

worauf z. B. die *verzögerte*, exponentielle Kurve II der Abb. 4 hinweist, und der Tatsache, daß über die betreffenden Ionen-Molekül-Reaktionen oder Umsetzungen *hochangeregter* Toluol-Moleküle bisher kaum Daten vorliegen, schwer sein, schon jetzt verbindliche Schlüsse über den maßgeblichen Reaktionsablauf zu ziehen.

Immerhin besteht berechtigte Hoffnung, daß wir durch die Verwendung von Moderatoren und durch

das Auffinden geeigneter, spezifisch wirksamer Energieüberträger mehr über die einzelnen Reaktionsschritte der in der Gasphase verlaufenden WILZBACH-Synthese erfahren.

Informationen über die primären Reaktionspartner kann man wohl besonders gut auf massenspektrometrischem Wege gewinnen, doch wird auch die Kenntnis der *G*-Werte von radiolytisch entstandenen Komponenten weiterhelfen.

Messung der Lebensdauer des 87 keV-Niveaus von ^{160}Dy

Von F. W. RICHTER und D. WIEGANDT

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Marburg/Lahn
(Z. Naturforsch. 17 a, 638–640 [1962]; eingegangen am 13. Juni 1962)

Measuring the half-life of the first excited state of ^{160}Dy we got $T_{1/2} = (2,24 \pm 0,06)$ ns, instead of $(1,8 \pm 0,2)$ ns given by McGOWAN¹. This value is in good agreement with COULOMB-excitation data.

Die experimentelle Anordnung zeigt Abb. 1. Als Detektoren für die $\gamma - \gamma$ -Koinzidenzen wurden $1'' \phi \times 1''$ NaJ(Tl)-Kristalle und Photomultiplier

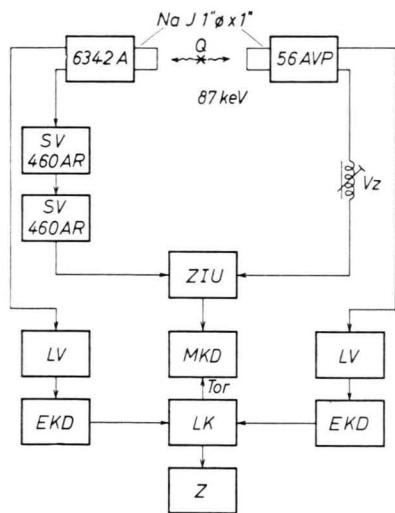


Abb. 1. Blockschaltbild der verwendeten Meßapparatur. Vz Verzögerungskabel, SV schneller Verstärker, ZIU Zeit-Impulshöhen-Umsetzer, LV Linearverstärker, EKD Einkanal-diskriminator, MKD Mehrkanaldiskriminator, LK Langsame Koinzidenzstufe, Z Zähler.

56 AVP bzw. 6342 A benutzt. Von den energieproportionalen Impulsen wurde mit Hilfe zweier Ein-

kanaldiskriminatoren und einer langsamen Koinzidenzstufe die zu untersuchende $\gamma - \gamma$ -Kaskade ausgesortiert, und das Zeitspektrum mit einem Zeit-Impulshöhen-Umsetzer² nach SIMMS³ und einem Mehrkanaldiskriminator (Nuclear Data ND 130) gemessen. Die Zeiteichung erfolgte mit einer ^{22}Na -Quelle und Verzögerungskabeln abgemessener Länge.

Mit der so geeichten Apparatur wurden die bekannten Lebensdauern des 81 keV-Niveaus von ^{133}Cs und des 91 keV-Niveaus von ^{147}Pm nachgemessen. Die Ergebnisse sind in Tab. 1 zusammengefaßt. Sie zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den von BODENSTEDT^{4, 5} und Mitarbeitern gemessenen Werten.

Kern	Niveau	gemessene Kaskade	Lebensdauer $T_{1/2}$ in ns	
			eigene Messung	BODENSTEDT
^{133}Cs	81 keV	355 keV – 81 keV	$6,35 \pm 0,2$	$6,31 \pm 0,05$
^{147}Pm	91 keV	321 keV – 91 keV	$2,48 \pm 0,04$	$2,50 \pm 0,06$

Tab. 1.

Beim 87 keV-Niveau des ^{160}Dy hingegen ergab sich ein eindeutiger Unterschied zwischen unseren Messungen und dem einzigen bisher vorliegenden Wert ($1,8 \pm 0,2$) ns von McGOWAN¹.

¹ F. K. McGOWAN, Phys. Rev. **85**, 142 [1952].

² Über Einzelheiten der Meßapparatur soll an anderer Stelle berichtet werden.

³ P. C. SIMMS, Rev. Sci. Instrum. **32**, 894 [1961].

⁴ E. BODENSTEDT, H. J. KÖRNER u. E. MATTHIAS, Nucl. Phys. **11**, 584 [1959].

⁵ E. BODENSTEDT, H. J. KÖRNER, F. FRISIUS, D. HOVESTADT u. E. GERDAU, Z. Phys. **160**, 33 [1960].



