Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 26 (1953)

Heft: VII-VIII

Artikel: Kernphotoprotonen aus Silber und Brom mit der Lithiumgammastrahlung

Autor: Wäffler, Hermann

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-112439

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 12.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Kernphotoprotonen aus Silber und Brom mit der Lithiumgammastrahlung

von **Hermann Wäffler**, Physikalisches Institut der Universität Zürich.

(26. IX. 1953.)

Summary. The total cross-section, the energy spectrum and the angular distribution of protons ejected by the lithium gammarays in nuclear emulsions have been investigated. The average cross-section of the Ag- and Br-isotopes is found to be

$$\overline{\sigma(\gamma, p)}_{\mathrm{AgBr}} = 3{,}6 \cdot 10^{-27}\ \mathrm{cm}^2.$$

This is of the same order of magnitude as the cross-sections measured in nuclei with appreciably higher proton binding-energies. The energy spectrum of the photoprotons shows a marked peak near the maximum energy (10—12,2 MeV). This peak corresponds to a fraction of $\sim 12\%$ protons of the total, which leave the residual nucleus near its ground state. The angular distribution of the photoprotons for this high energy group can be described by the expression

$$J(\Theta) = 0{,}186 + \sin^2 \Theta\,(1 + 0{,}65 \cos \Theta).$$

If one tentatively ascribes the high energy group to a direct process as proposed by COURANT, it follows that for nuclei with high proton binding energies (e.g. Cd^{113}, Sn^{117}, Sn^{118}), the experimental cross-sections are about 20 times larger as the model of Courant predicts.

1. Einleitung.

Der detaillierten experimentellen Untersuchung photonuklearer Reaktionen bieten sich grundsätzlich drei verschiedene Möglichkeiten, nämlich eine Messung 1. der differentiellen Anregungskurven (Wirkungsquerschnitt in Funktion der Quantenenergie), 2. des Energiespektrums und 3. der Richtungsverteilung der im Kernprozess emittierten Teilchen. Die bei Kernphotoprozessen beobachteten Wirkungsquerschnitte sind nun dermassen klein, dass es im allgemeinen sehr intensiver Strahlenquellen bedarf, um solche differentiellen Messungen mit hinreichender Genauigkeit durchführen zu können. Beispielsweise erreicht für die im folgenden diskutierten (γ, p)-Prozesse an mittelschweren Kernen der Wirkungsquerschnitt ein Maximum von einigen 10^{-27} cm² bei einer Quantenenergie von

rund 20 MeV. Strahlenquellen, deren Intensität für diesen Zweck ausreicht, stehen neuerdings im Betatron, sowie im Synchrotron zur Verfügung. Apparate dieses Typs liefern aber bekanntlich ein kontinuierliches Bremsspektrum. Ein solches Strahlengemisch eignet sich, falls man die Grenzenergie variabel halten kann, gut zur Aufnahme differentieller Anregungskurven. Es liefert jedoch stets eine über alle vorkommenden Frequenzen integrierte Energieverteilung der Photoprotonen. Der hauptsächlich interessierende direkte Zusammenhang zwischen der Protonenenergie und der Anregungsenergie des entstandenen Restkerns geht dabei weitgehend verloren. Ähnlich verhält es sich auch mit der Richtungsverteilung: auch aus dieser lassen sich nur insofern eindeutige Schlüsse ziehen, als die von benachbarten Spektralbereichen der auslösenden Gammastrahlung stammenden Beiträge sich in ihrer Winkelverteilung nicht zu stark unterscheiden.

Als erste haben Diven und Almy[1]) die von der Bremsstrahlung eines 20,8-MeV-Betatrons in Silber und Aluminium ausgelösten Photoprotronen auf ihre Energie- und Winkelverteilung hin untersucht. In jüngster Zeit wurden, ebenfalls mit kontinuierlichem Spektrum, eingehende Winkelverteilungsmessungen an Photoprotonen aus Kobalt, Nickel und Kupfer von Mann u. a.[2]) durchgeführt. Obwohl monochromatische Gammastrahlen zur Durchführung von Energie- und Richtungsverteilungsmessungen aus den oben erwähnten Gründen vorteilhafter wären als die bei den genannten Untersuchungen verwendeten Bremsspektren, so scheitern doch die meisten Versuche in dieser Richtung an der zu geringen Intensität der als einzige monochromatische Strahlung zur Verfügung stehenden Kerngammastrahlen. Eine günstige Ausnahme bilden lediglich solche Anordnungen, bei denen die Auslösung der Photoprotonen und ihre Registrierung in ein- und derselben Substanz erfolgen kann. Diese Möglichkeit bietet die photographische Platte. Kernphotoplatten, welche der intensivsten unter den Kerngammastrahlen mit Quanten über 10 MeV, nämlich der im Prozess $Li^7(p, \gamma)\,Be^8$ emittierten sogenannten Lithiumgammastrahlung exponiert werden, enthalten stets zahlreiche Protonen, welche hauptsächlich aus Kernphotoprozessen an den Ag- und Br-Kernen der Emulsion stammen. Eine experimentelle Unterscheidung zwischen den aus Ag bzw. Br emittierten Protonen ist allerdings nicht möglich, allein beide Elemente bestehen aus mittelschweren Kernen, für welche die Bindungsenergien von Proton bzw. Neutron nicht

---

[1]) B. C. Diven und G. M. Almy, Phys. Rev. **80**, 407 (1950).

