

Integrale Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{11}\text{B}(n,\alpha)^8\text{Li}(\beta)^8\text{Be}^*(2\alpha)^*$

W. SCOBEL und M. BORMANN

I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg

(Z. Naturforsch. 25 a, 1406—1410 [1970]; eingegangen am 15. Juli 1970)

Integral Cross Sections of the Reaction $^{11}\text{B}(n,\alpha)^8\text{Li}(\beta)^8\text{Be}^*(2\alpha)$

The excitation function of the reaction $^{11}\text{B}(n,\alpha)^8\text{Li}(\beta)^8\text{Be}^*(2\alpha)$ has been measured for neutrons with energies between 15.5 and 19 MeV. The reaction was identified by the α -decay of the $^8\text{Be}^*$ occurring with the lifetime of the residual nucleus ^8Li . The detector for the α -particles was a gridded ionization chamber.

I. Einleitung

Der β -Zerfall des ^8Li ($T_{1/2} \approx 0,85$ sec) und der mit einer Halbwertszeit von 10^{-16} sec folgende Zerfall des Tochterkerns ^8Be in zwei α -Teilchen sind wegen ihrer bemerkenswerten Eigenschaften seit Jahren Gegenstand experimenteller und theoretischer Arbeiten¹⁻⁶. Besonderes Interesse galt dabei dem ersten angeregten, breiten Niveau des ^8Be bei 2,9 MeV, das vorwiegend bevölkert wird⁷; der Grundzustand, der um 95 keV ungebunden ist, wird von weniger als 1% der Übergänge erreicht⁸.

Wegen des hohen Q -Wertes des β -Übergangs von 16,0 MeV bewirkt die Leptonenemission eine Abweichung des α -Zerfalls von der diametralen Emission zweier α -Teilchen gleicher Energie, die bei einer Gesamtenergie des α -Zerfalls von 3 MeV (6 MeV) zu maximalen Abweichungen von $7,5^\circ$ ($10,5^\circ$) im Winkel und 270 keV (380 keV) von der Gleichverteilung der Energie führt. Diese Werte werden allerdings nur selten erreicht, da sie bei paralleler Emission der beiden Leptonen auftreten, der ^8Li -Zerfall aber als erlaubter GT-Übergang die antiparallele Emission bevorzugt.

Die Gesamtheit dieser bisher durchgeführten Untersuchungen am ^8Li und ^8Be hat zu einer detaillierten Kenntnis des $^8\text{Li}(\beta)^8\text{Be}^*(2\alpha)$ -Übergangs geführt, so daß umgekehrt die Möglichkeit besteht, charakteristische Eigenschaften des Zerfalls zum

Nachweis für die Entstehung des ^8Li als Restkern in Kernreaktionen auszunutzen. Dieser Gedanke liegt der vorliegenden Arbeit zugrunde, in der die Reaktion $^{11}\text{B}(n,\alpha)^8\text{Li}$, ausgelöst von Neutronen mit Energien zwischen 15,5 und 19 MeV, untersucht wird.

Dabei ist zu beachten, daß der Restkern ^8Li , sobald er höher als 2,03 MeV angeregt zurückbleibt, in $^7\text{Li} + n$ zerfallen kann. Die Zustände oberhalb 3 MeV scheinen praktisch ausschließlich auf diesem Wege ihre Energie abzugeben⁹, und auch die Neutronenemissionswahrscheinlichkeit des 2. angeregten Niveaus bei 2,26 MeV ist groß gegen die des γ -Übergangs¹⁰. Übergänge auf diese Niveaus tragen also nicht meßbar zur Reaktion $^{11}\text{B}(n,\alpha)^8\text{Li}(\beta)^8\text{Be}^*(2\alpha)$, die im folgenden kürzer als $^{11}\text{B}(n,\alpha)^8\text{Li}$ bezeichnet wird, bei.

