

Untersuchungen von (α , pn)- und (α , d)- Reaktionen mit Gammaenergien bis zu 32 MeV

Autor(en): **Hofmann, A. / Stoll, P.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **31 (1958)**

Heft VI

PDF erstellt am: **09.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-112922>

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.

Untersuchungen von (γ, pn) - und (γ, d) -Reaktionen mit Gammaenergien bis zu 32 MeV

von A. Hofmann und P. Stoll (ETH., Zürich)

(9. V. 1958)

Summary. Photon induced two-particle emission has been investigated with a 32 MeV betatron. The yields of the following (γ, pn) - and (γ, d) -reactions have been determined: $\text{Ca}^{40}(\gamma, pn) \text{K}^{38}$, $\text{Zn}^{64}(\gamma, pn) \text{Cu}^{62}$, $\text{Zn}^{66}(\gamma, pn) \text{Cu}^{64}$, $\text{Se}^{80}(\gamma, pn) \text{As}^{78}$, $\text{Mo}^{92}(\gamma, pn) \text{Nb}^{90}$, $\text{Sb}^{123}(\gamma, pn) \text{Sn}^{121}$. The cross section-vs. photon energy relationship was measured for the reactions $\text{Ca}^{40}(\gamma, pn) \text{K}^{38}$ and $\text{Zn}^{66}(\gamma, pn) \text{Cu}^{64}$. The integrated cross section of the $\text{Zn}^{66}(\gamma, nn) \text{Zn}^{64}$ process is about double that of the $(\gamma, pn) + (\gamma, d)$ -reaction on Zn^{66} . ($\bar{\sigma}_{\text{Zn}^{66}(\gamma, pn) + \text{Zn}^{66}(\gamma, d)} = 0,031 \pm 0,008$ MeV barn). The value for the $\text{Zn}^{66}(\gamma, nn)$ -reaction is calculated from statistical theory to be $\bar{\sigma}_{\text{Zn}^{66}(\gamma, nn)} = 0,088$ MeV barn.

We have plotted as a function of the nuclear charge the yield of $(\gamma, pn) + (\gamma, d)$ -reactions together with the yield of (γ, α) - and (γ, p) -reactions. It is evident, that the $(\gamma, d + \gamma, pn)$ -yields have the same shape as the (γ, p) -reactions.

1. Einleitung

Die Ausmessung von Photoreaktionen, bei denen zwei oder mehrere Teilchen emittiert werden, interessiert aus verschiedenen Gründen. Vor-erst ist zu bemerken, dass Messungen der Energieabhängigkeit für die (γ, pn) - und (γ, d) -Reaktionen sehr spärlich vorhanden sind. Während BERMAN und BROWN¹⁾ die Anregungskurve der $\text{Cu}^{63}(\gamma, 2n)\text{Cu}^{61}$ -Reaktion mit hoher Präzision bis zu 30 MeV untersucht haben, sind die entsprechenden Daten für die (γ, pn) - und (γ, d) -Prozesse nicht widerspruchsfrei. Die letzten Messungen von SAGANE²⁾, EDWARDS und MACMILLAN³⁾ mit Hilfe eines 70-MeV-Synchrotrons sind teilweise ohne Regulierung der Grenzenergie durchgeführt worden. Auffallend sind die viel zu grossen (γ, p) -Querschnitte für einige gutbekannte Reaktionen.

Auch die (γ, pn) -, (γ, d) - und $(\gamma, 2n)$ -Reaktionen werden durch den Gegensatz direkte Wechselwirkung und Compoundkernbildung beherrscht. Bei der direkten Wechselwirkung tritt das Photon oder ein

einfallendes Teilchen in Wechselwirkung mit einem oder nur wenigen Nukleonen. Die Zeit bis zur Reemission ist sehr kurz. Die Compoundkernbildung ist gekennzeichnet durch eine Aufteilung der einfallenden Energie auf sämtliche Partner. Dementsprechend ist die mittlere Verweilzeit des Zustandes lang (10^{-16} s). Auch im optischen Modell kennt man diesen Gegensatz (shape elastic \rightarrow compound elastic). Grosse Wirkungsquerschnitte bei (p, pn) -Reaktionen müssen oft durch zusätzliche direkte Wechselwirkung erklärt werden, die teilweise durch Winkelverteilungsmessungen erhärtet wurden. Messungen von COHEN und Mitarbeitern⁴⁾ ergaben eindeutig, dass die (p, pn) -Querschnitte unter Umständen erheblich grösser als die $(p, 2n)$ -Querschnitte sein können. (Beispiel: Targetkern Cu^{63} , $\sigma_{\max(p, pn)} = 590 \text{ mb}$, $\sigma_{\max(p, 2n)} = 100 \text{ mb}$).

