

Schauerstrahler	2. Maximum	3. Maximum
Blei	15—16 cm 170—180 g/cm <sup>2</sup>	26 cm 295 g/cm <sup>2</sup>
Eisen	21—23 cm 160—180 g/cm <sup>2</sup>	42 cm 330 g/cm <sup>2</sup>
Kohlenstoff	95—105 cm 170—190 g/cm <sup>2</sup>	—

Tab. 1. Lage des 2. und 3. Maximums für Pb, Fe und C.

Die Höhen der Maxima bei Pb, Fe und C lassen sich nicht direkt miteinander vergleichen, weil

die Einfallsraumwinkel wegen der verschiedenen Schauerstrahlerdicken nicht gleich sind.

Ein Zusammenhang des in der Auslösekurve auftretenden 2. Maximums mit einem der von Schopper und Mitarbb.<sup>4</sup> beobachteten Maxima der Sternhäufigkeit in Photoplatten unter Materie scheint trotz ähnlicher Züge nicht zu bestehen.

Herrn Prof. Dr. W. Bothe danke ich herzlich für wertvolle Anregungen bei der Durchführung der vorstehenden Arbeit.

<sup>4</sup> E. Schopper, K. H. Höcker u. E. Rößle, Z. Naturforschg. **6a**, 603 [1951]; E. Schopper, K. H. Höcker u. G. Kuhn, Physic. Rev. **82**, 444 [1951].

## Die Photospaltung des ${}^6\text{Li}$ -Kerns in Deuteron und $\alpha$ -Teilchen

Von PETER JENSEN und KURT GIS

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Freiburg i. Br.

(Z. Naturforschg. **8a**, 137—141 [1953]; eingegangen am 20. Dezember 1952)

Versuche zum Nachweis des Prozesses  ${}^6\text{Li}(\gamma, d){}^4\text{He}$  mit einem Proportionalzährlrohr ergaben, daß der Wirkungsquerschnitt für die 2,62 MeV-Quanten von  $\text{ThC}'$  mit 99% Wahrscheinlichkeit kleiner als  $3,5 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2$  ist. Die Kleinheit des Wirkungsquerschnitts, die von anderer Seite auch für Photonen anderer Energien gefunden wurde, wird aus den Eigenschaften des  ${}^6\text{Li}$ -Kerns erklärt.

Eine Durchmusterung der Energien, die zu einer Zerlegung der leichtesten stabilen Kerne in zwei Bruchstücke aufzuwenden sind, zeigt, daß es außer den altbekannten Fällen des  ${}^2\text{D}$  und  ${}^9\text{Be}$  noch mehrere Fälle gibt, in denen die Dissoziationsenergie nur wenige MeV beträgt. Hier seien nur genannt<sup>1</sup>:  ${}^6\text{Li} = {}^4\text{He} + {}^2\text{D} - 1,48 \text{ MeV}$ ,  ${}^7\text{Li} = {}^4\text{He} + {}^3\text{H} - 2,47 \text{ MeV}$ ,  ${}^9\text{Be} = {}^5\text{He} + {}^4\text{He} - 2,6 \text{ MeV}$ . Durch eine Untersuchung der Photoeffekte, die zu einer Aufspaltung gemäß diesen Gleichungen führen, kann man hoffen, ebenso wie im Falle des  ${}^2\text{D}$  und des  ${}^9\text{Be}$  etwas über die Kernabsorption von  $\gamma$ -Quanten geringer Energien und über die theoretisch besonders interessanten tiefliegenden Anregungszustände der leichten Kerne zu erfahren. Die vorliegende Arbeit<sup>2</sup> beschäftigt sich mit dem Prozeß  ${}^6\text{Li}(\gamma, d){}^4\text{He}$ .

<sup>1</sup> Massenwerte nach C. W. Li, W. Whaling, W. A. Fowler u. C. C. Lauritsen, Physic. Rev. **83**, 512 [1951].

