

# Kernphotoprozesse

Autor(en): **Wäffler, H.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **33 (1960)**

Heft [5]: **Supplementum 5. Beiträge zur Entwicklung der Physik**

PDF erstellt am: **21.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-513240>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

## Kernphotoprozesse

Von H. WÄFFLER, Kernphysikalische Abteilung des Max-Planck-Instituts  
für Chemie (Otto-Hahn-Institut) Mainz

### 1. Leichte und mittelschwere Kerne. Die Arbeiten in Zürich (1941-1950)

Der erste experimentelle Nachweis einer Kernumwandlung durch Gammastrahlen wurde 1934 von CHADWICK und GOLDHABER mit der Photospaltung des Deuterons [1]<sup>1)</sup> erbracht. Im gleichen Jahre gelang SZILARD und CHALMERS die Abtrennung des besonders locker gebundenen Neutrons beim Kern  ${}^9\text{Be}$  [2].

Bei beiden genannten Versuchen konnte mit den  $\gamma$ -Strahlen natürlich radioaktiver Substanzen (Thorium bzw. Radium) gearbeitet werden. Nach der gelungenen Durchführung dieser Pionierexperimente lag es nahe, den gleichen Versuch bei anderen Kernen und unter Verwendung energiereicherer Gammastrahlen zu wiederholen. Es vergingen gleichwohl drei weitere Jahre, bis BOTHE und GENTNER bei 15 verschiedenen Elementen eine durch Einwirkung von Kerngammastrahlen induzierte Radioaktivität nachweisen konnten, welche sich in allen Fällen auf die Abtrennung eines Neutrons aus dem Ausgangskern zurückführen liess [3]. BOTHE und GENTNER benützten die intensive, beim Einfang eines Protons durch das Isotop  ${}^7\text{Li}$  freiwerdende Gammastrahlung, deren Hauptlinie eine Quantenenergie von 17,6 MeV besitzt. Die Abspaltung eines Neutrons aus  ${}^4\text{He}$  und  ${}^{12}\text{C}$ , deren Schwellenenergien bei 20,6 bzw. 18,7 MeV liegen, ist mit der Lithium-Gammastrahlung energetisch nicht möglich. Für alle übrigen Kerne übersteigt hingegen diese Quantenenergie die Abtrennarbeit eines Neutrons aus dem Kernverband.

Mit diesen Versuchen war in einfacher und eleganter Weise gezeigt, dass die Absorption elektromagnetischer Strahlung durch einen Kern vorzugsweise die Abtrennung eines Neutrons aus demselben zur Folge hat. Ein Vortrag, den BOTHE im Herbst 1937 im Kolloquium in Zürich über seine Untersuchungen hielt, legte den Keim zu der späteren eingehenden Beschäftigung des Zürcher Instituts mit diesem Arbeitsgebiet. Nach

<sup>1)</sup> Die Ziffern in eckigen Klammern verweisen auf das Literaturverzeichnis, Seite 99.

Fertigstellung einer Beschleunigungsanlage für Ionenenergien bis zu 600 KeV, die sich durch die Kriegsereignisse stark verzögert hatte, ergab sich im Jahre 1941 erstmals Gelegenheit zu einer Wiederholung der Heidelberger Experimente, denen sich alsbald eigene, weitergehende Untersuchungen anschlossen [4].

Unsere Aufmerksamkeit richtete sich zunächst auf die leichtesten Kerne, die unter Einwirkung der Lithiumgammastrahlung zumeist auf kurzlebige Aktivitäten führen. Bei diesen Untersuchungen wurden unter anderem an Magnesium eine bis dahin noch nicht beobachtete Aktivität von 60 s Halbwertszeit induziert, für welche in der Reihe der bekannten Magnesiumisotope kein Platz mehr war. Die Härte der emittierten Elektronen machte andererseits die Zuordnung zu einem isomeren Übergang äusserst unwahrscheinlich. Die Vermutung, dass hier das aktive Isotop  $^{25}\text{Na}$ , als Resultat des unter Protonenemission verlaufenden Kernphotoprozesses [ $^{26}\text{Mg}(\gamma, p)^{25}\text{Na}$ ] vorlag, konnte durch Aktivierung von Magnesium mit Neutronen [ $^{25}\text{Mg}(n, p)^{25}\text{Na}$ ] bestätigt werden. Der Wirkungsquerschnitt für diesen neuen Reaktionstyp ergab sich von gleicher Grössenordnung wie für die  $(\gamma, n)$ -Prozesse an Magnesium und seinen Nachbarisotopen. Damit war der Nachweis für die prinzipielle Gleichberechtigung der beiden Nukleonarten bezüglich des Kernphotoeffektes erbracht [5]. Das andersartige Verhalten der schweren Kerne, bei denen sich zunächst neben der  $(\gamma, n)$ -Reaktion kein weiterer Effekt feststellen liess, wurde in Analogie zum radioaktiven Alpha-Zerfall durch den Einfluss der Coulomb-Barriere auf den Austritt geladener Teilchen aus dem Kern erklärt. WEISSKOPF und EWING hatten bereits 1940 [6], unter Zugrundelegung der von BOHR entwickelten Vorstellungen über den Ablauf einer Kernreaktion [7], die Austrittswahrscheinlichkeit für ein Neutron bzw. ein Proton aus einem hochangeregten Zwischenkern berechnet. Eine Übertragung dieser Rechnungen auf Kernphotoprozesse ergab für den Reaktionstyp  $(\gamma, p)$  bei mittelschweren ( $Z \approx 40$ ) Kernen Wirkungsquerschnitte, welche um einen Faktor  $10^4$ – $10^5$  unter denen für die Reaktion  $(\gamma, n)$  lagen.

Unsere Überraschung war deshalb gross, als wir 1946 bei Bestrahlung von Cadmium eine schwache 24-s-Aktivität fanden, welche sich eindeutig dem Silberisotop  $^{110}\text{Ag}$  zuordnen liess und somit aus der Reaktion  $^{111}\text{Cd}(\gamma, p)^{110}\text{Ag}$  stammen musste. Der aus dem Experiment folgende Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess betrug einige Prozent des als Standard benützten  $(\gamma, n)$ -Querschnitts für das Isotop  $^{63}\text{Cu}$ . Dieses Verhältnis war jedoch rund 100mal grösser, als man auf Grund des Bohrschen Zwischenkernmodells erwarten sollte!

Der wesentliche, aus diesem Modell folgende Ansatz für den Wirkungsquerschnitt einer Kernreaktion besteht bekanntlich in dessen Produktzerlegung in einen Absorptions- und einen Emissionsanteil.

$$\sigma(\gamma, x) = \sigma_a \frac{\Gamma x}{\sum_i \Gamma x_i}.$$

Im obigen, einem Kernphotoprozess adaptierten Ausdruck bedeutet  $\sigma_a$  den Absorptionsquerschnitt für das Gammaquant,  $\Gamma x$  die Wahrscheinlichkeit für Emission des Teilchens  $x$  aus dem vom Absorptionsprozess betroffenen, hochangeregten Kern und  $\sum_i \Gamma x_i$  die Summe aus den Wahrscheinlichkeiten für alle diesem Kern überhaupt möglichen Teilchenemissionen, einschliesslich Reemission des absorbierten Quants. Eine sehr einfache Beziehung erhält man, indem man das Verhältnis zweier Wirkungsquerschnitte, beispielsweise  $(\gamma, p)$  und  $(\gamma, n)$ , für den gleichen Kern bildet

$$\frac{\sigma(\gamma, p)}{\sigma(\gamma, n)} = \frac{\Gamma p}{\Gamma n}.$$

Das experimentell bequem messbare Verhältnis dieser Wirkungsquerschnitte kann damit den aus dem theoretischen Modell folgenden Niveaubreiten gegenübergestellt werden. Die Ausdehnung unserer Untersuchung auf andere mittelschwere Kerne bestätigte das an Cadmium gefundene Resultat: das experimentelle Verhältnis  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  fiel in allen Fällen weitaus grösser aus als der mit dieser sogenannten statistischen Theorie berechnete Wert. Man kam somit nicht um den Schluss herum, dass die bisher nicht angezweifelte Bohrsche Vorstellungen über den Ablauf einer Kernreaktion der Korrektur bedurften.

