

STERN hat nach der $(p \cdot \hbar)$ -Approximation berechnete Werte von m_1 , m_2 und m_3 für Elektronenkonzentrationen zwischen $3 \cdot 10^{16}$ und $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ angegeben³, aus denen sich nach (2) die zu erwartende Suszeptibilität berechnen läßt. Einen Vergleich mit den kürzlich mitgeteilten⁴ Messungen gibt Abb. 1. Während sich für konstante effektive Masse ein steiler Anstieg der Suszeptibilität mit der Trägerkonzentration ergeben müßte [gestrichelte Kurven für $m^*/m=0,04$ für BOLTZMANN- bzw. FERMI-Statistik (B bzw. F)] findet man experimen-

³ FRANK STERN, Bull. Amer. Phys. Soc. II, 2, 347 [1957].

⁴ D. GEIST u. G. RÖMELT, Phys. Verh. 9, 30 [1958].

Zur Zeitkonstanten der Sekundäremission

Von H. W. STREITWOLF und W. BRAUER

Institut für Festkörperforschung der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin

(Z. Naturforsch. 13 a, 700—701 [1958]; eingegangen am 12. Mai 1958)

Die Einstellzeit τ der Sekundäremission ist die Zeit, die zwischen dem Eindringen des Primärstrahls in den Emittor und dem Erreichen des stationären Ausbeutewertes vergeht. Prinzipiell wäre diese Zeit zu berechnen aus dem zeitlichen Verhalten der Lösung der nichtstationären BOLTZMANNschen Transportgleichung für die Sekundärelektronen (S) an der Oberfläche des Emittors. Nach VAN DER ZIEL¹ kann man aber τ auf Grund einer einfachen energetischen Betrachtung abschätzen. Es gilt nämlich die Energiebilanz

$$j_p E_p \tau = \frac{1}{\delta} j_s E_p \tau \approx N E_e \quad (1)$$

(j_p bzw. j_s primäre bzw. sekundäre Stromdichte, E_p Primärenergie, N mittlere Anzahl angeregter S pro cm^2 Oberfläche, E_e mittlere Anregungsenergie, δ Ausbeute).

In der Nähe des Maximums E_{pm} setzen wir $N=n d_s$ (n Dichte der inneren S an der Oberfläche, d_s Austrittstiefe der S). n , E_e und j_s ergeben sich aus der Energie-Winkel-Verteilung der inneren S durch Integration. VAN DER ZIEL¹ benutzt eine MAXWELL-Verteilung mit einer formalen Temperatur entsprechend 2–3 eV. Die äußere Verteilung der S verläuft bekanntlich in guter Näherung nach einem solchen Gesetz. Da aber tatsächlich die innere Verteilung benötigt wird, erscheint der VAN DER ZIELsche Ansatz in dieser Hinsicht nicht gerechtfertigt und soll im folgenden durch genauere Betrachtungen ersetzt werden.

Mit dem Wechselwirkungspotential

$$H_W = e^2/r \cdot \exp\{-\lambda r\}, \quad \lambda = 10^8 \text{ cm}^{-1}$$

erhält man allgemein für die im cm^3 pro sec angeregten S bezogen auf die Primärstromdichte Eins

$$S_i(E) = \frac{4 m e^4}{V \hbar^2 K} k'^2 \frac{dk'}{dE} \sum \int d\Omega r' \frac{|I|^2}{(q^2 + \lambda^2)^2} \delta(E_{fr} - E_{tr}) \quad (2)$$

tell⁴ (durchgezogene Kurve) über 10^{18} cm^{-3} Elektronen ein Absinken der Elektronenssuszeptibilität. Dieses Verhalten wird durch die mit den Werten von STERN berechnete Kurve beschrieben (strichpunktiert). Der berechnete Bandverlauf dürfte demnach zumindest in großen Zügen zutreffen.

