

zesse ($\alpha,3n$), ($\alpha,4n$), ($\alpha,5n$) bei Bestrahlung mit α -Teilchen verschiedener Energien. Während bei einer Bestrahlungsenergie von ca. 56 MeV durch einen ($\alpha,4n$)- und ($\alpha,3n$)-Prozeß die Isotope Ho^{159} (33 min) beziehungsweise Ho^{160} (28 min und 5,5 h) erzeugt werden, ist die 11,5 min-Aktivität erst oberhalb von 56 MeV zu beobachten, entsprechend der Schwelle für den ($\alpha,5n$)-Prozeß.

Bei der Maximalenergie des Bonner Synchrozyklotrons von 65 MeV treten die Prozesse ($\alpha,4n$) und ($\alpha,3n$) weiter zurück, bilden aber immer noch einen schwachen Untergrund, der die Auswertung des Spektrums von Ho^{158} (11,5 und 29 min) erschwert. (Der Grundzustand von Ho^{160} hat praktisch die gleiche Halbwertszeit [28 min] und führt ebenfalls auf ein doppeltgerades Isotop mit ähnlichem γ -Spektrum.)

Die große Zahl von γ -Energien wird vom Szintillationsspektrometer nicht mehr voll aufgelöst (für Ho^{160} sind mit dem β -Spektrometer mehr als 70 γ -Energien gemessen worden⁴). Das Vielkanalspektrum (Abb. 1)

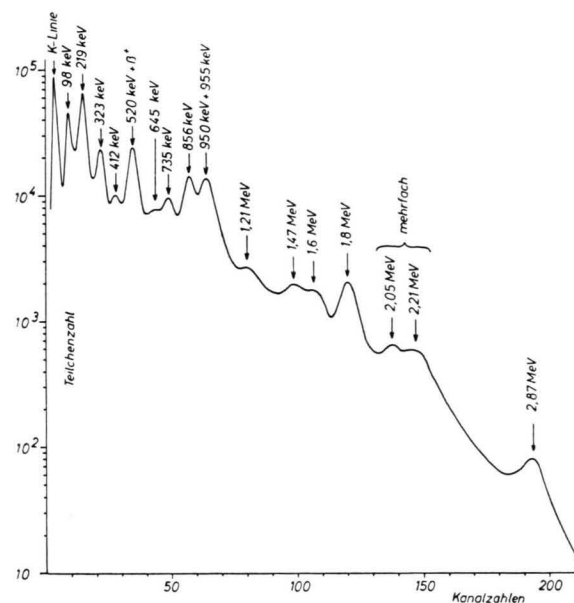


Abb. 1. γ -Spektrum eines Terbiumoxyd-Präparates nach Bestrahlung mit α -Teilchen von 65 MeV unmittelbar nach Bestrahlungsende.

⁴ Nuclear Data Sheets.

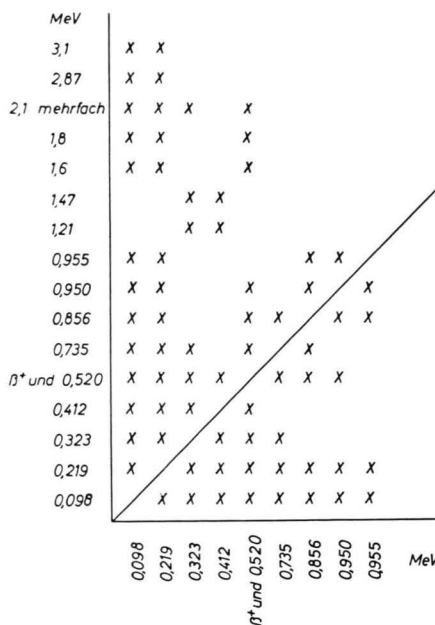
zeigt nur die intensivsten Linien, wobei einige verbreiterte offensichtlich aus der Überlagerung mehrerer γ -Energien herrühren. In einigen Fällen war eine etwas bessere Auflösung durch die X-Y-Koinzidenzmessung zu erzielen.

Bei der vorgeschlagenen Zuordnung würde der Zerfall von Er^{158} auf den isomeren Zustand Ho^{158m} führen analog zu dem gut bekannten Zerfall des Er^{160} auf Ho^{160m} , bei dem der isomere Zustand den Spin 2^- und der Grundzustand 5^+ hat.