Dass diese Korrektur die  $(\gamma, p)$ - und nicht die  $(\gamma, n)$ -Reaktionen betreffen müsse, schien uns damals auf Grund der  $Z$ -Abhängigkeit des Effektes evident: Die Wirkungsquerschnitte für den  $(\gamma, p)$ -Prozess überstiegen im Mittel die entsprechenden  $(\gamma, n)$ -Werte gegenüber den theoretischen Grössen um so mehr, je schwerer der betreffende Kern war [8].

Da die Intensitätsverhältnisse uns für den Nachweis der Kernphotoprozesse auf die Methode der induzierten Radioaktivität verwiesen, war es im allgemeinen nicht möglich, an ein- und demselben Kern sowohl den  $(\gamma, p)$ - als auch den  $(\gamma, n)$ -Prozess zu messen, weil fast immer nur entweder die eine oder die andere der beiden Reaktionen auf ein stabiles Isotop führt (eine der seltenen Ausnahmen bilden die Tellur-Isotope  $^{128}\text{Te}$  und  $^{130}\text{Te}$ ). Der einem beobachteten  $(\gamma, p)$ -Querschnitt zugeordnete  $(\gamma, n)$ -Querschnitt wurde deshalb durch eine Interpolation der Wirkungsquerschnitte für die benachbarten Isotope abgeschätzt. Dieses Verfahren ist jedoch nur dann sinnvoll, wenn die  $(\gamma, n)$ -Querschnitte in Abhängigkeit von der Massenzahl einigermaßen monoton verlaufen. Um sich über diese Frage Gewissheit zu schaffen, wurde der systematischen Untersuchung möglichst aller auf eine messbare Radioaktivität führenden  $(\gamma, n)$ -Prozesse besondere Aufmerksamkeit geschenkt. Unsere Messungen erstreckten sich mit der Zeit über rund 40 Kerne [9].

Es ergaben sich für Nachbarisotope tatsächlich Werte des  $(\gamma, n)$ -Querschnitts, welche durchwegs innerhalb eines Faktors 2 übereinstimmten. Damit war die zur Abschätzung des Quotienten  $\sigma(\gamma, p) / \sigma(\gamma, n)$  eingeschlagene Methode nachträglich gerechtfertigt.

BOTHE und GENTNER hatten bei ihren Untersuchungen die absolute Grösse des Wirkungsquerschnitts für den  $(\gamma, n)$ -Prozess an  $^{63}\text{Cu}$  mit der Lithiumgammastrahlung zu rund  $5 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$  bestimmt. Im Anschluss an unsere Relativmessungen der  $(\gamma, n)$ -Querschnitte wiederholten wir dieses Experiment. Unsere Messung ergab einen grösseren Wert, nämlich

$$\sigma(\gamma, n)^{\text{Cu}^{63}} = (1,2 \pm 0,3) 10^{-25} \text{ cm}^2 \quad (E_\gamma = 17,6 \text{ MeV}).$$

Heute weiss man auf Grund der Versuche mit Bremsspektren, dass der  $(\gamma, n)$ -Querschnitt für  $^{63}\text{Cu}$  bei 17,5 MeV Quantenenergie sein Maximum durchläuft. Er ändert sich über einen Bereich von einigen Hundert keV um diesen Energiewert herum nur wenig und stellt deshalb einen bequemen Standard für Absolutmessungen dar. Gute Messungen mit der Lithiumgammastrahlung, welche gerade diesen Standardwert liefern würde, wären deshalb von besonderem Interesse. Leider lassen sämtliche bekannten Messungen an Genauigkeit noch zu wünschen übrig. Die nach unserem Dafürhalten besten stammen von KROHN und SHRADER [10] sowie BERMAN und BROWN [11], deren Werte fast übereinstimmend zwischen  $0,95$  und  $1,0 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$  liegen. Aber auch bei diesen neueren Experimenten beträgt der Fehler immer noch etwa 20%. Eine Verbesserung dürfte hier wohl in erster Linie die Entwicklung von Methoden zur Aussortierung diskreter Quantenenergien aus einem Bremsspektrum bringen.

Die Ergebnisse unserer Untersuchungen über die  $(\gamma, p)$ -Prozesse an mittelschweren Elementen waren auf der Basis der statistischen Theorie der Kernreaktionen nicht zu verstehen und erforderten deshalb eine andersartige theoretische Erklärung. Der erste Versuch in dieser Richtung stammt von SCHIFF [12]. SCHIFF geht von der Annahme aus, dass die im Vergleich zum Kernradius grosse Wellenlänge der einfallenden Gammastrahlung ein innerhalb des Kernes nur schwach veränderliches elektromagnetisches Feld bedingt. Dieses schwach veränderliche Feld sollte seinerseits auch nur einige wenige unter den möglichen Schwingungsformen des Kernsystems anregen, so dass man sich die Anregungszustände, welche für einen Kernphotoprozess zur Verfügung stehen, nach der Art einer stehenden Schwingung (Grundfrequenz und höhere Harmonische) aufgebaut denken kann. Diese Annahme entspricht dem Aufbau der Kernniveaus aus Folgen von (äquidistanten) Oszillatortermen. Die Aufsummierung dieser Terme führt zu einer Niveaudichte, welche mit dem *Logarithmus* der Energie anwächst, im Gegensatz zu der exponentiell ansteigenden statistischen Energiedichte. Die den Wirkungs-

querschnitt bestimmende Emissionswahrscheinlichkeit für ein Proton hat in der statistischen Theorie die Form

$$I \propto \int_0^{\varepsilon_{max}} P(\varepsilon) \varepsilon \omega(\varepsilon_{max} - \varepsilon) d\varepsilon .$$

Hierin bedeutet  $P$  den Wirkungsquerschnitt für den Einfang eines Teilchens der Energie  $\varepsilon$  durch den Restkern,  $\omega$  die Niveaudichte des Restkerns und  $\varepsilon_{max}$  die Maximalenergie des austretenden Teilchens. Infolge des Coulomb-Walls steigt  $P$  für Protonen mit zunehmender Teilchenenergie  $\varepsilon$  exponentiell an. Die Niveaudichte  $\omega$  wächst beim statistischen Kernmodell ebenfalls exponentiell mit der Anregungsenergie, erreicht somit ihren grössten Wert für  $\varepsilon = 0$ . Ersetzt man nach dem Vorgang von SCHIFF in  $\omega$  die exponentielle Verteilung durch eine logarithmische, so verschiebt sich dadurch das Maximum des Integranden gegen grössere Werte von  $\varepsilon$  und nimmt gleichzeitig stark zu, so dass das Integral um 10- bis 100mal grösser wird. Die Neutronenemission wird durch diese Abänderung der Niveaudichte infolge der viel weniger ausgeprägten Energieabhängigkeit von  $P$  nicht stark beeinflusst, so dass man auf diese Weise die vom Experiment geforderten grösseren Werte für das Verhältnis  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  erhält.