Herrn Prof. Dr. J. JAUMANN danke ich für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Untersuchungen. Mit Herrn G. RÖMELT, Köln, führte ich anregende Diskussionen; Herrn R. BOWERS, Pittsburgh, danke ich sehr für die spontane Mitteilung der Berechnungen von F. STERN.

mit der Nebenbedingung

$$\mathcal{K}' = \mathcal{K} + \mathcal{F} + 2 \pi \mathcal{Y} - \mathcal{F}'.$$

Dabei ist $E = (\hbar^2/2m) k'^2$ die Energie des angeregten S, $\hbar q = \hbar(\mathcal{K} - \mathcal{K}')$ der übertragene Impuls, \mathcal{Y} ein Vektor aus dem reziproken Gitter und V das Normierungsvolumen. Der Formfaktor I hängt in unserem Falle nicht von den Endzuständen ab und kann vor das Integral gezogen werden. Wir berücksichtigen nur das Summenglied mit $\mathcal{Y}=0$.

Nehmen wir für Isolatoren ein unendlich schmales Valenzband an und beschreiben die Valenzelektronen alle durch die BLOCHsche Welle $\psi_0 = (1/V) u_0(r)$, $\mathcal{F}=0$, so wird die Anregungsfunktion (wir setzen $\lambda=0$)

$$S(E) = \begin{cases} 0 & \text{für } E < \frac{(\Delta E)^2}{4 E_p}, \\ \frac{D_0 e^4 |I|^2 \pi}{E_p E^2} & \text{für } E > \frac{(\Delta E)^2}{4 E_p}. \end{cases} \quad (3)$$

Dabei ist D_0 die Valenzelektronendichte und ΔE die Breite der verbotenen Zone.

Bei der Diffusion der S zur Oberfläche berücksichtigen wir nur ihre Wechselwirkung mit den Phononen mit Hilfe der AGE-Gleichung (DEKKER²).

Nach DEKKER erhält man als Lösung der AGE-Gleichung

$$n_E(E) - n_E(\Delta E) = \gamma \sqrt{E} \int_E^{\Delta E} S(E') dE'.$$

γ ist eine hier unwesentliche Konstante. Wir vernachlässigen die wenigen schnellen S und setzen

$$n_E(\Delta E) = 0.$$

Mit der Anregungsfunktion (3) erhält man

$$n_E(E) = \frac{\gamma D_0 e^4 |I|^2 \pi}{E_p} \cdot \sqrt{E} \cdot \begin{cases} \frac{1}{E} - \frac{1}{\Delta E} & \text{für } \frac{(\Delta E)^2}{4 E_p} < E < \Delta E, \\ \frac{4 E_p}{(\Delta E)^2} - \frac{1}{\Delta E} & \text{für } E < \frac{(\Delta E)^2}{4 E_p}. \end{cases}$$

¹ A. VAN DER ZIEL, J. Appl. Phys. 28, 1216 [1957].

² A. J. DEKKER, Physica 21, 29 [1954].



Die Dichte der langsamen S wird

$$n = \frac{\gamma D_0 e^4 |I|^2 4\pi \sqrt{\Delta E}}{3 E_p} \left(1 - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\Delta E}{E_p}} \right)$$

und die Sekundärstromdichte

$$j_s = \frac{\gamma D_0 e^4 |I|^2 \pi \Delta E}{2 \sqrt{8} m E_p} \left[1 - 2 \frac{\chi}{\Delta E} \ln \frac{\Delta E}{\chi} - \left(\frac{\chi}{\Delta E} \right)^2 \right],$$

(χ = Elektronen-Affinität)

wenn man Geschwindigkeitsisotropie der inneren S voraussetzt. Für die mittlere Energie der langsamen S erhält man

$$\bar{E} = \frac{\Delta E}{5} \left(1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\Delta E}{E_p}} \right)$$

und durch Subtraktion der mittleren Energie der Kristallelektronen vor der Wechselwirkung ($-\Delta E$) die mittlere Anregungsenergie E_e . Für MgO ($\chi \approx 0,25$ eV, $\Delta E = 5,77$ eV) folgt dann beim Maximum ($E_{pm} = 1200$ eV, $\delta_m = 24$) $E_e = 7$ eV, $d_s = 2 \cdot 10^{-6}$ cm

$$\tau \approx 3 \cdot 10^{-14} \text{ sec.}$$

Für Metalle erhält man mit einem abgeschirmten COULOMB-Potential einen komplizierten Ausdruck für die Anregungsfunktion $S_i(E)$. Wir approximieren ihn durch

$$S(E) = \begin{cases} S_i(E_F) & \text{für } E_F \leq E \leq E_1, \\ S_{i=0}(E) & \text{für } E \geq E_1, \end{cases}$$

