d) \quad (1)$$

(β = „Reflexionskoeffizient“ der Elektronen an der zylindrischen Drahtgrenze; ϱ_{∞} = spezifischer Widerstand für massives Material).

Da $\varrho_{\infty} \cdot \lambda$ temperaturunabhängig ist, liefert der Weglängeneinfluss – solange β konstant ist – einen temperaturunabhängigen Zusatzwiderstand (analog der MATTHIENSschen Regel). Für den T.K. gilt dann:

$$\alpha = \alpha_{\infty} (1 - \beta \lambda/d). \quad (2)$$

Unsere Messungen, die eine Abhängigkeit von der Form (2) zeigen, liefern den Wert $\beta \lambda = 550\ \text{\AA}$. Wenn man $\beta = 8/3 \pi$ (s. Anm.²) bzw. $\beta = 3/4$ (s. Anm.³) setzt (diffuse Reflexion in dem hier zu betrachtenden Temperaturbereich), ergibt sich bei 20°C für die freie Weglänge der Leitungselektronen in Kupfer $\lambda = 650\ \text{\AA}$ bzw. $740\ \text{\AA}$.

Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit dem Wert, den man aus der Elektronentheorie abschätzen kann. Für die Leitfähigkeit gilt:

$$\frac{1}{\varrho_{\infty}} = \left(\frac{8\pi}{3}\right)^{1/3} \frac{e^2}{h} (nZ)^{2/3} \lambda \quad (3)$$

(n = Zahl der Atome je cm^3 ; Z = Zahl der Leitungselektronen je Atom).

Für Kupfer von 20°C liefert diese Beziehung

$$\lambda Z^{2/3} = 390\ \text{\AA}.$$

Dieser theoretische Wert stimmt mit den oben angegebenen experimentellen Ergebnissen überein, wenn man für die Zahl der Leitungselektronen $Z = 0,46$ bzw. $0,38$ setzt. Durch unsere Messungen wird der schon früher vermutete niedrige Wert $Z = 0,4$ bis $0,5$ für Kupfer bestätigt⁴.

¹ H. BITTEL, VDI-Ztschr. 97, 486 [1955].

² L. NORDHEIM, Act. Sci. Ind., Paris 131, 8 [1934]; zitiert bei L. RIEDEL, Ann. Phys., Lpz. 28, 603 [1937].

³ R. B. DINGLE, Proc. Roy. Soc., Lond. 201, 545 [1950].

⁴ H. FRÖHLICH, Elektronentheorie der Metalle, Springer-Verlag Berlin 1936.

Die Halbwertszeit von Sn-127

Von H. CARMINATTI, I. FRAENZ, R. RADICELLA
und J. RODRIGUEZ

Laboratorios de Radioquímica de la Comisión Nacional de la
Energía Atómica, Buenos Aires, Argentina
(Z. Naturforsch. 11 a, 419–420 [1956]; eingegangen am 16. April 1956)

Sn-127 wurde zuerst als Spaltprodukt gewonnen. Seine Halbwertszeit wurde durch Abmelken der Tochtersubstanz zu 1,5 Stdn. bestimmt¹. Bei einer Wiederholung

dieser Messung erhielten wir eine längere Halbwertszeit von etwa 2 Stdn. Um diese Diskrepanz zu klären, erzeugten wir Sn-127 aus Tellur durch eine (n, α) -Reaktion. Die Zinnisotope, die sich durch Bestrahlung von Tellur mit schnellen Neutronen bilden, sind bis auf Sn-127 gut bekannt. Ihre γ -Energien liegen unter $0,2\ \text{MeV}$, und nur die beiden Isomere von Sn-125 mit 9 Min. bzw. 9,4 Tagen senden energiereichere Photonen aus. Das kurzlebige Isomer kann die Messung nur am

¹ J. W. BARNES u. A. J. FREEMAN, Phys. Rev. 84, 365 [1951].



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.

Anfang beeinflussen, das langlebige Isomer zerfällt nur zu etwa 5% mit γ -Strahlung. Unterdrückt man durch eine passende Meßanordnung die γ -Energien unter 0,2 MeV, so sollte man das Sn-127 allein messen können, falls es höhere γ -Energien aussendet.

Eine mit einem Szintillationszähler und einfachem Diskriminator durchgeführte Messung der Zinnfraktion des bestrahlten Tellurs, bei der nur Photonen über 0,2 MeV gemessen wurden, gab eine mit 123 ± 3 Min. abfallende Aktivität und eine Restaktivität von 5%, die mit etwa 4 Tagen abfiel. Bei der Bestrahlung von Tellur mit Neutronen bilden sich mit hohem Wirkungsgrad eine Reihe von Antimon- und Tellurisotopen, die Photonen mit mehr als 0,2 MeV Energie ausstrahlen, z. B. Sb-126, Sb-128, Sb-129, Sb-130, Te-129, Te-131. Da keines dieser Isotope in der Abfallkurve nachzuweisen war, kann man annehmen, daß die 4-Tagesaktivität nicht von einer Verunreinigung stammt, sondern von der sich aus dem Zinn während des Zerfalls bildenden Tochtersubstanz Sb-127. Man kann daher dem 123 ± 3 -Minuten-Zinn die Massenzahl 127 zuschreiben.

Die Neutronenbestrahlungen wurden mit dem Philips-Synchrozyklotron der argentinischen Atomkommission unter Verwendung eines Berylliumtargets durchgeführt. Die Deuteronenenergie beträgt 28 MeV, die Stromstärke betrug $15 \mu\text{A}$.

