

Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^9\text{Be}(n,d){}^8\text{Li}$ zwischen 16,3 und 18,7 MeV

W. SCOBEL

I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg
(Z. Naturforsch. 24 a, 289—290 [1969]; eingeg. am 30. November 1968)

Der β -Zerfall des ${}^8\text{Li}$ führt mit einer Maximalenergie von 13,6 MeV und einer Halbwertszeit von 0,844 sec¹ auf den Kern ${}^8\text{Be}$, der sofort in zwei α -Teilchen zerfällt. Dieser Übergang erfolgt zu weniger als 1% auf den Grundzustand von ${}^8\text{Be}^2$, der lediglich 95 keV über der stabilen Konfiguration $\alpha + \alpha$ liegt; vorwiegend wird das breite 2,9 MeV-Niveau bevölkert; dementsprechend ist der Zerfall charakterisiert durch zwei α -Teilchen, die wegen des relativ starken Rückstoßes bei der Leptonenemission mit nahezu gleicher Energie unter 172—180° gegeneinander emittiert werden. Dieses typische Zerfallsbild gestattet es, neutroneninduzierte Kernreaktionen, die auf den Restkern ${}^8\text{Li}$ führen, mit Hilfe von Kernplatten zu untersuchen, beispielsweise die Reaktion ${}^{11}\text{Be}(n,\alpha){}^8\text{Li}^{3-5}$. In der vorliegenden Arbeit werden, wie auch schon in einigen Neutrinorückstoßexperimenten⁶⁻⁸, für die sich der Kern ${}^8\text{Li}$ sehr gut eignet, einige andere Eigenschaften des genannten β -Zerfalls ausgenutzt, um den Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^9\text{Be}(n,d){}^8\text{Li}$ zu ermitteln.

Die Neutronen wurden mit einem 2 MeV-Van de Graaff-Generator in einem dünnen Tritium-Titan-Target über die Reaktion $\text{T}(d,n){}^4\text{He}$ erzeugt. Der Neutronenfluß wurde mit zwei $1'' \times 1''$ -Stilbenkristallen unter 102° zum Deuteronenstrahl relativ und absolut gemessen. Die kreisförmigen ${}^9\text{Be}$ -Targets von 46 mm Durchmesser und 220—300 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Dicke auf einer 50 μ starken Kupferfolie waren in 84 mm Entfernung vom Tritiumtarget unter 0° zum Deuteronenstrahl angeordnet. Aus der Geometrie des Targets und der Dicke des Tritiumtargets resultierte eine Neutronenenergieunschärfe, die energieabhängig ± 170 keV bis ± 140 keV betrug.

Als Detektor für die α -Teilchen des ${}^8\text{Be}$ -Zerfalls diente eine Gitterionisationskammer in Zylindergeometrie⁹. Das ${}^9\text{Be}$ -Target war in die Kathode eingearbeitet und ließ sich von außen in Zählposition einschieben wie auch ein Leertarget und α -Präparate zur Energieeichung. Die Kammer wurde mit einem $(\text{A} + 5\% \text{CH}_4)$ -Gemisch von 3 atm Druck betrieben. Die Ionisationskammerimpulse gelangten über Vor- und Hauptverstärker einerseits direkt auf einen 200 Kanal-Analysator zur Registrierung des Energiespektrums, andererseits über einen Schwellenverstärker auf einen im „scaler-time“-Bereich arbeitenden 100 Kanal-Analysator zur Untersuchung der zeitlichen Abnahme der α -Aktivität. Es wurde eine Energieauflösung von ca. 1% bei Energien E_α von etwa 3 MeV erreicht.