Bei der Reaktion ($\alpha,5n$) dagegen wird der Zustand mit dem höheren Spin bevorzugt gebildet. Als Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Anregung der einzelnen Isomere wurde gemessen:

$$\begin{aligned} \text{Ho}^{160} : \text{Ho}^{160m} &= 8 : 1 \text{ bei } 55 \text{ MeV,} \\ \text{Ho}^{158} : \text{Ho}^{158m} &= 5 : 1 \text{ bei } 65 \text{ MeV.} \end{aligned}$$

Herrn Prof. W. RIEZLER danke ich für viele anregende Diskussionen, ebenso den Kollegen der Zyklotrongruppe. Fräulein CHR. SCHULZ und Herrn cand. chem. P. MUMMENHOFF danke ich für die Hilfe bei der Auswertung der Meßergebnisse beziehungsweise für die chemische Aufarbeitung der Präparate.



Tab. 1. Gemessene γ -Linien und γ - γ -Koinzidenzen für Ho^{158} .

Winkelverteilung der Energieverluste mittelschneller Elektronen in Antimon

Von J. GEIGER

I. Physikalisches Institut der Technischen Universität Berlin
(Z. Naturforsch. 17 a, 696—699 [1962]; eingegangen am 26. Juni 1962)

Energieverluste von Elektronen in Antimon sind bereits mehrfach untersucht worden (Übersicht über bis-

herige Ergebnisse in Anm.¹), über ihre Winkelverteilung liegen bisher noch keine Messungen vor. Die hier mitgeteilten Ergebnisse wurden mit Hilfe einer bereits früher² verwendeten Meßanordnung gewonnen.

Die Antimonschichten werden durch Aufdampfen auf eine Glasunterlage hergestellt. Die Schichten kristalli-

¹ C. J. POWELL, Proc. Phys. Soc., Lond. **76**, 593 [1960].

² J. GEIGER, Z. Phys. **161**, 243 [1961].



sieren nach wenigen Minuten metallisch aus und werden dann freitragend auf einen Objektträger gebracht. Aus den Elektronenbeugungsdiagrammen geht hervor, daß diese Antimonschichten quasi-einkristallin sind; die c -Achse steht senkrecht zur Schichtoberfläche³.

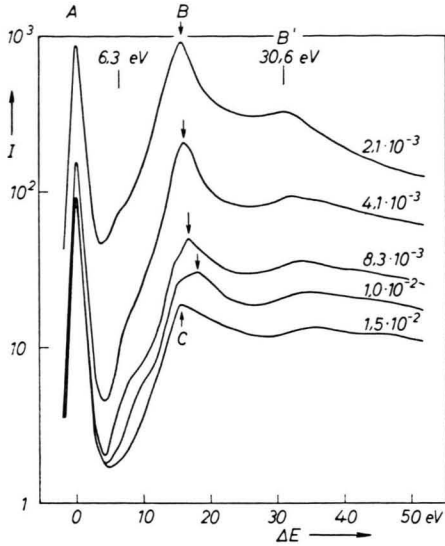


Abb. 1. Energieverluste von 25 keV-Elektronen in einer 300 Å dicken Antimonschicht, Parameter Streuwinkel.

In Abb. 1 sind die Energiespektren von 25 keV-Elektronen nach dem Durchgang durch eine 300 Å dicke Antimonschicht bei verschiedenen Streuwinkeln dargestellt. Das Spektrum für $\vartheta = 2,1 \cdot 10^{-3}$ besteht aus einem Maximum der elastisch gestreuten Elektronen A (Bezeichnungen wie bei WATANABE⁴ für Aluminium), einem intensiven Energieverlust B bei 15,3 eV (Halbwertsbreite $\delta E_h \approx 6$ eV) und einem zweiten Energieverlust B' bei 30,6 eV, der auf die zweimalige Anregung des 15,3 eV-Verlustes B zurückzuführen ist. Ein weiterer, sehr schwacher Energieverlust bei 6,3 eV ist der steilen Flanke des Energieverlustes B überlagert. Dieser schwache Energieverlust wird vermutlich durch Sb_2O_3 hervorgerufen.