Das beim β -Zerfall des ^{160}Tb emittierte γ -Spektrum und das Termschema des $^{160}\text{Dy}^6$ zeigt Abb. 2.

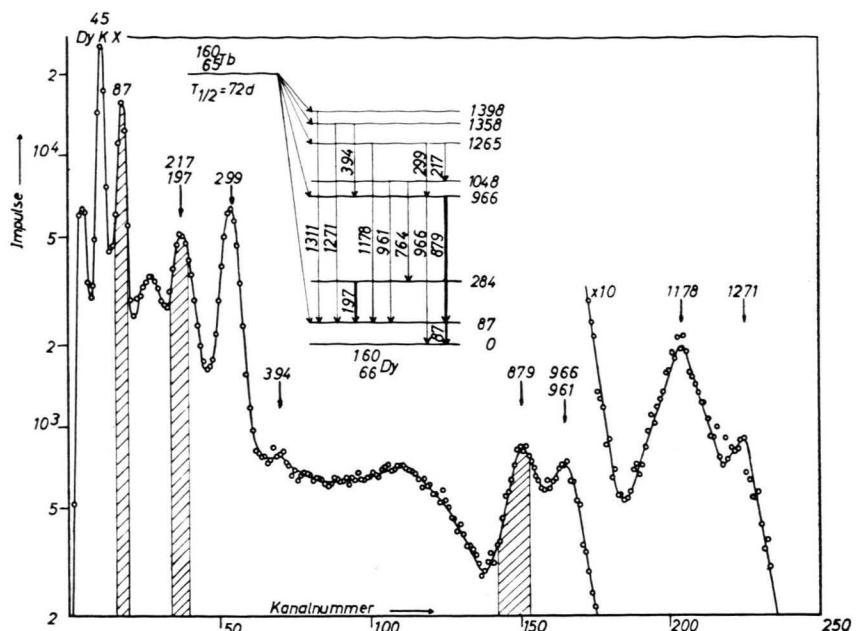


Abb. 2. γ -Spektrum des β -aktiven ^{160}Tb und das Termschema des $^{160}\text{Dy}^6$. Die bei der Messung verwendeten γ - γ -Kaskaden sind dick eingezeichnet. Die Einkanal-diskriminatoreinstellungen sind schraffiert eingezeichnet. Alle Energiewerte sind in keV angegeben.

Die Lebensdauer des 87 keV-Niveaus wurde aus den beiden Kaskaden

$$197 \text{ keV} - 87 \text{ keV} \quad \text{und} \quad 879 \text{ keV} - 87 \text{ keV}$$

bestimmt. Das Ergebnis einer Messung zeigt Abb. 3. Insgesamt wurden vier Messungen durchgeführt.

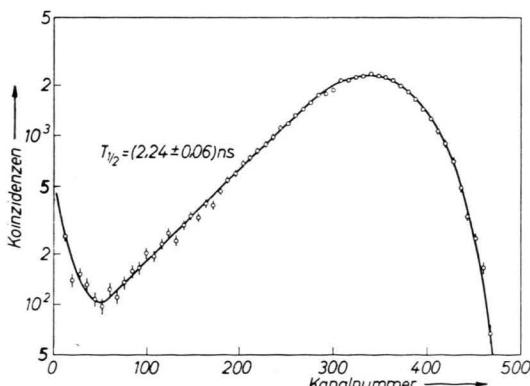


Abb. 3. Darstellung einer Meßkurve mit der 879 keV-87 keV-Kaskade. Der lineare Teil der Kurve ist durch eine Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet worden. Die Fehlerangabe berücksichtigt nur den statistischen Fehler. 100 Kanäle $\triangleq (3,99 \pm 0,03)$ ns.

Die Auswertung ergab die in Tab. 2 zusammengestellten Meßergebnisse.

Kern	Niveau	gemessene Kaskade	Lebensdauer $T_{1/2}$ in ns
^{160}Dy	87 keV	197 keV - 87 keV	$2,23 \pm 0,04$
			$2,24 \pm 0,06$
		879 keV - 87 keV	$2,24 \pm 0,06$
			$2,26 \pm 0,06$

Tab. 2. Mittelwert: $T_{1/2} = (2,24 \pm 0,06)$ ns.

Aus der gemessenen Lebensdauer lässt sich die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2; 0 \rightarrow 2)$ für COULOMB-Anregung dieses Niveaus berechnen⁷:

$$B(E2; 0 \rightarrow 2) = \frac{281,8}{(1+\alpha) \cdot T_{1/2}/\text{s} \cdot (E_\gamma/\text{keV})^5} \cdot 10^{-48} e^2 \cdot \text{cm}^4.$$

Benutzt man für den Konversionskoeffizienten α den theoretischen Wert von Rose, der von ELBEK⁸ und Mitarbeitern zu $\alpha = 4,62$ angegeben wird, so erhält man

$$B(E2; 0 \rightarrow 2) = 4,49 \cdot 10^{-48} e^2 \cdot \text{cm}^4$$

in sehr guter Übereinstimmung mit dem von ELBEK

⁶ W. KÜNDIG, Helv. Phys. Acta **34**, 125 [1961].

