

Bemerkung zur Arbeit von Oswald und Schade*

Von A. VAŠKO

Institut für Optik und Feinmechanik, Prag

(Z. Naturforsch. 13 a, 904 [1958]; eingegangen am 3. September 1958)

OSWALD und SCHADE haben für das Reflexionsvermögen R und die Absorptionskonstante K absorbierender Medien aus der gemessenen Durchlässigkeit i_d/i_0 und Reflexion i_r/i_0 einer dicken Schicht d folgende Ausdrücke abgeleitet:

$$R = \frac{(i_d/i_0)^2 - (i_r/i_0)^2 + 2(i_r/i_0) + 1 - \sqrt{[(i_d/i_0)^2 - (i_r/i_0)^2 + 2(i_r/i_0) - 1]^2 + 4(i_d/i_0)^2}}{4 - 2(i_r/i_0)}, \quad (1)$$

$$K = \frac{1}{d} \ln \frac{5 i_r/i_0 - 4(i_r/i_0)^2 + (i_r/i_0)^3 - 2 - [(i_r/i_0) - 2] \{ (i_d/i_0)^2 - \sqrt{[(i_d/i_0)^2 - (i_r/i_0)^2 + 2(i_r/i_0) - 1]^2 + 4(i_d/i_0)^2} \}}{2(i_d/i_0) [(i_r/i_0) - 2]}. \quad (2)$$

Wenn man die Bezeichnungen

$$M = (i_r/i_0 - 1)^2 - (i_d/i_0)^2 \text{ und } N = \sqrt{M^2 + 4(i_d/i_0)^2} \quad (3)$$

einführt, lassen sich die Ausdrücke (1) und (2) auf folgende Form bringen:

$$R = \frac{2 - M - N}{4 - 2 i_r/i_0}, \quad (4)$$

* F. OSWALD u. R. SCHADE, Z. Naturforsch. 9 a, 611 [1954].

$$K = \frac{1}{d} \ln \frac{M + N}{2 i_d/i_0}. \quad (5)$$

Die Formeln (4) und (5) vereinfachen die numerische Berechnung der optischen Konstanten R und K bedeutend. Aus den direkt meßbaren Größen i_d/i_0 und i_r/i_0 kann man die Größen M und N gemäß (3), und dann R und K nach den Beziehungen (4) und (5) berechnen.

Natürliche Radioaktivität von Blei 204 und die Frage einer natürlichen Aktivität von Dysprosium 156

Von W. RIEZLER und G. KAUF

Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn
(Z. Naturforsch. 13 a, 904–905 [1958]; eingegangen am 12. August 1958)

Die Durchmusterung natürlicher Elemente auf langlebige α -Strahler konnte an einigen seltenen Isotopen weitergeführt werden, von denen jetzt stark angereicherte Proben zur Verfügung standen.

Die früheren Untersuchungen¹ an natürlichem Blei ergaben als untere Grenze für die Halbwertszeit eines Isotops mit der Häufigkeit $\alpha \cdot 10^{18}$ Jahre. Diese Untersuchungen sind mit einer Probe wiederholt worden, in der das Isotop 204 von 1,37% auf 27% angereichert war. Sie wurde vom Oak Ridge National Laboratory geliefert, nach dessen Angaben ihre Isotopenzusammensetzung folgende war:

Isotop	204	206	207	208
%	27,0	33,7	16,2	23,1

Das Blei wurde als neutrale Pb-Ammoniumcitratlösung in eine Ilford C2-Platte eingebracht und ein halbes Jahr gelagert.