Der Energieverlust B bei 15,3 eV ist auf Grund lichtoptischer Untersuchungen als longitudinale Anregung gedeutet worden⁵: die Lichttransmission einer Antimonschicht setzt bei 15,0 eV ein. Die Lage des Energieverlustes $\Delta E(\vartheta)$ für den Streuwinkel $\vartheta = 0$ kann nach der Plasmatheorie⁶ mit

$$\Delta E(0) = \hbar \omega_p = e \hbar \sqrt{4\pi/m} \sqrt{N} \quad (1)$$

berechnet werden. Es bedeuten ω_p die Plasmafrequenz, e Ladung, m Masse des Elektrons und N Dichte der freien Elektronen im Metall. Unter der Annahme, daß

5 Elektronen pro Antimonatom freie Elektronen sind, ergibt sich für den Energieverlust B ein theoretischer Wert $\Delta E(0) = 15,1$ eV.

Gemäß der Dispersionsbeziehung^{4, 6}

$$\frac{1}{2E} \{ \Delta E(\vartheta) - \Delta E(0) \} = D \vartheta^2 + R(\vartheta^4) \quad (2)$$

(E Energie der Primärelektronen) verschiebt sich der Energieverlust B mit steigendem Streuwinkel zu größeren Energien, wie auch aus der Abb. 1 hervorgeht.

Zur Bestimmung des experimentellen Wertes der Dispersionskonstante D wird die Differenz $\Delta E(\vartheta) - \Delta E(0)$ als Funktion des Quadrates des Streuwinkels aufgetragen (Abb. 2). Die Meßpunkte liegen in 1. Näherung

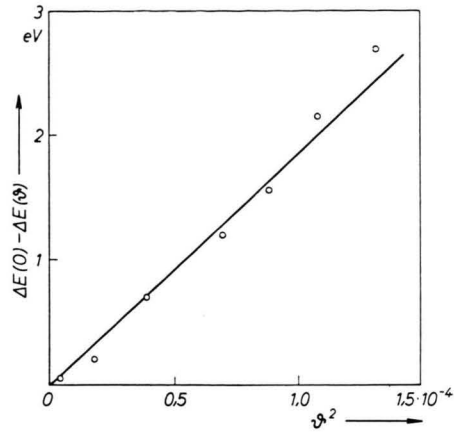


Abb. 2. Bestimmung der Dispersionskonstante D .

auf einer Geraden, deren Anstieg $2E \cdot D$ beträgt. Um auch den Koeffizienten von ϑ^4 ermitteln zu können, reicht die Meßgenauigkeit nicht aus; sicher ist jedoch, daß dieser Term ein positives Vorzeichen hat.

Aus der Theorie⁷ folgt für die Dispersionskonstante

$$D = \frac{3}{5} \frac{E_F}{\hbar \omega_p} \left\{ 1 - \frac{\hbar^2 \omega_p^2}{16 E_F^2} \right\} \quad (3)$$

$$= \frac{3}{40} \frac{\hbar}{\left(\frac{9}{2\pi e^4 m} \right)^{1/3} \omega_p^{1/3}} \left\{ 1 - \frac{4}{3} \frac{\pi^2}{\hbar^2} \left(\frac{4\pi^2}{3} e^8 m^2 \right)^{1/3} \omega_p^{-2/3} \right\}$$

$$\text{mit} \quad E_F = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3N}{8\pi} \right)^{2/3} \quad (4)$$

der FERMI-Grenzenergie und Gl. (1). Das Glied in der geschweiften Klammer von Gl. (3) ist ein Korrekturfaktor, der den Elektronenaustausch berücksichtigt. In der Tabelle sind die experimentellen und theoretischen Werte von D für Antimon zusammengestellt. Es zeigt sich, daß bessere Übereinstimmung herrscht, wenn Elektronenaustausch berücksichtigt wird. Auch für den 14,7 eV-Energieverlust von Aluminium ergab sich, daß

³ W. LOTMAR, Helv. Phys. Acta **20**, 441 [1947].

⁴ H. WATANABE, J. Phys. Soc., Japan **11**, 112 [1956].