<sup>2</sup> Vorläufige Mitteilung in Physik. Verh. **3**, 20 [1952].

<sup>3</sup> Näheres bei K. Gis, Freiburger Diplomarbeit 1953.

### 1. Die Versuchsanordnung<sup>3</sup>

Wir haben versucht, diesen Prozeß mit einem Proportionalzährlrohr nachzuweisen. Wir benutzten die  $\gamma$ -Strahlen von  $\text{ThC}'$  mit der Energie 2,62 MeV. Damit sollte die Energie der Deuteronen 0,76 MeV, die der  $\text{He}$ -Rückstoßkerne 0,38 MeV betragen; die Reichweite der Deuteronen in Luft sollte 1,16 cm, die der  $\alpha$ -Teilchen 0,245 cm sein.

Das Zährlrohr (s. Abb. 1) bestand aus einem gasdichten äußeren Rohr und einem darin isoliert angebrachten, offenen, koaxialen inneren Rohr. Letzteres, die Zährlrohrkathode, war zur Erniedrigung des  $\alpha$ -Nulleffektes innen mit Aquadag überzogen und hatte ein etwa  $4 \times 6 \text{ cm}$  großes Fenster. Vor dieses konnte mittels eines Schließes entweder eine dicke Schicht von normalem Lithiumhydroxyd gebracht werden oder eine identische Schicht von solchem Lithiumhydroxyd, in dem das  ${}^6\text{Li}$  von normal 7,4% auf 16,2% angereichert war<sup>4</sup>. Beide Schichten, die auf der Innenseite

<sup>4</sup> An  ${}^6\text{Li}$  angereichertes Lithiumchlorid hat uns freundlicherweise Dr. A. Klemm, Mainz, hergestellt. Dr. H. Hinterberger, Mainz, hat die Anreicherung massenspektrometrisch bestimmt, und Dr. J. Wernet, Freiburg, hat das Chlorid in Hydroxyd übergeführt. Allen drei Herren sei auch hier bestens gedankt.



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 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.

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.

