

Abb. 2. Gemessene einfache Spektren und theoretische Dreier-Zerfall-Spektren. (a) Gemessen vor der Resonanz bei $E_D = 145$ keV, (b) gemessen in der Resonanz bei $E_D = 163$ keV. (c) theoretisches Dreier-Zerfall-Spektrum für Phasenraumstatistik, (d) theoretisches Dreier-Zerfall-Spektrum nach DELVES⁶ für $l_1 = l_2 = 2$. — Die Maxima von (c) und (d) wurden willkürlich gleich hoch gewählt.

auf das 2,3-fache verglichen mit dem Wert bei 145 keV. Oberhalb der Resonanz (bei 190 keV) fällt dieses Verhältnis wieder auf den Anfangswert (in Übereinstimmung mit Messungen von GEER et al.⁵ bei 163 und bei 290 keV). — Auch die Form des Koinzidenzspektrums wird bei 190 keV wiederhergestellt.

Die Energieverteilung in einem Drei-Teilchen-Zerfall wurde bisher nur aus klassischen statistischen Überlegungen über die Dichte im Phasenraum gewonnen. Als Verteilungsfunktion der Energie ergibt sich bei homogener Dichte $f(\varepsilon) = \varepsilon^{1/2}(1-\varepsilon)^{1/2}$, dabei ist $\varepsilon = E/E_{\max}$ die reduzierte Energie eines Teilchens und $E_{\max} = \frac{2}{3}Q$ für drei Teilchen gleicher Masse (siehe Abb. 2, Kurve c). Eine Energieverteilung dieser Form wurde in unserer Reaktion nicht gefunden. Daraus kann aber nicht geschlossen werden, daß ein Drei-Teilchen-Zerfall nicht stattfindet: die Energieverteilung wird nämlich stark modifiziert, wenn man

1. die Drehimpulserhaltung,
2. den Dreikörper-Stoßparameter⁷,
3. die COULOMB-Kräfte

⁵ E. H. GEER, E. B. NELSON u. E. A. WOLICKI, Phys. Rev. **100**, 215 [1955].

⁶ L. M. DELVES, Nucl. Phys. **20**, 275 [1960].

⁷ F. T. SMITH, Phys. Rev. **120**, 1058 [1960].

berücksichtigt. In den Arbeiten von DELVES⁶ und SMITH⁷ wird gezeigt, daß die Punkte 1 und 2 eine Verteilungsfunktion

$$f(\varepsilon) = \varepsilon^{l_1+1/2}(1-\varepsilon)^{l_2+1/2}$$

ergeben, wenn $\vec{J} = \vec{l}_1 + \vec{l}_2$ der Gesamtdrehimpuls ist.

Die Anwendung auf $C^{12*}(16,11)$ mit $J=2, +$, $l_1 = l_2 = 2$ ergibt die in Abb. 2 wiedergegebene Kurve d mit einem Maximalwert bei $\varepsilon = 1/2$. Das gleiche Ergebnis erhält man, wenn die Symmetrie des aus drei α -Teilchen bestehenden Systems berücksichtigt wird. Die COULOMB-Barriere wird darüber hinaus Teilchen niedriger und hoher Energie unterdrücken. Das zugehörige Koinzidenzspektrum wird dann einen großen Drei-Teilchen-Anteil bei $\vartheta_2 = 120^\circ$ zeigen. Damit läßt sich eine Erklärung für die erhöhte Koinzidenzrate geben, und die früheren Winkelkorrelationsmessungen bei 163 keV (s. Anm.⁶) lassen sich neu interpretieren.

Unsere Messungen zeigen, daß ein großer Anteil der Zerfälle von $C^{12*}(16,11)$ MeV) nicht über das $Be^{8*} - 2,9$ MeV-Niveau erfolgt. Die Ergebnisse ließen sich auch erklären, wenn man ein weiteres Niveau oberhalb von 2,9 MeV annähme. Die Messungen der letzten Jahre^{8,9} sprechen aber gegen die Existenz eines Niveaus zwischen 2,9 und 11,4 MeV. Besondere Auswahlregeln müßten außerdem den Zerfall in dieses Niveau begünstigen, der aus anderen Anregungsstufen von C^{12*} bisher noch nicht beobachtet worden ist. Demgegenüber ergibt die Annahme eines Dreier-Zerfalls eine einfache Erklärung unserer Resultate nach der Theorie von DELVES⁶ und SMITH⁷. Hervorzuheben ist, daß der angenommene Dreier-Zerfall aus einem *scharfen* Niveau des Compoundkerns $C^{12*}(16,11)$ MeV) erfolgt.