⁵ O. M. RUSTGI, W. C. WALKER u. G. L. WEISSLER, J. Opt. Soc. Amer. **51**, 1357 [1961].

⁶ D. PINES, Rev. Mod. Phys. **28**, 184 [1956].

⁷ V. P. SILIN, Metallphys. Metallurgie, UdSSR **3**, 193 [1956]. — P. NOZIÈRES u. D. PINES, Phys. Rev. **111**, 442 [1958]. — H. KANAZAWA, S. MISAWA u. E. FUJITA, Progr. Theoret. Phys. **23**, 426 [1960]. — O. VON ROOS u. J. S. ZMUIDZINAS, Phys. Rev. **121**, 941 [1961].

die mit dem Elektronenaustausch berechnete Dispersionskonstante dem experimentellen Wert am nächsten kommt⁸.

Die Winkelabhängigkeit der Streuintensität für die elastische Streuung A und für den winkelabhängigen Energieverlust B ist in Abb. 3 dargestellt. Als Intensi-

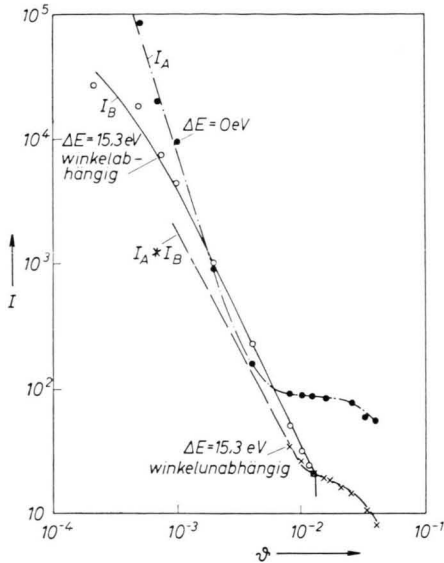


Abb. 3. Intensitätsverteilung I_A der ohne Energieverlust, I_B der mit Energieverlust $\Delta E(0) = 15,3$ eV (winkelabhängig) und $I_A * I_B$ der mit dem Energieverlust C (winkelunabhängig) in einer 300 Å dicken Antimonschicht gestreuten Elektronen.

tätsmaßstab dient dabei die Höhe der Maxima. Um Aussagen über den relativen differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Anregung des Energieverlustes B machen zu können, ist es notwendig, die Intensität der sich bei größeren Streuwinkeln abzeichnenden Kante C bei 15,3 eV (vgl. Abb. 1) abzugeben. Die Elektronenintensität dieser Kante für $\vartheta \geq 8,3 \cdot 10^{-3}$ ist ebenfalls in Abb. 3 eingetragen. Für Streuwinkel $\vartheta < 8,3 \cdot 10^{-3}$ ist die Kante nicht mehr aufgelöst. Das besagt jedoch nicht, daß ihre Intensität vernachlässigbar ist. Die Streuintensität der Kante C wird daher rechnerisch ermittelt.

Nach einer einfachen Deutung von WATANABE⁴ soll der winkelunabhängige Energieverlust C durch einen unelastischen Streuprozess – vorzugsweise mit geringer Ablenkung – und eine vorher oder nachher erfolgte elastische Streuung in den Winkel ϑ zustande kommen.

Wenn dies der Fall ist, so muß sich die Streuverteilung der Kante C durch Faltung der Intensitätsverteilungskurve I_A für die elastisch gestreuten Elektronen mit I_B für die mit dem Energieverlust $\Delta E(0) = 15,3$ eV gestreuten Elektronen ergeben. Die Normierung erfolgt durch Anpassung an die Messung bei $\vartheta = 1,5 \cdot 10^{-2}$. Die Streuwinkelabhängigkeit des Betrages des Energieverlustes B ist für die Rechnung vernachlässigt worden.

Die so berechnete Intensitätsverteilung $I_A * I_B$ ist im Winkelbereich $8,3 \cdot 10^{-3} \leq \vartheta \leq 4 \cdot 10^{-2}$ (Meßgrenze) in Übereinstimmung mit dem aus dem Experiment gewonnenen Intensitätsverlauf der Kante C. Es ist daher zu erwarten, daß auch im Winkelbereich $1 \cdot 10^{-3}$ bis $8,3 \cdot 10^{-3}$, in dem experimentell die Kante C nicht mehr aufgelöst wird, der Intensitätsverlauf durch die Kurve $I_A * I_B$ richtig wiedergegeben wird. Wenn aber die Intensitätsverteilung der Kante C bekannt ist, kann einem Iterationsverfahren entsprechend die Kurve I_B korrigiert werden.

