

Abb. 4. Aktivierungsenergie als Funktion der Temperatur bei der Ausheilung von neutronenbestrahltem Kaliumsulfat.

geteilt werden können. Dabei erfordert jede Gruppe eine charakteristische Aktivierungsenergie, um sich in die Sulfatform umzuwandeln. Die Tatsache, daß die Aktivierungsenergie verhältnismäßig sehr gering ist und unter 1 eV liegt (1 eV = 23 040 cal/mol), spricht dafür, daß man es bei dem Ausheilungspro-

zeß von neutronenbestrahltem Kaliumsulfat nicht mit echten chemischen Umsetzungen, sondern mit metastabilen Zuständen zu tun hat.

Bei dem Studium der Verteilung der gebildeten Phosphor-Rückstoßfragmente und ihrer Ausheilung konnte festgestellt werden, daß der infolge des (n,p)-Prozesses gebildete Radiophosphor in verschiedenen chemischen Formen vorliegt. Mit Bestimmtheit wurde Orthophosphat (3,3%) nachgewiesen, während sich die Hauptaktivität des Phosphors (96,7%) in einer zur Zeit noch nicht aufgeklärten chemischen Form befindet. Diese Form ist instabil und geht bei thermischer Behandlung des neutronenbestrahlten Kaliumsulfates bei 200 °C während 14,5 Stdn. zu 10% in Pyrophosphat und 2,5% in Orthophosphat über.

Es wird daher angenommen, daß die chemischen Bindungen zwischen dem entstandenen Radio-Phosphor und Sauerstoff in Phosphat durch die Rückstoßenergie des Kernprozesses gesprengt werden. Die entstandenen Fragmente führen zur Bildung eines Gemisches aus Phosphorverbindungen, die schwer zu trennen sind.

Für die Förderung und das rege Interesse an der vorliegenden Arbeit möchten wir Frau Prof. Dr. B. KARLIK besonders danken. Einer von uns (M. N.) dankt dem Österreichischen Bundesministerium für Unterricht für die Erteilung eines Stipendiums.

NOTIZEN

Über den Bandabstand von β - und α -AgJ

Von R. GROTH und K. WEISS

Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Aachen
(Z. Naturforschg. 17 a, 536—537 [1962]; eingegangen am 28. April 1962)

Die Phasenumwandlung $\beta\text{-AgJ} \rightarrow \alpha\text{-AgJ}$ bei etwa 145 °C^{1, 2} ist mit einer beträchtlichen Erhöhung der Ioneneleitfähigkeit verbunden³. Verantwortlich dafür sind die Ag⁺-Ionen, die im $\alpha\text{-AgJ}$ weitgehend statistisch über das kubisch-raumzentrierte J-Teilgitter verteilt sind⁴. Die Phasenumwandlung ist auch mit einer Änderung der optischen Eigenschaften verbunden. So beobachtet man schon rein visuell am Umwandlungspunkt eine Farbänderung von gelb ($\beta\text{-AgJ}$) auf hellorange

($\alpha\text{-AgJ}$). Man wird vermuten, daß dieser Farbumschlag durch eine Änderung des Bandabstandes am Umwandlungspunkt zustande kommt.

Die gelbe Farbe von $\beta\text{-AgJ}$ ist durch die im Sichtbaren liegende Absorptionskante bedingt⁵. Um nun zu entscheiden, ob die Farbänderung am Umwandlungspunkt durch den verschiedenen Bandabstand ΔE beider Phasen oder durch zusätzliche Störstellenabsorption im $\alpha\text{-AgJ}$ hervorgerufen wird, wurde ΔE zwischen Raumtemperatur und 300 °C bestimmt.

Für die Messungen wurde das AgJ-Pulver auf einem versilberten Kupferblock aufgetragen. Die Untersuchungen erfolgten in N₂-Atmosphäre. Im Vakuum verliert AgJ bei Temperaturen über 200 °C soviel Jod, daß im Gebiet vor der Bandkante eine unerwünschte Störstellen-

¹ C. TUBANDT u. E. LORENZ, Z. phys. Chem. **87**, 513 [1914].
² W. JOST, H. J. OEL u. G. SCHNIEDERMANN, Z. phys. Chem. N.F. **17**, 175 [1958].

³ C. TUBANDT, Handbuch der Experimentalphysik, Bd. XII 1, S. 384 ff.

⁴ L. W. STROCK, Z. phys. Chem. **B 25**, 441 [1934].

⁵ B. BARSCHEWKIJ, J. Exp. Theor. Phys. USSR **20**, 862 [1950].



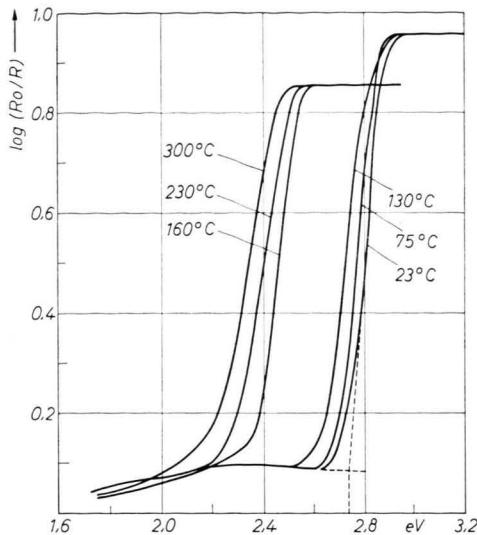


Abb. 1. Absorption von AgJ in Abhängigkeit von der Photonenenergie.

absorption auftritt. In N_2 -Atmosphäre dagegen war der Jodverlust noch so gering, daß innerhalb der Meßzeiten bis $300^\circ C$ diese Zusatzabsorption noch nicht störte.

