

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 30 (1957)
Heft: VII

Artikel: Die künstliche Alphaaktivität gammaangeregter Atomkerne
Autor: Erdös, P. / Scherrer, P. / Stoll, P.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-112835>

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: 16.01.2026

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

Die künstliche Alphaaktivität gammaangeregter Atomkerne

von P. Erdős*), P. Scherrer und P. Stoll (ETH., Zürich).

(12. VIII. 1957.)

Summary. Photon induced alphaemission of nuclei has been investigated with a 32 MeV betatron. The servo-stabilized energy of the betatron was calibrated by means of the reaction $O^{16}(\gamma, n)O^{15}$. The following new reactions have been discovered: $O^{16}(\gamma, n\alpha)Cl^{11}$, $K^{39}(\gamma, n\alpha)Cl^{34}$, $Rb^{85}(\gamma, n\alpha)Br^{80m}$, $Rb^{87}(\gamma, n\alpha)Br^{82}$, $Sb^{121}(\gamma, \alpha)In^{117m}$, $Ta^{181}(\gamma, \alpha)Lu^{177}$, $Tl^{205}(\gamma, \alpha)Au^{201}$ und $Tl^{205}(\gamma, n\alpha)Au^{200}$. The yields of $15(\gamma, \alpha)$ -reactions have been determined. Special emphasis was laid on heavy nuclei, where the peak of the (γ, α) -cross section does not coincide with the giant resonance of photon absorption. The cross section vs. photon energy was measured for the reactions $Sb^{121}(\gamma, \alpha)In^{117}$, $Tl^{205}(\gamma, \alpha)Au^{201}$ and $Tl^{205}(\gamma, n\alpha)Au^{200}$. The energy spectrum of alpha particles emitted from Cl and Br has been determined by nuclear emulsion techniques. The alpha spectra with a single peak show a low energy tail below the Coulomb barriere height, similar to that observed in cosmic ray spallation stars, thus indicating a lower Coulomb barriere height than calculated using a sharp nuclear boundary at $r = 1,5 \times 10^{-13} A^{1/3}$ cm.

The yield of (γ, α) -reactions, together with the yield of (γ, n) - and (γ, p) -reactions has been plotted as a function of the nuclear charge. In contrast to earlier belief the (γ, p) and (γ, α) yields are fairly constant above $Z = 50$.

I. Problemstellung.

1. Wechselwirkung von Gammaquanten mit den Atomen.

Ein Gammaquant tritt wie folgt in Wechselwirkung mit der Materie:

In der Elektronenhülle der Atome kann das Gammaquant (a) seine Energie in Ionisationsarbeit eines Elektrons umwandeln (Photoeffekt) oder (b) an den einzelnen Elektronen inkohärente Compton-Streuung erleiden und schliesslich (c) im elektrischen Felde eines Elektrons ein Positron-Negatron-Paar erzeugen (Tripllett-Erzeugung).

*) Auszug aus der Promotionsarbeit zur Erlangung der Würde eines Dr. sc. nat.

Im (teilweise durch die Elektronenhülle abgeschirmten) elektrischen Felde des Atomkerns kann das Gammaquant (*A*) Positron-Negatron-Paare erzeugen oder (*B*) am Kern kohärente (Thomson) oder inkohärente (Compton) Streuung erleiden oder schliesslich (*C*) durch den Kern absorbiert werden.

Die unter *C* aufgeführten Absorptionsprozesse werden als *Kernphotoeffekte* bezeichnet. Ist die Energie des Gammaquantes kleiner als etwa 100 MeV, so tritt es nicht in Wechselwirkung mit dem Mesonenfeld der Nukleonen.

Die Kernphotoeffekte unter Ausschluss mesonischer Prozesse bilden den Gegenstand des vorliegenden Berichtes. Um von den experimentellen Möglichkeiten zur Untersuchung solcher Kernphotoeffekte ein Bild zu vermitteln, sollen im folgenden die Grössenordnungen der aufgeführten Wechselwirkungen (*a*, *b*, *c*, *A*, *B*, *C*) miteinander verglichen werden.

Der Anteil der verschiedenen Wechselwirkungen ändert sich stark mit der Kernladungszahl der Atome, welche die durch Gammastrahlen durchdrungene Materie bilden, sowie mit der Energie der Gammastrahlen.

Aus diesem Grunde soll der Vergleich der Grössenordnungen der verschiedenen Wechselwirkungen in einem begrenzten Energiebereich und zunächst auch nur für eine bestimmte Kernladungszahl erfolgen.

Der betrachtete Energiebereich soll nach unten durch die Schwellenenergie der meisten Kernphotoeffekte abgegrenzt werden. 5—10 MeV ist der entsprechende Wert. Eine Ausnahme bildet die inelastische Streuung von Gammaquanten an Kernen: Der Schwellenwert dieses Prozesses ist durch die tiefsten Anregungsniveaus der Kerne gegeben, kann somit unterhalb 1 MeV liegen.

Nach oben soll die Grenze des betrachteten Energiebereiches dorthin gelegt werden, wo das Einsetzen mesonischer Prozesse den Kernphotoeffekt zu beeinflussen beginnt. Diese Energie wird auf 70—80 MeV geschätzt¹⁾. Es soll darauf hingewiesen werden, dass mesonische Prozesse nicht erst dann auftreten, wenn die Energie des Gammaquants die Bildungsenergie der π -Mesonen (140 MeV) überschreitet (d. h. Gammaxwellenlänge < Mesonenwellenlänge), sondern sobald die Wellenlänge der Gammastrahlung von der Grössenordnung der Dimensionen der Mesonenwolke des Nukleons wird. Die Polarisierbarkeit der Mesonenwolke beginnt in diesem Falle schon eine Rolle zu spielen, und demzufolge ändern sich die Wirkungsquerschnitte der Kernprozesse²⁾.

In dem so abgegrenzten Energiebereich 5—70 MeV gelten für das Element *Sn* mit Kernladungszahl 50 folgende Werte:

Tabelle 1.

Wirkungsquerschnitte verschiedener Gammareaktionen für $Z = 50$ in millibarns.

E MeV	a photoel.	b Compton El.	c Paar El.	A Paar Kerne	B elast. Kernstr.	C Kern. photoeff.
5	90	4000	77	3310	0.09	0.5
10	45	2560	147	6280		1
20	22	1430	219	9350		120
30	15	1070	253	10800		20
70	6.5	530	341	14600	0.01	10
Abhäng.	Z^5	Z	Z	Z^2	Z^2	$Z + N$

Die Formeln für die Berechnung dieser Wirkungsquerschnitte sind der zusammenfassenden Arbeit von BETHE und ASHKIN im „Experimental Nuclear Physics“ Wiley, New York 1953, entnommen. Aus ihnen geht auch die Abhängigkeit der einzelnen Effekte von der Kernladungszahl hervor. Diese Abhängigkeit ist in der letzten Zeile der Tabelle angedeutet. Sie gestattet die Abschätzung der Wirkungsquerschnitte für andere Elemente als *Sn* mit $Z = 50$.

2. Experimenteller Nachweis des Kernphotoeffektes.

Tabelle 1 zeigt, dass der Kernphotoeffekt höchstens wenige Prozente der gesamten Gammaabsorption ausmacht. Aus diesem Grunde ist es äusserst schwierig, die Kernabsorption von Gammaquanten direkt nachzuweisen. Ein direkter Nachweis besteht in der Feststellung der Zahl der Gammaquanten, die aus dem direkten Strahl durch Kernabsorption entfernt werden.

1948 stellten BALDWIN und KLAIBER³⁾ fest, dass der Kernphotoeffekt bei $E\gamma = 15$ —20 MeV eine sogenannte Riesenresonanz aufweist (s. Tab. 1). 1954 gelang es KOCH und WYCKOFF⁴⁾, in diesem Energiebereich Intensitätsminima des Absorptionsspektrums von Betatron-Gammastrahlen festzustellen, welche mehrere Meter dicke Proben durchqueren. Die Experimente von KOCH und WYCKOFF sind das einzige uns bekannte Beispiel eines *direkten Nachweises* des Kernphotoeffektes. *Indirekte Methoden* haben sich zur Untersuchung dieses Effektes als wirkungsvoller erwiesen. Diese bestehen darin, dass an Stelle des Verschwindens des absorbierten Gammaquantes

(I) die Emission eines Teilchens oder Quantes aus dem absorbierenden Kern registriert wird, oder

(II) das Zurückbleiben eines neuen Kernes nach der Teilchenemission festgestellt wird.

Das Vorgehen (I) liefert die vollständigsten Informationen über den Kernphotoeffekt, indem es die Energie- und Winkelverteilung der emittierten Teilchen zu bestimmen gestattet. Bei der Untersuchung der durch den Kernphotoeffekt induzierten künstlichen α -Radioaktivität [(γ, α) -Prozesse] ist man jedoch auf die Methode (II) angewiesen, wie aus dem folgenden Abschnitt hervorgeht.

