

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

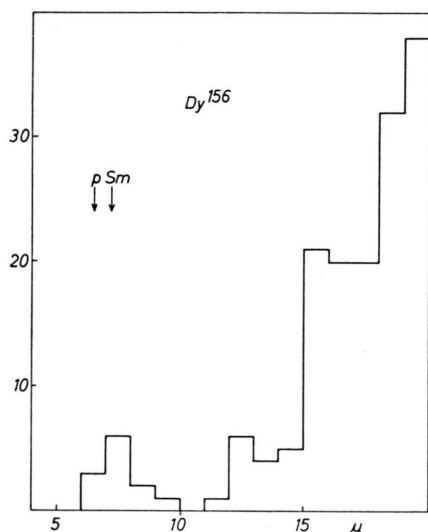


Abb. 2. Spurenverteilung zu Dysprosium 156.

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 Arbeit<sup>1</sup> haben wir die von uns an einigen Elementen durchgeföhrten 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-

Energie von 2,6 MeV berechneten gut überein. Der Massenunterschied zwischen  $\text{Pb}^{204}$  und  $\text{Hg}^{200}$  ergibt sich aus dieser Zerfallsenergie zu 4,0057 Masseneinheiten. Aus der Massentabelle von DUCKWORTH<sup>3</sup>, 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  $\text{Hg}^{200}$  höchstens der von DUCKWORTH angegebenen unteren Grenze gleich kommt.

Eine Probe, in der Dy<sup>156</sup> von 0,05% auf 13,8% angereichert war, brachte das in Abb. 2 dargestellte Ergebnis. Dabei sollte die Spurenzahl aus dem Prozeß  $\text{N}^{14}(n, p)$  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 9  $\mu$  überhaupt einzelne dem Dysprosium zuzuordnen sind. Ihre Energie wäre dann etwa 2,2 MeV. Die davon herrührende Spurenzahl ist sicher kleiner als zehn. Daraus ergibt sich, daß die Halbwertszeit von Dy<sup>156</sup> größer als  $10^{18}$  Jahre sein muß.

Das Ergebnis ist insofern auffallend, als TOTH und RASMUSSEN<sup>4</sup> ein künstliches Isotop Dy<sup>154</sup> mit einer Halbwertszeit von 13 Stunden herstellen konnten. Da sie an dem ebenfalls künstlich erzeugten inversen  $\beta$ -Strahler Dy<sup>155</sup> mit 10 Stunden Halbwertszeit keine  $\alpha$ -Aktivität feststellten, schlossen sie, daß in der Zerfallskonstanten für die  $\alpha$ -Strahlung zwischen Dy<sup>154</sup> und Dy<sup>155</sup> ein übernormal großer Sprung auftritt. Unser negatives Resultat zeigt das Auftreten eines solchen Sprunges zwischen Dy<sup>154</sup> und Dy<sup>156</sup> besonders deutlich.

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

Hierbei bedeuten  $E_p$  die Energie des emittierten Protons,  $\sigma_C(E_p)$  den Wirkungs

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  $\mu$  eine lineare Funktion von  $E_p$ . Während  $I(E_p)$  experimentell bestimmt worden ist, sind die  $\sigma_C$ -Werte einer bei BLATT und WEISSKOPF<sup>6</sup> angegebenen Tabelle (interpoliert) entnommen

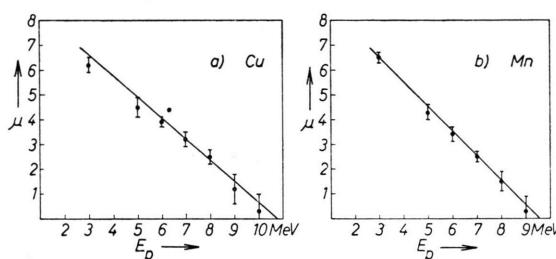


Abb. 1.  $\mu = f(E_p)$  zur Bestimmung der Kerntemperatur.

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

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

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

<sup>7</sup> 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 ROSEN<sup>7</sup> erhielten mittels der unelastischen Streuung von Neutronen von 14 MeV für Kupfer  $T_{Cu} = 0,77 \pm 0,08$  MeV. LIVESEY<sup>5</sup> und DIXON<sup>8</sup> benutzten für ihre Cu-Messungen (Emission von Photoneutronen) eine 70 MeV-Bremsstrahlung. Sie erhielten eine Kerntemperatur von  $T_{Cu} = 1,2 \pm 0,1$  MeV. Unter Benutzung der Li(p,  $\gamma$ )-Strahlung fand CHASTEL<sup>9</sup> für Kupfer eine Kerntemperatur von  $T_{Cu} = 1,0 \pm 0,1$  MeV.

Die Werte, die sich nach einer zur Berechnung der Kerntemperatur angegebenen Näherungsformel [ $T \sim (100/A)^{1/2}$ ] (s. LIVESEY<sup>5</sup>) ergeben, betragen für Mangan  $T_{Mn} \sim 1,35$  MeV und für Kupfer  $T_{Cu} \sim 1,25$  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 Arbeit<sup>1</sup> stellten wir fest, daß man mittels der statistischen Theorie keine vollständige Beschreibung unserer experimentellen Ergebnisse erzielen kann. Nach WILKINSONS 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.

<sup>8</sup> D. L. DIXON, Can. J. Phys. **33**, 785 [1955].

<sup>9</sup> 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 Form<sup>1—3</sup>:

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

<sup>1</sup> W. HEISENBERG, Nachr. Akad. Wiss., Göttingen 1953, S. 111.  
<sup>2</sup> W. HEISENBERG, Z. Naturforschg. **9 a**, 292 [1954].

<sup>3</sup> W. HEISENBERG, F. KORTEL u. H. MITTER, Z. Naturforschg. **10 a**, 495 [1955].