Die grossen experimentellen Werte der (p, pn) - bzw. (p, np) -Reaktionen lassen sich mit der statistischen Theorie nicht erklären, das bedeutet, dass man mit der grossen Niveaudichte der uu -Restkerne allein nicht auskommt. Eine noch offene Frage ist der Anteil der unelastisch gestreuten Protonen, Prozesse, die sich durch Aktivitätsmessungen von den «wahren» (p, pn) -Reaktionen nicht trennen lassen (dasselbe gilt auch für die (p, d) -Prozesse). Es bleibt noch zu bemerken, dass der (p, pn) -Querschnitt bei Nb^{93} normal herauskommt.

In dieser Arbeit wird versucht, durch einen Vergleich der Wirkungsquerschnitte folgender Reaktionen am gleichen Targetkern den Anteil der verschiedenen gegensätzlichen Mechanismen abzuschätzen.

$$\frac{\sigma(p, pn)}{\sigma(p, 2n)} ; \frac{\sigma(\gamma, pn)}{\sigma(\gamma, 2n)} .$$

Bei reiner Compoundkernbildung und dem Teilchenzerfall nach der statistischen Theorie würde man ein vollständig analoges Verhalten erwarten. Die Experimente an den Kernen Zn^{64} und Zn^{66} zeigen aber, dass das nicht der Fall ist. In diesem Zusammenhang muss noch erwähnt werden, dass gerade der $(\gamma, 2n)$ -Prozess an mittelschweren und schweren Kernen als Testfall für die Gültigkeit der Evaporationstheorie herangezogen wird. WILKINSON und Mitarbeiter⁵⁾ versuchen mit dieser Annahme sogar aus dem Wirkungsquerschnittsverhältnis $\gamma, n/\gamma, 2n$ für den gleichen Targetkern den Anteil der Direktprozesse bei der (γ, n) -Reaktion abzuschätzen. Die Resultate sind allerdings sehr zweifelhaft (vgl. ⁶⁾). Wegen experimenteller Schwierigkeiten (es kommen praktisch nur Kernphotoplaten in Frage) sind die (γ, d) -Querschnitte noch nicht eindeutig festgelegt. Die statistische Theorie versagt in diesem Fall. Mit der in dieser Arbeit angewendeten Messmethode kann leider nur eine summarische Abschätzung des (γ, d) -Querschnittes gegeben werden.

2. Messmethode

a) Prinzip der Aktivitätsmessung, Monitorreaktionen

Es wird die Aktivität der entstandenen radioaktiven Endprodukte gemessen. Damit beschränkt sich die Auswahl auf eine bestimmte Anzahl von Elementen, die eine geeignete Halbwertszeit und ein bekanntes Zerfallsschema aufweisen müssen. Die chemische Abtrennung der entstandenen Elemente schützt vor störenden Aktivitäten und gestattet die Herstellung von dünnen Schichten.

Als Strahlungsquelle diente ein 32-MeV-Betatron mit einer variablen Grenzenergie im Bereiche von 15 bis 32 MeV. Als Monitoren wurden die Kupferreaktionen $\text{Cu}^{63}(\gamma, n)\text{Cu}^{62}$ und $\text{Cu}^{65}(\gamma, n)\text{Cu}^{64}$ benutzt, deren Wirkungsquerschnitte absolut gemessen wurden³⁾⁷⁾: $\bar{\sigma}_{(\text{Cu}^{62}(\gamma, n)\text{Cu}^{62})} = 0,55 \pm 0,003$ MeV barn. Aus dem gemessenen Verhältnis

$$\bar{\sigma}(\text{Cu}^{65}) / \bar{\sigma}(\text{Cu}^{63}) \text{ ergibt sich:}$$

$$\bar{\sigma}_{(\text{Cu}^{65}(\gamma, n)\text{Cu}^{64})} = 1 \pm 0,1 \text{ MeV barn.}$$

Es hat sich als geeignet erwiesen, die Intensitätsverteilung der Betastrahlung in flächennormierten Spektren nach SCHIFF⁸⁾ anzugeben (siehe auch ERDÖS, SCHERRER und STOLL⁹⁾).

$$I(E, E_0) = \frac{f(E, E_0)}{\int_0^{E_0} f(E, E_0) dE}.$$

Aus der Aktivitätsmessung wird die Aktivität des Isotops zur Zeit $t = 0$, d. h. am Ende der Bestrahlung und bezogen auf unendlich lange Bestrahlungsdauer, berechnet:

$$A = \frac{\sum_{t_1}^{t_2} n \cdot \lambda}{(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}) (1 - e^{-\lambda t})}.$$

t_1 : Zeit bis Zählbeginn, gemessen vom Ende Bestrahlung an.

t_2 : Zeit bis Zählende.

t : Bestrahlungsdauer.