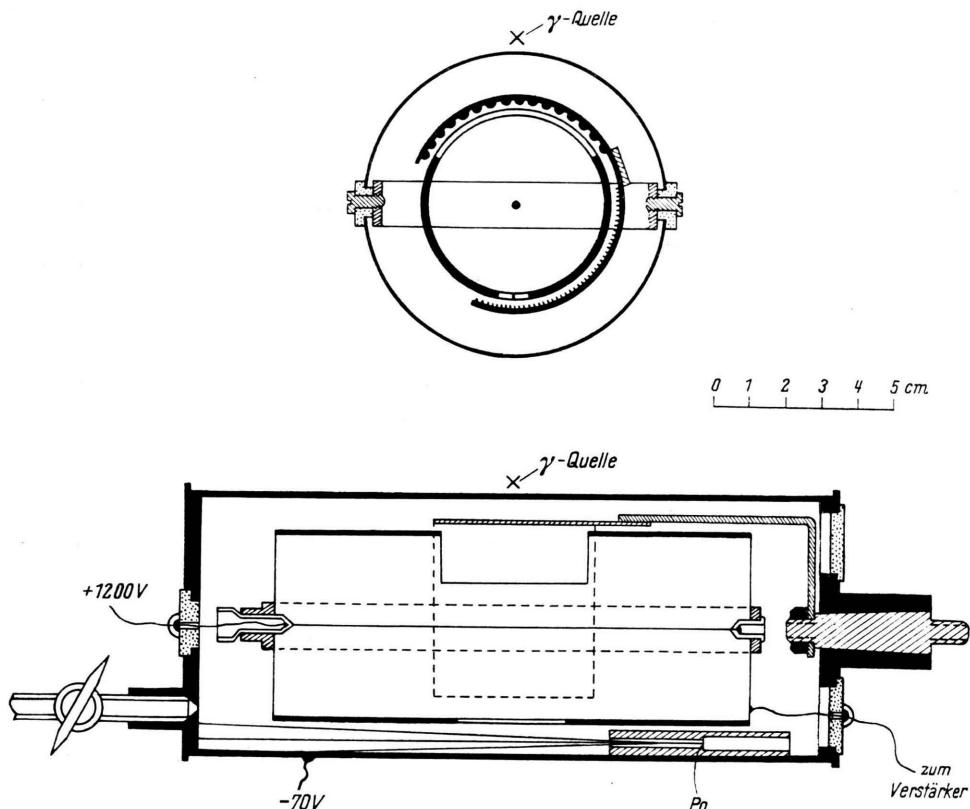


Abb. 1. Das Zählrohr im Quer- und Längsschnitt.

eines aufgeschnittenen Messingrohrs angebracht waren, wurden abwechselnd vor das Fenster gedreht und völlig gleichartig bestrahlt. Die Zählrohrimpulse wurden einem Proportionalverstärker mit zwei Verstärkerstufen und einer Thyratron-Endstufe mit mechanischem Zählwerk zugeführt. Die Strahlenquelle, ein starkes Präparat von „technischem“ Mesothor, war mit 2 mm Blei abgeschirmt und befand sich unmittelbar außen am äußeren Zählrohrmantel. Um die Rückstreuung von  $\gamma$ -Strahlen aus der Umgebung niedrig zu halten, wurde das Zählrohr frei aufgestellt. Der Zählrohrabstand widerstand betrug nur  $8 \text{ k}\Omega$ . Zur Füllung des Zählrohrs wurde reines Methylal verwendet (Druck 38 Torr), das nach Fünfer und Neuert<sup>5</sup> im Proportionalbereich sehr kurze, saubere Impulse gibt. Es konnte so erreicht werden, daß trotz der intensiven  $\gamma$ -Bestrahlung der mit der normalen LiOH-Schicht gemessene, integrale „Nulleffekt“ im Energiebereich von 0,2 bis 0,8 MeV nur rund 10 bis 20 Stöße pro min betrug. Unterhalb von 0,2 MeV war der Nulleffekt durch die Überlagerung von  $\gamma$ -Impulsen sehr stark erhöht (s. Abb. 2, Kurve 1). Bei abwesender  $\gamma$ -Quelle betrug die integrale Stoßzahl im ganzen Energiebereich 4 bis 7 Stöße pro min.

Zur Energieeichung wurden Po- $\alpha$ -Teilchen gut gebündelt vor einem longitudinalen Schlitz des inneren Zählrohrmantels vorbeigeschickt (s. Abb. 1). Um die gebildeten Elektronen zum Zählraum hereinzu ziehen, wurde der äußere Mantel auf  $-70$  Volt gegenüber dem inneren gelegt<sup>6</sup>. Der Schlitz hatte eine Stufe, so daß seine Länge den  $\alpha$ -Teilchenbahnen entlang 3 cm oder 5,4 cm betrug. Dies entsprach Energieverlusten von 0,44 und 0,83 MeV. Man hatte also zwei Energiegruppen und konnte prüfen, ob Energie und Stoßamplitude zueinander proportional waren. Die Proportionalität war, auch bei anwesender  $\gamma$ -Quelle, innerhalb der Meßfehler vorhanden. In Abb. 2 ist die gemessene integrale und die daraus abgeleitete differentielle Energieverteilung der Eichungs- $\alpha$ -Teilchen wiedergegeben.

Es wurde beobachtet, daß unter sonst gleichen Bedingungen die Eichimpulse bei anwesender  $\gamma$ -Quelle merklich kleiner waren als bei entfernter Quelle. Wir führen dies auf die starke, durch die  $\gamma$ -Strahlen verursachte Ionisation im ganzen Zählrohrvolumen zurück. Die gebildeten Elektronen erzeugen durch Laminionisation in der Nähe des Drahtes und auf dessen ganzer Länge eine stationäre Raumladung von positiven Ionen. Dadurch wird die Feldstärke und da-

<sup>5</sup> E. Fünfer u. H. Neuert, Z. angew. Physik **2**, 241 [1950].