Einer der Autoren (D.K.) ist den Mitgliedern des Kellogg Radiation Laboratory für Diskussionen über diese Arbeit während seines Aufenthalts am California Institute of Technology zu Dank verpflichtet. Die Arbeit wurde zu einem Teil durch das Bundesministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft und die Deutsche Forschungsgemeinschaft unterstützt.

⁸ R. MALM u. D. R. INGLIS, Phys. Rev. **92**, 1326 [1953].

⁹ R. E. HOLLAND, D. R. INGLIS, R. E. MALM u. F. P. MOORING, Phys. Rev. **99**, 92 [1955].

Zum Zerfall von Quecksilber-194

Von E. MERZ

Institut für Radiochemie der Kernforschungsanlage Jülich
(Z. Naturforschg. **16 a**, 1246—1247 [1961]; eingeg. am 17. Oktober 1961)

Das Nuklid ^{194}Hg wurde erstmals von BRUNNER et al. aufgefunden¹. Sie konnten in der von einem mit 55 MeV-Protonen bestrahlten Goldtarget abgetrennten

¹ J. BRUNNER, H. GUHL, J. HALTER u. H. J. LEISI, Helv. Phys. Acta **28**, 476 [1955].

Hg-Fraktion eine sehr schwache langlebige Radioaktivität nachweisen, die mit einer Halbwertszeit von ungefähr 130 Tagen abnahm. Da sie in der Probe nur die bekannten γ -Linien des ^{194}Au nachweisen konnten, ordneten sie die unbekannte Hg-Aktivität dem ^{194}Hg zu. Als wahrscheinlichen Zerfall nahmen sie den direkten Übergang vom Grundzustand des ^{194}Hg durch Elektroneneinfang in den Grundzustand von ^{194}Au an. Die Nachprüfung dieser Vermutungen sowie eine genaue Bestimmung der Halbwertszeit von ^{194}Hg waren der Gegenstand der vorliegenden Untersuchung.

Für unsere Untersuchungen stand uns ein gealtertes Hg-Präparat zur Verfügung, welches aus einem mit



400 MeV-Protonen bestrahlten Bleitarget abgetrennt wurde. Diese hochenergetischen Protonen erzeugen durch $(p, 3p \times n)$ -Reaktionen im Blei eine ganze Serie von instabilen Hg-Isotopen. Die meisten dieser Isotope haben jedoch relativ kurze Halbwertszeiten, so daß schon etwa 50 Tage nach dem Bestrahlungsende nur noch die Hg-Aktivitäten von ^{203}Hg ($T_{1/2}=47$ d) und die zu untersuchende Aktivität des ^{194}Hg übrigblieben. Zu diesem Zeitpunkt wurde die Hg-Probe nochmals sorgfältig von störenden Hg-Folgeprodukten gereinigt und dann über einen Zeitraum von 600 Tagen auf ihren Zerfall hin untersucht.

Die im Vergleich zu den neutronenarmen Hg-Isotopen mit geringerer Ausbeute gebildete ^{203}Hg -Aktivität war bereits nach 150 Tagen weitgehend zerfallen, so daß schließlich nur noch der reine Zerfall des ^{194}Hg übrig blieb. Die aus der gemessenen Zerfallskurve ermittelte Halbwertszeit des ^{194}Hg beträgt 146 ± 6 Tage. Die Zerfallskurve zeigte bis zum Abbruch der Messungen keine Abweichung von diesem Wert. Der Wert von 146 Tagen ist in relativ guter Übereinstimmung mit der von BRUNNER et al.¹ gemachten Abschätzung für die Halbwertszeit des ^{194}Hg mit etwa 130 Tagen.