λ : Zerfallskonstante.

$\sum_{t_1}^{t_2} n$: Im Zeitintervall $(t_2 - t_1)$ gemessene Stosszahl.

b) Integrierter Wirkungsquerschnitt

Der integrierte Wirkungsquerschnitt (I.W.Q.) wird definiert durch:

$$\bar{\sigma} = \int_0^{E_0} \sigma(E) dE \quad (\text{MeV barn}).$$

Damit $\bar{\sigma}$ wirklich eine aufschlussreiche Grösse für die betreffende Reaktion darstellt, soll sie unabhängig von E_0 sein, d. h. $\sigma(E)$ soll für $E > E_0$

klein sein. Für Photoprozesse heisst das, die Riesenresonanz muss in dem Energiebereich zwischen 0 und E_0 voll enthalten sein. Liegen die beiden Riesenresonanzen ungefähr an der gleichen Stelle und ist zudem dort das Bremsstrahlspektrum ungefähr konstant, dann gilt:

$$\frac{\bar{\sigma}_1}{\sigma_2} = \frac{Y_1(E_0)}{Y_2(E_0)}.$$

Dabei bedeuten Y_1 und Y_2 die korrigierten Ausbeuten (korrigiert in bezug auf Zerfallsschema, Rückstreuung, Absorption, Raumwinkel und Vorkommen). Ist die oben genannte Bedingung nicht erfüllt, liegen also die Riesenresonanzen nicht an der gleichen Stelle, so muss noch eine zusätzliche Korrektur angebracht werden. Dabei wird vorausgesetzt, dass die Anregungskurve bereits im relativen Maßstab bekannt ist. Mit Hilfe des Betatronspektrums wird die Grösse $I(E_{\max}, E)$ für die zu untersuchende Reaktion 1 und die Monitorreaktion 2 bestimmt. E_{\max} bedeutet dabei den Energiewert für den maximalen Querschnitt der Reaktion und kann aus der relativ bekannten Anregungskurve bestimmt werden. Es gilt dann:

$$\frac{\bar{\sigma}_1}{\bar{\sigma}_2} = \frac{Y_1(E_0) I_2(E_{\max}, E_0)}{Y_2(E_0) I_1(E_{\max}, E_0)}.$$

Oder da ja $\bar{\sigma}_1$ bekannt ist:

$$\bar{\sigma}_1 = \bar{\sigma}_2 \frac{Y_1(E_0) I_2(E_{\max}, E_0)}{Y_2(E_0) I_1(E_{\max}, E_0)}.$$

Um die differentiellen W.Q. zu bestimmen, wurde die Photon-Differenzmethode⁹⁾ angewendet. Die daraus erhaltenen Anregungskurven sind in Abb. 1 dargestellt. Durch die im Betatron entstehenden Neutronen treten auch störende (n, p)-Prozesse auf, deren Berücksichtigung bei der Besprechung der einzelnen Reaktionen diskutiert wird.

3. Messungen

a) $Zn^{66}(\gamma, pn)Cu^{64}$

Vorkommen von Zn^{66} : $\varepsilon = 27,81\%$. $Zn^{66}(\gamma, pn)Cu^{64}$: $Q = -18,65$ MeV
 $Zn^{66}(\gamma, d)Cu^{64}$: $Q = -16,42$ MeV.

Als Ausgangssubstanz wurde 2 g chemisch reines Zn in Pulverform gewählt. Zwei Cu-Folien wurden gleichzeitig mit der gleichen Geometrie bestrahlt. Das durch die Reaktion entstandene Kupfer konnte praktisch trägerfrei extrahiert werden. Durch eine wiederholte Trennung wurde die

*) Über die chemischen Methoden wird an anderer Stelle berichtet werden.

chemische Ausbeute auf $95 \pm 5\%$ bestimmt. Als Neutronen-Konkurrenzreaktion kommt der Prozess $\text{Zn}^{64}(\gamma, pn)\text{Cu}^{64}$ in Frage (Zn^{64} : $\varepsilon = 48,89\%$, $Q = -0,7$ MeV). Der Neutronenfluss des verwendeten 32-MeV-Betatrones kann in guter Näherung mit demjenigen einer Ra-Be-Quelle von 900 mC verglichen werden. Probebestrahlungen mit einer 300-mC-Ra-Be-Quelle zeigten aber eindeutig, dass der Anteil der Störreaktion weniger als 10% beträgt. Der Restkern Cu^{64} hat eine Halbwertszeit von $T = 12,8$ h und ein komplexes Zerfallsspektrum:

42% K-Einfang, 39% β^+ (0,65 MeV), 19% β^- (0,57 MeV).