II. Verfahren und Apparatur

Die Messungen wurden am hiesigen 2,5 MV-Van de Graaff-Generator mit der in Abb. 1 skizzierten Anordnung durchgeführt. Als Neutronenquelle dient die an einem wassergekühlten Tritium-Titan-Target ausgelöste Reaktion $\text{T}(d,n)^4\text{He}$. 84 mm vom Tritiumtarget entfernt befindet sich das Bortarget in dem Detektor für die α -Teilchen des ^8Be -Zerfalls, einer Doppel-Gitterionisationskammer zylindrischer Geometrie¹¹, deren Symmetrieachse mit der Deuteronenstrahlrichtung zusammenfällt. Hinter dem Analysiermagneten ist ein mechanischer Chopper in das Strahlrohr eingefügt, der den Deuteronenstrahl abwechselnd für etwa 1,5 sec unter-

Sonderdruckanforderungen an Dr. W. SCOBEL, I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, D-2000 Hamburg 36, Jungiusstraße 9.

* Diese Arbeit wurde aus Mitteln des Bundesministeriums für wissenschaftliche Forschung gefördert.

¹ F. C. BARKER u. P. B. TREACY, Nucl. Phys. **38**, 33 [1962].

² J. DARVAS, Z. Naturforsch. **18a**, 569 [1963].

³ R. LIPPERHEIDE, Nucl. Phys. **77**, 527 [1966].

⁴ W. GRUHLE, K. H. LAUTERJUNG, B. SCHIMMER u. U. SCHMIDT-ROHR, Nucl. Phys. **74**, 129 [1965].

⁵ W. GRUHLE, K. H. LAUTERJUNG, B. SCHIMMER u. U. SCHMIDT-ROHR, Nucl. Phys. **42**, 321 [1963].

⁶ B. J. FARMER u. C. M. CLASS, Nucl. Phys. **15**, 626 [1960].

⁷ D. E. ALBURGER, P. F. DANOVAN u. D. H. WILKINSON, Phys. Rev. **132**, 334 [1963].

⁸ J. F. VEDDER, Report UCRL 8324 [1958].

⁹ A. M. POSKANZER, R. A. ESTERLUND u. R. MCPHERSON, Phys. Rev. Lett. **15**, 1030 [1965].

¹⁰ T. LAURITSEN u. F. AJZENBERG-SELOVE, Nucl. Phys. **78**, 1 [1966].

¹¹ W. SCOBEL, wird veröffentlicht in Nucl. Instr. & Meth.



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.

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.

This work has been digitalized 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.

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.

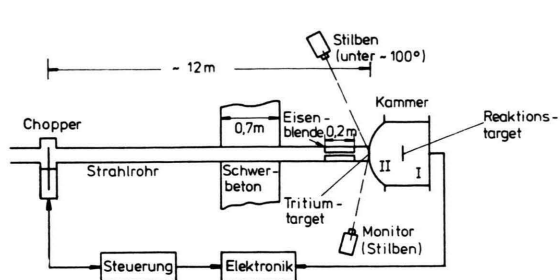


Abb. 1. Meßanordnung. I bezeichnet die vordere, II die hintere Teilionisationskammer.

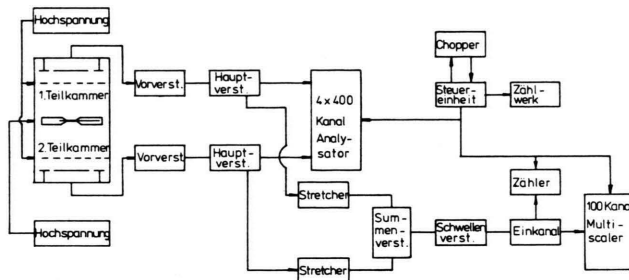


Abb. 2. Blockschaltbild der Elektronik.

bricht und freigibt 11 ; eine gleichzeitig betätigte Lichtschranke steuert die an die Ionisationskammern angeschlossene Elektronik, die dadurch nur bei Strahlunterbrechung geöffnet ist. Der unvermeidliche Fluß thermischer und mittelschneller Neutronen aus der $\text{D}(\text{d},\text{n})^3\text{He}$ -Reaktion insbesondere an dem in die Chopperscheibe eingeschlossenen Deuterium ließ sich durch Abschirmungen derart vermindern, daß in den Halbperioden der Strahlunterbrechung keine störenden neutroneninduzierten Reaktionen auftraten.