<sup>6</sup> Vgl. P. Meyer, Z. Physik **126**, 336 [1949].

mit die Gasverstärkung herabgesetzt. Die ursprüngliche Verstärkung wurde durch Erhöhung der Zählespannung um etwa 100 Volt wiederhergestellt.

Die Intensität des Polonium-Eichpräparates war vor dem Einbau ins Zählrohr nach der photographischen Methode gemessen worden. Daher ließ sich aus der beobachteten Zahl der  $\alpha$ -Impulse entnehmen, ob das Zählrohr in dem interessierenden Energiebereich quantitativ zählte. Es tat dies, auch bei anwesender  $\gamma$ -Quelle, innerhalb der Meßfehler.

## 2. Die Messungen und ihr Ergebnis

Die in Ziff. 1 beschriebene Anordnung ermöglicht Vergleichsmessungen mit und ohne (genauer: mit mehr und weniger)  ${}^6\text{Li}$  bei anwesender  $\gamma$ -Quelle unter weitestgehend gleichen Bedingungen. Fände man nun im Energiebereich der erwarteten Deuteronen und  $\alpha$ -Teilchen einen Überschuß von Stößen

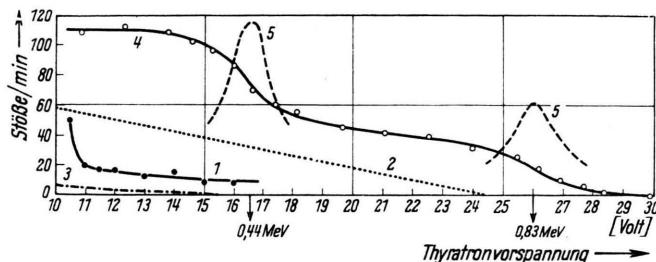


Abb. 2. Stoßgrößenverteilungen. Kurve 1: Integrale Verteilung des „Nulleffektes“, normale LiOH-Schicht,  $\gamma$ -Strahlenquelle am Zählrohr. Kurve 2: Berechnete integrale Verteilung der Photodeuteronen von der angereicherten LiOH-Schicht für einen angenommenen Wirkungsquerschnitt der  ${}^6\text{Li}$  ( $\gamma$ , d) - Reaktion von  $5 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$ . Kurve 3: Dasselbe für He-Rückstoßkerne. Kurve 4: Integrale Verteilung der Eichungs- $\alpha$ -Teilchen,  $\gamma$ -Quelle anwesend, Nulleffekt abgezogen. Kurve 5: Dasselbe, differentielle Verteilung. Der Energienullpunkt liegt für alle Kurven bei der Thyratronvorspannung 6,5 Volt.

mit der angereicherten Schicht, so wäre dieser Überschuß dem ( $\gamma$ , d)-Prozeß in den überschüssigen 8,8%  ${}^6\text{Li}$  zuzuschreiben. Allerdings sind noch zwei Punkte zu beachten. Erstens könnten durch die Strahlungen des MsTh-Präparats an den  ${}^6\text{Li}$ - und  ${}^7\text{Li}$ -Kernen auch andere Kernreaktionen ausgelöst werden, bei denen geladene Teilchen entstehen. Als solche kommen Neutronenreaktionen in Betracht, weil das MsTh-Präparat einige schnelle Neutronen aussendet. Eine grobe Abschätzung ergibt aber, daß bei der von uns erreichten Meßgenauigkeit solche Reaktionen noch keine Rolle spielen. Zweitens ist zu berücksichtigen, daß das Meßergebnis durch einen Unterschied im  $\alpha$ -Nulleffekt der LiOH-Schichten merklich verfälscht werden kann. Ein solcher Unter-

schied muß durch besondere Vergleichsmessungen ohne  $\gamma$ -Quelle bestimmt werden. Die dabei erhaltene Differenz der Stoßzahlen ist von der Differenz, die mit  $\gamma$ -Bestrahlung gefunden wird, abzuziehen.