Da die K-Einfänge nicht registriert werden, muss die gemessene Ausbeute noch mit dem Faktor 1,72 korrigiert werden. Im übrigen wirken sich in diesem Spezialfall diese Korrekturen nicht aus, da die Monitorreaktion ebenfalls auf den Restkern Cu^{64} führt. Da in diesem Fall Reaktion und Monitorreaktion auf den gleichen Restkern führen, ist diese Messung sehr genau. Das Ergebnis:

$$\frac{Y_{(\text{Zn}^{66}(\gamma, pn)\text{Cu}^{64})}}{Y_{(\text{Cu}^{65}(\gamma, n)\text{Cu}^{64})}} = 0,031 \pm 0,006 ;$$

$$\bar{\sigma}_{(\text{Zn}^{66}(\gamma, pn)\text{Cu}^{64})} = 0,031 \pm 0,008 \text{ MeV barn.}$$

Die Anregungskurve wurde mit der Photon-Differenzenmethode berechnet und auf 0,031 MeV barn normiert. Sie ist in Fig. 1 aufgetragen ($\sigma_{\text{max}} = 7,2$ mb bei $E_\gamma = 28 \pm 1$ MeV, $I = 4$ MeV).

Als Vergleich wurde der (γ, p) -Prozess an Zn^{68} mitgemessen:

$$\bar{\sigma}_{(\text{Zn}^{68}(\gamma, p)\text{Cu}^{67})} = 0,075 \pm 0,01 \text{ MeV barn}$$

($\sigma_{\text{max}} = 11,4$ mb bei $E_\gamma = 22,7 \pm 1$ MeV, $I = 6$ MeV, $Q = -10,01$ MeV).

Um unabhängig von der chemischen Trennmethode eine Kontrolle zu haben, wurde eine Zn-Folie bestrahlt und ohne chemische Trennung gemessen. Es traten die folgenden Aktivitäten auf: $\text{Zn}^{64}(\gamma, 2n)\text{Zn}^{62}$ $T = 9,3$ h, $\text{Zn}^{66}(\gamma, pn)\text{Cu}^{64}$ $T = 12,8$ h, $\text{Zn}^{68}(\gamma, p)\text{Cu}^{67}$ $T = 58,6$ h. Die beiden kürzeren Aktivitäten liessen sich von der längeren trennen, und es konnte das folgende Verhältnis berechnet werden:

$$\frac{\bar{\sigma}_{(\text{Zn}^{68}(\gamma, p)\text{Cu}^{67})}}{\bar{\sigma}_{(\text{Zn}^{66}(\gamma, pn)\text{Cu}^{64}) + \text{Zn}^{64}(\gamma, 2n)\text{Zn}^{62} + \text{Zn}^{66}(\gamma, d)\text{Cu}^{64}}} = 1,2 \pm 0,7.$$

Innerhalb der Genauigkeit darf behauptet werden, dass die Summe der Wirkungsquerschnitte der $(\gamma, pn) + (\gamma, d) + (\gamma, 2n)$ -Reaktionen ungefähr gleich gross ist wie der Wirkungsquerschnitt der (γ, p) -Reaktion.

b) $Zn^{64}(\gamma, pn)Cu^{62}$

$Zn^{64}(\gamma, pn)Cu^{62}$ $Q = -18,35$ MeV, $Zn^{64}(\gamma, d)Cu^{62}$ $Q = -16,12$ MeV. Wegen der kurzen Halbwertszeit von nur 10 m konnte keine chemische Trennung durchgeführt werden. Abgezogen wurden folgende Aktivitäten: $Zn^{64}(\gamma, 2n)Zn^{62}$ (9,3 h), $Zn^{64}(\gamma, n)Zn^{63}$ (38,3 m), $Zn^{66}(\gamma, pn)Cu^{64}$ (12,8 h). Als Monitor diente die $Cu^{63}(\gamma, n)Cu^{62}$ -Reaktion, die wieder auf den gleichen Endkern wie das Präparat führt. Zerfallsschema, Rückstreuung usw. spielen somit keine Rolle, was die Genauigkeit der Messung