[2]) A. K. Mann, J. Halpern und M. Rothman, Phys. Rev. **87**, 146 (1952).

sehr verschieden sind. Man kann deshalb erwarten, dass sie sich in bezug auf die Energie- und Winkelverteilung der Photoprotonen sehr ähnlich verhalten. Unter dieser Voraussetzung sollen deshalb im folgenden die an solchen Platten gewonnenen Ergebnisse diskutiert werden.

2. Experimentelle Anordnung.

Die bei der vorliegenden Untersuchung benützten Platten (Emulsionstyp Ilford C2, Schichtdicke 300 μ) wurden in lichtdichten Aluminiumkassetten von rund 0,5 mm Wandstärke während einigen Stunden bei streifendem Einfall der Lithiumgammastrahlung exponiert. Die geometrische Anordnung war ähnlich der in einer früheren Arbeit[1]) beschriebenen (Brennfleckdurchmesser = 3 mm, Abstand Brennfleck–Plattenrand = 43 mm).

3. Behandlung und Auswertung der Platten.

Die bestrahlten Platten wurden mit Ilford-Entwickler JD19 entwickelt und nach dem Ausfixieren und Trocknen unter dem Mikroskop bei rund 360facher Vergrösserung ausgemessen (3 mm Apochromat 60fach, in Verbindung mit Messokular 6fach). Die Schrumpfung wurde für jede Plattenpackung an einigen Testplatten durch Messung der Schichtdicke sowohl in unfixiertem als auch in fixiertem Zustand mit Hilfe einer Tastuhr (Genauigkeit $\pm$ 0,5 μ) auf $\pm$ 10% genau bestimmt. Der durch den endlichen Brennfleckdurchmesser, die Unsicherheit in der Schrumpfung, sowie die Messgenauigkeit bei der mikroskopischen Tiefenbestimmung bedingte Fehler im Winkel Θ zwischen der Richtung des einfallenden Quants und derjenigen des Protons beträgt im Maximum $\delta\Theta = \pm 3^0$. Bei der Analyse der Winkelverteilung (siehe nächstfolgenden Abschnitt) wurde diesem Fehler durch übergreifende Mittelung der Besetzungszahlen für die einzelnen Winkelintervalle (Intervallbreite $\Delta\Theta = 10^0$) Rechnung getragen. Die wirkliche Zahl der auf ein einzelnes Winkelintervall entfallenden, von der Gammastrahlung ausgelösten Photoprotonen ergibt sich aus der direkt unter dem Mikroskop gemessenen Anzahl Spuren durch Korrektur auf die infolge Austritts aus der Schicht der Messung entgangenen Protonen. Für ein Winkelintervall ($\Theta \pm \Delta\Theta/2$) hängt dieser Korrekturfaktor noch vom Verhältnis Länge l der Spur zur Dicke $2H$ der (unfixierten) Emulsion ab. Bezieht man die Spurenzahl pro Intervall, wie das bei der Winkel-

[1]) H. Wäffler und S. Younis, Helv. Phys. Acta **24**, 483 (1951).

verteilung $J(\Theta)$ üblich ist, auf die Raumwinkel*einheit*, so ergeben sich für den Korrekturfaktor K die beziehungsweisen Formeln

$$1/K = 2 \sin\Theta(\pi - l \sin\Theta/H)\, \Delta\Theta \text{ für } 2\, H/l \geqq \sin\Theta\,, \tag{1}$$

$$1/K = 4 \sin\Theta\,[\arc\sin(2\, H/l \sin\Theta) - l \sin\Theta/2\, H + \\ + (l^2 \sin^2\Theta/4\, H^2 - 1)^{1/2}]\, \Delta\Theta \text{ für } 2\, H/l \leqq \sin\Theta. \tag{2}$$