3. Emissionswahrscheinlichkeiten für Nukleonen und Teilchengruppen.

Durch Absorption eines Gammaquantes gerät der Kern in einen angeregten Zustand. Die Lebensdauer dieses Zustandes ist meistens so gering, dass die Absorption zu einer unmittelbaren Teilchen- oder Quantenemission Anlass gibt. Der Absorptionsquerschnitt σ_γ kann folglich als eine Summe von Emissionsquerschnitten geschrieben werden:

$$\sigma_\gamma = \sigma_{\gamma\gamma'} + \sigma_{\gamma n} + \sigma_{\gamma p} + \sigma_{\gamma\alpha} + \sigma_{\gamma t} + \sigma_{\gamma 2n} + \sigma_{\gamma np} + \sigma_{\gamma n\alpha} + \dots \quad (3.1)$$

Mehrfachprozesse von der Art $(\gamma, \alpha n)$ und $(\gamma, \alpha n)$ lassen sich experimentell nicht unterscheiden. Aus diesem Grunde sollen sie im folgenden als identisch betrachtet werden. Ob die betreffenden Wirkungsquerschnitte dementsprechend mit Gewichtsfaktoren zu versehen sind oder nicht, bleibe dahingestellt.

Die Emission mehrerer Teilchen erfordert die Überwindung grösserer Bindungs- und Coulombenergien. Es ist daher eine allgemeine Regel, dass die Emissionswahrscheinlichkeiten um so kleiner werden, je grösser die Zahl der emittierten Teilchen ist.

Tabelle 2 orientiert über die Größenordnung der verschiedenen Wirkungsquerschnitte. *Wirkungsquerschnitt soll im folgenden mit WQ abgekürzt werden.*

Tabelle 2.

Charakteristische WQe einiger Kernphotoeffekte in millibarn für $Z = 50$. Die Werte geben das Maximum von $\sigma_{\gamma, \chi}(E_\gamma)$ im Energiebereich 10—70 MeV an.

σ_γ	$\sigma_{\gamma, \gamma'}$	$\sigma_{\gamma, n}$	$\sigma_{\gamma, p}$	$\sigma_{\gamma, t}$	$\sigma_{\gamma, \alpha}$
100	10	90	0.1	—	0.0005

Bei Gammaenergien, die von der Größenordnung der gesamten Bindungsenergie der Kerne sind, verliert die Aufspaltung des WQ des Kernphotoeffekts in einzelne Emissionsquerschnitte gemäss (3.1) ihren Sinn. Es treten nämlich „splitting“-Prozesse auf. Dieser Ausdruck bezeichnet das Auseinanderbersten des Kerns in eine

grosse Zahl von Neutronen, Protonen und Alphateilchen, eventuell auch grössere Teilchengruppen.

Unsere Untersuchungen betrafen den (γ, α) -Prozess. Aus den Tabellen 1 und 2 gewinnt man für dessen Grössenordnung folgende Werte:

$$\sigma_{\gamma, \alpha} / \sigma_{\gamma, \text{Atom}} = 5 \times 10^{-8} \quad (Z = 50) \quad (3.2)$$

$$\sigma_{\gamma, \alpha} / \sigma_{\gamma, \text{Kern}} = 5 \times 10^{-6} \quad (Z = 50) \quad (3.3)$$

4. Abhängigkeit der Emissionswahrscheinlichkeiten von der Kernladungszahl des angeregten Kernes.

In Tabelle 2 wurden die Emissionswahrscheinlichkeiten verschiedener Teilchen am Beispiel eines Kernes mit $Z = 50$ ($A = 120$) verglichen. Betrachtet man Kerne mit verschiedenen Kernladungszahlen, so ist folgendes Verhalten zu erwarten:

Der Wirkungsquerschnitt für die gesamte Kernabsorption nimmt proportional zum Atomgewicht A zu. Dieses Verhalten folgt aus den Summenregeln von LEVINGER und BETHE¹⁾.

Die Bindungsenergie für Neutron, Proton, Deuteron, Triton und Alphateilchen nimmt mit wachsendem Z ab, währenddem die Höhe des Coulomb-Walles für die geladenen Teilchen mit wachsendem Z zunimmt. Das Zusammenspiel dieser zwei Grössen wird für das Verhältnis der Emissionswahrscheinlichkeiten massgebend sein. Dazu kommen noch die Einflüsse der Schalenstruktur des Kerns. Der monotone Verlauf der Photoneutronen- und Photoprotonenwirkungsquerschnitte (s. Fig. 17) zeigt aber, dass diese Einflüsse gering sind.

Unterhalb $Z = 30$ ändern sich die Verhältnisse völlig: Die Bindungsenergien sind keine monotone Funktionen der Kernladungszahl mehr, sondern sind erheblichen Schwankungen unterworfen. Die Emissionswahrscheinlichkeiten sind nicht mehr durch stochastische Prozesse im angeregten Kern bestimmt, sondern durch die Auswahlregeln der Quantenzahlen der einzelnen angeregten Niveaus.

II. Festlegung der Messmethode.

5. Direkter Nachweis von Neutronen, Protonen und Teilchengruppen.

Es sei die Aufgabe gestellt, die Teilchen zu registrieren, welche aus einer Probe mit $Z = 50$ durch den Kernphotoeffekt von 30 MeV-Gammaquanten ausgelöst werden.

In einer Richtung, die *nicht* mit der des primären Gammastrahles zusammenfällt, werden Streuquanten, sowie Compton- und Paar-

Elektronen störend auftreten. Unter der Annahme, dass alle Teilchen isotrop aus der Probe emittiert werden, zeigt Tabelle 3, mit wie vielen störenden Teilchen pro Beobachtung zu rechnen ist.

Tabelle 3.

Anzahl störender Teilchen pro Beobachtung des Kernphotoeffektes senkrecht zur einfallenden Gammastrahlrichtung.

Zu beobachten	Ferner liefen			
	Protonen	Neutronen	Elektronen	Gammaquanten
1 Neutron	—	—	500	25
1 Proton	—	10^3	5×10^5	25×10^3
1 Alpha	200	2×10^5	10^8	5×10^6

In der Richtung des primären Strahles und für eine Probe solcher Dicke, die die Gammaintensität auf die Hälfte reduziert*) ($Z = 50$: $d = 1,5$ cm), wird die Anzahl störender Gammaquanten sogar das Hundertfache des Tabellenwertes erreichen.

Zum Nachweis von Neutronen stehen mannigfache Mittel zur Verfügung. Zu erwähnen sind Zählkammern verschiedener Art der Reaktortechnik, Szilard-Chalmers-Kammern (z. B. KMnO_4 -Lösungen) und Stoffe, die durch Neutronen aktiviert werden (In, Rh usw.), sowie alle Mittel die zum Nachweis von Rückstossprotonen dienen.

Protonen konnten mit Ionisationskammern und Kernphotoplatten nachgewiesen werden. Erstere sind bei geeigneter Füllung unempfindlich gegenüber Neutronen, und die Diskrimination gegen Gammaimpulse ist gut. Deuteronen und Alphateilchen aus dem Kernphotoeffekt konnten bis heute ausschliesslich mit *Kernphotoplatten* nachgewiesen werden. Nur diese gestatteten eine einwandfreie Unterscheidung von Protonen, Deuteronen und Alphateilchen. Die Elektronen werden durch magnetische Ablenkung von der Platte ferngehalten. Die Kernphotoplatten sind gegenüber Gammaquanten relativ unempfindlich: Teilchenspuren in einem millionenfachen Gammauntergrund lassen sich gut nachweisen.

Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Neutron, welches 1 cm Emulsionsdicke passiert, ein Rückstossproton auslöst, ist etwa 0,06. Somit ist auch ein hoher Neutronenuntergrund erträglich.

In 17. werden die Ergebnisse von Messungen mit Hilfe von Kernphotoplatten besprochen.

*) Nur zur Auslösung von (γ, n) -Prozessen benutzt man derart dicke Proben. Für (γ, p) - und (γ, α) -Prozesse wählt man die Proben dünner als die Reichweite der Protonen bzw. Alphateilchen.

6. Aktivierungsmessungen.

Die Gegenwart einer überwiegenden Anzahl störender Teilchen bedingt, dass die direkten Untersuchungen von (γ, α) -Prozessen mit grossen, oft kaum abschätzbaren Fehlern behaftet sind. Es ist deshalb ein äusserst willkommener Fall, wenn ein stabiles Isotop durch einen (γ, α) -Prozess in ein radioaktives Tochterprodukt verwandelt wird.

Die Radioaktivität lässt sich bei geeigneter Halbwertszeit nach Beendung der Gammabestrahlung messen. Diese Methode hat folgende Eigenheiten:

a) Kein störender Untergrund von Gammaquanten, Elektronen, Neutronen, Protonen usw.

b) Eventuelles Auftreten von störenden Beta- und Gammaaktivitäten infolge von (γ, γ') , (γ, n) - und anderen Prozessen.

Ferner ist zu erwähnen, dass die Gammastrahlen von Elektronenschleudern oft durch starke Neutronenstrahlen begleitet sind. Es können daher Störaktivitäten auch durch (n, γ) , oder (n, p) -Prozesse entstehen.

Vor der Messung der Aktivität wird das radioaktive Tochterprodukt des (γ, α) -Prozesses von der Muttersubstanz meistens chemisch abgetrennt. Einerseits befreit man sich dadurch von Störaktivitäten, andererseits gelingt es auf diese Art die volumenmässige Konzentration der Aktivität zugunsten der Zählstatistik zu erhöhen.

Aktivierungsmessungen können auch im Falle von (γ, n) , (γ, p) , oder (γ, γ') -Prozessen mit Erfolg angewandt werden. Sie bieten sogar das einzige Mittel, um (γ, γ') -Prozesse nachzuweisen⁵).