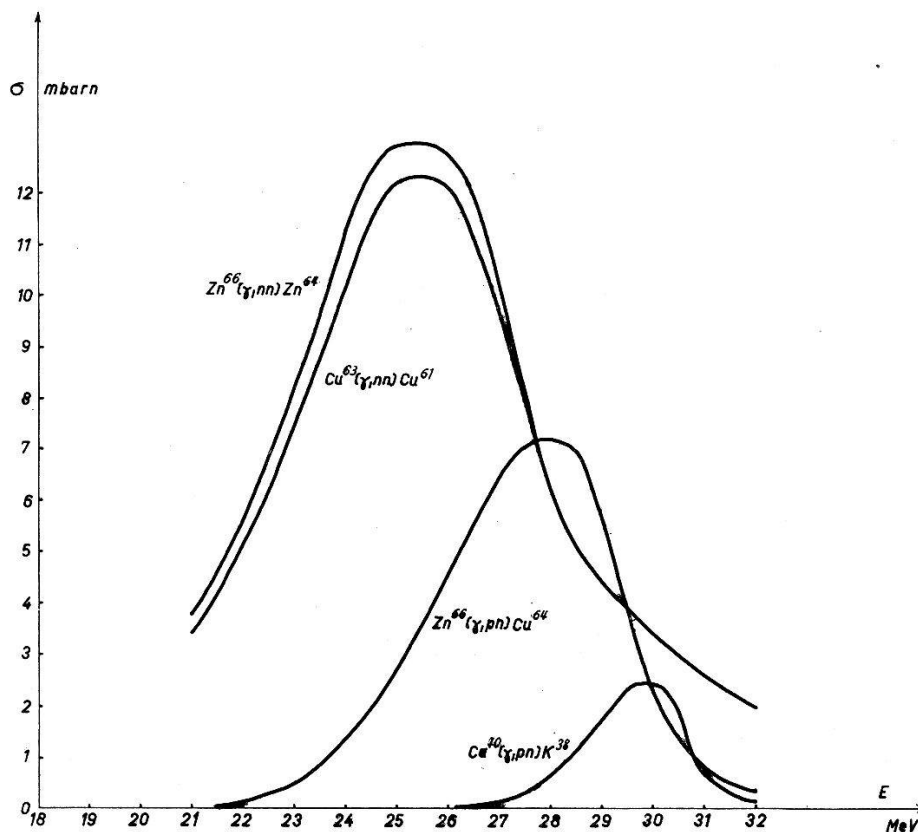


Fig. 1

Gemessene Anregungskurven folgender Reaktionen: $Ca^{40}(\gamma, pn)K^{38}$, $Zn^{66}(\gamma, pn)Cu^{64}$. Die Anregungskurve der $Zn^{66}(\gamma, nn)Zn^{64}$ -Reaktion wurde mit Hilfe der statistischen Theorie berechnet.

Der Anteil der (γ, d) -Reaktion ist in den entsprechenden (γ, pn) -Anregungskurven enthalten.

erhöht. Die Anregungskurve wurde nicht aufgenommen, aber es ist nahelegend, anzunehmen, dass sich E_{\max} auch bei etwa 28 MeV befindet wie bei der Reaktion an Zn^{66} . Das Resultat: $\bar{\sigma} Zn^{64}(\gamma, pn)Cu^{62} = 0,03 \pm 0,01$ MeV barn.

c) Zusammenstellung sämtlicher Messungen

Die integrierten Wirkungsquerschnitte der (γ, pn) -Reaktionen konnten erstmals auch an anderen Elementen bestimmt werden. Die Messmethode ist dieselbe wie bei den beschriebenen Beispielen.

