

wirkungsenergie mit $\alpha = e^2$

$$\sigma_{e, \mathcal{N}} \sim \alpha \{ | \langle V_C^e \rangle |^2 - | \langle V_0 \rangle |^2 \} \sim \sigma_{\bar{e}, \mathcal{N}}.$$

$$\sigma_{e, \mathcal{N}} = \sigma_{\bar{e}, \mathcal{N}}. \quad (2)$$

In jeder höheren Näherung folgt auch die Gleichheit von $\sigma_{e, \mathcal{N}}$ und $\sigma_{\bar{e}, \mathcal{N}}$. Wie in I bereits gezeigt wurde, gehen für den totalen und differentiellen (e, \mathcal{N})-Wirkungsquerschnitt die Faktoren von (2) in dieselben über wie für den totalen und differentiellen $\sigma_{\bar{e}, \mathcal{N}}$.

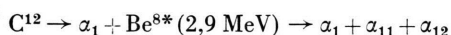
Drei-Alpha-Zerfall von $C^{12*}(16,11 \text{ MeV})$

Von D. DEHNHARD, D. KAMKE UND P. KRAMER

Physikalisches Institut der Universität Marburg

(Z. Naturforschg. 16 a, 1245—1246 [1961]; eingeg. am 16. Oktober 1961)

Das α -Spektrum und das p- α -Koinzidenzspektrum der Kernreaktion $B^{11}(p, \alpha)$ wurden untersucht. Innerhalb der Resonanz bei $E_p = 163 \text{ keV}$ kann das Koinzidenzspektrum nicht vollständig dem bisher angenommenen Zerfallsschema¹



zugeschrieben werden; dort lassen sich die Ergebnisse durch den gleichzeitigen Zerfall von C^{12*} in drei α -Teilchen erklären. Unterhalb und oberhalb der Resonanz dagegen sind sie in Einklang mit dem Kaskaden-Zerfallsschema.

Das ursprüngliche Ziel dieser Arbeit war die nähere Untersuchung der schon früher gefundenen Veränderungen des α -Spektrums in der Nähe der 163 keV-Resonanz^{2, 3}.

Zur Messung wurden zwei α -Zähler Z_1 und Z_2 (CsJ, 5% energetisches Auflösungsvermögen für Po^{210} - α -Teilchen) in Koinzidenz ($0,2 \mu s$ Auflösungszeit) benutzt. Die Zähleranordnung läßt sich am bequemsten durch die Angabe der EULERSchen Winkel⁴ beschreiben. R_0, R_1, R_2 seien die Richtungen von Protonenstrahl, Target- Z_1 , Target- Z_2 mit $R_0 = (0, \vartheta_0, 0)$, $R_1 = (0, 0, 0)$, $R_2 = (\frac{1}{2}\pi, \vartheta_2, 0)$. Der Winkel $\vartheta_2 = 130^\circ$ wurde fest eingestellt und ϑ_0 variiert. Wenn der Zerfall über $Be^{8*}(2,9 \text{ MeV})$ führt, erhält man für alle Werte von ϑ_0 zwei breite Linien, α_{11} bei 2,6 MeV und α_1 bei 3,9 MeV, deren Formen durch die Kinematik des Zerfalls und durch die Breite des Be^{8*} -Niveaus bestimmt sind.

Die p- α -Korrelation sollte sich in der Abhängigkeit der $\alpha_1\alpha_{11}$ - (bzw. der $\alpha_{11}\alpha_1$)-Koinzidenzrate vom Winkel ϑ_0 äußern. Koinzidenzen zwischen α -Teilchen aus dem Übergang zum Grundzustand des Be^8 sind bei $\vartheta_2 = 130^\circ$ unmöglich, Koinzidenzen zwischen α_{11} und α_{12} können vernachlässigt werden, da die Energie eines

Damit ist auch (außer der gegebenen Invarianz von (III.7), (III.8) und (III.13) gegenüber $e \rightarrow \bar{e}$ an Hand eines für die inelastische Elektronen- bzw. Positronenstreuung am Atomkern naheliegenden Modells die volle Symmetrie des Einflusses des endlichen ausgedehnten Kerns beim Übergang Elektron \rightarrow Positron gezeigt.

Herrn Prof. W. C. BARBER (High-Energy Physics Laboratory, Stanford, Calif.) danke ich herzlich für die Anregung, die zu dieser Untersuchung geführt hat.

der beiden α -Teilchen unterhalb der Zählerschwelle (bei etwa 1 MeV) liegt.