III. Durchführung der Messungen.

Im Abschnitt IV werden die Untersuchungen der künstlichen α -Radioaktivität an den einzelnen Elementen beschrieben. Die gemeinsamen Merkmale dieser Untersuchungen sollen im folgenden dargelegt werden.

7. Bestrahlung mit dem Betatron.

Das 32-MeV-Betatron des Zürcher Kantonsspitals wurde zu den Bestrahlungen verwendet. Die Dauer der Bestrahlungen erstreckte sich von einigen Minuten bis auf 10 Stunden. Die zu bestrahlenden Proben wurden in etwa 20 cm Abstand von der Antikathode im homogenen Strahlenfeld des Betatrons in dünnwandigen Aluminiumbehältern von 30 mm Durchmesser und 10—50 mm Länge befestigt. Vorne und hinten am Aluminiumbehälter waren je eine

kreisförmige Cu-Folie von $20 \mu\text{m}$ Dicke und 22 mm Durchmesser sowie eine kreisförmige Ta-Scheibe von $0,3 \text{ mm}$ Dicke und $23,5 \text{ mm}$ Durchmesser als Monitor befestigt.

Es wurden die folgenden Monitorreaktionen verwendet:

$\text{Cu}^{65}(\gamma, n) \text{ Cu}^{64}$	12,8 h
$\text{Cu}^{63}(\gamma, n) \text{ Cu}^{62}$	10,0 min
$\text{Ta}^{181}(\gamma, n) \text{ Ta}^{180m}$	8,1 h

Der Tantalmonitor wies ausser der 8,1-h-Zerfallsperiode noch eine langlebige Aktivität auf ($> 10 \text{ d}$), welche vermutlich durch Neutroneneinfang entstand. Diese Aktivität wurde jeweils von der Monitorzählrate in Abzug gebracht.

8. Messung der Grenzenergie.

Die Grenzenergie des Betatrons kann dadurch variiert werden, dass die Zeitdauer der Beschleunigung der Elektronen verändert wird. Werden die Elektronen zur Zeit $t = 0$ in die Röhre eingespritzt, so können sie nach einer einstellbaren festen Zeit τ durch

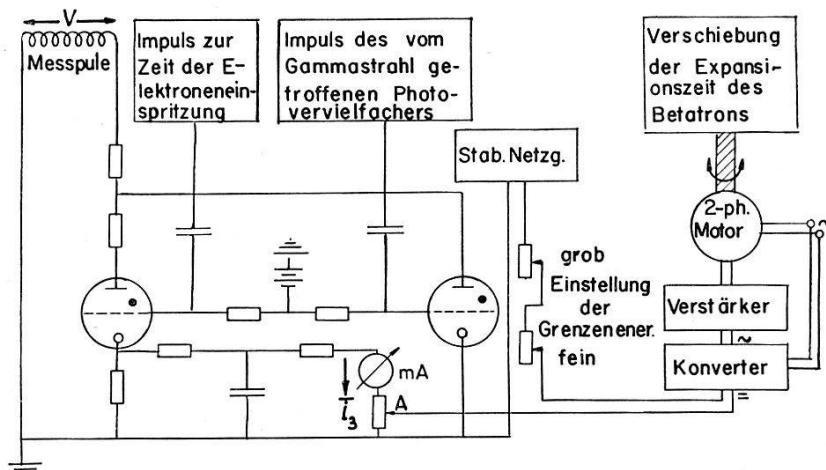


Fig. 1.
Blockscheme of the energiestabilisierung des Betatrons.

einen *Expansionsimpuls* auf die Antikathode geworfen werden und erzeugen dort Gammastrahlen.

Die Grenzenergie wird nach folgendem Prinzip gemessen: Am Magnetjoch der Elektronenschleuder ist eine Messspule L angebracht (s. Fig. 1), deren $n = 9$ -Wingungen konzentrisch zur Elektronenbahn in der Kreisröhre verlaufen. In dieser Spule wird eine Spannung V induziert, so dass gilt:

$$\Phi(\tau) = -\frac{1}{n} \int_0^\tau V(t) dt \quad (8.1)$$

Es ist $\Phi(\tau)$ = magnetischer Fluss durch eine Windung der Messspule zur Zeit τ . Es ist $\Phi(0) = 0$.

Aus der Theorie des Betatrons ist bekannt, dass der Maximalwert der kinetischen Spannung*) der beschleunigten Elektronen den Wert

$$U(\tau) = \sqrt{\left(\frac{m_0 c^2}{e}\right)^2 + \left(\frac{c}{2\pi R_0} \Phi^*(\tau)\right)^2} - \frac{m_0 c^2}{e}; \quad \Phi^*(0) = 0. \quad (8.2)$$

hat. Dabei bedeuten:

m_0	=	Elektronenmasse
e	=	Elektronenladung
c	=	Lichtgeschwindigkeit
R_0	=	Radius der Elektronenkreisbahn
$\Phi^*(\tau)$	=	Magnetischer Fluss durch die Elektronenkreisbahn am Ende der Beschleunigungsperiode

Der magnetische Fluss Φ , der die Messspule durchsetzt, ist nicht identisch mit dem magnetischen Fluss Φ^* , welcher durch die Elektronenkreisbahn umschlossen wird. Der Quotient Φ/Φ^* wurde durch eine kernphysikalische Eichmessung ermittelt (s. weiter unten), und es ergab sich

$$\frac{\Phi(\tau)}{\Phi^*(\tau)} = 1,377 \quad (8.3)$$

Die Beziehungen (8.1), (8.2) und (8.3) ergeben einen eindeutigen Zusammenhang zwischen dem Zeitintegral der in der Messspule induzierten Spannung und der maximalen kinetischen Spannung der Elektronen, somit der Grenzenergie der Gammastrahlen.

Zur näherungsweisen Bestimmung des Zeitintegrals der in der Messspule induzierten Spannung dient der BBC.-Megavoltmeter, dessen Schema in Figur 1 als Teil des Blockdiagramms der Energiestabilisierungsanlage dargestellt ist**). Durch die Verwendung zweier Thyratrons wird erreicht, dass die Integration vom Zeitpunkt der Elektroneneinspritzung in die Kreisröhre bis zu jenem Moment durchgeführt wird, bis die Bremsstrahlungsquanten eine im Strahlengang aufgestellte Photomultiplierröhre treffen.

Eine genaue Durchrechnung des Megavoltmeters⁶⁾ zeigt, dass der zeitliche Mittelwert des Messtromes durch das Milliampèremeter durch den folgenden Ausdruck gegeben ist:

$$\bar{i}_3(\tau) = -W\Phi(\tau) - \frac{YQ}{2} \left(\frac{\Phi(\tau)}{Q}\right)^2 - \frac{YQ}{8} \left(\frac{\Phi(\tau)}{Q}\right)^4 + \dots + Q(\tau, Q) \quad (8.4)$$

*) Kinetische Spannung = kinetische Energie dividiert durch Elektronenladung.

**) Mit Erlaubnis von PD. Dr. R. WIDERÖE, BBC., Baden, veröffentlicht.

Dabei bedeuten τ die Beschleunigungszeit der Elektronen, $\Phi(\tau)$ den Induktionsfluss am Ende der Beschleunigungsperiode und Q den Scheitelwert des Induktionsflusses, d. h. dessen Wert am Ende eines Viertels der Wechselstromperiode der Magnetspeisung. W , Y und Ω sind Konstanten, welche von τ , Q und den Daten der Schaltelemente auf komplizierte Weise abhängen.

Gl. (8.4) tritt nun an Stelle von (8.1). Kombiniert mit (8.2) und (8.3) und nach Einsetzen aller numerischen Werte erhält man den Zusammenhang von Grenzenergie $E_{\max} = eU$ und gemessener Strom

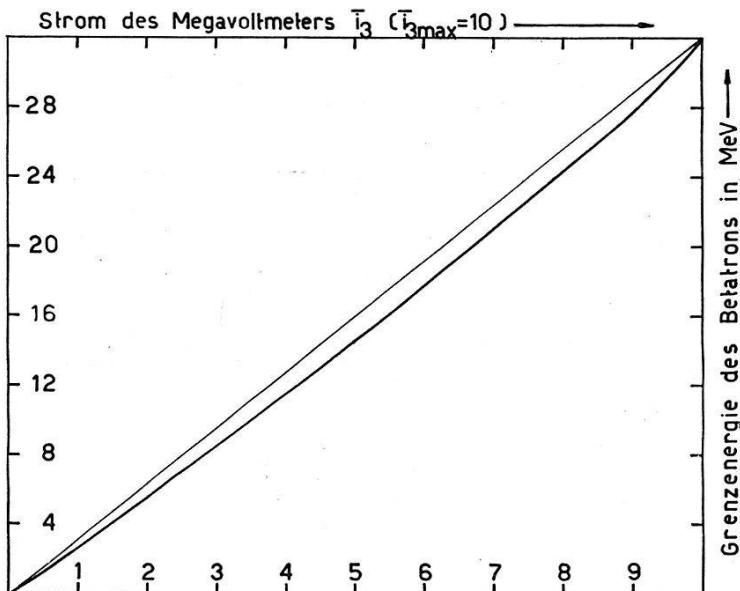


Fig. 2.