Tabelle I

Reaktion	Q-Wert MeV	I.W.Q. $\bar{\sigma}$ MeV barn	σ_{\max} mb	E_{\max} MeV	Γ MeV
$\text{Ca}^{40}(\gamma, pn) \text{K}^{38}$	- 24,3	0,005	2,4	30 ± 1	2,1
$\text{Zn}^{64}(\gamma, pn) \text{Cu}^{62}$	- 18,36	0,03			
$\text{Zn}^{66}(\gamma, pn) \text{Cu}^{64}$	- 18,65	0,031	7,2	28 ± 1	4
$\text{Zn}^{68}(\gamma, p) \text{Cu}^{67}$	- 10,01	0,19	11,4	$22,7 \pm 1$	6
$\text{Se}^{80}(\gamma, pn) \text{As}^{78}$	- 20,43	0,02			
$\text{Zn}^{64}(\gamma, 2n) \text{Zn}^{62}$	- 20,82	0,08			
$\text{Mo}^{92}(\gamma, pn) \text{Nb}^{90}$	- 19,5	0,02			
$\text{Sb}^{123}(\gamma, pn) \text{Sn}^{121}$	- 18,2	0,0006			

4. Diskussion der Resultate

Die Messung der Aktivität gestattet nicht, zwischen den (γ, pn) -, (γ, np) - und (γ, d) -Reaktionen zu unterscheiden. Der Schwellenwert der (γ, pn) - und der (γ, np) -Reaktion liegt gegenüber demjenigen der (γ, d) -Reaktion um die Bindungsenergie des Deuterons (2,23 MeV) höher. Eine Unterscheidung ist bei unseren Anregungskurven wegen der schlechten Auflösung nicht möglich. KATZ und PENFOLD¹⁰⁾ haben am Schwefel für die $(\gamma, pn) + (\gamma, d)$ -Reaktion ein $\bar{\sigma}$ von 4,1 MeV mb gemessen, wobei durch Ausmessung der Knicke in der Anregungskurve folgende Aufteilung ermittelt werden konnte: (γ, d) -Reaktion: $\sigma_{\max} = 0,7$ mb, (γ, pn) -Reaktion: $\sigma_{\max} = 1,5$ mb. In einer zusammenfassenden Arbeit von FORKMAN¹¹⁾ wird gezeigt, dass die statistische Theorie beim (γ, d) -Prozess versagt. Das Verhältnis $Y(\gamma, d)/Y(\gamma, pn)$ schwankt von Element zu Element und beträgt bei Co und Cu $\sim 0,2$ ($E_{\gamma} = 20$ MeV). Für die Emission eines Photo-Deuterons muss ein Spezialmechanismus ausgedacht werden. Einen Vorschlag für einen sog. «Pick-up-Prozess» findet man bei SAWICKI¹²⁾. Den (γ, pn) -Prozess kann man sich so vorstellen, dass das sekundäre Teilchen vom primären Partikel herausgeschlagen wird. Es ist überraschend, dass die wenigen gemessenen (γ, d) -Querschnitte sehr stark streuen. Unsere W.Q., die durch Aktivitätsmessungen bestimmt wurden, umfassen stets den (γ, pn) - und den (γ, d) -Prozess. Es ist für die Diskussion interessant bei einem Kern, z. B. Zn^{66} die beiden

Reaktionen $(\gamma, 2n)$ und (γ, pn) zu vergleichen. Da von der (γ, nn) -Reaktion an Zn^{66} keine Messung der Anregungskurve vorlag, wurde diese nach folgenden Annahmen berechnet:

1. (γ, nn) -Prozesse können mit der statistischen Theorie erfasst werden. Die Richtigkeit dieser Voraussetzung kann an vielen Beispielen erläutert werden.

2. Die Einfangwahrscheinlichkeit für Gammastrahlen wird aus der experimentell gemessenen Anregungskurve der Reaktion $\text{Cu}^{63}(\gamma, 2n)\text{Cu}^{61}$ entnommen. Es handelt sich hier um eine Umrechnung der Anregungskurve des (γ, nn) -Prozesses an Cu^{63} auf diejenige auf Zn^{66} :

$$\frac{\bar{\sigma}_{(\text{Zn}^{66}(\gamma, nn)\text{Zn}^{64})}}{\bar{\sigma}_{(\text{Cu}^{63}(\gamma, nn)\text{Cu}^{61})}} = \frac{\frac{J_n(\text{Cu}^{63})}{J_{nn}(\text{Cu}^{63})} + 1}{\frac{J_n(\text{Zn}^{66})}{J_{nn}(\text{Zn}^{66})} + 1}$$

$$J_n = \int_0^{E_\gamma - S_n} \varepsilon \sigma_c(\varepsilon) \omega(E) d\varepsilon \quad {}^{13}$$

$$J_{nn} = \int_0^{E_\gamma - S_n - S'_n} \varepsilon \sigma_c(\varepsilon) \omega(E') d\varepsilon$$

σ_c = inverser Einfangsquerschnitt.