Diese nicht sehr weitgehende Modifikation der statistischen Theorie führt zu keiner bestimmten Aussage über die Winkelverteilung der emittierten Photonukleonen. Auf der Grundlage des statistischen Modells ist dieselbe auch nicht anders als isotrop zu erwarten. Demgegenüber haben die Experimente gezeigt, dass die Winkelverteilung der Photoprotonen aus verschiedenen mittelschweren Kernen von Kern zu Kern grosse Verschiedenheiten aufweist und mitunter auch stark anisotrop sein kann. Die ersten Versuche in dieser Richtung wurden von DIVEN und ALMY [13] durchgeführt, welche die Winkelverteilung der aus Aluminium und Silber ausgelösten Photoprotonen untersuchten. Als Quelle elektromagnetischer Strahlung diente ein Bremsspektrum von 20,8 MeV Grenzenergie. Die beiden untersuchten Substanzen verhielten sich sehr verschieden: Während Aluminium eine praktisch isotrope Richtungsverteilung aller  $(\gamma, p)$ -Protonen lieferte, wurde an Silber für die schnellsten Protonen (Energiebereich 10–14 MeV) eine starke Bevorzugung der Richtung senkrecht zum Gammastrahlbündel beobachtet. Die Autoren verglichen auch die Gesamtzahl der an Silber ausgelösten Protonen mit der unter Zugrundelegung eines Bremsspektrums theoretisch zu erwartenden, wobei a) die statistische, b) die von SCHIFF [12] vorgeschlagene Niveaudichte angenommen wurde. Die nach a) berechnete Ausbeute stimmte innerhalb einiger Prozent mit der experimentell gefundenen überein, während der Ansatz von SCHIFF um einen Faktor 6 zu grosse Werte lieferte. Unsere eigenen [14], mit der Lithium-Gammastrahlung durchgeführten Messun-

gen an Bromsilber stimmen mit dem obigen Befund überein und ergänzen ihn teilweise. Dem Vorteil, den die Verwendung monochromatischer Gammastrahlung bietet (die 14,8-MeV-Komponente des Lithiumspektrums spielt für das folgende keine Rolle), stand hier der Nachteil sehr schwacher Intensität gegenüber. Durch Verwendung von Kernphotoplatten, in deren bis zu 80% Bromsilber enthaltenden Emulsion die Photoprotonen ausgelöst und auch gleichzeitig registriert wurden, liess sich diese Schwierigkeit überwinden. Eine Trennung der im Brom bzw. im Silber stattfindenden Vorgänge ist bei dieser Methode allerdings nicht möglich. Wie man jedoch der Zusammenstellung in Tabelle 1 entnimmt, unterscheiden sich die Isotope des Broms und des Silbers bezüglich ihrer Protonbindungsenergie nur wenig voneinander. Auch die Endkerne, auf die der  $(\gamma, p)$ -Prozess führt, sind sich sehr ähnlich, indem dieselben alle den Grundzustand  $0^+$  und die beiden tiefsten angeregten Zustände  $2^+$  in annähernd gleichen Abständen ( $\approx 0,5$  MeV) besitzen. Das für die nachstehenden Betrachtungen massgebende gemeinsame Merkmal dieser Nuklide ist ihre (paarweise) angenäherte Übereinstimmung im Überschuss der Neutronbindungsenergie über die Protonbindungsenergie. Das hat zur Folge, dass die statistische Theorie auch praktisch dieselben Werte für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  liefert. Die aus einem Vergleich zwischen Experiment und Theorie folgenden Schlüsse gelten somit gleichermassen für die Brom- wie auch die Silberisotope.

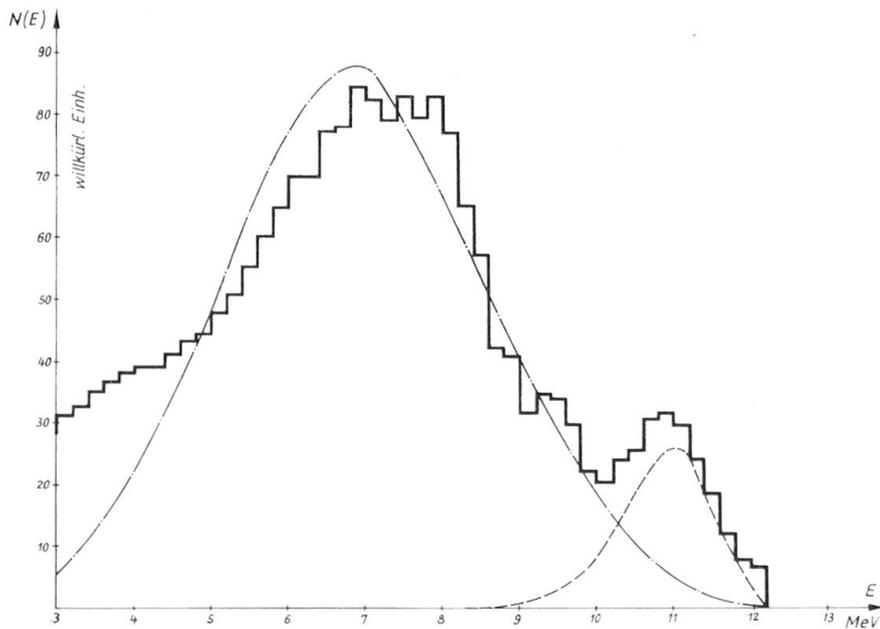
Tabelle 1

*Experimentelle und theoretische Wirkungsquerschnitte [cm<sup>2</sup>]*

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

Wie aus Tabelle 1 ersichtlich, besteht zwischen dem für das Gemisch AgBr nach der statistischen Theorie berechneten und dem experimentell gemessenen  $(\gamma, p)$ -Querschnitt recht gute Übereinstimmung. Ganz anders verhalten sich die zum Vergleich ebenfalls angeführten drei Isotope <sup>113</sup>Cd und <sup>117</sup>, <sup>118</sup>Sn. Hier besteht zwischen Experiment und statistischer

Theorie eine Diskrepanz von einem Faktor 100 und mehr. Bereits dieser Tatbestand ist mit der Theorie von SCHIFF, welche für alle Kerne gegenüber der statistischen Theorie durchwegs vergleichbare Abweichungen nach oben vorhersagt, unvereinbar. Noch aufschlussreicher ist die in Figur 1 wiedergegebene Energieverteilung<sup>2)</sup> der Photoprotonen. Diese stimmt in ihrem mittleren, den Hauptanteil des Spektrums enthaltenden Bereich mit der statistischen Theorie (strichpunktierte Kurve) im grossen und ganzen überein. Ausserdem zeigt das Diagramm aber auch noch eine deutliche Häufung bei den höchsten Energien (10–12 MeV). Diese ausserhalb der statistischen Verteilung fallenden Protonen bilden einen Buckel (in Figur 1 gestrichelt), welcher etwa 12% der Gesamtheit enthält. Diese Protonengruppe lässt sich denjenigen Photoprozessen, welche in den Grundzustand des jeweiligen Restkerns führen, zuordnen. Nach der statistischen Theorie sind Übergänge in den Grundzustand jedoch sehr selten, man muss deshalb den erwähnten Buckel einem neuen, von dieser Theorie nicht erfassten Mechanismus zuschreiben. Da auch die von SCHIFF vorgeschlagene Abänderung der statistischen Theorie das Auftreten dieser energiereichen Photoprotonen nicht erklären kann, ist man gezwungen, diesen Weg aufzugeben.