Die ersten orientierenden Messungen ergaben, daß die Impulsgrößenverteilung, die man bei Bestrahlung der  ${}^6\text{Li}$ -reichen Schicht erhielt, praktisch mit der in Abb. 2, Kurve 1, dargestellten Verteilung des „Nulleffektes“ übereinstimmte.

Demgegenüber zeigen die Kurven 2 und 3 der selben Abb. die berechneten integralen Stoßgrößenverteilungen, die die Photodeuteronen und die He-Rückstoßkerne aus der angereicherten Schicht ergeben würden, wenn der Wirkungsquerschnitt der gesuchten Reaktion den angenommenen Wert von  $5 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$  hätte. In diese Berechnung<sup>3</sup> gingen u. a. ein: a) der Wassergehalt der LiOH-Schichten, der gesondert bestimmt wurde, b) die Zahl der vom MsTh - Präparat emittierten 2,62-MeV - Quanten; diese wurde durch Vergleich mit einem schwächeren RdTh-Präparat bekannten Ra-Äquivalenten mit einer Koinzidenzabsorptionsapparatur bestimmt, die auf alle Quanten mit Energien unter 2,6 MeV nicht ansprach, (die Zahl der 2,62-MeV-Quanten, die von einem mit Ra in bestimmter Weise verglichenen RdTh-Präparat ausgesandt werden, ist bekannt<sup>7</sup>), c) die Winkelverteilung der Photodeuteronen; sie wurde als isotrop angenommen; eine etwaige Anisotropie würde auf das Ergebnis keinen großen Einfluß haben, da bei unserer Geometrie die gekrümmte Schicht unter sehr verschiedenen Winkeln von den  $\gamma$ -Strahlen getroffen wurde.

Es wurden dann ausgedehnte Registrierungen bei einer festen Thyratronvorspannung gemacht, die einer Energie von 0,26 MeV entsprach und bei der das Verhältnis von Effekt zu Nulleffekt günstig war. Die Registrierungen mit anwesender  $\gamma$ -Quelle ergeben für die Differenz „Stoßzahl mit angereicherter Schicht minus Stoßzahl mit normaler Schicht“  $-64 \pm 230$  Stöße; dabei wurden beide Schichten insgesamt je 27,7 Stunden lang gemessen. Ebenso lange dauernde, gleichartige Registrierungen, aber ohne die  $\gamma$ -Quelle, ergaben für die entsprechende Differenz  $15 \pm 125$  Stöße. Nach dem oben Gesagten ist die zweite Differenz von der ersten abzuziehen.

<sup>7</sup> R. Bouchez, J. Physique Radium 10, 415 [1949].

Das ergibt  $- 79 \pm 260$  Stöße in 27,7 Stdn.: hieraus erhält man auf Grund der im vorhergehenden Absatz erwähnten Berechnung, wenn man außer der angegebenen statistischen Standardabweichung noch die Meßfehler berücksichtigt, daß der  ${}^6\text{Li}(\gamma, d)$ -Wirkungsquerschnitt für die 2,62-MeV-Quanten mit 99% Wahrscheinlichkeit kleiner als  $3,5 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2$  ist.

### 3. Diskussion

Versuche zum Nachweis des  ${}^6\text{Li}(\gamma, d)$ -Prozesses sind mit Photonen anderer Energien schon von Titterton<sup>8</sup> und Glenn<sup>9</sup> gemacht worden und haben zu ähnlichen Ergebnissen geführt. Titterton benutzte die photographische Methode und fand, daß der Reaktionsquerschnitt für die Quantenenergien 2,76, 6,3 und 17,6 MeV bzw.  $< 10^{-29} \text{ cm}^2$ ,  $< (0,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2$  und<sup>10</sup>  $< (3 \pm 3) \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2$  sei. Glenn beobachtete in der photographischen Emulsion einige Spuren, die er dem fraglichen Prozeß zuschrieb, und gab als obere Grenze des Wirkungsquerschnitts für die Quantenenergie 2,76 MeV den Wert  $(0,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2$  an.