Durch Variation der Deuteronenenergie von 0,4 bis 2,6 MeV konnte der Neutronenenergiebereich von 15,5 bis 19 MeV erfaßt werden. Der Neutronenfluß wurde mit zwei $1'' \times 1''$ -Stilbenkristallen gemessen, wobei eine Diskriminierung der Rückstoßprotonen gegen γ -Quanten nach der Methode der Raumladungsbegrenzung erfolgte, und über die Winkelverteilung der $\text{T}(\text{d},\text{n})^4\text{He}$ -Reaktion 12 unter Berücksichtigung des Energieverlustes der Deuteronen im Target in den Fluß am Ort des Bortargets umgerechnet. Die notwendigen Korrekturen für die Neutronenflußschwächung in der Wasserkühlung des Tritiumtargets, in der Wandung der Ionisationskammer und durch die Rückstreuung der Ionisationskammer wurden experimentell bestimmt und blieben im gesamten Energiebereich unter 5%.

Die Doppel-Gitterionisationskammer besteht aus zwei Teilkammern in einem Gasbehälter von insgesamt 8 l Volumen; die beiden Teilsysteme besitzen eine gemeinsame kreisförmige Kathode, in der das Bortarget sowie Leertargets und Eichpräparate von außen bedienbar eingearbeitet sind. Beiderseits der Kathode befinden sich je 1 Gitter, 1 Collector und 1 geerdeter Schutzring. Die Collectoren liegen über die Eingangswiderstände der ladungsempfindlichen Vorverstärker auf Erdpotential. Die Kammer arbeitet mit einem Gemisch von 95% Argon mit 5% Methan bei einem Gesamtdruck von 2–3 Atmosphären sowie Feldstärken von rund 10^3 V/cm am Collector und $5 \cdot 10^2$ V/cm an der Kathode. Die Energieauflösung jedes der beiden Systeme betrug während der Messung etwa 25 keV für ein $3,18 \text{ MeV}^{148}\text{Gd}-\alpha$ -Präparat. Das Bortarget bestand aus einer $0,55 \mu$ dicken Nickelfolie, auf die auf einer Kreis-

fläche von 10 cm^2 eine $202 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Schicht angereicherten Bors ($98,5\% \text{ }^{11}\text{B}$, $1,5\% \text{ }^{10}\text{B}$) aufgedampft war.

Da der Restkern der $^{11}\text{B}(n,\alpha)^8\text{Li}$ -Reaktion, der durch den Rückstoß durchweg aus dem Target heraus in den Gasraum geschleudert wird, nur in etwa 75% der Ereignisse auf Grund seiner positiven Ladung zur Kathode zurückkehrt und dort zerfällt, während etwa 25% der Zerfälle durch vorzeitige Deionisation und nachfolgende Diffusion im Gasraum stattfinden, läßt sich ein ^8Be -Zerfall nicht allgemein durch koinzidentes Auftreten zweier α -Teilchen beiderseits des Targets identifizieren 13 . Aus diesem Grunde wurde mit der in Abb. 2 gezeigten Elektronik gemessen.

Die beiden linearen Zweige führen von den Ionisationskammern auf einen 4×400 -Kanal-Analysator. Koinzident eintreffende Ereignisse, die zudem über internen Schwellen (zur Diskriminierung gegen neutroneninduzierte β - und γ -Aktivitäten im Kammermaterial) liegen, gelangen in das dritte bzw. vierte Quartal; nicht koinzidente Anteile der beiden Spektren werden in das erste bzw. zweite Quartal sortiert. Außerdem werden die Ausgänge der linearen Zweige aufsummiert und in einen in „multiscaler“-Funktion arbeitenden 100-Kanal-Analysator als Abklingkurve mit einer Kanalbreite von 0,02 sec registriert. Das Zählwerk zeigt die Umläufe des Choppers, der seinerseits alle registrierenden Geräte steuert, an.