4. Messergebnisse.

a) *Gesamter Wirkungsquerschnitt.*

In vier verschiedenen, simultan bestrahlten Platten wurden auf einer Fläche von insgesamt 15,2 cm² rund 800 Protonenspuren mit Energien zwischen 2 und 12,2 MeV ausgemessen. Dieser Fläche entspricht ein totaler Flux von $2{,}2 \cdot 10^9$ Quanten der Energie $h\nu =$ 17,6 MeV. Der Flux wurde folgendermassen bestimmt: während der Bestrahlung registrierte ein Zählrohr den relativen Intensitätsverlauf. Die Ermittlung der absoluten Zahl der Gammaquanten, welche die Platten während der gesamten Bestrahlungszeit durchsetzten, erfolgte nachträglich, indem bei gleicher Intensitätsmessung eine Kupferfolie (12 mg/cm²) aktiviert und die absolute Zerfallsrate der Cu^{62}-Aktivität mit einem geeichten Zählrohr bestimmt wurde. Der Anschluss an den $Cu^{63}(\gamma, n)$-Cu^{62}-Querschnitt liefert den absoluten Flux. Dem letztgenannten Prozess wurde ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma(17{,}6) = 1{,}0 \cdot 10^{-25}\,\text{cm}^2$ für die Hauptlinie ($\sim 75\,\%$, Quantenenergie $h\nu = 17{,}6$ MeV) bzw. $\sigma\,(14{,}8) \cong 0{,}6 \cdot 10^{-25}\,\text{cm}^2$ für die Nebenlinie ($\sim 25\,\%$, $h\nu = 14{,}8$ MeV) der Lithiumgammastrahlung zugrunde gelegt. Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts musste noch die Intensitätsschwächung, welche die Gammastrahlung beim Durchsetzen der Emulsion erfährt, und die etwa 20% beträgt, berücksichtigt werden. Die Gesamtzahl der in der Emulsion entstandenen Protonen ergibt sich nach erfolgter Korrektur auf Schichtaustritt zu 2280. In dieser Zahl sind nun allerdings auch noch die aus dem Sauerstoff der Gelatine stammenden, im Prozess $O^{16}(\gamma, p)$ emittierten Protonen enthalten. Da der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses für die Lithium-Gammastrahlung bekannt ist (siehe Abschnitt b)), so kann sein Beitrag berechnet und von der obigen Zahl in Abzug gebracht werden, die sich dadurch um 143 vermindert. Ferner ist zu bemerken, dass Spuren mit Energien unterhalb 2 MeV aus messtechnischen Gründen nicht mehr erfasst werden konnten, so dass an der gesamten Protonenzahl noch eine kleine positive Korrektur anzubringen wäre. Eine ebenfalls nicht genau bekannte negative Korrektur an dieser Zahl liefert der (γ, p)-

Prozess an dem in der Gelatine enthaltenen Stickstoff. Wie man der Energieverteilung der Photoprotonen (siehe Abschnitt b)) entnehmen kann, sind diese Korrekturen klein und sollen, da sie einander entgegenwirken, im folgenden vernachlässigt werden. Damit ergibt sich mit dem bekannten Silberbromid-Gehalt der Emulsion der *Mittelwert* aus den Wirkungsquerschnitten von Silber und Brom:

$$\overline{\sigma_{\mathrm{Ag,\,Br}}} = (\sigma_{\mathrm{Ag}} + \sigma_{\mathrm{Br}})/2 = 3{,}6 \cdot 10^{-27}\ \mathrm{cm}^2.$$

Die relative Fehler*grenze* dieses Resultats ergibt sich bei Berücksichtigung aller Fehlerquellen zu etwa 50%.

b) *Energieverteilung der Photoprotonen.*

Fig. 1 (Blockdiagramm) zeigt die Energieverteilung der Photoprotonen. Dem Diagramm liegen insgesamt 2000 Spuren zugrunde. Die bei 5,15 und 9,3 MeV auftretenden Protonengruppen stammen

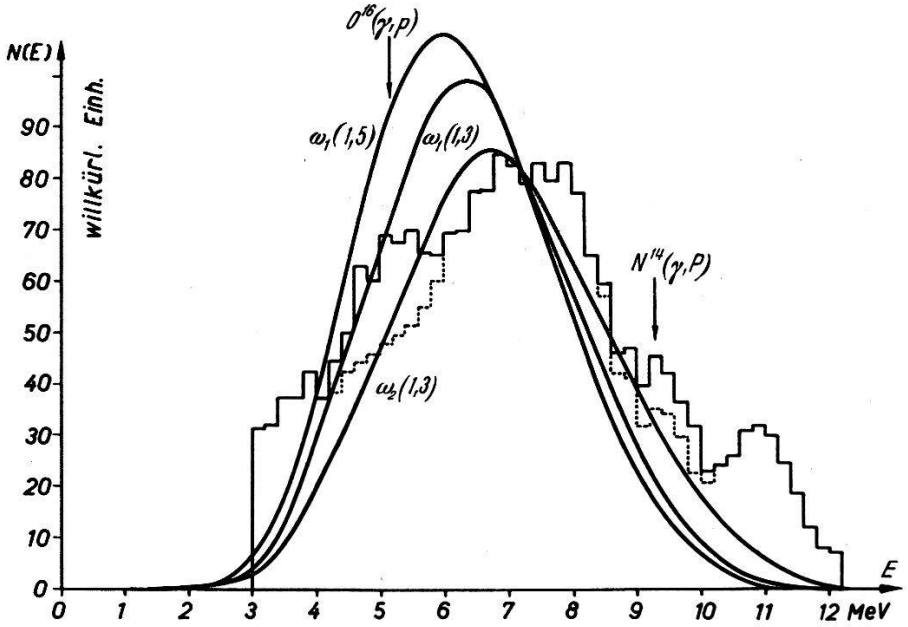

Fig. 1.
Energieverteilung der Photoprotonen. Gestricheltes Diagramm: Auf Sauerstoff- und Stickstoffprotonen korrigierte Verteilung. Für die Bedeutung der ω_1, ω_2 siehe Text.

aus dem (γ,p)-Prozess an O^{16} bzw. N^{14}. Die relativen Häufigkeiten dieser beiden in der Gelatine enthaltenen Elemente sind bekannt, desgleichen der Wirkungsquerschnitt des (γ,p)-Prozesses an Sauerstoff[1]). Daraus kann der Beitrag der Photoprotonen aus O^{16} berechnet werden: er beträgt rund 20% aller auf das Energieintervall zwischen 4 und 6 MeV entfallenden Spuren. Was den Anteil der