Die Wirkungsquerschnitte ähnlicher, „erlaubter“ Photoprozesse an leichten Kernen und für Photonenenergien, die hinreichend weit über der Schwellenenergie und gegebenenfalls der Höhe des Potentialwalles, aber nicht allzu hoch liegen, sind demgegenüber im allgemeinen von der Größenordnung  $10^{-27}$  oder  $10^{-28} \text{ cm}^2$ . Es entsteht daher die Frage, warum der  ${}^6\text{Li}(\gamma, d)$ -Querschnitt so außerordentlich klein ist.

Zuerst wird man nachsehen, ob ein generelles Verbot auf Grund der Auswahlregeln für  $\gamma$ -Übergänge<sup>11</sup> besteht. Dies ist nicht der Fall. Wenn  $\alpha$ -Teilchen und Deuteron mit dem Bahndrehimpuls 0 auseinanderfliegen, d. i. hauptsächlich bei  $\gamma$ -Energien, die wenig über der Schwellenenergie liegen, ist zwar ein elektrischer Dipolübergang aus dem Grundzustand des  ${}^6\text{Li}$  (Drehimpuls  $1\hbar$ ) in diesen Endzustand verboten, aber magnetischer Dipol- und elektrischer Quadrupolübergang sind erlaubt. Bei größeren  $\gamma$ -Energien,

wenn der Bahndrehimpuls  $1\hbar$  betragen kann, sind auch elektrische Dipolübergänge erlaubt.

Die Tatsache, daß der Prozeß trotzdem so selten beobachtet wird, weist darauf hin, daß bei ihm besondere Hindernisse vorliegen, und es soll nun versucht werden, unter Hinzunahme von Modellvorstellungen hierüber etwas auszusagen. Nach den bisherigen Erfahrungen scheinen sich zwei Modelle zur Beschreibung von Kernphotoeffekten zu eignen. A) Im einen Modell führt die Absorption des  $\gamma$ -Quants zu einem Anregungszustand des Kerns mit endlicher Lebensdauer; es folgt Wiederausstrahlung oder Umwandlung je nach den vorhandenen Wahrscheinlichkeiten. B) Im andern Modell tritt das  $\gamma$ -Quant mit einer Untereinheit des Kerns in Wechselwirkung und spaltet sie ab, ohne daß die Energie sich anderen Nukleonen mitteilt.

Zunächst sei angenommen, daß der  ${}^6\text{Li}(\gamma, d)$ -Prozeß auf dem Wege A) abläuft. Dann kann er durch die bisher verwendeten  $\gamma$ -Quanten der Energien 2,62, 2,76, 6,3, (14,8) und 17,6 MeV nur ausgelöst werden, wenn der  ${}^6\text{Li}$ -Kern in der Nähe dieser Energien Anregungszustände besitzt, die durch  $\gamma$ -Übergänge vom Grundzustand aus merklich erreicht werden können und eine merkliche Deuteronenbreite haben. Bisher kennt man mit Sicherheit zwei Anregungszustände des  ${}^6\text{Li}$ -Kerns, einen<sup>12</sup> bei  $2,187 \pm 0,009 \text{ MeV}$  mit einer Breite  $< 8 \text{ keV}$  und einen<sup>13</sup> bei  $3,58 \pm 0,04 \text{ MeV}$  mit einer sehr geringen Breite, da der Kern aus diesem Zustand ein  $\gamma$ -Quant emittiert. Daß im Energiebereich 2 bis 4 MeV weitere Niveaus existieren, aber bei den nach verschiedenen Verfahren angestellten Versuchen<sup>12, 13</sup> übersehen wurden, ist wenig wahrscheinlich. Hiernach ist klar, warum unter der Annahme von A) der fragliche Prozeß für die Quantenenergien 2,62 und 2,76 MeV so unwahrscheinlich ist: Die Photonenenergien „passen“ nicht. Über höhere Anregungszustände des  ${}^6\text{Li}$ -Kerns ist noch nichts Sichereres bekannt, aber man kann nach allgemeiner Erfahrung erwarten, daß mindestens in der Nähe der Energien 14,8 und 17,6 MeV Niveaus existieren.