Zusammenhang zwischen Ausgangsstrom i_3 des Megavoltmeters und Grenzenergie des Betatrons.

des Megavoltmeters: $E_{\max} = F(i_3)$. Dieser Zusammenhang ist in Figur 2 graphisch dargestellt.

Eine Kontrolle ergab, dass der gemessene und berechnete Strom i_3 innerhalb 2% Fehlerngrenzen übereinstimmen. Ferner wurden durch Kathodenstrahlzosillogramme völlige Übereinstimmung von berechneten und gemessenen Spannungsverläufen festgestellt.

Als besondere Eigentümlichkeit ging aus den Rechnungen hervor, dass das Megavoltmeter ausserstande ist, höhere Grenzenergien anzugeben als diejenigen, die um 0,1 MeV unterhalb der maximalen Grenzenergie liegen. Dieser Tatsache wurde bei der Auswertung der Messungen Rechnung getragen.

9. Eichung der Grenzenergie.

Die Beziehung zwischen dem Strom des Megavoltmeters und der Grenzenergie der Gammastrahlen enthält einen unbestimmten numerischen Faktor Φ/Φ^* . Erst nach Bestimmung dieses Faktors

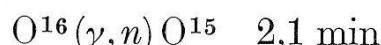
konnte der in Figur 2 dargestellte eindeutige Zusammenhang zwischen den beiden Größen angegeben werden.

Die Bestimmung von Φ/Φ^* besteht darin, dass man für einen bestimmten Ausschlag des Megavoltmeters die zugehörige Grenzenergie der Gammaquanten absolut misst. Diese Absolutmessung ist eine der schwierigsten Aufgaben, welche sich bei kernphysikalischen Messungen an einem Betatron stellt. Sie hat noch keine Lösung gefunden, welche allen Anforderungen bezüglich Genauigkeit genügen würde*).

Für das Zürcher Betatron wurde die maximale Grenzenergie durch Ausmessung des magnetischen Steuerfeldes durch die Herstellerfirma zu $31,5 + 0,5 \text{ MeV}$ bestimmt⁷⁾. Zum selben Ergebnis gelangten TELEGDI und EDER⁸⁾ durch Messung der Energie, welche bei der Aufspaltung von Kohlenstoffkernen in drei Alphateilchen durch Gammastrahlen frei wird. Bei diesen Untersuchungen sind allerdings auch Kohlenstoffspaltungen beobachtet worden, welche einer Gammaenergie von $32,5 \text{ MeV}$ entsprechen.

Die maximale Grenzenergie ist linear proportional zur erheblich schwankenden Kraftnetzspannung. Es ist nicht bekannt, bei welcher Netzspannung obige Messungen durchgeführt worden sind.

Ferner kann auch nicht angenommen werden, dass das Verhältnis Φ/Φ^* beim Einsetzen einer neuen Kreisröhre erhalten bleibt. Da seit 1951 mehrmals Röhrenwechsel vorgenommen worden sind und keine neuen Eichmessungen vorlagen, wurde eine solche mit Hilfe der Reaktion



durchgeführt.

Figur 3 zeigt die zur Eichmessung verwendete Anordnung⁹⁾. Eine Glasfilternutsche Schott und Gen., Jena 25 G3, von 500 ml Inhalt wurde im Gammastrahlenkegel aufgestellt. Die Nutsche war gefüllt mit destilliertem Wasser. Am unteren Ansatz der Nutsche wurde unter geringem Überdruck Heliumgas eingeleitet, mittels eines Reduzierventils einer Druckflasche entnommen. Das Helium, welches durch die Gammastrahlen nicht aktiviert wird, perlt durch die unzähligen Poren der Filternutsche und reisst das radioaktive O^{15} mit

*) In der Literatur liegen Berichte vor über Messungen mit Paarspektrometern, Comptonspektrometern und kernphysikalischen Methoden. Letztere, die als die zuverlässigsten angenommen wurden, sind in letzter Zeit ebenfalls einer Kritik unterzogen worden. Insbesondere hat sich gezeigt, dass Schwellenwertmessungen systematischen Fehlern ausgesetzt sind, weil die Reaktionsquerschnitte bei der Schwelle sehr flach anwachsen und das Einsetzen der Reaktion wegen dem Untergrund erst bei zu hohen Energien bemerkbar wird. Am zuverlässigsten erscheinen heute Messungen des Resonanzeinfangs in Kernniveaus bekannter Energie.

sich*). Am eingeschliffenen Deckel der Nutsche ist ein 9 m langer Plastikschnlauch angeschlossen, welcher das Gas zum Zählrohr führt. Der kleine Innendurchmesser der Schlauchleitung (1,8 mm) gestattet bei einem Durchfluss von 10 ml/sec das aktive Gas mit einer Geschwindigkeit von 3,5 m/sec zum Zählrohr zu bringen.

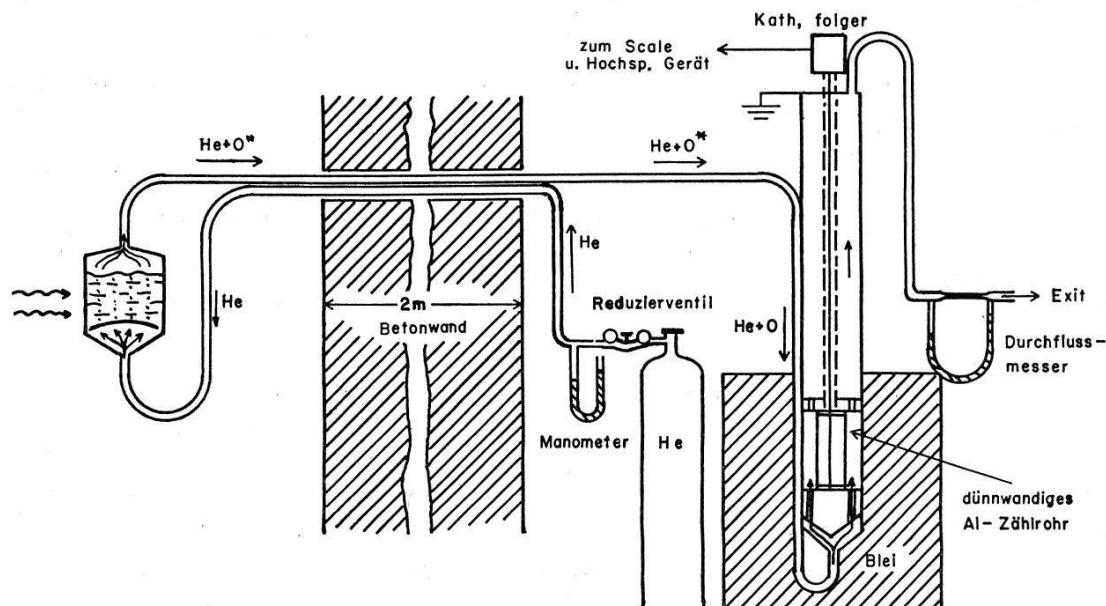


Fig. 3.

Experimentelle Anordnung zur Eichung der Grenzenergie des Betatrons mittels der Kernreaktion $O^{16}(\gamma, n)O^{15}$.

Das dünnwandige Aluminiumzählrohr befand sich in einem Messingrohr, das einer Orgelpfeife ähnlich ausgebildet war und eine gleichmässige Umspülung des Zählrohrs gewährleistete. Diese Pfeife war ausserhalb des Bestrahlungsraumes in einer 0,1 m dicken Bleiabschirmung aufgestellt, wodurch eine beträchtliche Herabsetzung des Untergrundes erzielt wurde. Der am Ausgang der Pfeife montierte Gasdurchflusssmesser und ein an der Gasflasche angebrachtes Quecksilbermanometer ermöglichen es, das regelmässige Funktionieren der Apparatur zu kontrollieren.

Bei konstanter Strahlintensität war die Zählrate während mehrerer Stunden innerhalb 0,5% unveränderlich.

*) Auf die Frage, in welcher chemischen Form das aktive Sauerstoffatom im Gasstrom mitgeschleppt wird, ist nicht näher eingegangen worden. Es handelt sich dabei sicherlich nicht um aktiven Wasserdampf und auch nicht um Wasserstoffperoxyd, denn das Zwischenschalten eines Trocknungsrohres und einer Ausfrierfalle in die Schlauchleitung verminderten die Zählrate nicht. Es kann angenommen werden, dass das aktive O^{15} -Atom durch einen SZILARD-CHALMERS-Effekt aus dem Wassermolekül geworfen wird und in einem 1-, 2- oder 3atomigen Sauerstoffmolekül in den Gasstrom gelangt, denn nach Abschalten der Gammabestrahlung hört der Zustrom von aktivem Sauerstoff auf, obwohl die Halbwertszeit von O^{15} 2,1 min beträgt.

Schrittweise wurde nun die Grenzenergie des Betatrons von 16 MeV bis zum Maximum variiert und in jeder Einstellung einige Minuten lang verharrt. Zu Beginn der Stosszahlregistrierung bei der jeweiligen Energie wurde ein Tantalmonitor in den Strahlengang geschoben. Die Aktivität dieser Monitoren wurde nach Beendigung der gesamten Messreihe gemessen und daraus die Strahlungsintensität ermittelt.

Die Auswertung der Sauerstoffaktivierungsmessungen erfolgte nach der Photondifferenzenmethode (s. weiter unten) und ergab den in Figur 4 dargestellten Verlauf.