Abbildung 3 zeigt als Beispiel drei der vier Spektren des 1600-Kanals für den Meßpunkt $E_n = 16,18 \text{ MeV}$. Die meisten Ereignisse fallen wegen der vorzugsweisen Emission des Restkerns ^8Li in Vorwärtsrichtung in das nicht koinzidente Spektrum der vorderen Kammer; dieses zeigt das breite Maximum des ^8Be -Zerfalls bei 1,5 MeV aus dem Nachweis eines α -Teilchens, an der hochenergetischen Flanke überlagert von der 3 MeV-Gruppe, die dem Zerfall eines neutralisierten ^8Li im Gasraum entspricht.

Derartige Spektren wurden, teilweise mehrfach, für 18 Neutronenenergien jeweils solange aufgenommen, bis die Zahl der Ereignisse mindestens 2500 betrug, was nach größenordnungsmäßig 10^4 Umläufen des

12 S. J. BAME JR. u. J. E. PERRY JR., Phys. Rev. **107**, 1616 [1957].

13 W. SCOBEL, Z. Naturforsch. **24 a**, 289 [1969].

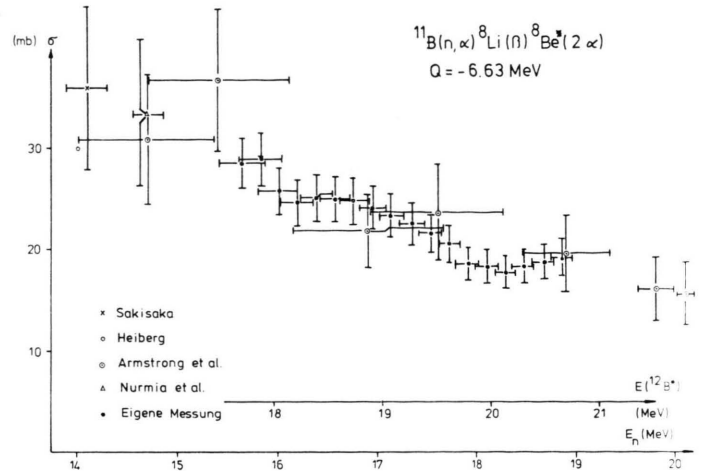
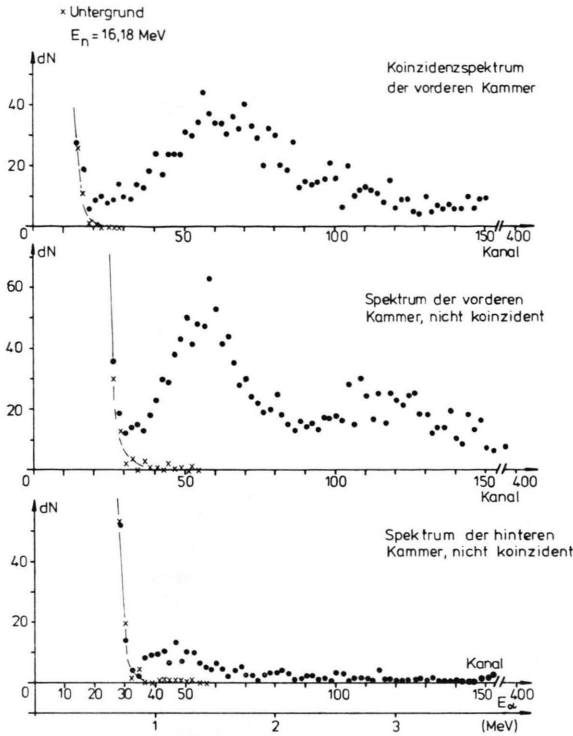


Abb. 4. Anregungsfunktion der Reaktion $^{11}\text{B}(n, \alpha) {}^8\text{Li}(\beta^-) {}^8\text{Be}^*(2\alpha)$.