[1]) H. Wäffler und S. Younis, Helv. Phys. Acta **22**, 614 (1949).

aus N^{14} stammenden Protonen anbelangt, so ist über den Wirkungsquerschnitt des (γ,p)-Prozesses an Stickstoff experimentell nichts bekannt. Nimmt man jedoch versuchsweise an, dass Stickstoff den gleichen (γ,p)-Querschnitt besitzt wie Sauerstoff, so erhält man als Beitrag aus dem Stickstoff 8,4% aller auf das Energieintervall zwischen 8,4 und 10,4 MeV entfallenden Protonen. Diese Annahme erhält eine gewisse Stütze durch die Tatsache, dass das Verhältnis von Protonbindungsenergie zu Neutronbindungsenergie für die Kerne O^{16} und N^{14} annähernd gleich ist, sie wurde deshalb der korrigierten Energieverteilung in Fig. 1 (punktiert) zugrunde gelegt.

Protonen mit Energien unterhalb 3 MeV sind in Fig. 1 nicht angeführt, da der entsprechende Reichweitebereich (0 bis 75 μ) auch noch zahlreiche Deutonen enthalten dürfte. Da sich in der photographischen Platte Deutonen von Protonen ohne spezielle Entwicklungsverfahren nicht eindeutig unterscheiden lassen (es sei denn durch das mühsame Verfahren der Kornauszählung), so wurde auf eine Unterscheidung der beiden Teilchenarten bei den vorliegenden Messungen überhaupt verzichtet.

c) *Winkelverteilung.*

Die Winkelverteilung der Photoprotonen wurde (für Energien über 6 MeV) in verschiedene Energiebereiche aufgeteilt und ist in Figur 2 dargestellt. Der natürliche Deuteriumgehalt des Wasserstoffs führt beim Beschuss von Lithium mit schnellen Wasserstoffionen auch stets zu der bekannten, sehr intensiven (d,n)-Reaktion. Deshalb enthalten Platten, die der Lithiumgammastrahlung exponiert worden sind, infolge des Wasserstoffgehalts der Gelatine auch stets eine gewisse Zahl von Rückstossprotonen. Die Maximalenergie derselben beträgt in der Vorwärtsrichtung ($\Theta = 0^0$), $E_0 \cong$ 10 MeV, unter einem Streuwinkel Θ hingegen nurmehr $E = E_0 \cos^2 \Theta$. Um jede Fälschung der Messungen durch Rückstossprotonen zu vermeiden, ist in Figur 2 ein mit abnehmender Protonenenergie zunehmender Winkelbereich um die Vorwärtsrichtung ausgeschlossen worden, derart, dass in dem noch verbleibenden Bereich die Rückstossprotonen neben den Photoprotonen praktisch keine Rolle mehr spielen.

Um für den am schwächsten besetzten Energiebereich zwischen 10 und 12,2 MeV die Spurenzahl und damit auch die statistische Genauigkeit der Messung zu vergrössern, wurden noch einige weitere Platten auf Protonen mit Energien von über 10 MeV abgesucht. Damit entfallen auf diesen Energiebereich 360 gemessene Spuren, was relativ zu den übrigen Intervallen etwa einer Verdopplung der Spurenzahl entspricht.

