

sind. Wir verwendeten aber die Matrixelemente $p_{vv'}$ und die Eigenwerte $b_{v\sigma}$, die in diesen Tabellen angegeben werden, zur Bildung der Summen. Sie folgen aus einer Störungsrechnung vierter Ordnung bei Molekülen

$$\frac{(p_i p_i) (p_j p_j)}{\Delta_i (\Delta_i + \Delta_j) \Delta_j} = \sum'_{v_i} \sum'_{v_j} \frac{(v_i \sigma_i | p_i | v_i' \sigma_i) (v_i' \sigma_i | p_i | v_i \sigma_i) (v_j \sigma_j | p_j | v_j' \sigma_j) (v_j' \sigma_j | p_j | v_j \sigma_j)}{(b_{v_i \sigma_i} - b_{v_i' \sigma_i}) (b_{v_i \sigma_i} - b_{v_i' \sigma_i} + b_{v_j \sigma_j} - b_{v_j' \sigma_j}) (b_{v_j \sigma_j} - b_{v_j' \sigma_j})}.$$

(In dieser Tabelle: $v_i = v_j = 0$.)

Es gilt noch: $(p_i p_i) (p_j p_j) / (\Delta_i^2 (\Delta_i + \Delta_j)) = (p_i p_i) (p_j p_j) / ((\Delta_i + \Delta_j) \Delta_j^2)$, falls alle Teile der Summe einer einheitlichen Spezies A oder E zugehören.

Die zweite Zeile der Tabelle gibt an, welches Niveau – angegeben durch die zugeordnete Speziesbezeich-

nung mit zwei symmetrischen Teilkreisen und müssen in entsprechend gelegenen Fällen zur Bestimmung der Torsionsfeinstruktur hinzugezogen werden. Die Bezeichnungsweise entspricht der früher¹ benutzten. So ist z. B.

nung – durch die Störsumme der betreffenden Spalte beeinflußt wird.

Die Rechnungen wurden mit einer elektronischen Rechenanlage Z 22 in einer neunstelligen Gleitkommaarithmetik ohne Rundung ausgeführt. Die Schreibweise der Zahlen ist halblogarithmisch.

Wir danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die uns die Arbeiten auf diesem Gebiet ermöglichte.

Untersuchung der Lebensdauer angeregter Kernniveaus von Ca⁴²

Von D. BLOESS und F. MÜNNICH

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule
Braunschweig

(Z. Naturforsch. **18 a**, 671–672 [1963]; eingegangen am 3. April 1963)

Kerne in der Nähe doppelt abgeschlossener Schalen sind theoretisch von besonderem Interesse, weil bei ihnen das Schalenmodell in seiner erweiterten Form einen guten Ausgangspunkt liefert für die Berechnung der Kerneigenschaften. Außerdem ist es möglich, je nach der Anzahl der Nukleonen in der nicht abgeschlossenen Schale, den Einfluß anderer Kernmodellvorstellungen, z. B. kollektiver Anregungen, mit Voraussagen des Schalenmodells in Verbindung zu bringen. Dies gilt vor allem für die Isotope des Ca, bei denen nach dem einfachen Schalenmodell $f_{7/2}$ -Neutronen miteinander gekoppelt sind, während die 20 Protonen eine stabile Konfiguration bilden. Aus diesem Grunde wurden über diese Isotope verschiedene theoretische Untersuchungen durchgeführt (Literaturangaben bei McCULLEN und KRAUSHAAR¹). Für die theoretische Behandlung der Kerneigenschaften ist es jedoch wichtig, daß genügend genaues experimentelles Material über die betreffenden Kerne vorliegt. Nun wurde von SIMMS et al.² die Lebensdauer des zweiten angeregten Niveaus von Ca⁴² gemessen; vgl. Niveauschema nach Abb. 1. Dieser Übergang ist auch aus anderen Gründen theoretisch interessant, da es sich hier um einen 0^+ -Zustand handelt; elektrische Monopolübergänge liefern bekanntlich eine Aussage über die Kernstruktur.