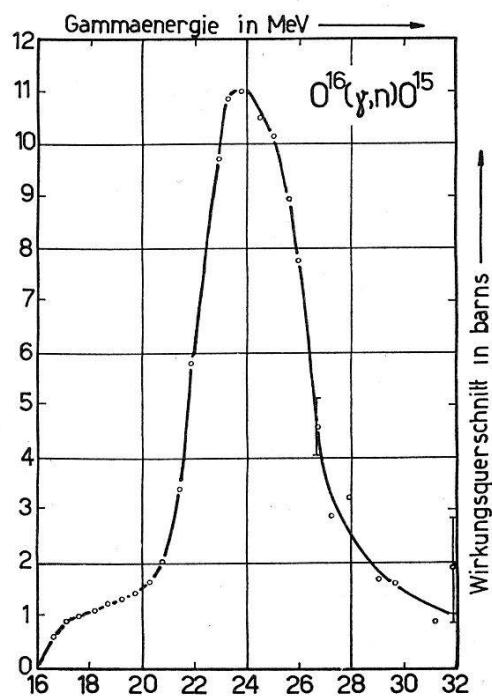


Fig. 4.

Wirkungsquerschnittsverlauf der Reaktion $O^{16}(\gamma, n)O^{15}$, ermittelt am Zürcher Betatron zwecks Eichung der Grenzenergie.

Aus Absolutmessungen der Saskatchewan-Betatrongruppe (Can. J. Phys., 1950—1954) geht hervor, dass das Maximum des WQ der Reaktion $O^{15}(\gamma, n)O^{16}$ bei $24,0 \pm 0,2$ MeV liegt. Dieses Maximum konnten wir bei 79,0% der Höchstanzeige des MeV-Meters feststellen. Daraus ergab sich

$$\frac{\Phi}{\Phi^*} = 1,377.$$

Die maximale Grenzenergie des Betatrons wird

$$\underline{E_{\max} = 32,1 + 0,3 \text{ MeV.}}$$

Als Kontrolle wurde die Einsatzenergie E_e der Reaktion $O^{16}(\gamma, n)O^{15}$ bestimmt, definiert durch $\sigma(E_e) = 0,16$ barn = $1/100 \sigma_{\max}$. Es ergab sich $E_e = 16,1 + 0,1$ MeV, in völliger Übereinstimmung mit dem von der Saskatchewan-Gruppe gemessenen Wert.

10. Die Stabilisierung der Grenzenergie.

Die Grenzenergie des Betatrons wird durch die Länge der Beschleunigungsperiode der Elektronen sowie durch die Amplitude des Netzstromes bestimmt, welche das Beschleunigungsfeld des Magneten erregt.

Die Dauer der Beschleunigungszeit wird durch den Expansionsstromkreis bestimmt. Dieser besteht im Prinzip aus einer Serieschaltung der Expansionswicklung am Magnetjoch des Betatrons sowie einer Kapazität und einer Thyratronröhre. Im Zündmoment des Thyratrons umlädt sich der Kondensator durch diesen Kreis in dem Sinne, dass der Stromstoss durch die Expansionswicklung das induzierte Magnetfeld verstärkt, das Führungsfeld aber schwächt, somit eine Expansion der Elektronenbahn bewirkt.

Der Zündmoment des Thyratrons wird mittels eines Phasenschiebers variiert, welcher durch eine drehbare Achse betätigt wird.

Die Änderung der Netzstromamplitude verursacht auch bei fest eingestellter Expansion Schwankungen der Grenzenergie, die kurzzeitig einige 100 keV, auf die Dauer bis auf 1 MeV betragen können.

Es wurde eine Stabilisierungsvorrichtung gebaut, welche eine *Konstanthaltung der Grenzenergie* über die längste Bestrahlungsdauer (~ 10 h) auf ± 30 keV gestattete. Das Blockschema der Stabilisierung ist in Figur 1 dargestellt.

Die Ausgangsspannung von etwa 15 V des Megavoltmeters (s. Fig. 1, Punkt A) und die Ausgangsspannung eines stabilisierten Netzgerätes ergeben an einer rein Ohmschen Brückenschaltung eine positive oder negative Spannungsdifferenz. Bei einer Grenzenergie von 30 MeV und einer Energieschwankung von 10 keV beträgt diese Spannungsdifferenz 5 mV. Diese wird durch einen Brown Converter in ein 50-Hertz-Wechselspannungssignal umgewandelt, welches durch einen Brown-IX-Verstärker*) vergrößert zur Erregung des einen Feldes eines Zweiphasenmotors dient. Das andere Feld wird durch den Netzstrom erregt. Zu diesem zweiten Feld in fester Phasenbeziehung arbeitet der Converter, welcher als ein mechanischer Umpoler wirkt. Dadurch wird erreicht, dass zwischen den zwei Feldern des Motors eine Phasenverschiebung von ca. 0°

*) Herrn Prof. Ed. GERECKE danke ich herzlich für die Überlassung des Verstärkers.

bzw. 180° besteht, je nach dem Vorzeichen der Spannungsdifferenz an der Brücke. Durch diese Phasenverschiebung wird der Drehsinn des Motors bestimmt. Der Motor dreht durch eine Gummikupplung die Achse des Phasenschiebers, der den Expansionszeitpunkt bestimmt.

Es sei darauf hingewiesen, dass der beschriebene Energiestabilisator darauf beruht, dass das Zeitintegral einer an einer festen Messspule induzierten Spannung als ein Mass der Grenzenergie der Elektronen verwendet wird. Ein solches System — sei es servomechanisch, wie im vorliegenden Fall, oder elektronisch — eignet sich vorzüglich zur Bestimmung von Aktivierungskurven, wie sie in dieser Arbeit durchgeführt werden. Diese Stabilisierung reicht aber nicht aus, falls man die Feinstruktur von Aktivierungskurven untersuchen, d. h. einzelne Kernniveaus feststellen will. Die Elektronenbahn führt nämlich im Gegensatz zur Messspule eine radiale Bewegung aus und erfährt — insbesondere während der Expansion — einen Zuwachs des beschleunigenden magnetischen Flusses, welcher durch die Messspule nicht erfasst werden kann*).

11. Die Photon-Differenzmethode.

Das Betatron strahlt gleichzeitig Photonen verschiedener Energie aus. Es ist daher unmöglich den WQ eines Kernphotoeffektes für eine wohlbestimmte Photonenenergie direkt zu bestimmen. Führt man Bestrahlungen mit schrittweise veränderten Grenzenergien durch, so lässt sich die *Aktivierungskurve* $y(E_n)$ der Reaktion bestimmen (für die Definition der Aktivierung siehe Gl. (11.7)).

Aus dieser Aktivierungskurve lässt sich durch die Photondifferenzmethode der Wirkungsquerschnittsverlauf der Reaktion näherungsweise berechnen.

Es sind zwei Photondifferenzenmethoden ausgearbeitet worden¹¹⁾¹²⁾. Die Methode von KATZ und CAMERON ist für unsere Zwecke am besten geeignet. Die von diesen Autoren angegebenen Tabellen enthalten Faktoren, die durch die Ansprechwahrscheinlichkeit einer speziellen Ionisationskammer bedingt sind, und zudem erstrecken sie sich nur bis 27 MeV. Wir haben deshalb Tabellen berechnet³⁹⁾, die sich direkt auf das Schiff'sche Bremsstrahlungsspektrum beziehen und in Verbindung mit einer beliebigen Strahlungsintensitätsmessmethode verwendet werden können. Sie sind bis zu einer Grenzenergie von 32 MeV berechnet worden.

*) Einem Vorschlag von v. ARX und JAMNIK folgend, wird gegenwärtig ein Integrator-Expansionssystem mit Superexpansion konstruiert, welches diesen Mangel zum grössten Teil beheben soll.

Die rechnerische Bestimmung eines WQ -Verlaufs zerfällt in zwei Teilprobleme. Das erste besteht in der Berechnung der Gammastrahlintensität aus der Anzeige eines Monitors, das zweite in der Berechnung des WQ -Verlaufs.

Verwendet man als Strahlenmonitoren die Aktivitäten von Ta^{180} 8,2 h; Cu^{62} 10,1 min; und Cu^{64} 12,9 h, so lässt sich die Strahlintensität mit den folgenden rechnerischen Hilfsmitteln bestimmen:

Die Intensität der Bremsstrahlung in der Strahlrichtung wird durch die Formel von SCHIFF wiedergegeben¹²⁾:

$$f(E, E_n) = \text{const.} [2(1-\zeta)(\ln \alpha - 1) + \zeta^2 \ln(\alpha - \frac{1}{2})] \quad (11.1)$$

$$\alpha^2 = \frac{\alpha_1^2 \cdot \alpha_2^2}{\alpha_1^2 + \alpha_2^2} \quad (11.2)$$

$$\alpha_1 = 2E_n \frac{1-\zeta}{\mu\zeta} \quad (11.3)$$

$$\alpha_2 = CZ^{-1/3} \quad (11.4)$$

$$\zeta = \frac{E}{E_n} \quad (11.5)$$

$f(E, E_n)$ = stellt die Anzahl der pro cm^2 , MeV und sec einfallenden Photonen der Energie E , bei der Grenzenergie E_n des Gammaspektrums dar

μ = Ruheenergie des Elektrons

E = Energie des Photons

E_n = Energie des Elektrons

Z = Kernladungszahl des Antikathodenmaterials

C = 191

Bei der Herleitung dieses Ausdrucks sind die Vielfachstreuung und die Strahlungsverluste in der Antikathode vernachlässigt worden. Der Wert der Konstanten C wurde durch SCHIFF aus der Bethe-schen Theorie der Bremsstrahlung bei vollständiger Abschirmung genauer zu $C = 111$ bestimmt. Trotzdem stimmt $f(E, E_n)$ in der obigen Form sehr gut mit den gemessenen Spektren überein. Da unsere Antikathode aus Platin bestand, wurde $Z=78$ angenommen*).