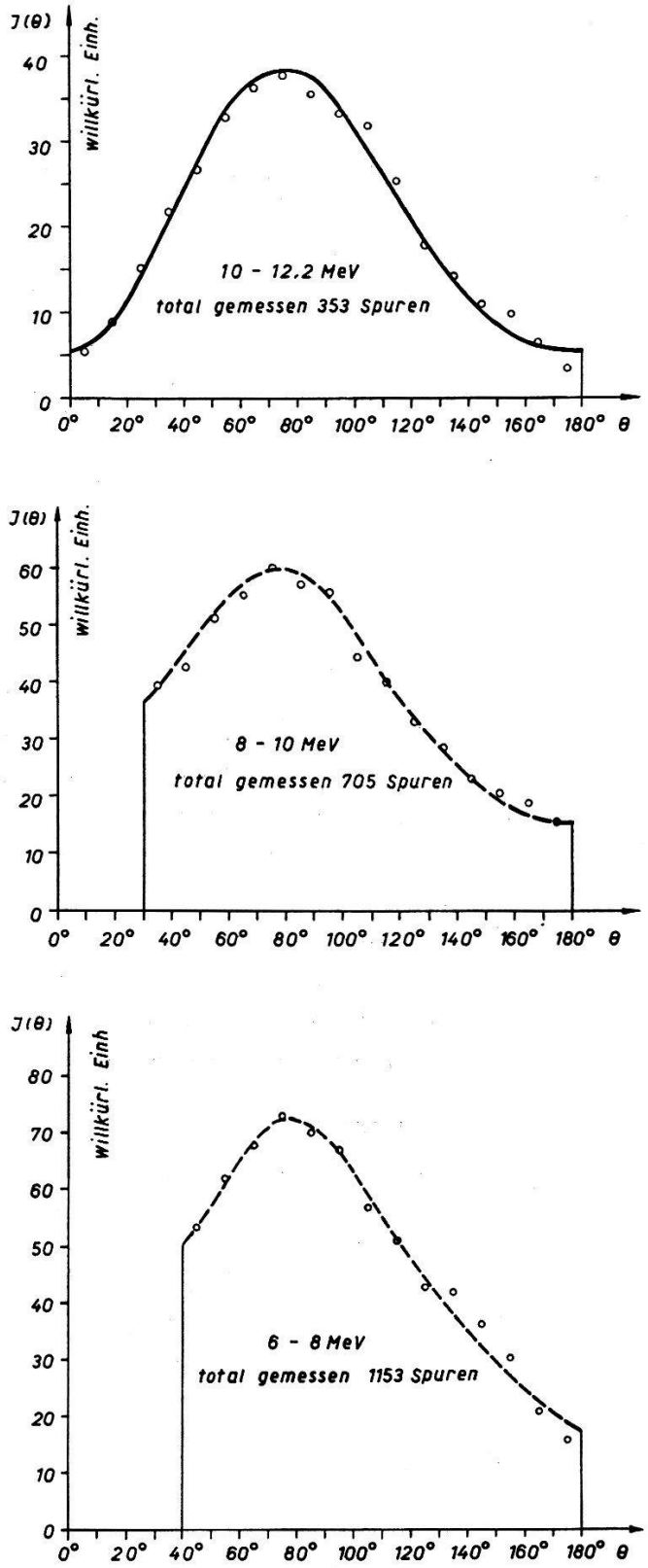

Fig. 2.

Winkelverteilung der Photoprotonen. Für die Gruppe 10—12,2 MeV entspricht die ausgezogene Kurve der Gleichung $J(\Theta) = 0{,}186 + \sin^2 \Theta\ (1 + 0{,}65 \cos \Theta)$. Für die beiden anderen Gruppen sind die Kurven (gestrichelt) nach Gefühl durch die Messpunkte gelegt.

5. Diskussion.

Es ist instruktiv, den unter IV. a) angegebenen experimentellen Wert $\overline{\sigma_{AgBr}}$ mit drei anderen, in einer früheren Untersuchung[1]) gemessenen (γ,p)-Querschnitten zu vergleichen. Tabelle I enthält eine Zusammenstellung der Daten, wobei auch die Bindungsenergien von Neutron (B_n) bzw. Proton (B_p) für die einzelnen Kerne angegeben sind (Spalte 2 und 3). Ferner enthält die Tabelle das theoretische Verhältnis $\sigma(\gamma,p)/(\sigma(\gamma,n)$, welches unmittelbar aus der statistischen Kerntheorie folgt (Spalte 5). Letzteres ergibt sich bekanntlich als das Verhältnis der Emissionswahrscheinlichkeiten $W(p)$, $W(n)$ von Proton bzw. Neutron gemäss der Gleichung

$$\frac{\sigma(\gamma,p)}{\sigma(\gamma,n)} = \frac{W(p)}{W(n)} = \frac{\int_0^{\varepsilon_p \max} P(\varepsilon_p)\,\varepsilon_p\,\omega(\varepsilon_p \max - \varepsilon_p)\,d\varepsilon_p}{\int_0^{\varepsilon_n \max} P(\varepsilon_n)\,\varepsilon_n\,\omega(\varepsilon_n \max - \varepsilon_n)\,d\varepsilon_n}. \tag{1}$$

Hierin bedeutet (unter Weglassung von Zähler und Nenner gemeinsamen Faktoren) P den Wirkungsquerschnitt für den Einfang eines Teilchens der Energie ε durch den Restkern, ω die Niveauverteilung des Restkerns und ε max die Maximalenergie des austretenden Teilchens. Die in Zähler und Nenner von Gleichung (1) auftretenden Integranden stellen die Energieverteilung der emittierten Protonen und Neutronen dar. Spalte 6 enthält sodann den theoretischen Wert des (γ,p)-Querschnitts, der durch Multiplikation der Quotienten

Tabelle 1.

Experimentelle und theoretische Wirkungsquerschnitte (cm²).

1	2	3	4	5	6	7
Ausgangskern	B_n (MeV)	B_p (MeV)	$\sigma(\gamma,p)$ Experiment	$\sigma(\gamma,p)/\sigma(\gamma,n)$ statistische Theorie	$\sigma(\gamma,p)$ statistische Theorie	$\sigma(\gamma,p)$ nach Courant
Br^{79}	10,6	6,6	$3{,}6 \cdot 10^{-27}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-27}$	$1 \cdot 10^{-27}$
Br^{81}	9,95	7,2				
Ag^{107}	9,5	5,6				
Ag^{109}	9,0	6,5				
Cd^{113}	6,44	9,86	$3{,}0 \cdot 10^{-27}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-30}$	$2{,}4 \cdot 10^{-28}$
Sn^{117}	7,10	9,22	$2{,}9 \cdot 10^{-27}$	10^{-4}	$3 \cdot 10^{-29}$	$2{,}3 \cdot 10^{-28}$
Sn^{118}	9,10	10,05	$1{,}5 \cdot 10^{-27}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$1{,}5 \cdot 10^{-29}$	$2{,}3 \cdot 10^{-28}$

[1]) O. Hirzel und H. Wäffler, Helv. Phys. Acta **20**, 373 (1947).