Figur 1

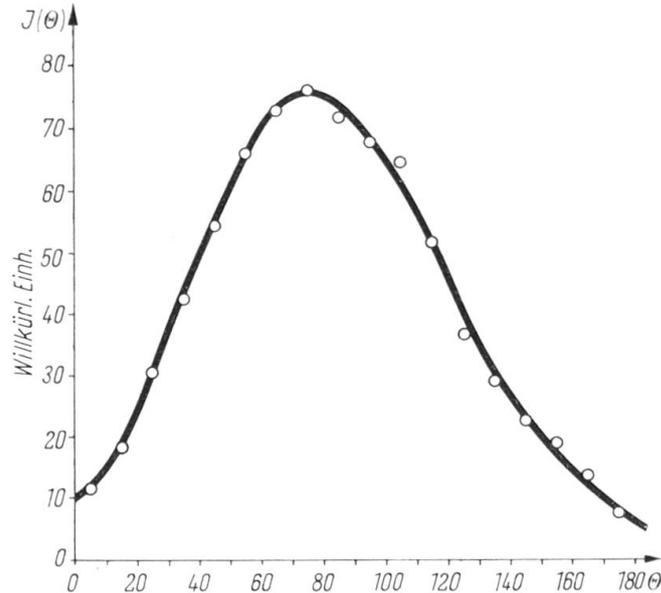
Energieverteilung der durch Lithiumgammastrahlung aus Bromsilber ausgelösten Photoprotonen. ——— Verteilung nach der statistischen Theorie; - - - - - Differenz zwischen den Messwerten und der statistischen Verteilung.

<sup>2)</sup> Die aus der Gelatine ( $^{14}\text{N}$  und  $^{16}\text{O}$ ) stammenden Photoprotonen sind in diesem Diagramm bereits abgezogen.

Erwähnenswert ist auch die Winkelverteilung der energiereichen Protonengruppe (Figur 2). Sie hat die Form

$$J(\Theta) = A + \sin^2 \Theta (1 + B \cos \Theta) \equiv 0,186 + \sin^2 \Theta (1 + 0,65 \cos \Theta)$$

( $\Theta$  = Winkel zwischen Einfallrichtung des Quants und Impuls des Photoprotons), über welche im folgenden noch zu sprechen sein wird.



Figur 2

Winkelverteilung der Photoprotonen aus AgBr mit Lithiumgammastrahlen, Energiebereich 10–12,2 MeV.

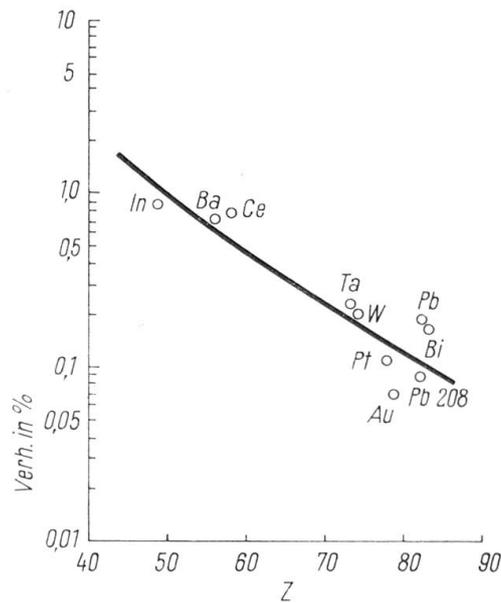
Der zweite Versuch zur Erklärung der  $(\gamma, p)$ -Prozesse stammt von COURANT [15]. Als zusätzlichen, für die beobachtete Abweichung von der statistischen Theorie verantwortlichen Mechanismus nimmt COURANT eine direkte Dipolabsorption des einfallenden Quants durch irgendein Nukleon im Kern an. Zur Berechnung der Wellenfunktion eines Teilchens im Kern wird dieser durch ein Kastenpotential, in welchem die Nukleonen wie ein Gas freier Teilchen nach einer Fermiverteilung angeordnet sind, ersetzt. Der Einfluss des Coulomb-Walls wird nachträglich, durch Anbringen eines Durchlässigkeitsfaktors, berücksichtigt.

Die Energieverteilung eines Fermigas liefert eine der Wurzel aus der Niveauhöhe im Potentialtopf proportionale Niveaudichte. Daraus ergibt sich für die Energieverteilung der Photoprotonen ein nahe der oberen Grenze liegendes Maximum. Das Courantsche Modell liefert somit mehr schnelle Protonen als die statistische Theorie und führt damit auch zu einem grösseren  $(\gamma, p)$ -Querschnitt. Da es direkte Dipolübergänge annimmt, sagt es auch bezüglich der Winkelverteilung einen zu  $\sin^2 \Theta$  proportionalen Anteil der Photoprotonen voraus.

Von einer quantitativen Übereinstimmung mit dem Experiment kann allerdings auch bei der Theorie von COURANT noch nicht gesprochen werden. Sie führt auf  $(\gamma, p)$ -Querschnitte, welche sich gegenüber der Wirklichkeit um rund eine Größenordnung zu klein erweisen. Das erkennt man beispielsweise aus der Zusammenstellung in Tabelle 1. Zahlreiche andere Arbeiten verschiedener Autoren bestätigen diesen Befund [16].

Eine weitere, durch den Erfolg des Schalenmodells nahegelegte Verfeinerung der Courantschen Rechnung stammt von WILKINSON [17]. Dieser Autor betrachtet den durch Absorption eines Quants induzierten Übergang eines Nukleons zwischen zwei Schalenmodellzuständen, wobei der obere dieser Zustände im Kontinuum liegt. Er vergleicht dessen Austrittswahrscheinlichkeit aus dem Kern (Direktprozess) mit der Wahrscheinlichkeit für einen Stoss gegen ein anderes Nukleon im Kern, der zum Energieaustausch unter Bildung eines Zwischenkerns führt. Der statistische Vorgang erscheint also hier als Folgeprodukt des primär stattfindenden Direktprozesses. Bei Berücksichtigung der bemerkenswert grossen mittleren freien Weglänge eines Nukleons im Kern ( $\lambda \cdot \sim 10^{-12}$  cm), wie sie aus der Analyse von Streuversuchen mit Neutronen an zahlreichen Kernen folgt [18], erhält WILKINSON eine erheblich höhere Rate an Direktprozessen als COURANT und damit auch bessere Übereinstimmung mit dem Experiment. WILKINSON vergleicht insbesondere die in Pennsylvania [19] mit einem Bremsspektrum von 23 MeV bestimmten integralen Ausbeuten für den  $(\gamma, p)$ -Prozess an schweren Kernen mit den entsprechenden, nach seiner Theorie berechneten Werten. Die Übereinstimmung ist, wie Figur 3 zeigt, bemerkenswert gut. Auch die Energieverteilung dieser Photoprotonen wird vom Schalenmodell befriedigend wiedergegeben, wobei allerdings zu bemerken ist, dass bei der Integration über das Bremsspektrum alle Einzelheiten in der Energieverteilung verloren gehen. Der Vergleich mit der Theorie betrifft also in diesem Fall nicht den eigentlichen Elementarvorgang, sondern eine summarische Zusammenfassung verschiedener, unter Umständen recht unterschiedlicher Vorgänge. Das spricht selbstredend nicht gegen die Wilkinsonsche Theorie, die schon in logischer Hinsicht befriedigender erscheint als alle vorhergehenden Versuche, indem sie die früher beziehungslosen Vorgänge der Direktmission und der Verdampfung aus dem Zwischenkern als zwei verschiedene Folgeerscheinungen ein- und desselben Ausgangsprozesses erkennen lässt. Diese Auffassung hat neuerdings auch eine formale Stütze erhalten durch eine theoretische Untersuchung von BRINK [20], in welcher gezeigt wird, dass die Einteilchen-Dipolübergänge des Schalenmodells sich für ein Oszillatorpotential so zu Linearkombinationen zusammenfassen lassen, dass diese gerade der Kollektivbewegung des Goldhaber-Teller-Modells für die Riesenresonanz, in welchem alle Neutronen des Kerns zusammen gegen alle Protonen schwingen [21], entspricht.