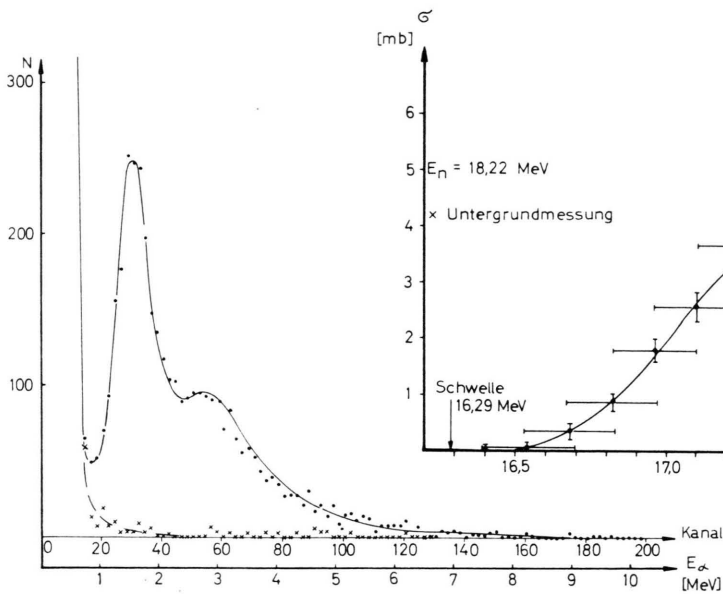


Abb. 1. Energiespektrum des ${}^8\text{Li}$ -Zerfalls aus ${}^9\text{Be}(n,d){}^8\text{Li}$ bei einer Einschüßenergie $E_n=18,22$ MeV. $\times \times$ Untergrundmessung.

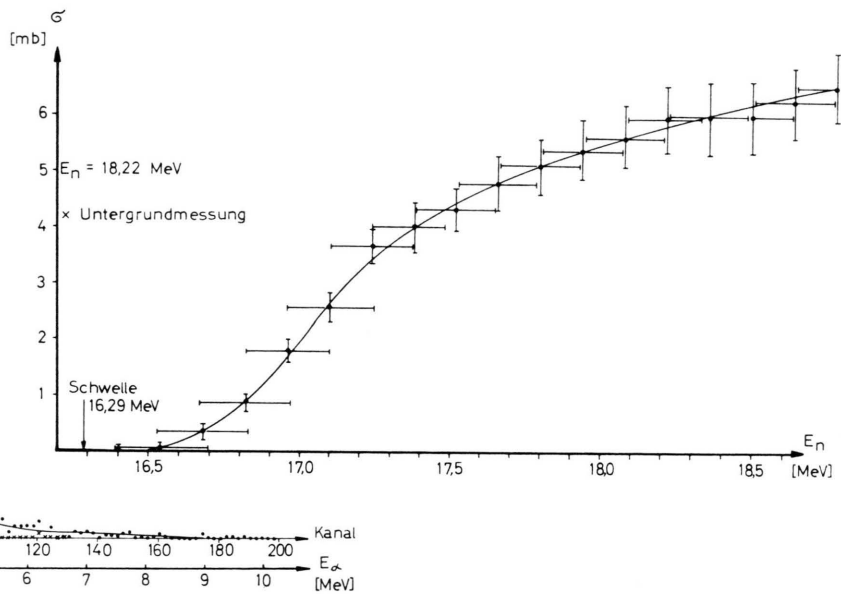


Abb. 2. Anregungsfunktion der Reaktion ${}^9\text{Be}(n,d){}^8\text{Li}$.

¹ D. H. CLASSEN u. H. DINTER, Nucl. Phys. **81**, 155 [1966].

² J. F. VEDDER, UCRL 8324 [1958].

³ A. H. ARMSTRONG u. G. M. FRYE JR., Phys. Rev. **103**, 335 [1956].

⁴ M. SAKISAKA, J. Phys. Soc. Japan **14**, 554 [1959].

⁵ M. JASKOLA, L. NATANSON u. J. TURKIEWICZ, Acta Phys. Polon. **29**, 673 [1966].

⁶ K. H. LAUTERJUNG, B. SCHIMMER u. H. MAIER-LEIBNITZ, Z. Phys. **150**, 657 [1958].