von Spalte 5 mit den experimentellen (γ,n)-Querschnitten erhalten wird. Für dessen Bestimmung konnte der (γ,n)-Querschnitt nur für Br und Ag unmittelbar dem Experiment entnommen werden. Bei den übrigen angeführten Kernen führt nämlich der (γ,n)-Prozess auf ein stabiles Isotop, so dass die übliche Methode der Wirkungsquerschnittsbestimmung vermittelst der induzierten Aktivität versagt. Da jedoch die (γ,n)-Querschnitte in dieser Gegend des periodischen Systems an zahlreichen anderen Isotopen gemessen sind und nicht sehr verschiedene Werte ergeben, so lassen sich die fraglichen Grössen mit ziemlicher Sicherheit (schätzungsweise innerhalb eines Faktors 2) aus den gemessenen Querschnitten interpolieren. Auf diese Weise wurden die verbleibenden, in Spalte 6 zusammengestellten Werte berechnet.

Die Zahlen zeigen deutlich, wie die einerseits gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment bei der Bromsilbergruppe und die andererseits grosse Diskrepanz zwischen beiden bei den übrigen Kernen mit einem Wechsel im Verhältnis der Bindungsenergien B_p, B_n parallel geht. Die statistische Theorie ergibt bei kleiner Protonbindungsenergie B_p und grosser Neutronbindungsenergie B_n (Fall des Bromsilbers) einen 100- bis 1000mal grösseren Wert für das Verhältnis $\sigma(\gamma,p)/\sigma(\gamma,n)$ (siehe Spalte 5), als im umgekehrten Fall (Cd und Sn). Das hängt im wesentlichen mit dem raschen Anwachsen der Integrale von Gleichung (1) bei zunehmender oberer Grenze $\varepsilon_{\max} = h\nu - B$ zusammen. Wie empfindlich die Wirkungsquerschnitte nach der auf dem Konzept des Compoundkerns basierenden statistischen Theorie von den Bindungsenergien der Nukleonen tatsächlich abhängen, zeigt das folgende, *hypothetische* Beispiel: Für den mit 17,6 MeV (Hauptlinie der Lithiumgammastrahlung) angeregten Kern Ag^{107} ($B_n = 9{,}5$ MeV, $B_p = 5{,}6$ MeV) verhält sich nach der statistischen Theorie der (γ,p)- zum (γ,n)-Querschnitt wie 1:10. Für einen (hypothetischen) Kern gleicher Kernladungszahl, bei welchem die Bindungsenergien von Neutron und Proton gegenüber Ag^{107} gerade *vertauscht* sind, würde dasselbe, in gleicher Weise berechnete Verhältnis dagegen $1:10^7$ betragen!

Wie aus der Zusammenstellung klar hervorgeht, gibt nun aber das Experiment diese grossen, für die Vorstellung des Compoundkerns charakteristischen Schwankungen im Wirkungsquerschnitt in keiner Weise wieder. Die Tatsache, dass sämtliche angeführten, experimentellen (γ,p)-Querschnitte von der gleichen Grössenordnung sind, legt die Vermutung nahe, dass die (γ,p)-Reaktion im Falle des Cd und Sn im wesentlichen *nicht* über einen Compoundkern läuft. Diese Ansicht ist keineswegs neu, sie wurde schon anlässlich der ersten systematischen Untersuchung der (γ,p)-Prozesse,

wie auch in zahlreichen späteren Arbeiten formuliert. Ferner hat COURANT[1]) einen theoretischen Versuch zur quantitativen Erklärung der experimentellen Tatsachen gegeben. COURANT behandelt die Protonen als (freie) Teilchen eines Fermigases im Potentialtopf des Kerns. Dabei wird der (γ,p)-Prozess als direkter Dipolübergang eines dieser Protonen aus einem Niveau der Fermiverteilung in das Kontinuum aufgefasst. Die aus dieser Rechnung folgenden (γ,p)-Querschnitte sind in der letzten Spalte der Tabelle aufgeführt. Sie sind zwar dem Absolutwert nach um rund eine Grössenordnung zu klein, zeigen aber eine weitaus geringere Abhängigkeit von der Bindungsenergie, als es die statistische Theorie verlangt. So stellt sich beispielsweise für Cd^{113} bzw. Ag^{107} das Verhältnis der (γ,p)-Querschnitte nach COURANT zu 1:3,5, gegenüber 1:1250 nach der statistischen Theorie. Zusammenfassend lässt sich somit sagen, dass die auf der Annahme eines direkten Photoprozesses basierenden Erklärungsversuche hinsichtlich des Gesamtquerschnitts zwar bis jetzt noch zu keiner quantitativen Übereinstimmung mit dem Experiment geführt haben, aber gleichwohl im grossen und ganzen den empirischen Befund bedeutend besser wiedergeben als die statistische Theorie. Es scheint, dass zumindest die Richtung, in welcher ein völliges Verständnis der (γ,p)-Prozesse gesucht werden muss, durch die Vorstellung der Direktprozesse aufgezeigt ist.