⁷ K. ALDER, A. BOHR, T. HUUS, B. MOTTELSON u. A. WINTHORP, Rev. Mod. Phys. **28**, 500 [1956].

⁸ B. ELBEK, M. C. OLESEN u. O. SKILBREID, Nucl. Phys. **19**, 523 [1960].

aus der COULOMB-Anregung von ^{160}Dy ermittelten Wert $B(E2; 0 \rightarrow 2) = (4,46 \pm 0,30) \cdot 10^{-48} e^2 \cdot \text{cm}^4$.

Der neue Wert der Lebensdauer erfordert zugleich eine Korrektur des von KÜNDIG⁶, MANNING und ROGERS⁹ angegebenen g -Faktors des 87 keV-Niveaus von ^{160}Dy .

MANNING und ROGERS fanden aus der gestörten Winkelkorrelationsmessung mit den 1280 keV – 87 keV- und 1170 keV – 87 keV-Kaskaden das folgende Produkt:

⁹ G. MANNING u. J. ROGERS, Nucl. Phys. **19**, 675 [1960].

$$G_2 \cdot \omega_L \cdot \frac{T_{1/2}}{\ln 2} = 0,19 \pm 0,03$$

mit $\omega_L = g \mu_K (\beta B / \hbar)$.

Die verwendete Magnetfeldstärke betrug $B = 12 \text{ kG}$. Mit einem effektiven Feldparameter $\beta = 6,0$ und dem von den beiden Autoren errechneten Abschwächungsfaktor $G_2 = 0,8 \pm 0,12$ ergibt sich der korrigierte g -Faktor zu $g = 0,21 \pm 0,08$.

Wir danken Herrn Prof. Dr. WALCHER für sein förderndes Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

Berechnung der Oberfläche von Kernmaterie mit Hilfe spezieller Einteilchen-Wellenfunktionen*

Von FRANZ LANZL

Aus dem Institut für Theoretische Physik der Universität Göttingen
(Z. Naturforsch. **17 a**, 640–649 [1962]; eingegangen am 16. April 1962)

Using a YUKAWA interaction between the nucleons the volume energy per particle and the specific surface energy are calculated. These expressions assume a very simple form for a zero range interaction. The space parts of the applied orthogonal single particle wave functions are products of plane waves and a momentum independent function which brings about the decrease in density within the surface layer. First the volume energy per particle as a function of the density in the interior of nuclear matter is minimized. The interaction parameters are so selected that the values of the volume energy per particle and the density at the minimum agree with the experimental data. Then the surface energy as a function of the surface thickness is minimized. The values of the surface energy and the surface thickness in the minimum are compared with the empirical data. They are found to be of the right order of magnitude.

I. Einleitung und Überblick

In der WEIZSÄCKER-Formel für die Bindungsenergie von Atomkernen treten zur Zahl A der Nukleonen und zu $A^{2/3}$ proportionale Glieder auf, die als Volumen- bzw. Oberflächenenergie gedeutet werden. Die weiteren Glieder der WEIZSÄCKER-Formel, wie COULOMB-, Symmetrie- und Paarungsenergie, liegen nicht im Rahmen der folgenden Betrachtungen. Da der allgemeine Verlauf der Bindungsenergien, abgesehen von Abweichungen, die vom Schalenaufbau der Kerne herrühren, durch die Bindungsenergieformel gut wiedergegeben wird, scheint es vernünftig, die Oberfläche für sich zu betrachten. Eine Bestätigung dafür erhält man aus den Elektronenstreuexperimenten von HOFSTADTER¹, die die Annahme gestatten, daß die Protonendichte im Inneren von schweren Kernen konstant verläuft und am Rande innerhalb einer Schicht, deren Dicke weitgehend vom

Atomgewicht unabhängig ist, nach Null abfällt. Für das Weitere nehmen wir an, daß die Neutronen dieselbe Verteilung wie die Protonen besitzen. Die Oberfläche ist dann als Gebiet veränderlicher Dichte definiert.

Für die Breite t , innerhalb der die Dichte von 90% auf 10% des Wertes im Inneren fällt, findet HOFSTADTER $t = 2,4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$. Für den Radius, bei dem die Dichte die Hälfte des Wertes im Inneren annimmt, gilt dabei $R_{1/2} = r_0 A^{1/3}$ mit $r_0 = 1,1 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$. Der experimentelle Wert² des Koeffizienten von $A^{2/3}$ in der WEIZSÄCKER-Formel gibt den Wert für die Oberflächenenergie pro Flächeneinheit oder die spezifische Oberflächenenergie S durch die Beziehung: $4\pi r_0^2 S = 17,8 \text{ MeV}$.

Die Abhängigkeit der Größen t und S von den Eigenschaften der Nukleonen und ihrer Wechselwirkung ist Gegenstand der theoretischen Arbeiten über

* D 7.

¹ Zusammenfassung: R. HOFSTADTER, Rev. Mod. Phys. **28**, 214 [1956].

² S. A. MOSZKOWSKI, Hdb. d. Phys. **39**, 416.