Der korrigierte relative differentielle Wirkungsquerschnitt für die Anregung des winkelabhängigen 15,3 eV-Energieverlustes folgt aus der Differenz

$$I_{B, \text{korrig.}} = I_B - I_A * I_B \quad (\text{Abb. 4});$$

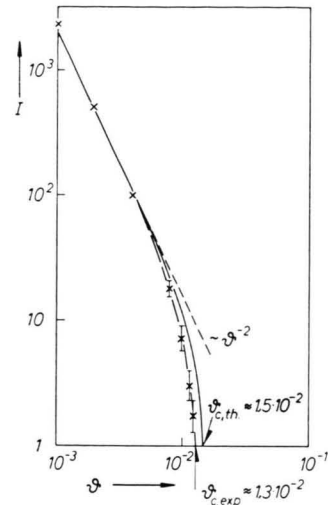


Abb. 4. Korrigierte Intensitätsverteilung $I_{B, \text{korrig.}}$ für die Anregung des Energieverlustes B in Antimon; die ausgezogene Kurve gibt den theoretischen Verlauf wieder.

für größere Streuwinkel ist bei dieser Differenzbildung das Profil der Kante in Richtung größerer Energieverluste zu berücksichtigen. Für $1 \cdot 10^{-3} \leq \vartheta \leq 5 \cdot 10^{-3}$ ergibt sich hier, daß die Korrektur den relativen Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes innerhalb der Meßgenauigkeit nicht ändert. Unkorrigiert ist die Streuintensität I_B für $1 \cdot 10^{-3} < \vartheta < 1,3 \cdot 10^{-2}$ proportional ϑ^{-2} ; für $I_{B, \text{korrig.}}$ ist das für $\vartheta > 5 \cdot 10^{-3}$ nicht mehr der Fall.

Der theoretische differentielle Wirkungsquerschnitt⁹

$$d\sigma_B \sim \vartheta^{-2} G^{-1}(\vartheta) d\Omega, \quad \vartheta \gg \Delta E/E \quad (5)$$

mit einem Grenzwinkel $\vartheta_c \approx 1,5 \cdot 10^{-2}$, wie er sich mit 5 freien Elektronen pro Antimonatom ergibt, ist in Abb. 4 mit dem Experiment verglichen. Der Verlauf der Funktion $G^{-1}(\vartheta)$ ist aus⁹ entnommen. Für Streuwinkel $\vartheta > 8 \cdot 10^{-3}$ liegen die Meßpunkte systematisch unter der theoretischen Kurve. Der experimentelle Grenzwinkel ϑ_c ist also etwas kleiner als der theoretische Wert. Experimentell ergibt sich $\vartheta_c \approx 1,3 \cdot 10^{-2}$.

⁸ H. BOERSCH, H. MIESSNER u. W. RAITH, Z. Phys. **168**, 404 [1962].

⁹ R. A. FERRELL, Phys. Rev. **107**, 450 [1957].

Durch die Korrektur der I_B -Kurve wird der ϑ_c -Wert nicht geändert.

	Theorie	Experiment
Energieverlust $\Delta E(0) = \hbar \omega_p$	15,1 eV	15,3 eV
Grenzwinkel ϑ_c	$\approx 1,5 \cdot 10^{-2}$	$\approx 1,3 \cdot 10^{-2}$
Dispersionskonstante D		
ohne Elektronenaustausch	0,44	
mit Elektronenaustausch	0,38	$0,37 \pm 0,03$

Tab. 1.