b) *Energieverteilung.*

Das theoretische Energiespektrum der Photoprotonen (Integrand im Zähler von Gleichung (1)) ist in Figur 1 zum Vergleich mit dem experimentellen (Blockdiagramm) eingezeichnet. Die theoretische Kurve ist aus den für Brom und für Silber einzeln berechneten und dann im Verhältnis 1:1,1 überlagerten Verteilungen gebildet. (Das Verhältnis 1:1,1 entspricht gerade dem Quotienten der (γ,p)-Querschnitte von Brom und Silber nach der statistischen Theorie.) Der Berechnung wurden zwei verschiedene, halbempirische Ansätze für die Niveaudichte des Restkerns (siehe hiezu auch DIVEN und ALMY, loc. cit.) zugrunde gelegt, nämlich

$$\omega = C \exp\left\{(a\varepsilon)^{1/2}\right\}; \quad \omega_1 : a = A/5, \; \omega_2 : \; a = 1{,}6\,(A-40)^{1/2}.$$

Im Falle von ω_1 wurde die Rechnung überdies mit zwei verschiedenen Werten des Parameters für den Kernradius ($r_0 = 1{,}3 \cdot 10^{-13}$ cm, bzw. $r_0 = 1{,}5 \cdot 10^{-13}$ cm) durchgeführt. Der Ordinatenmaßstab der Kurven wurde so gewählt, dass die Fläche unter denselben für den

[1]) E. D. COURANT, Phys. Rev. **82**, 703 (1951).

Energiebereich 6 bis 9 MeV mit der entsprechenden Fläche des Blockdiagramms übereinstimmt. Dieser Energiebereich, der etwas mehr als die Hälfte der Gesamtfläche ausmacht, enthält ausschliesslich Photoprotonen aus AgBr. Auf das Gebiet zwischen 4 und 6 MeV entfallen zusätzlich die Photoprotonen des Sauerstoffs und bei 9,3 MeV liegt die Gruppe der Stickstoffprotonen. Die Korrektur, welche das Blockdiagramm durch einen Abzug dieser Beiträge erfährt, ist in der Figur approximativ (punktiert) eingezeichnet. Die experimentelle Verteilung lässt sich unterhalb 10 MeV einigermassen durch eine Niveaudichte von der Form ω_2 wiedergeben. Die durch die Messung eindeutig sichergestellte Protonengruppe zwischen 10 und 12,2 MeV tritt jedoch in keiner der theoretischen Verteilungen auf. Diese Protonen führen nahezu die ganze, im Prozess zur Verfügung stehende Energie mit sich, d.h. mit andern Worten, dass sie den Restkern im Grundzustand oder zumindest in seinen tiefsten Anregungszuständen zurücklassen. Ein solches, gegen hohe Energien verlagertes Spektrum hätte man aber gerade im Fall von Direktprozessen zu erwarten. Rechnet man zum Beispiel, wie das von Courant (loc. cit.) gemacht wird, mit der Niveauverteilung eines Fermi-Gases, so ändert sich die Niveaudichte proportional der Wurzel aus der Niveauhöhe im Potentialtopf. Damit erhält man eine Energieverteilung, deren Maximum sehr nahe an die obere Grenze des Spektrums zu liegen kommt. Die Analyse der Energieverteilung lässt also vermuten, dass bei Brom und Silber beide Arten von Prozessen, sowohl die über den Compoundkern laufenden als auch Direktprozesse vorkommen. Die Protonengruppe hoher Energie fällt hier zahlenmässig nicht stark ins Gewicht: Nach Ausweis der Figur entspricht ihr ein Inhalt von etwa 12% der Gesamtfläche. Schreibt man ausschliesslich diese Protonen dem Direktprozess zu, so ergibt sich für denselben ein Teilquerschnitt von $4{,}3 \cdot 10^{-28}$ cm². Identifiziert man nun versuchsweise diesen Teilquerschnitt mit dem von Courant (loc. cit.) berechneten, so kann zumindest das *Verhältnis* der in Spalte 7 der Tabelle I angegebenen Wirkungsquerschnitte übernommen werden. Daraus folgt für Cd und Sn ein gegenüber AgBr um den Faktor 4 kleinerer Querschnitt. Man hätte also dementsprechend für diese Kerne einen auf den Direktprozess entfallenden Teilquerschnitt von rund 10^{-28} cm² zu erwarten. Da aber der Compoundkern gemäss der statistischen Theorie in diesen Fällen nur einen verschwindend kleinen Beitrag zum (γ,p)-Prozess liefert, so ist dieser Wert von 10^{-28} cm² mit den experimentell bestimmten Gesamtquerschnitten (Spalte 4 von Tabelle I) zu vergleichen. Dabei resultiert eine Diskrepanz von einem Faktor 15 bis 30, welche bestimmt ausserhalb der experimentellen

Ungenauigkeiten liegt. *Die Erwartung, dass der Mechanismus der Direktprozesse mit dem von Courant vorgeschlagenen Modell sowohl den Gesamtquerschnitt wie auch die Energieverteilung der Photoprotonen wenn auch nur qualitativ, so doch widerspruchsfrei zu erklären vermag, erscheint damit zumindest bei den vorliegenden Beispielen nicht erfüllt.* Es hat vielmehr den Anschein, als ob hier der von der statistischen Theorie *nicht* erfasste Beitrag zum (γ, p)-Prozess absolut genommen um so grösser wird, je unwahrscheinlicher nach dieser Theorie der Prozess selbst ist.