← Abb. 3. Impulshöhenspektrum des ${}^8\text{Be}$ -Zerfalls in der Reaktion $^{11}\text{B}(n, \alpha) {}^8\text{Li}(\beta^-) {}^8\text{Be}^*(2\alpha)$.

Choppers erreicht war. Entsprechende Messungen mit einem Leertarget erbrachten eine Untergrundkorrektur von 5%–10%, die größtenteils von der α -, β - und γ -Aktivität des Kammermaterials herrührte.

III. Auswertung und Meßergebnisse

Unter den Voraussetzungen, daß der Neutronenfluß Φ_0 jeweils während eines Aktivierungsintervalls als konstant angesehen werden darf und die Zahl u der Chopperumläufe groß gegen 1 ist, gilt für den Wirkungsquerschnitt σ ¹¹:

$$\sigma = \frac{\sum_{i=1}^u N_i}{n f_0 \sum_{i=1}^u \Phi_0^i}$$

und

$$\sigma = \frac{\sum_{i=1}^u \left. \frac{dN_i}{dt} \right|_0}{n f_0 \sum_{i=1}^u \Phi_0^i} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda T_2}}{\lambda}$$

mit

$$f_0 = \frac{e^{-\lambda t_1}}{\lambda} \cdot \frac{(1 - e^{-\lambda T_1})(1 - e^{-\lambda T_2})}{1 - e^{-\lambda(T_1 + T_2 + t_1 + t_2)}}.$$

Darin bedeuten:

Φ_0^i = mittlerer Neutronenfluß auf dem Target im i -ten Aktivierungsintervall,

N_i = Zahl der Zerfälle, die durch Φ_0^i induziert werden,

$\left. \frac{dN_i}{dt} \right|_0$ = durch Φ_0^i verursachte Anfangsaktivität, bezogen auf die Endpunkte der Aktivierungsintervalle,

T_1 = Aktivierungsintervall,

T_2 = Auszählintervall,

t_1, t_2 = Pausen zwischen T_1 und T_2 bzw. T_2 und T_1 ,

λ = Zerfallskonstante des ${}^8\text{Li}$ -Zerfalls,

n = Zahl der Targetkerne.

Aus den aufgenommenen Spektren lassen sich die Summe der N_i durch Integration von einer unteren Schwelle an und die Summe der Aktivitäten $dN_i/dt|_0$ durch Analyse der Abklingkurven mit dem Anpassungsprogramm AKAN¹⁴ ermitteln. Diese Werte bedürfen mehrerer Korrekturen:

Durch den Energieverlust der α -Teilchen des ${}^8\text{Be}$ -Zerfalls im Target fallen 8%–11% der Ereignisse unter die eingestellten Schwellen und gehen verloren. Die erforderliche Korrektur wurde mit einer Monte Carlo-Rechnung durchgeführt, die als wesent-

¹⁴ C. ABELS, H. BISSEM, M. BORMANN, B. LAMMERS u. E. MAGIERA, Nucl. Instr. & Meth. **76**, 103 [1969].

liche Eingabedaten die Diskriminatorschwellen, das ^8Be -Zerfallsspektrum^{4, 7} und Energie-Reichweite-Beziehungen für α -Teilchen und ^8Li -Kerne im Targetmaterial und im Kammergas verlangte¹⁵⁻¹⁷. Vereinfachend wurde angenommen, daß der Zerfall des ^8Be diametral in zwei α -Teilchen gleicher Energie erfolgt und daß die Winkelverteilung von $^{11}\text{B}(n,\alpha)^8\text{Li}$ im Schwerpunktsystem isotrop ist; die letzte Annahme wird später gerechtfertigt, sie beeinflusst die Korrektur zudem kaum.