Zur Messung der von dem Hg-Präparat emittierten γ -Strahlung wurde ein NaJ-Kristall von $50 \times 37 \text{ mm}^2$ in Verbindung mit einem 100-Kanal-Impulshöhenanalysator verwendet.

Neben der charakteristischen RÖNTGEN-Strahlung von Gold und Platin konnten nur die bekannten γ -Linien des ^{194}Au ² ($T_{1/2}=39$ h) mit Energien von 0,29; 0,33; 0,64 MeV und höher nachgewiesen werden. Zur eindeutigen Massenzuordnung der gemessenen 146-Tage-Hg-Aktivität wurde eine Hg-Au-Trennung durchgeführt und beide Proben unmittelbar nach der Abtrennung mit dem γ -Spektrometer auf ihre γ -Aktivität gemessen.

Abb. 1 zeigt das gemessene γ -Spektrum von reinem ^{194}Hg . Neben der charakteristischen RÖNTGEN-Strahlung von Gold mit einer Energie von 68,5 keV konnte keine γ -Strahlung beobachtet werden. Das gemessene γ -Spektrum deutet jedoch noch auf ein sehr schwaches γ -Kontinuum hin, dessen Endpunkt bei etwa 0,18 MeV liegt. Vermutlich handelt es sich um innere Bremsstrahlung, die hier beim Elektroneneinfangprozeß des ^{194}Hg auftritt³. Das Maximum dieses Kontinuums läßt sich jedoch infolge der Störung durch die in ihrer Intensität

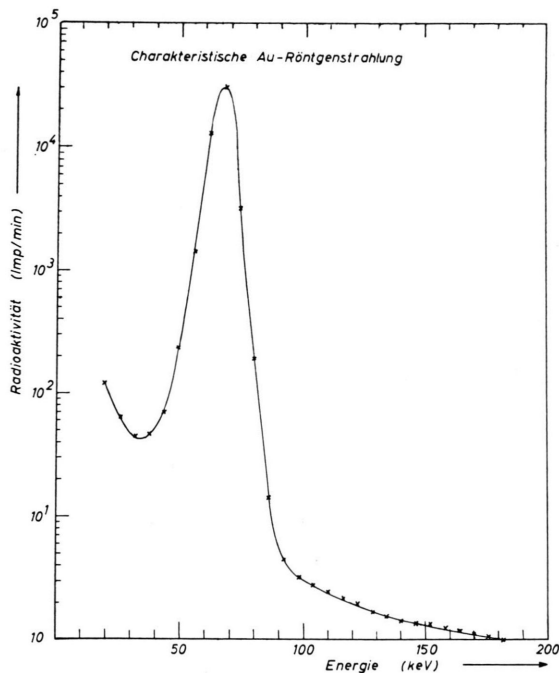


Abb. 1. γ -Szintillations-Spektrum von ^{194}Hg . (Nullrate abgezogen.)

viel stärkeren Au-Röntgen-Strahlung nicht ermitteln. Der Wert von 0,18 MeV für den Endpunkt des γ -Kontinuums stimmt sehr gut mit dem mit Hilfe der β -Zerfallssystematik theoretisch ermittelten Q -Wert für den Elektroneneinfang des ^{194}Hg von 0,2 MeV überein⁴. Sowohl der Anstieg der γ -Linien von ^{194}Au in der frisch von Goldaktivitäten gereinigten Hg-Fraktion sowie der Abfall der abgetrennten Au-Fraktion zeigten eindeutig den genetischen Zusammenhang zwischen der 146-Tage-Hg-Aktivität und der 39-h- ^{194}Au -Aktivität.

Da keine Vernichtungsstrahlung im γ -Spektrum des reinen ^{194}Hg beobachtet werden konnte, darf angenommen werden, daß das ^{194}Hg ausschließlich vom Grundzustand durch Elektroneneinfang direkt in den Grundzustand von ^{194}Au zerfällt. Die Grenze für einen Positronenzerfall ist $\leq 1\%$.

² M. T. THIEME u. E. BLEULER, Phys. Rev. **102**, 195 [1956].

³ P. MORRISON u. L. I. SCHIFF, Phys. Rev. **58**, 24 [1940].

⁴ Nuclear Data Sheets NRC 58-9-95, National Academy of Sciences, National Research Council 1958.