Bei der Durchmusterung dieser Platte, deren Ergebnis in Abb. 1 dargestellt ist, zeigte sich eine Spurengruppe zwischen 8 und 9 μ . Aus 18 unter nicht allzu großem Winkel zur Schichtebene verlaufenden Spuren

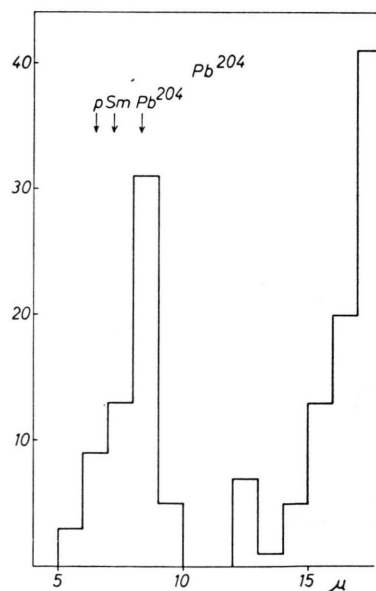


Abb. 1. Spurenverteilung zu Blei 204.

wurde deren Reichweite zu $(8,4 \pm 0,3) \mu$ bestimmt. Die α -Teilchen etwaiger Samariumverunreinigungen würden in den verwendeten Kernplatten Spuren mit 7,2 μ Reichweite und die Reaktion $N^{14}(n, p)C^{14}$ solche mit 6,5 μ Reichweite² ergeben. Beide Reichweiten liegen wesent-

¹ W. PORSCHEN u. W. RIEZLER, Z. Naturforsch. 11 a, 143 [1956].

² HENRIETTE FARAGGI, Ann. Phys., Paris 6, 325 [1951].



lich unterhalb derjenigen der neu gefundenen Gruppe. Zählt man die Spuren unter 7μ der Reaktion am Stickstoff zu, so treffen aus der Spurengruppe auf das Pb^{204} rund 40 Spuren. Daraus und aus dem Produkt der in der durchmusteren Fläche eingelagerten Menge Pb^{204} und der Lagerzeit ($986 \text{ mg} \cdot \text{d}$) ergibt sich die Zerfallskonstante für Pb^{204} zu $\lambda \sim 5 \cdot 10^{-18}/\text{Jahr}$. Daraus er-

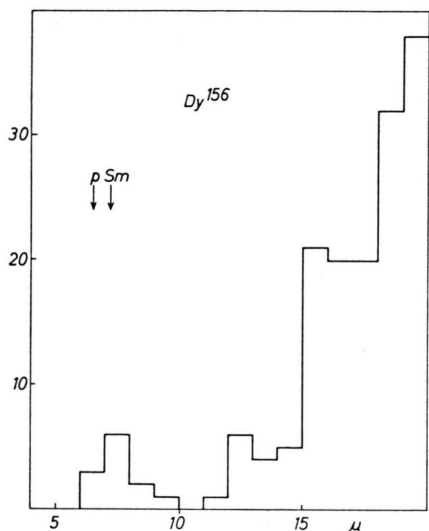


Abb. 2. Spureverteilung zu Dysprosium 156.

rechnet sich eine Halbwertszeit von $T = 1,4 \cdot 10^{17}$ Jahre. Legt man die Energie-Reichweite-Kurve von FARAGGI zugrunde, so beträgt die Energie der α -Teilchen $E = 2,6 \text{ MeV}$.

Die von uns experimentell gefundene Zerfallskonstante stimmt mit der nach der GAMOW-Formel für die

Energie von $2,6 \text{ MeV}$ berechneten gut überein. Der Massenunterschied zwischen Pb^{204} und Hg^{200} ergibt sich aus dieser Zerfallsenergie zu $4,0057$ Masseneinheiten. Aus der Massentabelle von DUCKWORTH³, deren Werte für Hg allerdings durch eine nicht näher angegebene Interpolation berechnet und mit einer geschätzten Fehlergrenze von $\pm 1 \text{ TME}$ behaftet sind, ergibt sich dieser Wert zu $4,0044$. Wir schließen aus unserem Resultat, daß der Massenwert von Hg^{200} höchstens der von DUCKWORTH angegebenen unteren Grenze gleich kommt.