<sup>8</sup> E. W. Titterton, Proc. physic. Soc., Sect. A **63**, 915 [1950]; Proc. Harwell Nucl. Physics Conference, S. 65 [1950].

<sup>9</sup> H. B. Glenn, Physic. Rev. **88**, 418 [1952].

<sup>10</sup> Nach freundlicher brieflicher Mitteilung von Professor Titterton ist der obige dritte Wert an Stelle des in<sup>8</sup> angegebenen zu setzen.

<sup>11</sup> Vgl. etwa E. Segrè u. A. C. Helmholz, Rev. mod. Physics **21**, 271 [1949].

<sup>12</sup> C. P. Browne, R. M. Williamson, D. S. Craig u. D. J. Donahue, Physic. Rev. **83**, 179 [1951]; offenbar

dasselbe Niveau finden H. E. Gove u. J. A. Harvey, ebd. **82**, 658 [1951] bei  $2,15 \pm 0,2 \text{ MeV}$ , W. M. Harris, ebd. **84**, 1249 [1951] bei  $2,12 \pm 0,05 \text{ MeV}$ , W. Franzen u. J. G. Likely, ebd. **87**, 667 [1952] bei  $2,18 \pm 0,12 \text{ MeV}$ ; wegen älterer Arbeiten vgl. W. F. Hornyak, T. Lauritsen, P. Morrison u. W. A. Fowler, Rev. mod. Physics **22**, 291 [1950].

<sup>13</sup> R. B. Day u. R. L. Walker, Physic. Rev. **85**, 582 [1952]; dieses Niveau beobachten auch Franzen u. Likely l. c.<sup>12</sup>.

Die Frage verlagert sich dann dahin, warum die beiden tiefsten und anscheinend auch höhere Niveaus eine so kleine Deuteronenbreite haben. Für das 3,58-MeV-Niveau ist es nach Day und Walker<sup>13</sup> theoretisch sehr wahrscheinlich, daß der Kern wegen Drehimpuls- und Paritätserhaltungssatz aus diesem Zustand nicht in  $\alpha + d$  zerfallen kann. Für das 2,2-MeV-Niveau scheint ein solches strenges Verbot nicht zu bestehen, denn Day und Walker finden trotz besonderer Suche keine  $\gamma$ -Strahlen von 2,2 MeV. Da es aus energetischen Gründen keine anderen Zerfallsmöglichkeiten gibt, muß die Deuteronenbreite dieses Niveaus also größer als die Strahlungsbreite, aber nach Browne u. a. kleiner als 8 keV sein. Der Potentialwall kann für die Kleinheit dieser Breite kaum verantwortlich gemacht werden, weil seine Höhe etwa gleich der verfügbaren Energie ist. Die geringe Breite wird daher durch die Beschaffenheit des  $^6\text{Li}$ -Kerns in diesem Anregungszustand bedingt sein, über den noch nichts Näheres bekannt ist; vielleicht ist zur Bildung eines Deuterons (im Grundzustand) eine Umordnung der beiden „äußeren“ Nukleonen nötig, die eine verhältnismäßig lange Zeit erfordert. Für die Niveaus in der Nähe von 14,8 und 17,6 MeV könnte Ähnliches gelten, oder aber der  $^6\text{Li}$ -Kern ist bei dieser hohen Anregung schon als ein Bohrscher Zwischenkern anzusehen, und von einem solchen aus ist die Emission eines einzelnen Neutrons oder Protons statistisch soviel wahrscheinlicher als die eines zusammengesetzten Teilchens, daß hier die Deuteronenbreite neben der Neutronen- und Protonenbreite unmerklich wird.