c) *Winkelverteilung.*

Die Winkelverteilung der Protonengruppe mit Energien zwischen 10 und 12,2 MeV lässt sich gut durch eine Gleichung der Form

$$J(\Theta) = A + \sin^2\Theta(1 + B\cos\Theta) = 0{,}186 + \sin^2\Theta\,(1 + 0{,}65\cos\Theta) \qquad \text{(I.)}$$

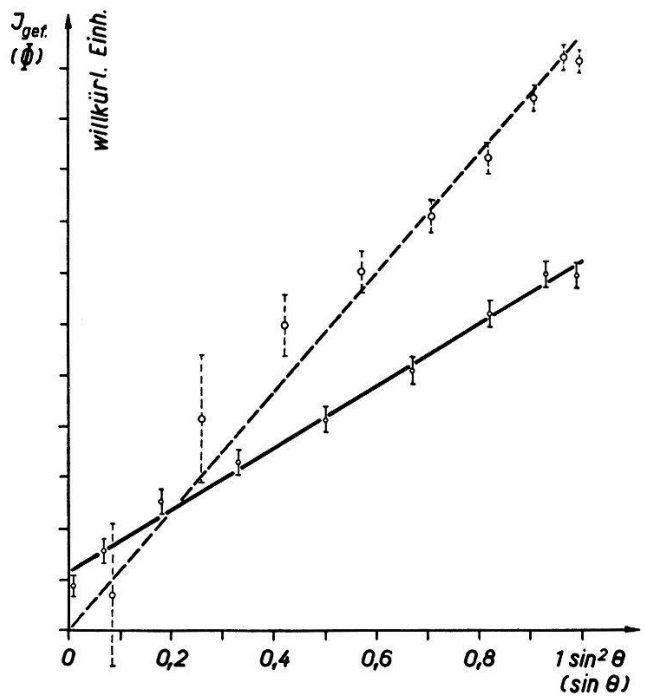

Fig. 3.

Gefaltete Winkelverteilung der 10—12,2-MeV-Protonengruppe. Ausgezogene Gerade: $J_{\text{gef}} = J(\Theta) + J\,(180^0 - \Theta) = A + \sin^2\Theta$ mit $A = 0{,}186$ entsprechend Ansatz (II.). Gestrichelte Gerade: $\sqrt{J(\Theta) - A} + \sqrt{J\,(180^0 - \Theta) - A} = 2\sin\Theta$ entsprechend Ansatz (II.).

wiedergeben. Die Konstante $A = 0{,}186$ in (I.) wurde durch „Faltung" der Verteilung

$$J_{\text{gef}} = J(\Theta) + J(180^0 - \Theta)$$

erhalten, wobei aus der ursprünglichen Form eine Gerade in Abhängigkeit von $\sin^2\Theta$ entsteht (siehe Fig. 3). Zur Bestimmung von

$B = 0{,}65$ wurde ferner angenommen, dass das Maximum der Verteilung in die Mitte des Intervalls mit der höchsten Besetzungszahl, d.h. bei $\Theta = 75^0$, zu liegen kommt. Die Form der Winkelverteilung (I.) ist ganz analog der bei der Deutonspaltung[1]) gefundenen. Die von MANN u. a. (loc. cit.) angegebene, von der obigen etwas verschiedene Verteilung

$$J(\Theta) = A + (\sin\Theta + C \sin\Theta \cos\Theta)^2 \qquad \text{(II.)}$$

ist mit den vorliegenden Messungen weniger gut vereinbar, wie man durch Auftragen der modifizierten Verteilung

$$\Phi = [J(\Theta) - A]^{1/2} + [J(180^0 - \Theta) - A]^{1/2},$$

welche in Abhängigkeit von $\sin\Theta$ eine Gerade durch den Nullpunkt ergeben sollte, leicht zeigen kann (siehe Fig. 3). Wie COURANT (loc. cit.) ferner gezeigt hat, entspricht einem verschwindenden isotropen Glied in der Winkelverteilung ein s-Term ($l = 0$) des Ausgangskerns. Die Kleinheit (0,186) des isotropen Glieds bei der energiereichsten Protonengruppe lässt also den Schluss zu, dass die am lockersten gebundenen Protonen der Bromsilbergruppe vorwiegend in drehimpulsfreien Zuständen sitzen.

Auffällig erscheint in diesem Zusammenhang allerdings, dass auch die tieferen in Figur 2 wiedergegebenen Energiebereiche, soweit als sie erfasst werden können, sich durch einen relativ kleinen isotropen Anteil auszeichnen.

Die vorliegende Arbeit wurde im Jahre 1950 am Physikalischen Institut der ETH. begonnen und nach längerem Unterbruch an der Universität Zürich fertiggestellt. Ich möchte dem Direktor des Physikalischen Instituts der ETH., Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER, für seine fördernde Anteilnahme an dieser Untersuchung herzlich danken. Ebenfalls zu grossem Dank bin ich der Schweiz. Studienkommission für Atomenergie für finanzielle Beihilfe verpflichtet.

[1]) H. WÄFFLER und S. YOUNIS, Helv. Phys. Acta **24**, 483 (1951).