Die Tabellen³⁹⁾ können auch dann unverändert angewandt werden, wenn für Z und C andere Werte angenommen werden. JOHNS et al. haben am Beispiel der Reaktion $Cu^{63}(\gamma, n)Cu^{62}$ gezeigt, dass die Wirkungsquerschnitte nicht empfindlich von C abhängen¹³⁾.

Im Laufe der Berechnungen zeigte es sich, dass die Formel (11.1) für $E > E_n - 1 \text{ MeV}$ ungenau wird, da die Voraussetzungen für ihre Gültigkeit nicht mehr erfüllt sind**). Die berechnete Intensität

*) Es ist gefunden worden (E. HISDAL, Phys. Rev. **105**, 1821 (1957), dass die obige Form des Spektrums eine bessere Approximation an das für Vielfachstreuung korrigierte Spektrum darstellt, als das sog. integrierte Spektrum.

**) Herrn Prof. L. I. SCHIFF verdanke ich aufklärende Bemerkungen über diesen Punkt.

sinkt schon 0,4 MeV unterhalb E_n auf Null ($15 \text{ MeV} \leq E_n \leq 22 \text{ MeV}$). Um Übereinstimmung mit den experimentellen Spektren zu erreichen, wird deshalb als Grenzenergie E_n im folgenden die Nullstelle der Intensität betrachtet.

Unter $I(E, E_n)$ verstehen wir die flächennormierten Schiff'schen Spektren

$$I(E, E_n) = \frac{f(E, E_n)}{\int_0^{E_n} f(E, E_n) dE} \quad (11.6)$$

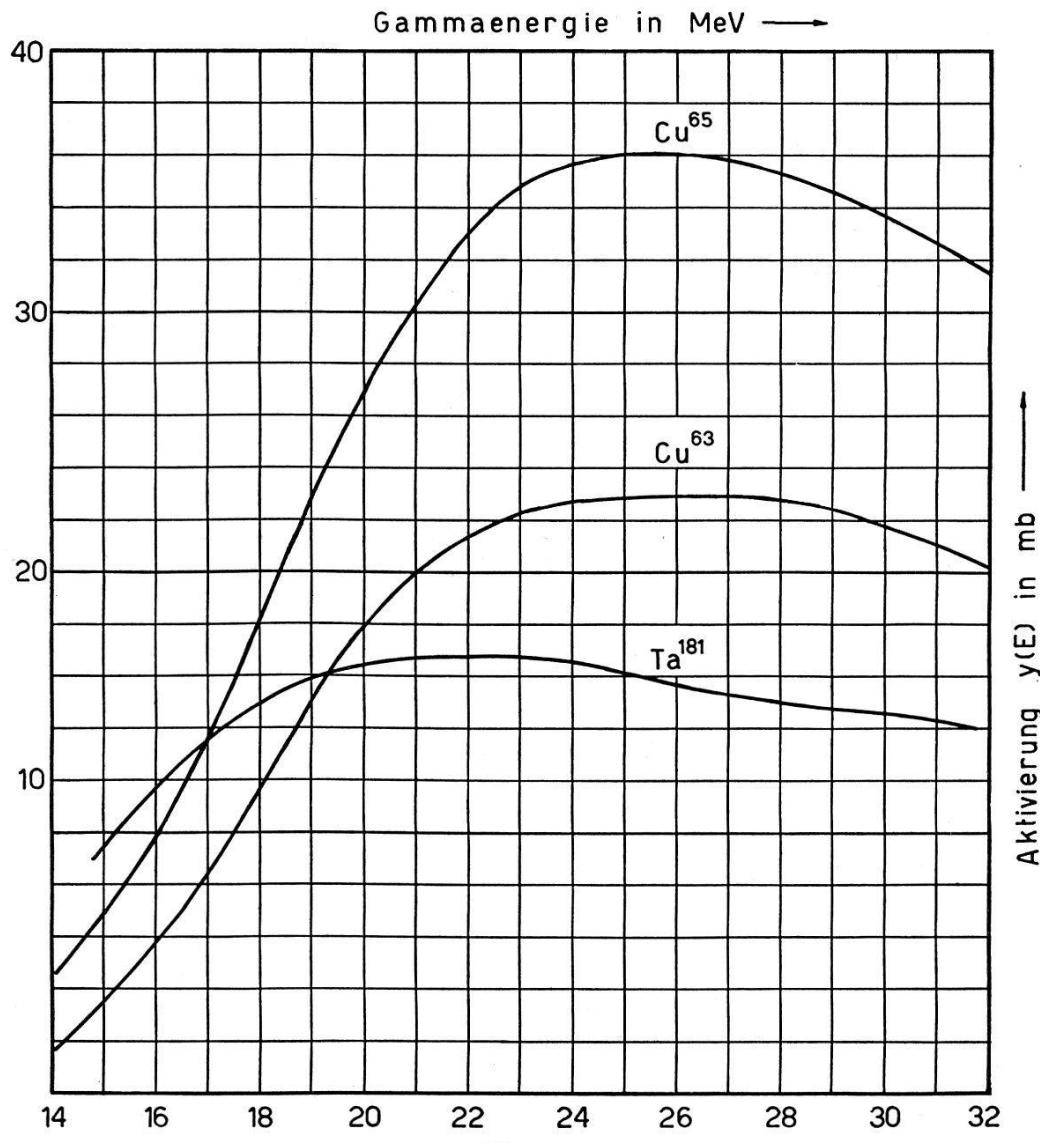


Fig. 5.

Aktivierung der Monitorreaktionen, durch graphische Integration bestimmt.

$I(E, E_o)$ ist in Figur 5 dargestellt. Ist $\sigma(E)$ der WQ des Kernphotoeffekte, und E_n die Grenzenergie, so soll als Aktivierung die Grösse

$$y(E_n) = \int_0^{E_n} \sigma(E) I(E, E_n) dE \quad (11.7)$$

bezeichnet werden. Sie hat die Dimension einer Fläche, wie der WQ . Sie lässt sich experimentell bestimmen.

Das Integral (11.7) wird in eine Summe umgewandelt. Zu diesem Zweck teilen wir das Energieintervall $0—E_n$ in n gleiche Teile ΔE . Dann ist

$$y(E_n) = \Delta E \sum_{k=0}^{n-1} \sigma(E_k) I(E_k, E_n) \quad (11.8)$$

$$\begin{aligned} \Delta E &= \frac{E_n}{n} & E_k &= (k + \zeta) \Delta E & 0 > \zeta > 1 \\ k &= 0, \dots, n-1 \end{aligned} \quad (11.9)$$

Die Differenz zweier Aktivitäten mit den Grenzenergiwerten E_n und $E_n - \Delta E$ ist:

$$\begin{aligned} \Delta y_{n-1} &= y(E_n) - y(E_n - \Delta E) = \Delta E \sum_{k=0}^{n-2} \sigma(E_k) \times \\ &\times \{I(E_k, E_n) - I(E_k, E_n - \Delta E)\} + \Delta E \sigma(E_{n-1}) I(E_{n-1}, E_n) \end{aligned} \quad (11.10)$$

Daraus ergibt sich mit der Definition

$$\sigma_{n-1} = \Delta y_{n-1} Q_{n-1} - \sum_{k=0}^{n-2} \sigma_k b_{kn} \quad (11.11)$$

$$Q_{n-1} = \frac{1}{\Delta E I(E_{n-1}, E_n)} \quad (11.12)$$

$$b_{kn} = \frac{I(E_k, E_n) - I(E_k, E_n - \Delta E)}{I(E_{n-1}, E_n)} \quad (11.13)$$

Wir benutzten Tabellen der Werte a und b , zusammengestellt für $\Delta E = 1 \text{ MeV}$, $\zeta = \frac{1}{2}$, also $E_{n-1} = (n - \frac{1}{2}) \Delta E$, $k = 0, \dots, n$, $n = 15, \dots, 31$.

12. Experimentelle Bestimmung der Aktivierung.

Es bezeichne:

- $N(t)$ = Gesamtzahl aktivierter Kerne in der Probe zur Zeit t .
- $\sigma(E)$ = Wirkungsquerschnitt des Ausgangskernes für die Produktion des aktiven Kernes.
- n_0 = Anzahl Kerne in der Probe.
- $\lambda = \ln 2/\tau$ = Zerfallskonstante des aktiven Kernes.
- $f(E, E_n; t)$ = Strahlungsintensität zur Zeit t , definiert im Abschnitt 11.
- T = Bestrahlungsdauer.