Das heisst mit anderen Worten, dass die anschaulich sich ausschliessenden Vorstellungen des Kollektiv- und des Schalenmodells in ihrer Anwendung auf die Lichtabsorption der Kerne mathematisch äquivalent sind.



Figur 3

Verhältnis zwischen integriertem  $(\gamma, p)$ -Querschnitt und totalem Absorptionsquerschnitt für ein Bremspektrum der Grenzenergie 23 MeV, in Prozenten. Ausgezogene Kurve nach Rechnungen von WILKINSON [17]; Messpunkte nach TOMS und STEPHENS [19].

Ungeachtet dieser grossen, in den letzten Jahren erzielten Fortschritte im Verständnis der photonuklearen Prozesse ist jedoch gleichwohl damit zu rechnen, dass jede weitere Verfeinerung der auf diesem Gebiet noch im allgemeinen sehr summarischen Messergebnisse auch weitere Unzulänglichkeiten der zurzeit verfügbaren theoretischen Modelle aufzeigt.

Einen Hinweis in dieser Richtung bietet die Anregungsfunktion für den  $(\gamma, p)$ -Prozess an  $^{100}\text{Mo}$  [22]. Diese besitzt, ganz im Gegensatz zu der aus dem Schalenmodell folgenden Erwartung, ihr Maximum bei einer Quantenenergie von 23 MeV, das heisst mehr als 6 MeV oberhalb des bei 16,5 MeV liegenden Maximums für den  $(\gamma, n)$ -Prozess, welcher letzterer praktisch mit der Riesenresonanz zusammenfällt und bei 20 MeV abgeklungen ist. Nach der Wilkinsonschen Vorstellung der induzierten Einzelteilchen-Dipolübergänge sollte der  $(\gamma, p)$ -Prozess natürlich dem Verlauf der Riesenresonanz folgen.

Eine weitere noch nicht geklärte Frage bildet die Winkelverteilung der Photoprotonen bei einigen schweren Kernen, wie zum Beispiel unter anderem  $^{208}\text{Pb}$ . Nach TOMS und STEPHENS [23] weist dieselbe eine starke Asymmetrie in der Vorwärtsrichtung auf, die sich nur durch eine Inter-

ferenz, an welcher Multipol-Absorptionsübergänge bis zur mindestens dritten Ordnung beteiligt sind, erklären lässt. Auch das ist recht überraschend und zeigt zumindest, dass die noch unbekannte Struktur hochangeregter schwerer Kerne auf die feineren Eigenschaften der photonenkernaren Vorgänge einen grossen Einfluss hat.

Eine gesonderte Betrachtung erfordern solche Photoprozesse, bei denen die Absorption eines Quants zur Emission eines Kernfragments (Deuteron, Triton usw.) führt. Die Vermutung liegt nahe, dass hier die direkten Prozesse keinen Beitrag liefern können, da es sich um das gleichzeitige Zusammentreten mehrerer Nukleonen handelt. Man würde somit erwarten, dass bei diesen Prozessen das statistische Kernmodell die Vorgänge in Übereinstimmung mit der Erfahrung wiedergibt. In bezug auf die einfachste unter diesen Reaktionen, nämlich den  $(\gamma, d)$ -Prozess, wird man in dieser Erwartung allerdings enttäuscht. Die beobachtete Häufigkeit der  $(\gamma, d)$ -Prozesse übertrifft die nach der statistischen Theorie berechneten um rund einen Faktor 1000. Es ist völlig klar, dass hier neben dem Verdampfungsprozess noch ein weiterer, viel wirksamerer Mechanismus im Spiel sein muss, um diese hohe Deutonenrate hervorzurufen. SAWICKI und CZYZ [24] haben gezeigt, dass man die grosse Deutonenausbeute unter Zugrundelegung eines zweistufigen Vorgangs erklären kann: Der erste Schritt besteht auch hier in der Absorption des Quants durch ein einzelnes Nukleon im Kern, der zweite in einer Anlagerung des für die Deutonenbildung erforderlichen Partners an der Kernoberfläche, wobei Impuls und Spinrichtung dieses Partners zu den entsprechenden Grössen des primären Teilchens gerade passen müssen. Die Autoren schätzen ab, dass diese Bedingungen hinreichend häufig gleichzeitig erfüllt sind, um den beobachteten Effekt der Grössenordnung noch wiederzugeben. Beim  $(\gamma, d)$ -Prozess harren noch eine Reihe von Fragen der experimentellen wie auch der theoretischen Klärung, so vor allem seine Energieabhängigkeit, seine Ausbeute für die verschiedenen Nukleide, die sehr unterschiedlich zu sein scheint, sowie die Winkelverteilung der emittierten Deutonen.

Keine nennenswerten Abweichungen von der statistischen Theorie lassen, soweit hier Messergebnisse vorliegen, die  $(\gamma, T)$ - und die  $(\gamma, \alpha)$ -Prozesse erkennen. Wir haben mit Bremsstrahlung von 31 MeV Grenzenergie an 4 Elementen die integrale Ausbeute der  $(\gamma, T)$ -Reaktion bestimmt und mit den entsprechenden, nach der statistischen Theorie berechneten Werten verglichen [25]. Tabelle 2 zeigt die Ergebnisse.  $A_{rel}$  bezieht sich auf die gleich  $10^5$  gesetzte, mit dem gleichen Bremspektrum gemessene, integrale Ausbeute des  $(\gamma, n)$ -Prozesses an  $^{63}\text{Cu}$ .

Mit Ausnahme des Silbers, bei dem 16mal mehr Tritiumfragmente beobachtet wurden, als die Theorie erwarten lässt, ist die Übereinstimmung eine recht gute.