$\omega = C e^{2\sqrt{aE}}$ = Niveaudichte (a und σ_c wird aus der Arbeit von WEISSKOPF¹³) entnommen).

S_n = Bindungsenergie des 1. Neutrons an den Targetkern.

S'_n = Bindungsenergie des 2. Neutrons an den Zwischenkern.

Zusätzlich wird angenommen, dass die Reaktion in zwei Stufen verläuft und dass der Zwischenkern immer ein Neutron emittiert, wenn er genügend Energie dazu hat. Die Niveaudichte bezieht sich auf die Zwischenkerne Zn^{65} bzw. Cu^{62} . Die errechnete Anregungskurve deckt sich beinahe mit der gemessenen (siehe Fig. 1). Der integrierte Wirkungsquerschnitt beträgt:

$$\bar{\sigma}_{(\text{Zn}^{66}(\gamma, nn)\text{Zn}^{64})} = 86 \text{ MeV barn} ,$$

wenn nach BERMAN und BROWN¹) für die (γ, nn) -Reaktion an Cu^{63} 81 MeV barn eingesetzt wird.

Hält man an diesem Zweistufenprozess fest, so muss $\bar{\sigma}_{(\gamma, np)}$ kleiner sein als $\bar{\sigma}_{(\gamma, pn)}$. Die Emission eines Protons aus einem Zwischenkern ist sehr viel unwahrscheinlicher als die eines Neutrons (vgl. ¹³). Die Anregungskurve einer (γ, pn) -Reaktion kann mit der statistischen Theorie nicht berechnet werden, da diese erfahrungsgemäss bei (γ, p) -Reaktionen

versagt. Fig. 1 zeigt den Verlauf von Anregungskurven an verschiedenen Kernen. Vergleicht man diese mit Messungen von SAGANE⁵⁾, so sieht man, dass die letzteren eine viel zu grosse Halbwertsbreite ($\Gamma \sim 8-10$ MeV) aufweisen. Der Einfluss der Neutronen beim 70-MeV-Synchrotron wird leider in den Arbeiten⁵⁾ und ⁶⁾ nicht diskutiert. Es bleibt noch zu bemerken, dass bei EDWARDS⁶⁾ auch die (γ, p) -Querschnitte zu gross sind. In der Fig. 2 wird die Ausbeute in Reaktionen pro Mol und Röntgen