Bei festem ϑ_2 wurde ϑ_0 zwischen 45° und 150° variiert, dabei wurde das einfache Spektrum und das Koinzidenzspektrum unterhalb, oberhalb und in der Resonanz gemessen. Unterhalb (145 keV) und oberhalb (190 keV) tragen vor allem die Ausläufer der 675 keV ($J=2, -$) und der 1388 keV ($J=1, -$)-Resonanz zum Wirkungsquerschnitt bei, während der Anteil der 163 keV ($J=1, +, \Gamma=5 \text{ keV}$)-Resonanz klein ist. Bei 145 keV (Targetdicke 50 keV) fanden wir das Koinzidenzspektrum Abb. 1, Kurve a. Es zeigt die erwartete Form und bestätigt damit das Kaskadenschema. Als Koeffizienten der p- α -Korrelation

$$W(\vartheta_0, \vartheta_2) = 1 + a_1(\vartheta_2) \cos \vartheta_0 + a_2(\vartheta_2) \cos^2 \vartheta_0$$

ergaben sich $a_1(130^\circ) = 0,9 \pm 0,1$; $a_2(130^\circ) = 0,1 \pm 0,1$.

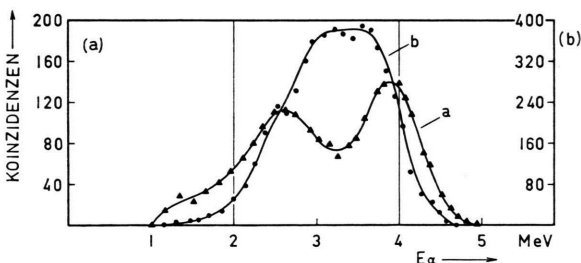


Abb. 1. Gemessene Koinzidenzspektren: (a) unterhalb der Resonanz bei $E_p = 145 \text{ keV}$, (b) in der Resonanz bei $E_p = 163 \text{ keV}$. — In beiden Fällen gleiche Monitorrate.

Innerhalb der 163 keV-Resonanz (Targetdicke 4 keV, wodurch der Anteil der höherliegenden Resonanzen auf etwa 15% reduziert wird) fanden wir das in Abb. 1, Kurve b dargestellte, völlig veränderte Koinzidenzspektrum, dessen Ursache in einem veränderten Zerfallsschema zu suchen ist. Immerhin ergibt das gemessene einfache Spektrum noch einen Beitrag des Kaskadenzerfalls von $50 \pm 20\%$ (Abb. 2, Kurve b verglichen mit Kurve a).

Die Gesamtzahl der Koinzidenzen bei 163 keV, bezogen auf die Zahl aller C^{12*} -Zerfälle, steigt bei 163 keV

¹ Dieses Zerfallsschema wurde neuerdings für höhere Protonenenergien bestätigt durch E. H. BECKNER, C. M. JONES u. G. C. PHILLIPS, Phys. Rev. 123, 255 [1961].

² D. KAMKE, Z. Phys. 156, 603 [1959].

³ H. WERNER, Dissertation, Freiburg i. Br. 1959.

⁴ S. DEVONS u. L. J. B. GOLDFARB, Angular Correlations, Handbuch d. Phys. XLII 1957, herausgeg. von S. FLÜGGE.



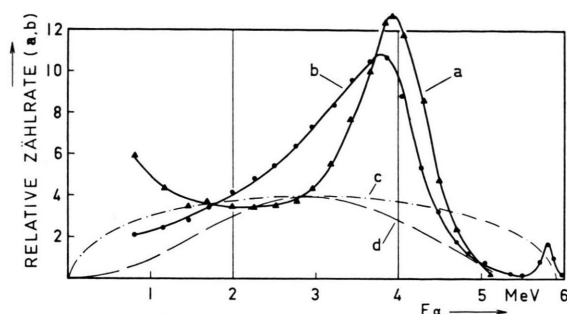


Abb. 2. Gemessene einfache Spektren und theoretische Dreier-Zerfall-Spektren. (a) Gemessen vor der Resonanz bei $E_p = 145$ keV, (b) gemessen in der Resonanz bei $E_p = 163$ keV. (c) theoretisches Dreier-Zerfall-Spektrum für Phasenraumstatistik, (d) theoretisches Dreier-Zerfall-Spektrum nach DELVES⁶ 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. ⁵) 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. Naturforsch. **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

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

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