Zweitens sei noch angenommen, daß der  $^6\text{Li}(\gamma, d)$ -Prozeß auf dem Wege B) als „direkter“ Photoeffekt abläuft. Ein solcher Prozeß ist insoweit in Betracht zu ziehen, als man sich den  $^6\text{Li}$ -Kern als ein Zweikörpersystem vorstellt, das aus einem He-Kern und einem lose daran gebundenen Deuteron besteht. Man kann durch die folgende, halbklassische Betrachtung zeigen, daß der Wirkungsquerschnitt des direkten Prozesses größtenteils kleiner als etwa der  $^2\text{D}(\gamma, n)$ -Querschnitt sein wird.

Dazu sieht man in erster Näherung von der geringen örtlichen Veränderlichkeit des elektromagnetischen Strahlungsfeldes im Bereich des  $^6\text{Li}$ -Kerns ab. Dann wird eine photoelektrische Spaltung nicht stattfinden, weil He-Kern und Deuteron gleiche spe-

zifische Ladungen haben und daher durch das elektrische Feld nicht gegeneinander verschoben werden. Eine photomagnetische Spaltung wird aus folgendem Grunde nicht eintreten: Durch die Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Strahlungsfeld und dem magnetischen Moment des Deuterons könnte möglicherweise ein Übergang herbeigeführt werden zu einem Zustand mit einer anderen Orientierung des Deuterons, der instabil ist. Da aber der He-Kern kein Moment besitzt, und das Deuteron nach Ausweis des magnetischen Momentes des  $^6\text{Li}$ -Kerns überwiegend in einem s-Zustand gebunden sein muß, sind alle Orientierungen des Deuterons energetisch gleichwertig, und es kann keine magnetische Energieaufnahme stattfinden, die direkt zu einer Spaltung in  $\alpha + d$  führt.

Hiernach kann beim  $^6\text{Li}$  nur die örtliche Inhomogenität des Strahlungsfeldes im Kernbereich, d. h. die Differenz der auf die beiden Bestandteile einwirkenden Kräfte, zu einem direkten Photoprozeß Anlaß geben. Diese Kräfteunterschiede sind aber für die hier betrachteten  $\gamma$ -Strahlen 10- bis 100mal kleiner als die Kräfte selber. Demgegenüber ist der Photoeffekt beim freien Deuteron ein Effekt erster Ordnung, weil seine Bestandteile, Proton und Neutron, verschiedene spezifische Ladungen haben und beide mit Kernmomenten begabt sind. Also ist in der Tat der Wirkungsquerschnitt für die direkte Photospaltung des  $^6\text{Li}$ -Kerns größtenteils kleiner als der  $^2\text{D}(\gamma, n)$ -Querschnitt, wie oben gesagt wurde.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß die ungewöhnliche Kleinheit des  $^6\text{Li}(\gamma, d)$ -Querschnitts anscheinend nicht auf ein generelles Verbot, sondern auf eine Häufung einzelner Hindernisse zurückzuführen ist, die aus den Eigenschaften des  $^6\text{Li}$ -Kerns einigermaßen erklärt werden können. Einfache Überlegungen der hier mitgeteilten Art können eine Hilfe sein bei der groben Abschätzung der Wirkungsquerschnitte von Photoeffekten auch an anderen leichten Kernen.

Wir danken Herrn Professor Gentner für sein freundliches Interesse an dieser Arbeit und den Herren A. Baumann, L. Hoffmann und G. Otto für ihre Mitarbeit bei den Versuchen. Ferner möchten wir den Herren Dr. A. Schöch und Dr. B. Stech, Heidelberg sowie Prof. Dr. H. Richter und Dr. A. Citron für fördernde Diskussionen unseres Dank sagen.