Mit Hilfe dieser Bezeichnungen schreibt sich die Entstehungsrate der aktiven Kerne in der bestrahlten Probe als

$$\frac{dN}{dt} = n_0 \int \sigma(E) f(E, E_n; t) dE - \lambda \cdot N(t) \quad (12.1)$$

Integrale über die Energie E sind im folgenden immer von o bis E_n zu erstrecken.

Unter der Annahme, dass die Grenzenergie und die Form des Bremsstrahlungsspektrums zeitlich unverändert sind, ergibt die Integration dieser Differentialgleichung

$$N(t) = n_0 e^{-\lambda t} \int \int \sigma(E) f(E, E_n; u) e^{\lambda u} du dE \quad (12.2)$$

Die *Aktivierung*, ausgedrückt mit der momentanen Intensität, ist

$$y(E_n) = \left(\int f(E, E_n; t) dE \right)^{-1} \int \sigma(E) f(E, E_n; t) dE \quad (12.3)$$

Das Energieintegral in (12.2) kann somit durch

$$y(E_n) \cdot \int f(E, E_n; t) dE$$

ersetzt werden und ergibt

$$N(t) = n_0 e^{-\lambda t} y(E_n) \int \int f(E, E_n; t) e^{\lambda u} du dE \quad (12.4)$$

Die zur Zeit $t > T$ gemessene und auf die Zeiteinheit bezogene Stosszahl der aktivierten Kerne beträgt

$$S(E_n; t) = -\frac{dN}{dt} \cdot K \quad (12.5)$$

wobei in der Konstanten K die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohrs, Raumwinkel, Quellenabsorption und Rückstreuung berücksichtigt werden.

Die Stosszahl ist nach (12.4):

$$S(E_n; t) = -K \frac{dN}{dt} = K \lambda n_0 e^{-\lambda t} y(E_n) \int_0^{E_n} \int f(E, E_n; u) e^{\lambda u} du dE \quad (12.6)$$

Bei zeitlich konstanter Strahlungsintensität

$$f(E, E_n; t) = f(E, E_n)$$

vereinfacht sich (12.6) und ergibt folgenden Zusammenhang zwischen *Aktivierung* und *Stosszahl*

$$y(E_n) = \frac{S(E_n, t)}{K n_0 e^{-\lambda t} [e^{\lambda \tau} - 1] \int f(E, E_n) dE} \quad (12.7)$$

Die Formeln (12.1) bis (12.7) gelten auch für die *mitbestrahlte Monitorsubstanz, welche mit dem Index m bezeichnet werden soll*. Für die Monitoren Ta^{181} , Cu^{63} und Cu^{65} ist $\sigma(E)$ für den (γ, n) -Prozess bekannt, somit konnte die Aktivierung $y_m(E)_n$ gemäss (12.3) durch graphische Integration berechnet werden. Sie ist als Funktion der Grenzenergie E_n in Fig. 5 dargestellt. Damit wird die Aktivierung der zu untersuchenden Photospaltung

$$y(E_n) = y_m(E_n) \cdot \frac{S(E_n, t) n_{0m} K_m F_m(t)}{S_m(E_n, t) n_0 K F(t)} \quad (12.8)$$

wobei folgende Abkürzung eingeführt wird:

$$F(t) = e^{-\lambda t} [e^{\lambda t} - 1] \quad (12.9)$$

Als erster Strahlenmonitor wurde eine $15 \mu m$ dicke Cu-Folie benutzt und deren Stosszahl in derselben Geometrie gemessen, als die des zu untersuchenden Präparates. Letzteres lag von der bestrahlten Substanz chemisch abgetrennt als dünne Schicht vor: Selbstabsorption und Rückstreuung traten keine auf. Die Selbstabsorption und Rückstreuung der Cu-Folie kompensieren sich gerade¹⁴⁾, so dass gilt

$$\frac{n_0 Cu X \cdot K_{CuX}}{n_0 K} = \frac{i_{CuX} f_{CuX} N_{CuX}}{i \cdot f \cdot N}, \quad CuX = \begin{cases} Cu^{63} \\ Cu^{65} \end{cases} \quad (12.10)$$

N = Gesamtzahl Atome des bestrahlten Elementes

i = Isotopenanteil

f = Anteil der registrierbaren Strahlung des Isotops, welches durch den Kernprozess entsteht

Folgende Werte wurden verwendet:

	i	f
Cu^{63}	0,69	1
Cu^{65}	0,31	0,58

Als zweiter Strahlenmonitor wurde die Aktivität von Ta^{180} benutzt, erzeugt durch $Ta^{181}(\gamma, n)Ta^{180}$. Für die sättigungsdicke Ta-Scheibe gilt¹⁵⁾:

$$\frac{n_0 Ta K_{Ta}}{n_0 K} = \frac{2\varphi_{Ta} Q_{Ta} \bar{R}_{Ta}}{A_{Ta}} \cdot \frac{i_{Ta} f_{Ta} L}{i_f N} \quad (12.11)$$

Da bedeuten:

φ = Die dem Zählrohr zugewandte Fläche der Monitorscheibe

A = Atomgewicht des Monitors

L = Loschmidt'sche Zahl

a = Experimentell bestimmte Proportionalitätskonstante¹⁵⁾

\bar{R} = Mittlere Reichweite der β -Strahlung

Es wurden nur die Elektronen der 0,61- und 0,71-MeV- β -Spektren¹⁶⁾ registriert, somit gilt:

	<i>i</i>	<i>f</i>	<i>A</i>	<i>a</i>	<i>R</i>
Ta ¹⁸¹	1	0,21	181	0,23	0,052 gr/cm ²

13. Korrektur der Aktivierung wegen Intensitätsschwankungen.

Da die Photonenintensität während der Bestrahlung schwankt, ist der Übergang von Gl. (12.6) zu Gl. (12.7) nicht zulässig. Die mittels dem Ausdruck (12.7) berechnete Aktivierung $y(E_n)$ bedarf einer Korrektur.

Zur relativen Intensitätsmessung verwendeten wir eine *Ionisationskammer*, deren Strom in Zeitabständen von 5 min notiert wurde. Mittels dieser Werte berechnet sich die Korrektur wie folgt:

Die Bestrahlungszeit T wird in N Intervalle τ von der Länge der Halbwertszeit der bestrahlten Substanz plus ein erstes Intervall der Länge $0 \leq x < \tau$ eingeteilt

$$T = x + N \tau \quad (13.1)$$

Bezeichnen wir mit X_k den abgelesenen Mittelwert der Anzeige der Ionisationskammer im k -ten Zeitintervall $x + (k - 1)\tau \leq t \leq x + k\tau$:

$$X_k = X_k(E_n) = \frac{1}{\tau C} \int_{x+(k-1)\tau}^{x+k\tau} du \int f(E, E_n; u) dE \quad (12.2)$$

$C = C(E_n)$ = Proportionalitätskonstante

Dann wird (12.6) zu

$$S(E_n, t) = K \lambda n_0 e^{-\lambda t} y(E_n) C \left[e^{\lambda x} \sum_{k=1}^N 2^{k-1} X_k + (e^{\lambda x} - 1) X_0 \right] \quad (13.3)$$

Damit wird die Aktivierung

$$y(E_n) = \frac{S(E_n, t)}{K n_0 e^{-\lambda t} C [e^{\lambda x} \sum 2^{k-1} X_k + (e^{\lambda x} - 1) X_0]} \quad (13.4)$$

Analoge Ausdrücke gelten für den Monitor, wobei jedoch die Intervalleinteilung eine andere ist: M Zeitintervalle der Länge τ_m , beginnend mit $0 \leq y < \tau_m$ und der Mittelwert der Anzeige soll im Intervall τ_{m1} mit Y_1 bezeichnet werden. Dann ist

$$y(E_n) = y_m(E_n) \cdot \frac{S(E_n, t) e^{-\lambda m t} K_m n_{0m} e^{\lambda m y} \sum 2^{l-1} Y_l + (e^{\lambda m y} - 1) Y_0}{S_m(E_n, t) e^{-\lambda t} K n_0 e^{\lambda x} \sum 2^{k-1} X_k + (e^{\lambda x} - 1) X_0} \quad (13.5)$$

Vergleicht man diesen Ausdruck mit Formel (12.8), so erhält man den Faktor, womit die Aktivierung $y(E_n)$ zu multiplizieren ist, um wegen den Intensitätsschwankungen zu korrigieren. Die Aktivierung wird:

$$y(E_n)_{\text{korr.}} = y(E_n) \frac{e^{\lambda \tau} - 1}{e^{\lambda_m \tau} - 1} \cdot \frac{e^{\lambda_m y} \sum 2^{l-1} Y_l + (e^{\lambda_m y} - 1) Y_0}{e^{\lambda x} \sum 2^{k-1} X_k + (e^{\lambda x} - 1) X_0} \quad (13.6)$$

Es ist zweckmässiger, die Bestrahlungszeit als ganzzahliges Vielfaches der Halbwertszeit des Präparats (oder des Monitors) zu wählen: dann wird die Korrektur einfacher.

14. Die Bestimmung der Ausbeute.

Mit der Methode der Aktivierungsmessung bestimmt man das Verhältnis (s. Gl. (12.8)):

$$\frac{S(E_n, t) n_{0m}}{S_m(E_n, t) n_0} \frac{K_m F_m(t)}{KF(t)} = \frac{\int \sigma(E) f(E, E_n) dE}{\int \sigma_m(E) f(E, E_n) dE} \quad (14.1)$$

Unter der Ausbeute A der Reaktion verstehen wir die Anzahl Kernphotospaltungen pro Mol und pro röntgen:

$$A \equiv \frac{L \int \sigma(E) f(E, E_n) dE}{\int g(E, E_n) dE} \quad (14.2)$$

$g(E, E_n)$ = Intensität der Photonen der Energie E in röntgen pro sec und MeV.