Der Anteil der ^8Li -Kerne, die durch Diffusion das Zählvolumen der Kammer vorzeitig verlassen, wurde aus der Diffusionsgleichung mit der Diffusionskonstanten $D = 0,35 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ für ^8Li in Argon¹⁸ zu $1,5 \pm 1\%$ abgeschätzt. Von den verschiedenen gleichzeitig ablaufenden Reaktionen brauchte nur $^{10}\text{B}(n_{\text{th}},\alpha)^7\text{Li}$, ausgelöst in den Auszählintervallen von thermischen Neutronen, berücksichtigt zu werden. Ihr Beitrag wurde aus einer Messung mit einem $^{\text{nat}}\text{B}$ -Target zu 1% ermittelt.

Die Unsicherheiten in diesen Korrekturen führen zusammen mit den statistischen Fehlern und der Berücksichtigung des Untergrundes zu einem Fehlerbeitrag von 5–6%. Dazu kommen Fehler der Neutronenflußbestimmung (4%) und Inkonzanz des Flusses während der Aktivierung (1%), der Zahl der Targetkerne (4%) und der Größe f_0 (1%), so daß die Wirkungsquerschnitte mit einer Unsicherheit von rund 9% behaftet sind.

Die aus den Energiespektren bestimmten Wirkungsquerschnitte sind in¹⁹ zahlenmäßig gegeben und in Abb. 4 gegen die Neutronenenergie aufgetragen; weiterhin enthält die Abbildung die Ergebnisse von SAKISAKA²⁰, NURMIA et al.²¹ und HEIBERG²² für 14 MeV-Neutronen sowie die von ARMSTRONG et al.²³ mit Kernphotoplaten aufgenommene Anregungsfunktion. In Abb. 5 ist das zur Kontrolle ermittelte Verhältnis der aus Abklinganalyse und Energiespektren erhaltenen Wirkungsquerschnitte dargestellt; dieser Quotient ist unabhängig von einigen der genannten Fehlerquellen und sollte daher mit durchweg weniger als 5% um den Wert 1 schwanken.

Das Ergebnis in Abb. 5 entspricht dieser Erwartung.

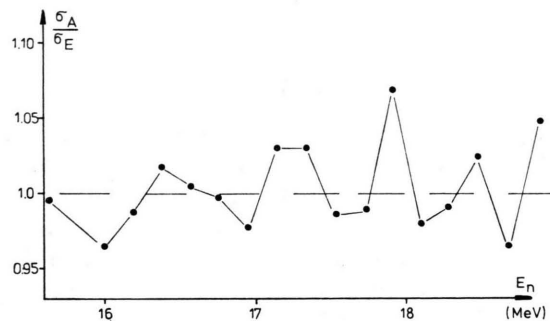


Abb. 5. Verhältnis der aus Abklinganalyse (σ_A) und Energiespektren (σ_E) ermittelten Wirkungsquerschnitte für $^{11}\text{B}(n,\alpha)^8\text{Li}(\beta)^8\text{Be}^*(2\alpha)$.

Winkelverteilungen geladener Teilchen lassen sich mit Ionisationskammern nur in Spezialfällen ausmessen^{24, 25}. Man kann im vorliegenden Fall jedoch durch Verwendung von Bortargets auf dicker Unterlage, die einen gleichzeitigen Nachweis des ^8Be -Zerfalls in beiden Teilkammern verhindert, eine Teilinformation über die Winkelverteilung gewinnen. Es wurden daher mit Targets aus 50 μ dickem Tantalblech, die einseitig auf einer Kreisfläche von 16,6 cm^2 eine aufgedampfte und ^{11}B -angereicherte Schicht von ca. 170 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ trugen, Messungen durchgeführt und die dabei abwechselnd Targets mit vorderseitiger und rückseitiger Borbeschichtung benutzt.