Tabelle 2

Vergleich der experimentellen mit der theoretischen integralen Ausbeute für  $(\gamma, T)$ -Prozesse

Ausgangs-isotop	Schwellenenergie MeV	$A_{rel}$	
		Experiment	Statistische Theorie
Al	$18,2 \pm 0,2$	$34 \pm 2$	31
Co	$16,5 \pm 0,3$	$7 \pm 2$	5
$^{63}\text{Cu}$	$16,2 \pm 0,3$	$6 \pm 2$	4
$^{65}\text{Cu}$	$15,1 \pm 0,3$		
$^{107}\text{Ag}$	$13,9 \pm 0,6$	$6,5 \pm 1$	0,4
$^{109}\text{Ag}$	$13,1 \pm 0,6$		

Auch die  $(\gamma, \alpha)$ -Reaktion wurde von uns im Hinblick auf einen Vergleich mit der statistischen Theorie an 9 Kernen, mit Massenzahlen zwischen 51 und 203, untersucht [26]. Innerhalb der ziemlich weiten, durch die Unsicherheit in der Bindungsenergie der Alphateilchen bedingten theoretischen Grenzen sind auch hier Messergebnisse und statistische Theorie in Übereinstimmung. Nach einer Bemerkung von LEVINGER [27] ist hier ein Direktprozess auch nicht zu erwarten, weil nämlich durch das Zusammenfallen von Massen- und Ladungsschwerpunkt im Alphateilchen eine unmittelbare Kraftwirkung des elektrischen Feldes auf dasselbe im Kern nicht ausgeübt werden kann.

## 2. Die Photospaltung des Deutons für Quantenenergien zwischen 5 und 25 MeV

Diese Reaktion bildet, wie allgemein bekannt, eines der wichtigsten Probleme auf dem Gebiet der Kernphotoprozesse. An experimentell bestimmbar Grössen liefert sie den absoluten Wirkungsquerschnitt und die Winkelverteilung der Photonukleonen. Sehr aufschlussreich, allerdings zurzeit noch ausserhalb der experimentellen Möglichkeiten, wäre ferner eine Bestimmung des Polarisationszustandes dieser Reaktionsprodukte.

Für Quantenenergien bis zu etwa der doppelten Deutonenbindungsenergie ( $E_\gamma = 4,46$  MeV), in deren Nähe der totale Wirkungsquerschnitt sein Maximum von  $2,5 \cdot 10^{-27}$  cm<sup>2</sup> durchläuft, tragen nur die Übergänge  $^3S_1 \rightarrow ^1S_0$  (magnetischer Dipolübergang) und  $^3S_1 \rightarrow ^3P_2$  in nennenswertem Masse zur Photospaltung bei. Der totale Wirkungsquerschnitt setzt sich in dieser Näherung additiv zusammen aus den entsprechenden Partialquerschnitten, dem magnetischen ( $\sigma_m$ ) und dem elektrischen ( $\sigma_e$ ). Die Winkelverteilung der Photonukleonen, als differentieller Wirkungsquerschnitt geschrieben, hat die Form

$$d\sigma/d\omega = a + b \sin^2 \Theta = \frac{1}{4\pi} (\sigma_m + \frac{3}{2} \sigma_e \sin^2 \Theta).$$

Hierin bedeutet  $\Theta$  den Winkel zwischen Einfallsrichtung des Quants und Impuls des emittierten Nukleons im Schwerpunktsystem. Die experimentell bestimmte Winkelverteilung liefert somit unmittelbar das mit der Theorie zu vergleichende Verhältnis  $\sigma_m/\sigma_e$ . Der theoretische Wert dieses Quotienten ist an der Schwelle der Reaktion unendlich und bei 5,0 MeV Quantenenergie auf etwa 3% gesunken. Bei höheren Energien spielt der räumlich isotrope Beitrag zur Winkelverteilung von  $\sigma_m$  her nur noch eine untergeordnete Rolle. So ist beispielsweise für die Hauptlinie der Lithiumgammastrahlung ( $E_\gamma = 17,6$  MeV)  $a/b = 2 \sigma_m/3 \sigma_e \cong 1\%$ . Dafür treten jetzt in der Winkelverteilung die bisher vernachlässigten höheren Multipolübergänge in zunehmendem Masse in Erscheinung.

Zwischen 2,5 und 2,9 MeV existieren zahlreiche Messungen, die in befriedigender Übereinstimmung mit dem theoretischen Verhältnis  $\sigma_m/\sigma_e$  stehen. Im Bereich von Quantenenergien zwischen etwa 5 und 30 MeV lässt sich die Winkelverteilung in guter Näherung durch folgenden Ausdruck beschreiben:

$$d\sigma/d\omega = I(\Theta) = a + (b + c \cos \Theta) \sin^2 \Theta.$$

$\Theta$  bedeutet hier den Winkel zwischen der Einfallsrichtung des Quants und der Emissionsrichtung des Spaltungsprotons (bzw. Neutrons) im Schwerpunktsystem. Der Asymmetriekoeffizient  $c/b$  rührt von der Interferenz zwischen den elektrischen Dipol- und Quadrupolübergängen her. Er lässt sich anschaulich, in Analogie zum atomaren Photoeffekt, als Retardierungsterm auffassen und näherungsweise durch den Ausdruck

$$\frac{c}{b} \cong 2 \left[ \frac{E_\gamma - E_B}{M c^2} \right]^{1/2}$$

wiedergeben ( $E_\gamma$  = Quantenenergie, Bindungsenergie des Deutons  $E_B = 2,23$  MeV, Ruheenergie des Nukleons  $M c^2 \cong 931$  MeV). Der experimentelle Wert des Asymmetriekoeffizienten beträgt für Quantenenergien von 18 MeV etwa 25% und stimmt mit der Theorie befriedigend überein.

Die zurzeit wohl interessanteste Frage betrifft die Grösse  $a/b$ . Diese ist, ebenso wie das Quadrupolmoment des Deuterons im Grundzustand, ein Mass für den Einfluss nichtzentraler Kräfte auf die Neutron-Proton-Bindung. Experimentell konnte der Wert von  $a/b$  im höchsten mit Kerngammalinien noch zugänglichen Energiebereich von 15 bis 20 MeV bis jetzt lediglich auf etwa 15% genau bestimmt werden. Das liegt hauptsächlich an der Kleinheit des Wirkungsquerschnitts für diese Reaktion; derselbe verläuft oberhalb von etwa 8 MeV proportional  $E^{-3/2}$  und ist bei 14 MeV unter  $10^{-27}$  cm<sup>2</sup> gesunken.

Unsere ersten Untersuchungen über die Deuteronphotospaltung führten wir ebenfalls mit der Lithiumgammastrahlung aus. Aus Intensitätsgründen arbeiteten wir mit kernphotographischen Platten, welchen durch Tränken in schwerem Wasser sehr viel Deuterium (bis zu etwa 2/3 des

Deuteriumgehaltes von reinem  $D_2O$ ) eingelagert werden kann. Als Nachteil erweist sich bei dieser Methode der Umstand, dass die Lithiumgammastrahlung auch mit der Emulsion und vor allem dem Sauerstoff des schweren Wassers Kernphotoprozesse eingeht. Da diese teilweise ebenfalls unter Protonenemission verlaufen, ist den Deutonspaltungsprotonen ein starkes Untergrundspektrum überlagert. Dieses ist identisch mit dem Spektrum, welches in einer mit leichtem Wasser beschickten Platte entsteht. Zwecks Erfassung dieses Untergrundspektrums wurde jeweils simultan mit der  $D_2O$ -geladenen Emulsion auch eine gleiche mit «leichtem» (das heisst an Deuteriumoxyd abgereichertem) Wasser geladene Platte bestrahlt.