wobei E_1 durch $S_{i=0}(E_1) = S_i(E_F)$ definiert ist. Die Rechnung ergibt

$$S_i(E_F) = C \frac{0,34}{E_F^2}, \quad (4)$$

$$S_{i=0}(E) = C \frac{1}{(E-E_F)^2} \quad (\text{s. Anm. } ^3),$$

wobei

$$C = \frac{e^4 k_F^3}{3 \pi E_p}$$

$$(E_F = (\hbar^2/2m) k_F^2 \text{ FERMI-Energie}).$$

Zur Berechnung der zugehörigen Verteilungsfunktion hätte man jetzt prinzipiell eine BOLTZMANN-Gleichung mit (4) als Quellfunktion zu lösen. Wir umgehen hier diese komplizierte Aufgabe und machen folgenden naheliegenden Ansatz für die Verteilungsfunktion der inneren S:

$$n_E(E) = \text{const} \cdot S(E) = \begin{cases} \frac{D}{(E_1-E_F)^2} & \text{für } E \leq E_1, \\ \frac{D}{(E-E_F)^2} & \text{für } E \geq E_1. \end{cases}$$

D ist eine zur Berechnung von τ unwichtige Konstante. Für Ag ($E_F = 5,5$ eV, $\chi = 10,2$ eV) folgt analog den Rechnungen für Isolatoren bei $E_{pm} = 800$ eV ($\delta_m = 1,5$)

$$\tau \approx 0,6 \cdot 10^{-15} \text{ sec}^*.$$

Diese Abschätzungen für τ liegen in denselben Größenordnungen wie die von VAN DER ZIEL¹ mit der ad hoc postulierten MAXWELL-Verteilung erhaltenen.

genommen wurde, so daß die Abschätzung für τ hier wahrscheinlich etwa eine Größenordnung zu klein ist.

Der Wirkungsquerschnitt der (γ , p)-Reaktionen bei Mn, Cu und Sb

Von W. LOHMANN *

Physikalisches Institut der Universität Freiburg i. Br.

(Z. Naturforsch. 13 a, 701—703 [1958]; eingegangen am 7. Juli 1958)

In den letzten Jahren sind bei mehreren Elementen die (γ , p)-Reaktionen untersucht worden. Die Wirkungsquerschnitte dieser Reaktionen sind von Interesse für die Prüfung theoretischer Ansätze über die Kernstruktur, insbesondere über die Frage, ob die statistische Theorie der Kerne¹ die experimentellen Befunde befriedigend erklären kann. Die vorliegenden Experimente haben wir ausgeführt, um für einige mittlere Kerne (Mn, Cu, Sb) den Wirkungsquerschnitt der (γ , p)-Reaktion sowie die Energie- und Winkelverteilung zu bestimmen.

Die zur Bestrahlung der genannten Elemente benutzte γ -Strahlung² wurde durch den Prozeß $\text{Li}(p, \gamma)$ hergestellt; sie enthält Energien von 17,6 und 14,8 MeV, von denen im wesentlichen die härtere bei schweren Elementen wirksam sein wird. Die γ -Strahlen wurden durch Beschuß eines dicken Lithium-Metall-Targets mit einem magnetisch abgelenkten Protonenstrahl von 770 keV und einer Intensität von 40 μA erzeugt. Durch die magnetische Ablenkung wurden die Li + d-Neutronen vermieden. Der Auffängerstrom wurde laufend registriert und konstant gehalten. Die γ -Intensität kontrollierten wir dauernd während eines Versuches mittels eines Szintillationszählers. Der Li-Auffänger war in einem Mipolamrohr angebracht, welches im wesentlichen aus C und H besteht. Da nur die Targethalterung aus Aluminium bestand, konnten Neutronen durch (γ , n)-Prozesse in der direkten Umgebung der Kernphotoplatten größtenteils vermieden werden.

Für den Nachweis der Photoprotonen benutzten wir

* Jetzt: Radiologisches Institut der Universität Freiburg i. Br.

¹ Über die verschiedenen Theorien zur Deutung des Kerntofoeffektes siehe Anm. ³.

² Herrn Prof. Dr. E. SCHOPPER und seinen Mitarbeitern danke ich für die Durchführung der Bestrahlungen am Kaskadengenerator in Hechingen.