Die Diffusionslängen der Ladungsträger in Selen-Einkristallen

Von H. GOBRECHT, A. TAUSEND und W. PICHT

II. Physikalisches Institut der Technischen Universität Berlin
(Z. Naturforsch. 17 a, 699—700 [1962]; eingegangen am 27. Juni 1962)

Eine wichtige Konstante zur Charakterisierung der Leitfähigkeitseigenschaften eines Festkörpers ist die Diffusionslänge L . Ihre Kenntnis ist vor allem für die theoretische Behandlung von p-n-Übergängen notwendig. Definitionsgemäß versteht man unter der Diffusionslänge diejenige Strecke, auf der die Konzentration von injizierten Ladungsträgern auf den e -ten Teil abgefallen ist.

Für die experimentelle Bestimmung der Diffusionslängen in Selen-Einkristallen wählten wir das Verfahren von VALDES¹ (Abb. 1). Bei dieser Methode wird auf dem Kristall eine Wolfram-Spitze aufgesetzt, die einer großflächigen, sperrfreien Elektrode gegenübersteht. Durch einen sehr schmalen Lichtspalt, der über den Kristall geführt wird, werden Ladungsträgerpaare

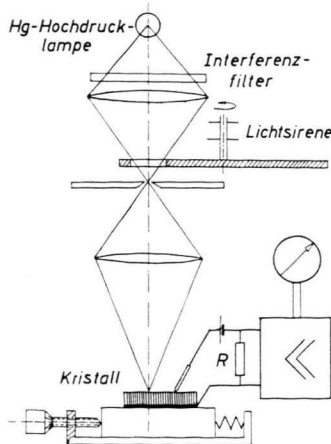


Abb. 1. Versuchsaufbau (schematisch).

Die Übereinstimmung zwischen den Folgerungen aus der Plasmatheorie und den an Antimon gemessenen Werten ist bemerkenswert. Es kann somit aus den Experimenten geschlossen werden, daß es außer den leichten Elementen⁴ auch unter den Elementen mit höherer Ordnungszahl Substanzen gibt, deren Energieverluste gemäß der Plasmatheorie Dispersion zeigen.

Herrn Prof. Dr. H. BOERSCH danke ich für die Förderung dieser Arbeit und anregende Diskussionen. — Die Untersuchungen wurden durch ERP-Forschungsmittel unterstützt.

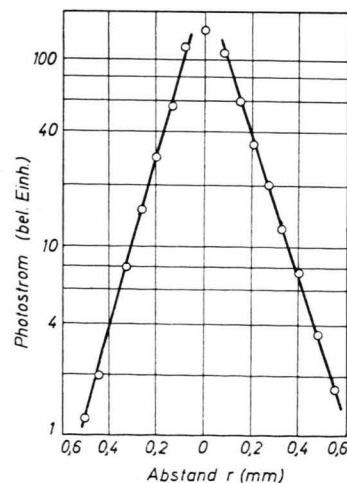
erzeugt. Diese injizierten Ladungsträger diffundieren zur Metallspitze und verringern die Sperrwirkung. Um eine Verstärkung des am Widerstand R auftretenden Signals und eine bessere Trennung vom Stromrauschen zu ermöglichen, haben wir mit Wechsellicht gearbeitet. Durch ein Interferenzfilter wurde im grünen Spektralbereich ein Wellenlängengebiet ausgesiebt, dessen Eindringtiefe sehr klein gegen die Diffusionslänge ist und durch das mit Sicherheit Ladungsträgerpaare erzeugt werden.

Zwischen dem Photostrom i_{ph} , dem Abstand „Spitzenkontakt—Spaltbild“ r und der Diffusionslänge L besteht ein Zusammenhang der Form²

$$i_{ph} \sim r^{-1/2} \exp(-r/L). \quad (1)$$

Zur Berechnung von L ist es zweckmäßig, i_{ph} logarithmisch über r aufzutragen und das Gebiet $r \rightarrow 0$ auszuschließen.

Die Abb. 2 zeigt das Meßergebnis für den Fall, daß die Spitze negativ gepolt war. Bei dieser Polung wird die Diffusionslänge der Defektelektronen bestimmt. Eine

Abb. 2. Der Photostrom in Abhängigkeit vom Abstand r zwischen Lichtspalt und Wolfram-Spitze.

¹ L. B. VALDES, Proc. Instn Radio Engrs **40**, 1420 [1952].

² H. MÜSER, Einführung in die Halbleiterphysik, Verlag Steinkopf, Darmstadt 1960.