Die Messung der Lebensdauer dieses Zustands ist schwierig; jedenfalls dann, wenn man eine hinreichende Meßgenauigkeit erreichen möchte. SIMMS et al. konnten jedoch mit Hilfe einer sehr eleganten Methode, die die

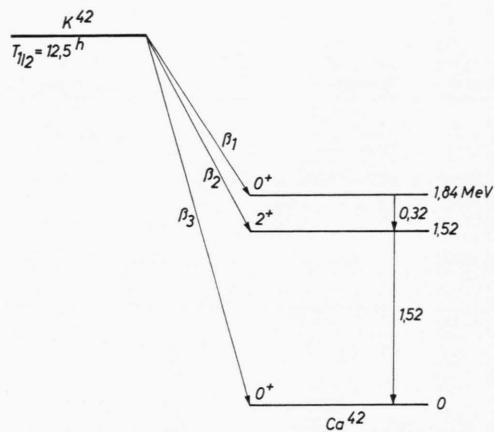


Abb. 1. Vereinfachtes Zerfallsschema von K⁴² (nach Nuclear Data Sheets, NRC 60-6-3). β_1 : 1,71 MeV; 0,18%; β_2 : 2,03 MeV; 17,7%; β_3 : 3,55 MeV; 82%.

üblichen Fehlerquellen, wie sie bei solchen Messungen auftreten, stark reduzieren, die Halbwertszeit dieses Zustands bestimmen. Der von ihnen gemessene Wert beträgt $T_{1/2} = (3,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-10}$ sec. Voraussetzung für die Messung war jedoch, daß die Lebensdauer des ersten angeregten Niveaus bei 1,52 MeV sehr viel kleiner ist als die des zweiten angeregten Niveaus; im Prinzip wurde nämlich nach dem gewählten Meßverfahren eigentlich die Differenz beider Lebensdauern bestimmt. Da aus theoretischen Gründen zu erwarten ist, daß die Lebensdauer des ersten Niveaus etwa 10^{-13} sec beträgt, war diese Voraussetzung als erfüllt anzusehen.

Im Widerspruch dazu wurde jedoch von PANCHOLI und SAHA³ die Halbwertszeit des ersten angeregten Niveaus bei 1,52 MeV experimentell zu $T_{1/2} = (1,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-9}$ sec gemessen, und zwar mit einer neu ent-

¹ J. D. McCULLEN u. J. J. KRAUSHAAR, Phys. Rev. **122**, 555 [1961].

² P. C. SIMMS, N. BENCZER-KOLLER u. C. S. Wu, Phys. Rev. **121**, 1169 [1961].

³ S. C. PANCHOLI u. N.K.SAHA, Nucl. Instrum. **14**, 189 [1962].



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.

This work has been digitized 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.

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.

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.

wickelten Koinzidenzanordnung. Das Meßverfahren bestand in der bekannten Methode der Verschiebung des Schwerpunkts der verzögerten Kurve gegenüber der prompten Kurve.

Auf Grund dieses Tatbestands erschien es notwendig, die Messungen nochmals zu wiederholen, um diese Widersprüche zu klären. Die vorliegenden Untersuchungen wurden durchgeführt mit einer *Slow-Fast*-Anordnung unter Verwendung eines transistorisierten *Time-to-Pulse Height Converters*. Nähere Einzelheiten über das experimentelle Verfahren finden sich bei BLOESS et al.⁴ und BLOESS⁵.

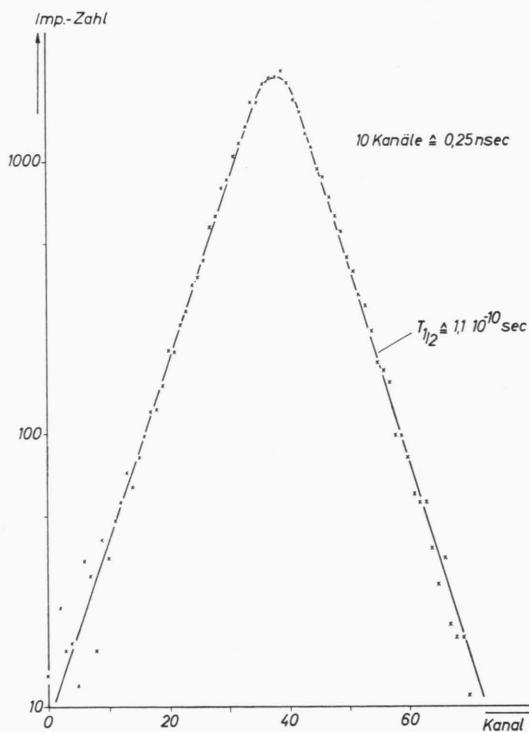


Abb. 2. Impulszahl-Zeit-Spektrum für die Messung der Lebensdauer des 1,52 MeV-Niveaus.