Faßt man diese je zwei Messungen bei gleicher Neutronenenergie aber mit entgegengesetzter Orientierung der Targets zusammen und normiert die Ausbeuten N_1 (N_2) in der vorderen (hinteren) Kammer auf gleichen Fluß Φ und gleiche Targetkernzahl n , so enthält

$$V = \frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{N_1}{N_2} \cdot \frac{\Phi_2 \cdot n_2}{\Phi_1 \cdot n_1}$$

eine Aussage über die Winkelverteilung der Reaktion. V ist, da nicht der ^8Li -Kern, sondern der nachfolgende α -Zerfall des ^8Be registriert wird und wei-

¹⁵ A. B. LILLIE, Phys. Rev. **87**, 716 [1952].

¹⁶ J. MÖSNER, G. SCHMIDT u. J. SCHINTLMIESTER, Ann. Phys. **18**, 268 [1966].

¹⁷ C. F. WILLIAMSON, J. P. BOUJOT u. J. PICARD, Rapport CEA-R 3042 [1966].

¹⁸ H. OERTEL, Stoßrohre, Springer-Verlag, Wien 1966, S. 146.

¹⁹ W. SCOBEL u. M. BORMANN, Report EANDC (E) 127 „U“ [1970], 36.

²⁰ M. SAKISAKA, J. Phys. Soc. Japan **14**, 554 [1959].

²¹ M. J. NURMIA u. R. W. FINK, siehe: Nucl. Phys. **35**, 353 [1962], S. 357.

²² S. A. HEIBERG, Phys. Rev. **96 A**, 856 [1956].

²³ A. H. ARMSTRONG u. G. M. FRYE JR., Phys. Rev. **103**, 335 [1956].

²⁴ T. DOKE u. M. MIYAJIMA, Nucl. Instr. & Meth. **61**, 181 [1968].

²⁵ R. BENOIT, G. BERTOLINI u. G. B. RESTELLI, Nucl. Instr. & Meth. **29**, 149 [1964].

terhin Diskriminatorschwellen und Energieverluste im Target diese Größe beeinflussen, nicht identisch mit dem Quotienten aus vorwärts zu rückwärts emittierten ^8Li -Kernen.

IV. Diskussion

Da ^8Li vom zweiten angeregten Niveau an instabil gegen Neutronenemission ist, tragen praktisch nur der α_0 - und der α_1 -Übergang zur $^{11}\text{B}(n,\alpha)^8\text{Li}(\beta)^8\text{Be}(2\alpha)$ -Reaktion bei. Dabei überwiegt nach ARMSTRONG²³ der α_0 -Übergang, so daß die Winkelverteilung der Reaktion im wesentlichen mit der der α_0 -Gruppe identisch ist.

Gibt man die Form dieser Winkelverteilung im Schwerpunktsystem vor, so läßt sich unter Berücksichtigung der Diskriminatorschwellen und der Targetdicken in einer Monte Carlo-Rechnung das zugehörige Verhältnis $V = \sigma_1/\sigma_2$ simulieren. Derartige Rechnungen wurden mit dem Ansatz

$$w(\Theta) = w_0 (1 + A(\Theta) \cos^2 \Theta),$$

in dem w_0 eine Normierungskonstante und Θ den Winkel zwischen Neutronen- und α -Teilchen-Richtung bedeuten, durchgeführt für die Fälle

$$\left. \begin{array}{l} A = 0 \\ A = 0,5; 1 \\ A = 0,5; 1 \\ A = 0,5; 1 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{Isotropie (Iso),} \\ \text{Symmetrie (Sym),} \\ \left. \begin{array}{l} \Theta < 90^\circ \\ \Theta > 90^\circ \end{array} \right\} \text{Vorwärtsorientierung (VV)} \\ \left. \begin{array}{l} \Theta < 90^\circ \\ \Theta > 90^\circ \end{array} \right\} \text{Rückwärtsorientierung (RV).} \end{array}$$

Das Ergebnis zeigt Abb. 6. Die Meßwerte sind verträglich mit einer isotropen bzw. schwach anisotropen, aber symmetrischen Winkelverteilung, die oberhalb 18 MeV eine stärkere Vorwärtsorientierung zeigen könnte. Dieses Ergebnis steht in Übereinstimmung mit der bisher einzigen und mit schlechter Statistik gemessenen Winkelverteilung²³.