Das Spektrum der Deutonspaltungsprotonen ergab sich als Differenz der in entsprechenden Platten und unter gleichen Winkelintervallen gemessenen Spurenzahlen. Das ganze Verfahren war recht mühsam, und als Ergebnis einer nahezu zweijährigen Arbeit erhielten wir eine Statistik von insgesamt 9200 Spuren in den  $D_2O$ -geladenen Platten, welchen 7000 Spuren in den  $H_2O$ -geladenen gegenüberstanden. Aus diesem Zahlenmaterial lässt sich der Isotropiekoeffizient  $a/b$  auf verschiedene Weise berechnen:

Man kann einerseits die beiden unabhängigen Konstanten, welche den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\omega$  bestimmen, dem Blockdiagramm der Messwerte so anpassen, dass die Abweichungen der einzelnen Intervallflächen von den entsprechenden Flächenstreifen unter der theoretischen Kurve für  $d\sigma/d\omega$  zu einem Minimum der Summe aus den Quadraten dieser Abweichungen führt. Dieses Verfahren lieferte uns für den Isotropiekoeffizienten den Wert

$$a/b = 0,096.$$

Man kann sich andererseits von dem Asymmetriefaktor  $c$  dadurch freimachen, dass man den Ausdruck für die Winkelverteilung faltet, indem man

$$\Phi(\Theta) = I(\Theta) + I(\pi - \Theta) = a + b \sin^2 \Theta$$

bildet.

Trägt man die gemessenen Werte für  $\Phi(\Theta)$  über  $\sin^2 \Theta$  auf, so liegen diese auf einer Geraden, deren Achsenabschnitte den Isotropiekoeffizienten bestimmen. Die Ausgleichsrechnung ergab für dieses Verfahren

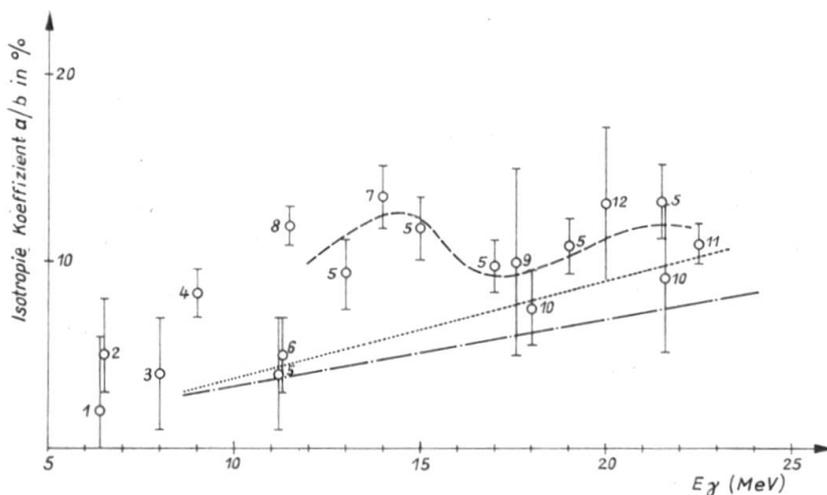
$$a/b = 0,10 .$$

Als bester, seinerzeit von uns mit der Lithiumgammastrahlung erhaltener Wert für die Isotropiekonstante erscheint uns das Mittel aus den beiden angeführten Zahlen, nämlich

$$a/b = 0,098 \pm 0,05 .$$

Eine Abschätzung der Fehlergrenzen ergab den oben angegebenen verhältnismässig grossen Wert von  $\pm 50\%$ .

Wie noch näher erklärt werden soll, wäre es von grossem Wert, die Isotropiekonstante möglichst genau zu kennen. Zurzeit existieren jedoch noch keine Präzisionsmessungen dieser Grösse. In Figur 5 sind die meisten bekannten Messungen im Energiebereich zwischen 5 und 25 MeV zusammengestellt. Ihre Auswahl beruht auf einer gewissen Willkür, indem einige ältere Arbeiten, deren Messfehler entweder unverhältnismässig gross oder gar nicht angegeben werden, nicht berücksichtigt sind. Unterhalb 16 MeV streuen die Messpunkte sehr stark, zwischen 16 und 25 MeV dagegen besteht relativ gute Übereinstimmung der verschiedenen Daten. Am besten untersucht, sowohl was die Zahl der Messungen als auch deren Genauigkeit anbelangt, ist der Bereich von 16 bis 20 MeV. Man könnte aus dem Verlauf der Messpunkte auf ein flaches Maximum des Isotropiekoeffizienten bei einer Quantenenergie von etwa 14 MeV schliessen (punktiert eingetragene Kurve), wie das HSIEH und LIN [28] annehmen, doch für eine bestimmte Aussage dieser Art reicht die derzeitige Messgenauigkeit noch nicht aus.



Figur 4

Experimentelle und theoretische Werte des Isotropiekoeffizienten. ---- vermuteter Verlauf; ..... Theorie von DE SWART, CZYZ und SAWICKI [31]; ——— Theorie von BANERJEE, KRAMER und KRÜGER [30].

Die den Messpunkten beigegebenen Zahlen beziehen sich auf die Literaturangaben am Schluss der Arbeit.

In neuester Zeit haben sich mehrere Untersuchungen mit der Theorie des Isotropiekoeffizienten befasst. Zwei ausführliche Beiträge zu dieser Theorie stammen von DE SWART und MARSHAK [29] und von BANERJEE, KRAMER und KRÜGER [30]. Die Rechnungen der erstgenannten Autoren haben durch DE SWART, CZYZ und SAWICKI [31] noch einige Erweiterungen erfahren. DE SWART und Mitarbeiter legen ihren Berechnungen ein Potential zugrunde, das neben Zentralkräften noch eine Tensorkraft sowie ein Spin-Bahn-Kopplungsglied enthält (in Anlehnung an einen von

GARTENHAUS auf mesontheoretischer Basis eingeführten Potentialansatz) und welches für den Deuteron-Grundzustand eine D-Beimischung von 7% anstelle der bisher als gesichert betrachteten 4% liefert. Die mit diesem Ansatz berechnete Photospaltung führt auf recht hohe Werte für den Isotropiekoeffizienten. Dieselben sind in Figur 5 (gestrichelt) ebenfalls eingetragen; sie kommen den experimentellen schon sehr nahe. Es bestehen nun allerdings stichhaltige Einwände gegen einen so grossen Beitrag der D-Wellenfunktion zum Deuterongrundzustand. Dieser hat zwar keinen merklichen Einfluss auf die theoretisch berechnete Grösse des Quadrupolmomentes, aber für das magnetische Moment des Deutons erhält man damit einen um mehr als 2% zu kleinen Wert. Man kann sich allerdings dadurch helfen, dass man von den noch nicht exakt erfassbaren mesonischen Effekten her einen positiven Beitrag zum magnetischen Moment annimmt, welcher diese Grösse auf den experimentell gesicherten Wert bringt, aber es besteht zurzeit keinerlei Gewähr für die Richtigkeit dieses Verfahrens. Soweit man die mesontheoretischen Korrekturen übersehen kann, ist von ihnen sogar im Gegenteil ein kleiner ( $\approx 1\%$ ) negativer Beitrag zum magnetischen Moment zu erwarten. BANERJEE und Mitarbeiter haben deshalb versucht, den Isotropiekoeffizienten in einer rein phänomenologischen Theorie mit einer vierprozentigen D-Beimischung zu den von HULTHÈN eingeführten Wellenfunktionen für den Grundzustand zu erhalten. Die in diesen Wellenfunktionen vorkommenden freien Parameter werden den experimentellen Daten des Zweinukleonensystems angepasst. Für die Endzustände, in welche die Photospaltung das System ( ${}^3S_1 + {}^3D_1$ ) überführt ( ${}^1S_0$ ;  ${}^3P_{0,1,2}$ ;  ${}^1,{}^3D_2$ ;  ${}^3F_2$ ), berechnen die Autoren die Wellenfunktionen aus Kastenpotentialen mit «hard core» von  $0,4 \cdot 10^{-13}$  cm Reichweite, deren Tiefe der Phasenanalyse der Neutron-Proton-Streuung angepasst wird. Das ganze Verfahren ist in sich insofern konsistent, als die dabei gemachten Annahmen mit allen übrigen empirischen Daten des Zweinukleonensystems übereinstimmen.