Das Meßverfahren beruhte — wie bei polykristallinen Proben üblich — auf einem Vergleich der spektralen Intensitäten R und R_0 , welche von dem AgJ-Pulver und einer MgO-Schicht als Standard reflektiert werden. Trägt man als Maß für die Absorption $\log R_0/R$ gegen die Photonenenergie auf, so erhält man Kurven, die im Bereich der Bandkante zu höheren Energien annähernd linear ansteigen. Die Definition der Bandkante ist bei Remissionsmessungen mit einer gewissen Willkür ver-

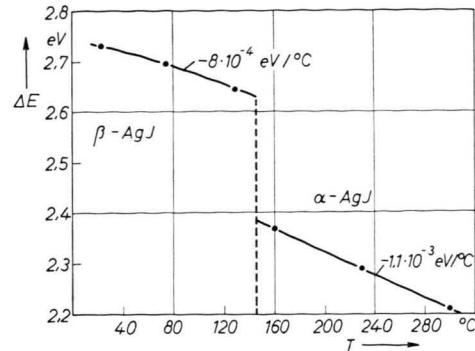


Abb. 2. Bandabstand als Funktion der Temperatur.

bunden; es erscheint sinnvoll, als Einsatzpunkt der Absorption den Schnittpunkt des extrapolierten Steilanstieges mit dem Kurvenausläufer zu definieren.

Die Ergebnisse der Remissionsmessungen sind für je drei Temperaturen bei beiden Phasen in Abb. 1 dargestellt. In Abb. 2 ist der Bandabstand (nach obiger Definition) als Funktion der Temperatur aufgetragen. Für $23^\circ C$ erhält man für β -AgJ $\Delta E = 2,73$ eV. Als Temperaturkoeffizient der Bandkante ergibt sich $d\Delta E/dT \cong -8 \cdot 10^{-4}$ eV/°C für β -AgJ und für α -AgJ ein etwas höherer Wert von $-1,1 \cdot 10^{-3}$ eV/°C. Durch Extrapolation beider Kurven auf eine mittlere Umwandlungstemperatur von $145^\circ C$ erhält man für die Änderung des Bandabstandes $\Delta E_{\beta\text{-AgJ}} - \Delta E_{\alpha\text{-AgJ}} = 0,24$ eV. Die Farbänderung des AgJ bei der Phasenumwandlung kommt also durch die verschiedenen Bandabstände der beiden Phasen zustande.

Herrn W. SIEBEL danken wir für die Hilfe bei den Messungen.

Einfluß des endlichen ausgedehnten Kerns bei inelastischer Elektronen- und Positronenstreuung am Atomkern

Von RUDOLF RODENBERG

Institut für Theoretische Physik der Universität Tübingen *
(Z. Naturforsch. 17 a, 537—538 [1962]; eingegangen am 9. Mai 1962)

In früheren Arbeiten¹⁻³ (I, II, III) wurden die totalen bzw. differentiellen Wirkungsquerschnitte für inelastische Elektronen- und Positronenstreuung am Atomkern abgeleitet. In (I. 13) wurden die Matrixelemente $u_{21}(W)$ für den (e, \mathcal{N}) -Prozeß angegeben analog zu der Theorie der Konversionskoeffizienten⁴, wo über die Nukleonenkoordinaten r_n nur von 0 bis R ($R = R_0 A^{1/3}$) integriert wird. Im Verhältnis der Wir-

kungsquerschnitte $R^{L, \tau}(E_1, W)$ für den (e, \mathcal{N}) - zum (γ, \mathcal{N}) -Prozeß trat zu den Elektronenmatrixelementen in (I. 23) noch die vom endlichen ausgedehnten Kern abhängige Größe $\varrho(L, \tau)$ [weiterhin mit $\varrho_A(L, \tau)$ bezeichnet], die für einen E 1-Übergang in (I. 25) explizit angegeben ist, hinzu.

In dieser Notiz soll der Zusatz angegeben werden zu $\varrho_A(L, \tau)$, wenn man den Integrationsbereich von $R \leqq r_n \leqq \infty$ noch mit zuläßt.

Nach (I. 13) und (I. 25) ist in abgekürzter Schreibweise für $0 \leqq r_n \leqq R$

$$\varrho_A = \frac{\int_0^R \int_0^{r_n} e, K + \int_0^R \int_{r_n}^R e, K}{\int_0^R K} = \frac{a}{b} \quad (1)$$

³ R. RODENBERG, Z. Phys. 166, 439 [1962].

⁴ G. KRAMER, Z. Phys. 146, 187 [1956].

* Jetzt Frankfurt/M., Institut für Theoretische Physik.

¹ R. RODENBERG, Z. Phys. 158, 44 [1960].

² R. RODENBERG, Z. Phys. 162, 347 [1961].