Auf Grund dieses Resultats darf man annehmen, daß Reaktionsmechanismen, die zu stark vor- oder rückwärts orientierten Winkelverteilungen führen können, nicht dominieren; vielmehr wird die Reaktion mit größerer Wahrscheinlichkeit über den Zwischenkern $^{12}\text{B}^*$ verlaufen.

Die Anregungsfunktion zeigt innerhalb der Fehlergrenzen einen glatten Verlauf; Resonanzstrukturen sind auch nicht zu erwarten, denn der mittlere

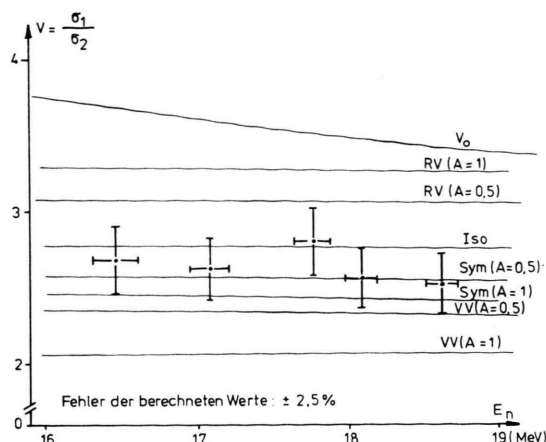


Abb. 6. Gemessene und für verschiedene Winkelverteilungen berechnete Zählratenverhältnisse V . V_0 ist das ins Laborsystem transformierte Verhältnis von vorderem zu hinterem Raumwinkel.

Abstand von Niveaus im $^{12}\text{B}^*$ bei Energien um 20 MeV ist, wie die folgenden Überlegungen zeigen, klein gegen deren mittlere Breite und gegen die Neutronenenergieunschärfe von 240 keV (bei 15,5 MeV) bis 100 keV (bei 19 MeV).

Die mittlere Breite liegt schon bei $E^* \approx 14$ MeV bei rund 60 keV¹⁰ und bei Anregungsenergien um 19 MeV wohl über 100 keV²⁶. Die Niveaudichteformel

$$\omega(E^*) = \frac{1}{12} \left(\frac{\pi}{a^2} \right)^{1/4} (E^* + \delta - t)^{-5/4} \cdot \exp\{2 \sqrt{a(E^* + \delta)}\}$$

mit

$$a t^2 - t = E^*$$

liefert mit Werten für die Paarungsenergie δ und den Niveaudichteparameter a , die aus Angaben von CAMERON²⁷ bzw. GADIOLI²⁸ et al. extrapoliert wurden, daß $\omega(19 \text{ MeV}) > 100 \text{ MeV}^{-1}$. Diese Angabe kann nur die Größenordnung der Niveaudichte charakterisieren, da die extrapolierten Parameterwerte für δ und a mit Fehlern behaftet sind und vor allem für so einen leichten Kern wie ^{12}B die Vorstellungen des Fermi-Gases, die der Niveaudichteformel zugrunde liegen, nur sehr bedingt zutreffen. Aus gleichem Grunde kann eine quantitative Analyse der Anregungsfunktion nach der Hauser-Feshbach-Theorie nicht durchgeführt werden.

Herrn Prof. Dr. NEUERT danken wir für sein Interesse an dieser Arbeit. Weiter sagen wir den Herren E. MAGIERA und H. H. BISSEM Dank für die Mithilfe bei der Durchführung der Messungen.

²⁶ T. ERICSON u. T. MAYER-KUCKUK, Ann. Rev. Nucl. Sci. **16**, 183 [1966].

²⁷ A. G. W. CAMERON, Can. J. Phys. **36**, 1040 [1958].

²⁸ E. GADIOLI u. I. IORI, Nuovo Cim. **51 B**, 100 [1967].