Wie die Rechnung zeigt, geben die Übergänge  $\overset{3}{D} \rightarrow \overset{3}{P}, \overset{3}{F}$  aus dem beigemischten D-Zustand ins Kontinuum den Hauptbeitrag zum isotropen Term. Mit einer 4prozentigen Beimischung für diesen Zustand, wie sie die Autoren annehmen, können die experimentellen Werte für den Isotropiekoeffizienten noch nicht erreicht werden, die Rechnung bleibt rund 30% unter denselben (strichpunktierte Kurve in Figur 5).

Im Hinblick auf die verbleibenden Unsicherheiten wäre es von grossem Interesse, den tatsächlichen Wert der D-Beimischung im Deuterongrundzustand zu kennen. Eine experimentelle Trennung der verschiedenen Partialübergänge bei der Photospaltung des Deutons würde grundsätzlich die Ermittlung dieser Grösse erlauben. Allerdings übersteigen die dabei an das Experiment zu stellenden Forderungen die zurzeit ver-

fügbaren technischen Möglichkeiten. Die einfachste, wenn auch nicht alle anderen Effekte ausschliessende Methode besteht in einer genauen Bestimmung der Energieabhängigkeit des Isotropiekoeffizienten. Insbesondere sollte nach HSIEH und LIN [28] der Übergang  ${}^3D_1 \rightarrow {}^3F_2$  zu einem Maximum dieses Koeffizienten bei etwa 15 MeV führen, so dass man aus der Höhe desselben Rückschlüsse auf das entsprechende Matrixelement (welches die Amplitude der D-Wellenfunktion als Faktor im Integranden enthält) ziehen könnte. Genauere Aufschlüsse liessen sich aus einer Untersuchung der Polarisations-eigenschaften der Photonukleonen erhalten. So würde beispielsweise der dominierende Übergang  ${}^3S \rightarrow {}^3P$  an *polarisierten* Deutonen polarisierte Photonukleonen liefern, deren Spin zu denjenigen aus dem Übergang  ${}^3D \rightarrow {}^3F$  entgegengesetzt gerichtet ist. Eine Polarisationsmessung der Photonukleonen würde somit direkt die Wahrscheinlichkeit für den D-Zustand liefern.

Unabhängig davon, wie die Entwicklung weitergeht, wird der Wert der Isotropiekonstanten einen Prüfstein für jede Theorie bilden. Es verbleibt deshalb als wichtige, dem Experiment überlassene Aufgabe die weitere Eingrenzung der Messfehler für diese ausschlaggebende Grösse.

## LITERATURVERZEICHNIS

- [1] CHADWICK und M. GOLDHABER, *Nature* 134, 273 (1934).
- [2] SZILARD und CHALMERS, *Nature* 134, 494 (1934).
- [3] W. BOTHE und GENTNER, *Z. Physik* 106, 236 (1937).
- [4] O. HUBER, O. LIENHARD, P. PREISWERK, P. SCHERRER und H. WÄFFLER, *Helv. phys. Acta* 15, 45 (1942).
- [5] O. HUBER, O. LIENHARD, P. SCHERRER und H. WÄFFLER, *Helv. phys. Acta* 17, 139 (1944).
- [6] V. F. WEISSKOPF und D. H. EWING, *Phys. Rev.* 57, 472 (1940).
- [7] N. BOHR, *Nature* 137, 344 (1936).
- [8] O. HIRZEL und H. WÄFFLER, *Helv. phys. Acta* 20, 373 (1947).
- [9] H. WÄFFLER und O. HIRZEL, *Helv. phys. Acta* 21, 200 (1948).
- [10] V. E. KROHN und E. F. SHRADER, *Phys. Rev.* 87, 685 (1952).
- [11] A. J. BERMAN und K. L. BROWN, *Phys. Rev.* 96, 83 (1954).
- [12] L. J. SCHIFF, *Phys. Rev.* 73, 1311 (1948).
- [13] B. C. DIVEN und G. M. ALMY, *Phys. Rev.* 80, 407 (1950).
- [14] H. WÄFFLER, *Helv. phys. Acta* 26, 785 (1953).
- [15] E. COURANT, *Phys. Rev.* 82, 703 (1951).
- [16] W. A. BUTLER und G. M. ALMY, *Phys. Rev.* 91, 58 (1953); siehe auch *Handbuch der Physik*, Bd. 47, S. 331 u. w.
- [17] D. H. WILKINSON, *Proceedings of the Amsterdam Conference* 1956.
- [18] L. VAN HOVE, *Physica* 22, 979 (1956).
- [19] M. E. TOMS und W. E. STEPHENS, *Phys. Rev.* 98, 626 (1955).
- [20] D. M. BRINK, *Nuclear Physics* 4, 215 (1957).
- [21] M. GOLDHABER und E. TELLER, *Phys. Rev.* 74, 1046 (1948).
- [22] F. FERRERO, A. O. HANSON, R. MALVANO und C. TRIBUNO, *Nuovo Cimento* 6, 585 (1957).
- [23] M. E. TOMS und W. E. STEPHENS, *Phys. Rev.* 98, 626 (1955).

- [24] SAWICKI und W. CZYZ, Nuclear Physics 4, 248 (1957).
- [25] F. HEINRICH und H. WÄFFLER, Physica 22, 1146 (1956).
- [26] F. HEINRICH, H. WÄFFLER und M. WALTER, Helv. phys. Acta 29, 3 (1956).
- [27] J. S. LEVINGER, Internat. Kongress für Kernphysik (Paris 1958).
- [28] S. H. HSIEH und C. R. LIN, Nuovo Cim. 13, 665 (1959).
- [29] J. J. DE SWART und R. E. MARSHAK, Phys. Rev. 111, 272 (1958).
- [30] B. BANERJEE, G. KRAMER und L. KRÜGER, Z. Physik 153, 630 (1959).
- [31] J. J. DE SWART, W. CZYZ und J. SAWICKI, Phys. Rev. Letters 2, 51 (1959).

Literaturangaben zu Fig. 4

1 W. M. GIBSON u. a., Phil. Mag. 7, 457 (1952). 2 G. GOLDBABER, Phys. Rev. 81, 930 (1951). 3 V. E. KROHN und E. F. SHRADER, Phys. Rev. 86, 391 (1952). 4 K. PHILLIPS, Phil. Mag. 7, 129 (1952). 5 A. L. WHETSTONE und J. HALPERN, Phys. Rev. 109, 2072 (1958). 6 L. ALLEN, unveröffentlicht, siehe hierzu S. HSIEH, Progr. Theor. Phys. 18, 637 (1957). 7 8 K. PHILLIPS, Phil. Mag. 7, 129 (1952). 9 H. WÄFFLER und S. YOUNIS, Helv. phys. Acta 24, 483 (1951). 10 K. BEHRINGER und H. WÄFFLER, unveröffentlicht. 11 L. ALLEN, Phys. Rev. 98, 705 (1955). 12 J. HALPERN und E. V. WEINSTOCK, Phys. Rev. 91, 934 (1953).