Eine Probe, in der Dy^{156} von $0,05\%$ auf $13,8\%$ angereichert war, brachte das in Abb. 2 dargestellte Ergebnis. Dabei sollte die Spurezahl aus dem Prozeß $\text{N}^{14}(\text{n}, \text{p})$ mit $6,5 \mu$ Reichweite 5 bis 10 betragen. Ferner ist auch im angereicherten Isotopengemisch eine schwache Samarium-Verunreinigung nicht völlig ausgeschlossen. Es erscheint also zweifelhaft, ob von den beobachteten Spuren im Bereich von 6 bis 9μ überhaupt einzelne dem Dysprosium zuzuordnen sind. Ihre Energie wäre dann etwa $2,2 \text{ MeV}$. Die davon herrührende Spurezahl ist sicher kleiner als zehn. Daraus ergibt sich, daß die Halbwertszeit von Dy^{156} größer als 10^{18} Jahre sein muß.

Das Ergebnis ist insofern auffallend, als TOTH und RASMUSSEN⁴ ein künstliches Isotop Dy^{154} mit einer Halbwertszeit von 13 Stunden herstellen konnten. Da sie an dem ebenfalls künstlich erzeugten inversen β -Strahler Dy^{155} mit 10 Stunden Halbwertszeit keine α -Aktivität feststellten, schlossen sie, daß in der Zerfallskonstanten für die α -Strahlung zwischen Dy^{154} und Dy^{155} ein übernormal großer Sprung auftritt. Unser negatives Resultat zeigt das Auftreten eines solchen Sprunges zwischen Dy^{154} und Dy^{156} besonders deutlich.

³ H. E. DUCKWORTH, Progr. Nucl. Phys. **6**, 138 [1957].

⁴ K. S. TOTH u. J. O. RASMUSSEN, Phys. Rev. **109**, 1, 121 [1958].

Bestimmung der Kerntemperatur von Mangan und Kupfer mit Hilfe des Energiespektrums der Photoprotonen der Reaktionen $\text{Mn}(\gamma, \text{p})$ und $\text{Cu}(\gamma, \text{p})$

Von W. LOHMANN *

Physikalisches Institut der Universität Freiburg i. Brg.
(Z. Naturforschg. **13 a**, 905–906 [1958]; eingeg. am 26. September 1958)

In einer früheren Arbeit¹ haben wir die von uns an einigen Elementen durchgeführten Versuche über Kernphotoreaktionen beschrieben. Die in dieser Arbeit gefundene Reichweiteverteilung für Mangan und Kupfer kann man zur Bestimmung der Kerntemperatur benutzen.

Zur Deutung des Kernphotoeffektes wurden verschiedene Theorien entwickelt: die statistische Theorie (Com-

pound-Kernbildung²), der direkte Prozeß³ und eine Weiterbildung beider durch WILKINSON (als Resonanz-Prozeß bezeichnet)⁴. Nach der statistischen Theorie läßt sich die Energieverteilung der emittierten Partikel nach folgender Gleichung beschreiben

$$I(E_p) dE_p = \text{const } E_p \sigma_C(E_p) w_R(E_{p \max} - E_p) dE_p.$$

Hierbei bedeuten E_p die Energie des emittierten Protons, $\sigma_C(E_p)$ den Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Zwischenkerns durch den inversen Prozeß und w_R die Niveaudichte des Restkerns mit $E_{p \max} = E_\gamma - B_p = \text{Anregungsenergie} - \text{Bindungsenergie des Protons}$. Drücken wir nach LIVESY⁵ die Niveaudichte durch die Kerntemperatur T aus

$$w_R(E_{p \max} - E_p) = C \exp \left[- \frac{E_p}{T(E_{p \max})} \right],$$

* Jetzt Radiologisches Institut der Universität Freiburg i. Brg.

¹ W. LOHMANN, Z. Naturforschg. **13 a**, 701 [1958].

² V. F. WEISSKOPF u. D. H. EWING, Phys. Rev. **57**, 472 [1940].

³ P. JENSEN, Naturwiss. **35**, 190 [1948]. — E. D. COURANT, Phys. Rev. **82**, 703 [1951].

⁴ D. H. WILKINSON, Physica **22**, 1039 [1956].

⁵ D. L. LIVESY, Can. J. Phys. **33**, 391 [1955].