Abb. 2 zeigt das Impulszahl-Zeit-Spektrum, das der *Time-to-Pulse Height Converter* liefert, aufgenommen mit einem Vielkanalanalysator, und zwar bei der Messung der Lebensdauer des ersten angeregten Zustands von Ca⁴². Die Flanken dieser Kurve haben eine Steilheit, die einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = (1,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-10} \text{ sec}$ entspricht. Damit ist erwiesen, daß die Halbwertszeit dieses Niveaus $\leq 1,1 \cdot 10^{-10} \text{ sec}$ ist. Die Voraussetzungen, die SIMMS et al. für ihre Messungen annehmen mußten, sind somit erfüllt. Das Resultat von PANCHOLI und SAHA dürfte zu deuten sein durch die bekannten Fehler, die aus apparativen Gründen bei der Anwendung der Schwerpunktsverschiebungsmethode leicht auftreten können.

⁴ D. BLOESS, A. KRUSCHE, F. MÜNNICH u. W. OETZMANN, Nucl. Instrum. **21**, 113 [1963].

⁵ D. BLOESS, Dissertation, Braunschweig 1963.

Der Vollständigkeit halber wurde außerdem nochmals die Lebensdauer des zweiten Niveaus bei 1,84 MeV gemessen. Da hier das übliche Verfahren verwendet wurde, das der Methode von SIMMS et al. deutlich unterlegen ist, konnte natürlich keine allzu große Meßgenauigkeit erwartet werden. Abb. 3 zeigt das Resultat dieser Messung. Der hohe Anteil an prompten Koinzidenzen ist zurückzuführen auf den Übergang aus dem 1,52 MeV-Niveau. Die Auswertung liefert als Halbwertszeit des zweiten angeregten Zustands $T_{1/2} = (4,2 \pm 1,1) \cdot 10^{-10} \text{ sec}$, in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis von SIMMS et al.

Die Halbwertszeiten wurden in der vorliegenden Untersuchung stets aus der Steilheit der verzögerten Kurven berechnet. Diese Methode ist bekanntlich in all den Fällen, in denen sie anwendbar ist, am zuverlässigsten. Damit ist gezeigt, daß das Ergebnis von SIMMS et al. zutrifft, während die Lebensdauer des ersten angeregten Niveaus von Ca⁴² kleiner ist als 10^{-10} sec , wie es theoretisch auch zu erwarten ist.

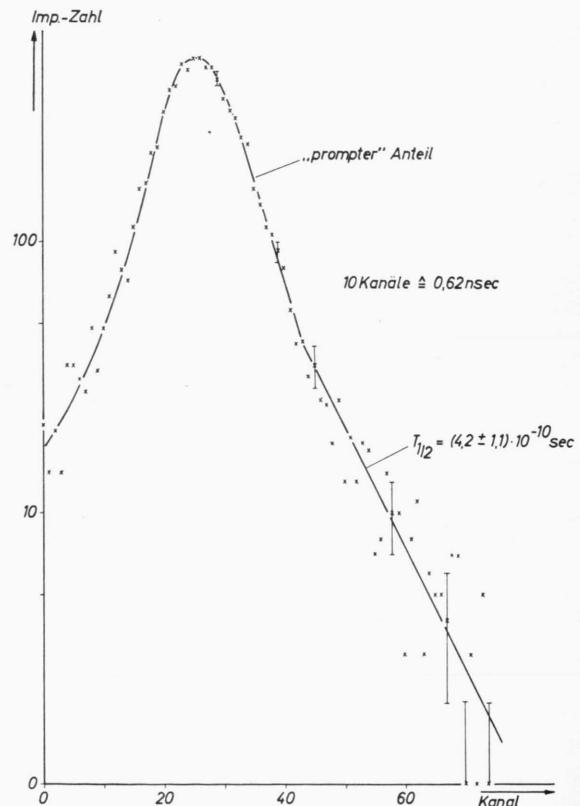


Abb. 3. Impulszahl-Zeit-Spektrum für die Messung der Lebensdauer des 1,84 MeV-Niveaus.

Wir danken Herrn Prof. Dr. G. CARIO für sein förderndes Interesse bei der Durchführung dieser Arbeit. Das Bundesministerium für Atomkernenergie ermöglichte diese Untersuchung durch die Bereitstellung von Mitteln, wofür wir ebenfalls danken möchten.