⁷ K. H. LAUTERJUNG, B. SCHIMMER, U. SCHMIDT-ROHR u. H. MAIER-LEIBNITZ, Z. Phys. **155**, 547 [1959].

⁸ W. GRUHLE, K. H. LAUTERJUNG, B. SCHIMMER u. U. SCHMIDT-ROHR, Nucl. Phys. **74**, 129 [1965].

⁹ Wird demnächst veröffentlicht.



Der auf das Tritiumtarget fokussierte Deuteronenstrahl wurde von einem mechanischen Chopper nach jeweils 1,5 sec für 1,5 sec unterbrochen; eine gleichzeitig betätigte Lichtschranke steuerte die beiden Vielkanalanalysatoren, die dadurch nur bei Strahlunterbrechung geöffnet waren. Um den Untergrund, der vor allem von $D(d,n)^3\text{He}$ -Neutronen durch Selbsttargetbildung herrührte, möglichst gering zu halten, war der Chopper 12 m strahlaufwärts vom Neutronentarget installiert und durch eine Eisen- und Schwerbetonabschirmung abgedeckt.

Bei einem Neutronenfluß von $6-8 \cdot 10^6 \text{ n}/(\text{sec} \cdot \text{cm}^2)$ am Ort des ^9Be -Targets waren ca. 12–15 Stunden erforderlich, um ein Spektrum mit etwa 3000 Ereignissen aufzunehmen. Abb. 1 zeigt ein Energiespektrum.

Die breite Linie bei 1,5 MeV rührt her vom Nachweis eines der beiden α -Teilchen beim ^8Be -Zerfall. In diesen Fällen ist der Restkern ^8Li der $^9\text{Be}(n,d)^8\text{Li}$ -Reaktion, nachdem er durch den Rückstoß in das Zählvolumen der Kammer geschleudert wurde, auf Grund seiner positiven Ladung zur Kathode zurückgekehrt und dort zerfallen. Da die beiden α -Teilchen unter nahezu 180° gegeneinander emittiert werden, wird mit hoher Wahrscheinlichkeit nur eines im Zählvolumen der Kammer registriert. In selteneren Fällen wird das ^8Li -Ion neutralisiert, bevor es zur Kathode zurückgekehrt ist. Der Kern zerfällt dann im Gasraum der Kammer, so daß die Energiesumme beider α -Teilchen registriert wird.

Dem entspricht im Spektrum die der hochenergetischen Flanke des 1,5 MeV-peaks überlagerte schwächere 3 MeV-Gruppe.

Der Untergrund bis 600 keV rührt hauptsächlich von der neutroneninduzierten β - und γ -Aktivität des Kammermaterials her. Der Untergrund oberhalb 600 keV beträgt durchweg weniger als 5% des integrierten Spektrums, erreicht lediglich bei den ersten Meßpunkten oberhalb der Schwelle der Reaktion 10%.

Zur Ermittlung der Anregungsfunktion ist der gemessene Neutronenfluß um die Verfälschung durch Streuung und Absorption an der Ionisationskammer zu korrigieren und eine geringe Korrektur an den integrierten α -Spektren für ^8Li -Kerne, die durch Diffusion aus dem Zählvolumen verloren gehen, anzubringen. Abb. 2 zeigt die Anregungsfunktion.

Der absolute Fehler der Wirkungsquerschnitte setzt sich hauptsächlich zusammen aus denen der Flußmessung mit den erforderlichen Korrekturen (ca. 7%) sowie der Berücksichtigung des Reaktionsuntergrundes und der Korrektur für Diffusionsverluste (ca. 5%) und beträgt rund 10%; der relative Fehler beträgt etwa 5%. Innerhalb dieser Fehlergrenze stimmt auch die Anregungsfunktion, wie sie aus der Summation des Energiespektrums ermittelt wurde, mit der aus dem zeitlichen Abklingen nach den Methoden der Aktivierungsanalyse bestimmten überein.