Das bestrahlte Natriumtellurit wurde in konzentrierter Salpetersäure gelöst, und nach Zugabe von Sb^{III} und

rauchender Salpetersäure wurden die Antimonoxyde in der Hitze gefällt und nach dem Abkühlen durch Kolloidfilter filtriert. Der Niederschlag, der neben Antimon etwas Tellur und die trägerlosen Zinnaktivitäten enthält, wurde in heißer konzentrierter Salzsäure gelöst. Nach Zugabe von Sn^{IV} und Te^{VI} wurde in 2-n-Salzsäure in der Hitze metallisches Tellur durch Hydrazinchlorid gefällt. Die Tellurfällung wurde unter erneuter Zugabe von Tellurat zweimal wiederholt. Dann wurde H_2F_2 zugegeben und Sb_2S_3 in 1-n-Lösung durch Schwefelwasserstoff gefällt. Da durch die dreimalige Reduktion mit Hydrazinchlorid alles Antimon reduziert wird, kann kein 5-wertiges Antimon komplex in Lösung bleiben. Die Antimonfällung wurde zweimal nach Zugabe von Sb^{III} wiederholt. Schließlich wurde der Zinnkomplex durch Zugabe von Borax zerstört, und das Zinn wurde als Sulfid gefällt und gemessen. Eine weitere Methode besteht in der Lösung des Tellurits in HClO_4 und Destillation des Zinntetrachlorids. Dabei erhält man das 4-wertige Zinn schon fast frei von Antimon- und Telluraktivitäten.

Für die Durchführung der Bestrahlungen mit dem Synchrozyklotron des Institutes möchten wir Herrn E. GALLONI und seinen Mitarbeitern herzlich danken.

Die vollständige Arbeit erscheint in Kürze in den „Publicaciones de la Comisión Nacional de la Energía Atómica de la República Argentina, Serie Química“.

Nachweis von Neutronen mit einem Indiumphosphid-p-n-Element

Von R. GREMMELMAIER und H. WELKER

Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG,
Erlangen

(Z. Naturforschg. 11 a, 420–422 [1956]; eingegangen am 30. April 1956)

Die Wirkung von Neutronen auf Halbleiter wurde schon in zahlreichen Arbeiten untersucht. Hervorzuheben sind vor allem die grundlegenden Arbeiten von LARK-HOROVITZ und Mitarbeitern¹. Bei diesen Untersuchungen richtete sich das Interesse hauptsächlich auf die Störstellen, welche die Neutronen in dem Halbleiter erzeugen, und die Änderungen der elektrischen Eigenschaften, die durch diese Störstellen verursacht werden. Schnelle Neutronen erzeugen durch Stöße mit den Gitterbausteinen im wesentlichen FRENKEL-Defekte, langsame Neutronen können durch Kernumwandlungen Fremdstörstellen im Halbleitergitter hervorrufen. Diese Störstellen beeinflussen die Leitfähigkeit des Halbleiters, wenn ihre Konzentration mit der Konzentration der ursprünglich vorhandenen Störstellen vergleichbar wird. Im allgemeinen treten gut meßbare Leitfähigkeitsänderungen erst bei einem Gesamtneutronenfluß von $10^{14} - 10^{16}/\text{cm}^2$ auf.

Die hier skizzierte Erzeugung zusätzlicher Störstellen ist jedoch nicht die einzige Wirkung der Neutronen. Bei den durch Neutronen hervorgerufenen Kernumwandlungen wird meist ein ionisierendes Teilchen oder ein γ -Quant ausgesandt, und zwar unmittelbar bei einem (n, α)-, (n, p)- oder (n, γ)-Prozeß oder in der Folgezeit, wenn durch die Kernumwandlung ein radioaktives Isotop entsteht. Diese ionisierenden Strahlen erzeugen in dem Halbleiter Elektron-Lochpaare, die vorübergehend die Leitfähigkeit erhöhen, im Gegensatz zur bleibenden Leitfähigkeitsänderung durch die oben erwähnten, von den Neutronen hervorgerufenen Störstellen. Die vorübergehende Leitfähigkeitserhöhung klingt genau so mit der Lebensdauer der Elektron-Lochpaare ab wie z. B. die Leitfähigkeitserhöhung bei Lichteinstrahlung, wenn die zusätzliche Erzeugung durch die Strahlung aufhört.

Enthält der Halbleiterkristall einen p–n-Übergang², so wird die Charakteristik dieses p–n-Überganges durch die ionisierende Strahlung, die bei der Kernumwandlung auftritt, in der gleichen Weise beeinflusst, wie durch Lichteinstrahlung bzw. von außen eindringende ionisierende Strahlung: Die zusätzliche Erzeugung von Elektron-Lochpaaren erhöht die Konzentration der Minoritätsträger und damit den Sperrstrom über den p–n-Übergang. Liegt keine äußere Spannung an dem Kristall, dann arbeitet er als „Strahlungs-

¹ R. E. DAVIS, W. E. JOHNSON, K. LARK-HOROVITZ u. S. SIEGEL, Phys. Rev. 74, 1255 [1948]. — K. LARK-HOROVITZ, Semiconducting Materials, Butterworth's Scientific Publications Ltd., London 1951, S. 47.

² W. SHOCKLEY, Bell System Tech. J. 28, 435 [1949]. — W. SHOCKLEY, Electrons and Holes in Semiconductors, D. Van Nostrand Company, Inc., New York 1950.