

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 durchmusterten 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-

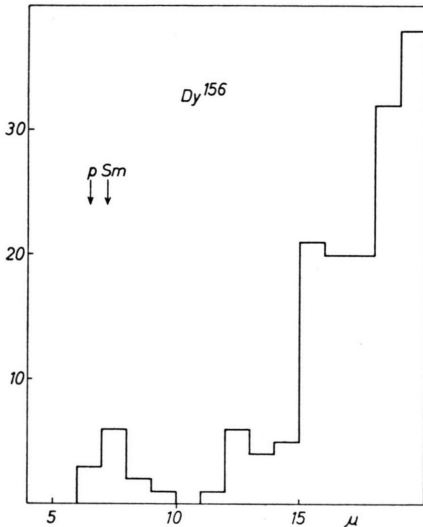


Abb. 2. Spureverteilung zu Dysprosium 156.

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. Naturforsch. **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

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

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 $E_{p \text{ max}} = E_\gamma - B_p = \text{Anregungsenergie} - \text{Bindungsenergie des Protons}$. Drücken wir nach LIVESSEY⁵ die Niveaudichte durch die Kerntemperatur T aus

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

* Jetzt Radiologisches Institut der Universität Freiburg i. Brg.

¹ W. LOHMANN, Z. Naturforsch. **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. LIVESSEY, Can. J. Phys. **33**, 391 [1955].



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.

so erhalten wir für die Energieverteilung der verdampften Photoprotonen

$$I(E_p) dE_p = \text{const } E_p \sigma_C(E_p) \exp \left[-\frac{E_p}{T(E_{p \max})} \right] dE_p$$

oder umgeformt

$$\mu = \ln \left[\frac{I(E_p)}{E_p \sigma_C(E_p)} \right] = \text{const} - \frac{E_p}{T(E_{p \max})}.$$

Da T in dem in Frage kommenden Energieintervall als konstant, d. h. unabhängig von der Energie E_p , angenommen werden kann, ist somit μ eine lineare Funktion von E_p . Während $I(E_p)$ experimentell bestimmt worden ist, sind die σ_C -Werte einer bei BLATT und WEISSKOPF⁶ angegebenen Tabelle (interpoliert) entnommen

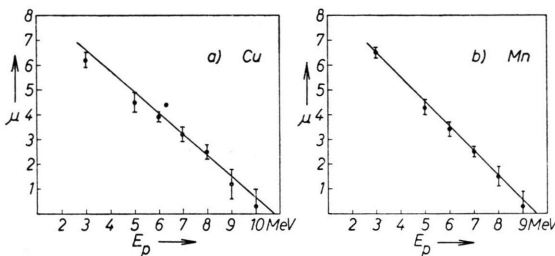


Abb. 1. $\mu = f(E_p)$ zur Bestimmung der Kerntemperatur.

worden mit einem $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13}$ cm. In Abb. 1 ist nun $\mu = f(E_p)$ dargestellt worden; man erhält eine Gerade, deren Neigung die Kerntemperatur T ergibt. Danach ist

$$T_{\text{Mn}} = 1,0 \pm 0,1 \text{ MeV und } T_{\text{Cu}} = 0,87 \pm 0,1 \text{ MeV.}$$

⁶ J. M. BLATT u. V. F. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics, John Wiley & Sons, Inc., New York 1952.

⁷ E. GRAVES u. L. ROSEN, Phys. Rev. **89**, 343 [1953].

Während für Mangan keine anderen Meßergebnisse vorliegen, ist ein Vergleich des Kupfer-Wertes mit bisherigen Messungen möglich. GRAVES und ROSEN⁷ erhielten mittels der unelastischen Streuung von Neutronen von 14 MeV für Kupfer $T_{\text{Cu}} = 0,77 \pm 0,08$ MeV. LIVESEY⁵ und DIXON⁸ benutzten für ihre Cu-Messungen (Emission von Photoneutronen) eine 70 MeV-Bremsstrahlung. Sie erhielten eine Kerntemperatur von $T_{\text{Cu}} = 1,2 \pm 0,1$ MeV. Unter Benutzung der $\text{Li}(p, \gamma)$ -Strahlung fand CHASTEL⁹ für Kupfer eine Kerntemperatur von $T_{\text{Cu}} = 1,0 \pm 0,1$ MeV.

Die Werte, die sich nach einer zur Berechnung der Kerntemperatur angegebenen Näherungsformel [$T \sim (100/A)^{1/2}$] (s. LIVESEY⁵) ergeben, betragen für Mangan $T_{\text{Mn}} \sim 1,35$ MeV und für Kupfer $T_{\text{Cu}} \sim 1,25$ MeV.

Die Werte der einzelnen Messungen variieren ziemlich. So liegen die Cu-Werte zwischen den Werten 0,77 und 1,2 MeV. Hierbei muß man aber bedenken, daß sämtliche Werte für die Kerntemperaturen nur als Näherungswerte zu betrachten sind. Schon in der zitierten Arbeit¹ stellten wir fest, daß man mittels der statistischen Theorie keine vollständige Beschreibung unserer experimentellen Ergebnisse erzielen kann. Nach WILKINSON'S Resonanz-Prozeß sind sowohl der Compound-Kernzustand als auch der direkte Prozeß möglich, wobei der letztere Prozeß bei weitem überwiegen soll. Unser erhaltener Cu-Wert stimmt danach innerhalb der Fehlergrenzen gut mit den bisherigen Resultaten überein.

Herrn Prof. Dr. TH. SCHMIDT danke ich für einige Diskussionen. Des weiteren danke ich dem Ministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft für finanzielle Unterstützung.

⁸ D. L. DIXON, Can. J. Phys. **33**, 785 [1955].

⁹ M. R. CHASTEL, C. R. Acad. Sci., Paris **242**, 1440 [1956].

Zur Anwendung der Tamm-Dancoff-Methode in der Quantentheorie nichtlinearer Wellengleichungen

Von K. LADÁNYI

Forschungsgruppe für Theoretische Physik der Ungarischen Akademie der Wissenschaften, Budapest

(Z. Naturforschg. **13 a**, 906—908 [1958]; eingegangen am 18. September 1958)

Wie bekannt, führt die zur Integration der HEISENBERGSchen nichtlinearen Operatorengleichung angewandte „neue TAMM-DANCOFF-Methode“ zu einem unendlichen Gleichungssystem folgender Form¹⁻³:

$$\begin{aligned} & \tau(x^{(1)} \alpha^{(1)} \dots x^{(m)} \alpha^{(m)} | y^{(n)} \varrho^{(n)} \dots y^{(1)} \varrho^{(1)}) \\ &= -\frac{i}{2} \int d^4 x'^{(1)} G_{\alpha(1)\beta(1)}(x^{(1)} - x'^{(1)}) f^{(1)}[\tau(x'^{(1)} \beta^{(1)} \dots x^{(m+1)} \alpha^{(m+1)} | y^{(n+1)} \varrho^{(n+1)} \dots y^{(1)} \varrho^{(1)})], \end{aligned} \quad (1)$$

¹ W. HEISENBERG, Nachr. Akad. Wiss., Göttingen 1953, S. 111.

² W. HEISENBERG, Z. Naturforschg. **9 a**, 292 [1954].

³ W. HEISENBERG, F. KORTÉL u. H. MITTER, Z. Naturforschg. **10 a**, 495 [1955].