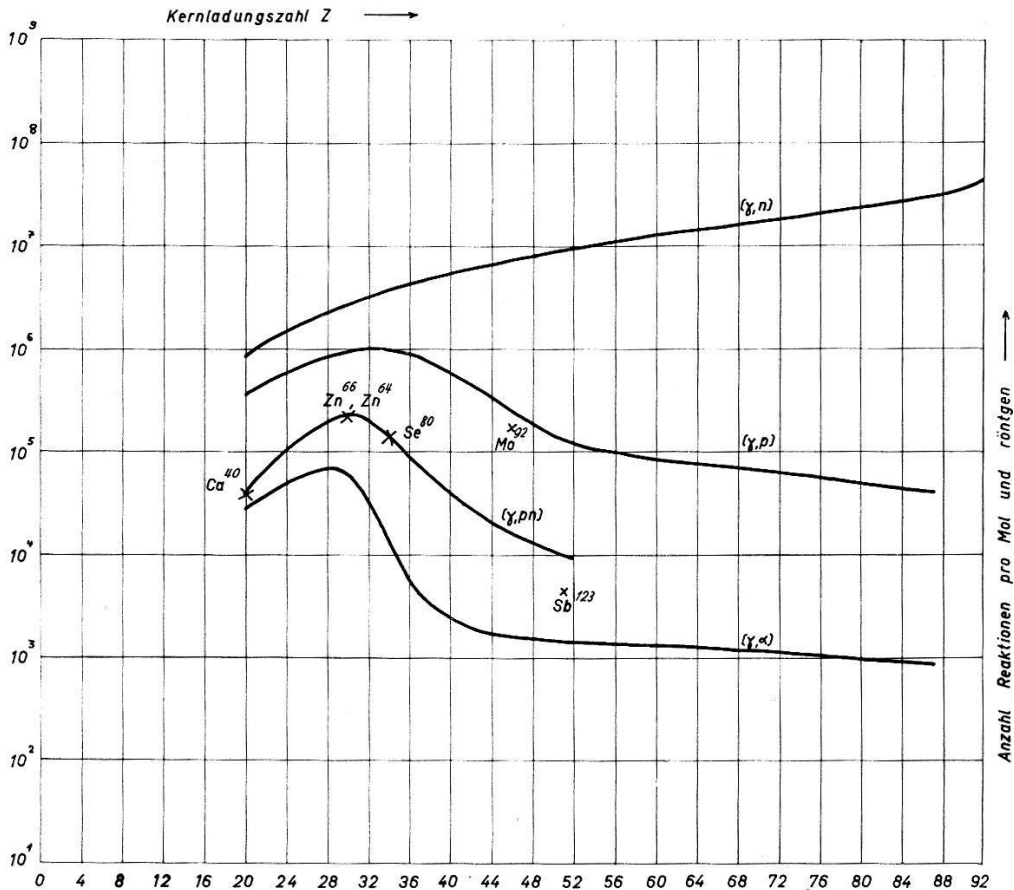


Fig. 2

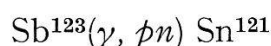
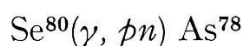
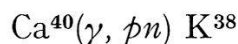
Verlauf des integrierten Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit von der Kernladungszahl.

Die Kurven für die (γ, n) -, (γ, p) -, (γ, α) -Prozesse werden aus der Arbeit von ERDÖS, SCHERRER und STOLL⁹⁾ entnommen.

als Funktion der Kernladungszahl aufgetragen. Eine Diskussion derselben findet man bei ERDÖS, STOLL und SCHERRER⁹⁾. Es ist auffallend, dass die (γ, p) - und (γ, pn) -Ausbeuten ungefähr gleich verlaufen, so dass mit grosser Wahrscheinlichkeit angenommen werden darf, dass die (γ, pn) -Reaktionen gegenüber den (γ, np) -Prozessen überwiegen. Die in den Anregungskurven gefundenen Maxima stellen wie bei den (γ, α) -Prozessen keine Folge der Riesenresonanz des Photoeinfanges dar.

Zusammenfassung

Die $(\gamma, pn) + (\gamma, d)$ -Querschnitte an den mittelschweren Kernen Zn^{66} und Zn^{64} sind kleiner als die entsprechenden (γ, nn) -Querschnitte. Es besteht daher keine Übereinstimmung im relativen Verlauf der entsprechenden Anregungskurven für (p, pn) - und $(p, 2n)$ -Reaktionen. Für die Erklärung der Effekte, die bei den (p, pn) - und $(p, 2n)$ -Reaktionen beobachtet wurden (vgl. Einleitung), kann daher zusätzlich die unelastische Streuung von Protonen herangezogen werden. Die W.Q. der folgenden Reaktionen konnten erstmalig gemessen werden:



Der Verlauf der W.Q. der $(\gamma, pn + \gamma, d)$ -Reaktionen in Funktion der Kernladungszahl Z zeigt grosse Ähnlichkeit mit demjenigen für (γ, p) -Reaktionen. Die $(\gamma, 2n)$ -Querschnitte sind in der Regel wenig grösser als die Summe der $(\gamma, pn + \gamma, np + \gamma, d)$ -Reaktionen.

Dem Institutsvorstand, Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER, möchten wir für seine stete Unterstützung herzlich danken.

Literaturverzeichnis

- 1) A. I. BERMAN und K. L. BROWN, Phys. Rev. *96*, 83 (1954).
- 2) R. SAGANE, Phys. Rev. *85*, 926 (1952).
- 3) L. S. EDWARDS und F. A. MACMILLAN, Phys. Rev. *87*, 377 (1952).
- 4) B. L. COHEN, E. NEWMAN, R. A. CHARPIE und T. H. HANDLEY, Phys. Rev. *94*, 620 (1954).
- 5) J. H. CARVER, R. D. EDGE und D. H. WILKINSON, Phil. Mag. *44*, 404 (1953).
- 6) E. A. WHALIN und A. O. HANSON, Phys. Rev. *89*, 324 (1953).
- 7) H. E. JOHNS, L. KATZ, R. A. DOUGLAS und R. N. H. HASLAM, Phys. Rev. *80*, 1062 (1950).
- 8) L. I. SCHIFF, Phys. Rev. *70*, 87 (1946).
- 9) P. ERDÖS und P. SCHERRER, P. STOLL, Helv. Phys. Acta *30*, 639 (1958).
- 10) L. KATZ und A. S. PENFOLD, Phys. Rev. *81*, 815 (1951).
- 11) B. FORKMAN, Arkiv f. Fysik *11*, 265 (1956).
- 12) J. SAWICKI, Nucl. Phys. *4*, 248 (1957).
- 13) J. BLATT und V. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics (1955).