$f(E, E_n)$ = (Def. s. Abschnitt 11).

Die Ausbeute A entspricht dem von vielen Autoren gebrauchten yield/mol r . Aus Gl. (14.1) folgt durch Einsetzen in Gl. (14.2)

$$A = \frac{S(E_n, t) n_{0m}}{S_m(E_n, t) n_0} \frac{K_m F_m(t)}{KF(t)} \frac{L \int \sigma_m(E) f(E, E_n) dE}{\int g(E, E_n) dE} \quad (14.3)$$

Der Quotient

$$C_m = \frac{L \int \sigma_m(E) f(E, E_n) dE}{\int g(E, E_n) dE} \quad (14.4)$$

ist für eine bestimmte Grenzenergie eine Konstante des betreffenden Monitors. Für die Grenzenergie 32 MeV erhält man durch graphische Integration folgende Zahlenwerte

m	C_m
Cu^{65}	$7,35 \times 10^6 / \text{Mol } r$
Cu^{63}	$4,72 \times 10^6 / \text{Mol } r$
Ta^{181}	$3,27 \times 10^6 / \text{Mol } r$

Die in Tabelle 11 angegebene Ausbeutewerte sind mit C_m von Cu⁶⁵ erhalten.

Als *integrierten WQ* bezeichnet die Literatur den Wert des Integrals

$$J = \int_0^{E_n} \sigma(E) dE \quad (14.5)$$

Dieser Wert besitzt ein grosses kernphysikalisches Interesse, kann aber nur dann ermittelt werden, wenn der WQ-Verlauf $\sigma(E)$ bekannt ist. In den meisten der hier behandelten Fälle ist das nicht bekannt. Aus Aktivierungsmessungen geht (s. Gl. (14.1)) das Integral

$$J' = \int \sigma(E) f(E, E_n) dE = G \int \sigma_m(E) f(E, E_n) dE \quad (14.6)$$

hervor, wo G die durch das Experiment bestimmte Grösse

$$G = \frac{S(E_n, t) n_0 m}{S_m(E_n, t) n_0} \frac{K_m F_m(t)}{KF(t)} \quad (14.7)$$

und der Index m den Monitor bezeichnen. Um aus J' einen Ausdruck zu erhalten, welcher den integrierten WQ J approximiert, benützen wir die Tatsache, dass $\sigma(E)$ und $\sigma_m(E)$ Glockenkurven ähnlich sind und $f(E, E_n)$ eine langsam veränderliche Funktion von E ist, und schreiben

$$\begin{aligned} \int \sigma(E) f(E, E_n) dE &\simeq f(\hat{E}) \int \sigma(E) dE \\ \int \sigma_m(E) f(E, E_n) dE &\simeq f(\hat{E}) \int \sigma_m(E) dE \end{aligned} \quad (14.8)$$

wo \hat{E} die Energie bedeutet, bei der $\sigma(E)$ sein Maximum annimmt. Setzt man die Näherungen (14.8) in (14.6) ein, so erhält man:

$$\sigma_{\text{int}} = \int \sigma(E) dE \simeq G \frac{f(\hat{E}_m)}{f(\hat{E})} \cdot \int \sigma_m(E) dE \quad (14.9)$$

Für den Monitor Cu⁶⁵ benützten wir die folgenden Werte

$$\begin{aligned} \int_0^{32 \text{ MeV}} \sigma_{\text{Cu}^{65}}(E) dE &= 1,1 \text{ MeV mb} \\ \hat{E}_{\text{Cu}^{65}} &= 18 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (14.10)$$

Die im nachfolgenden Text als σ_{int} angegebenen Werte sind durch die Näherung (14.9) und mit Cu⁶⁵ als Monitor berechnet worden. Sie stellen den integrierten WQ auf 20% genau dar.

15. Die automatische Entwicklungsanlage für Kernphotoplatten

Die Alphaspektren sind mit Hilfe von Kernphotoplatten bestimmt worden. Kernphotoplatten, deren Emulsionen dicker sind als 200 μm , erfordern eine totale Entwicklungs-, Fixier- und Waschzeit von insgesamt mehr als 20 Stunden. Drei Bäder müssen dabei mit Eis gekühlt werden, ein Bad mit einem Thermostat auf einer Temperatur von 20° C gehalten werden. Es wurde eine Entwicklungsanlage gebaut, welche die sukzessiven Schritte der Temperaturrentwicklungsmethode automatisch durchführt. Es lassen sich zwei Platten gleichzeitig entwickeln ($1 \times 3''$). Wie aus *Figur 6* ersichtlich ist, werden die Platten durch eine Laufkatze und Kran

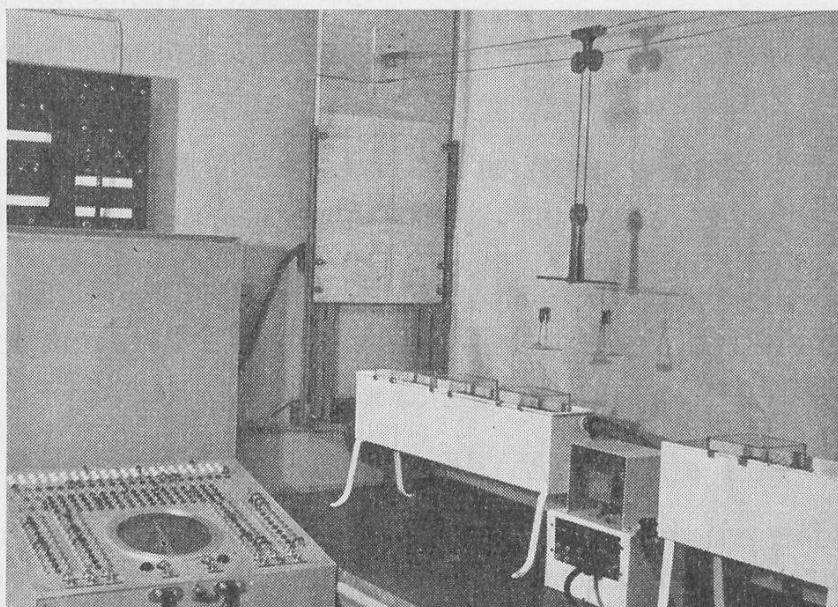


Fig. 6.

Automatische Entwicklungsanlage für Kernphotoplatten.

vom einen Bad ins andere transportiert. Der Zeitpunkt der einzelnen Bewegungen lässt sich auf eine min. genau innerhalb 22 h einstellen. Die horizontale Transportweglänge beträgt jeweils ein beliebiges Vielfaches von 10 cm. Die Automatik besteht aus nicht mehr gebräuchlichen PTT-Telephon-Schrittwählern und Relais*). Eine Minute nach jedem Badwechsel tastet ein Kontrollmechanismus die Lage der Platten ab, und bei unrichtigem Funktionieren ertönt ein kräftiges Glockensignal in verschiedenen Räumen des Instituts.

*) Der PTT-Verwaltung in Zürich danke ich für die Überlassung dieses Materials.

IV. Einzelmessungen.

$Li^7(\gamma, \alpha) H^3$.

Eine frühere Veröffentlichung befasste sich eingehend mit der Untersuchung dieser Reaktion¹⁴⁾. Der Wirkungsquerschnittsverlauf zeigt die Feinstruktur, welche das typische Merkmal der Kernphotoeffekte der leichten Kerne ist. Die Maxima entsprechen den diskreten Niveaus des angeregten Kernes. In Tabelle 4 sind einige Daten der wichtigsten Kernphotoeffekte an Li^7 zusammengestellt.

Tabelle 4.

Bindungsenergie Q der emittierten Teilchen und Wirkungsquerschnittsmaximum des Kernphotoeffektes an Li^7 unterhalb 32 MeV.

Reaktion	$Li^7(\gamma, n)Li^6$	$Li^7(\gamma, p)He^6$	$Li^7(\gamma, \alpha)H^3$
Q MeV	7,24	10,01	2,46
σ_{\max} mb	3 ¹⁹⁾)	2 ²⁰⁾ – 8 ²¹⁾	0,5 ²²⁾)

$B^{10}(\gamma, \alpha) Li^6$ und $B^{11}(\gamma, \alpha) Li^7$.

Diese Reaktionen könnten neben den Prozessen $B^{10}(\gamma, d) He^4 + He^4$ und $B^{11}(\gamma, t) He^4 + He^4$ auftreten. Die Beobachtung von $B^{11}(\gamma, \alpha) Li^7$ setzt insbesondere voraus, dass Li^7 im Grundzustand entsteht, da bereits der erste angeregtere Zustand den Zerfall $Li^{7*} \rightarrow H^3 + He^4$ erleidet. Obige Reaktionen sind für die $Li-\gamma$ -Strahlung mit einem Wirkungsquerschnitt von 2,1 mb für B^{11} bzw. 0,018 mb für B^{10} gefunden worden²³⁾. Diese Untersuchung erfolgte mit Hilfe von borgeladenen Photoplatten. Die dabei ermittelte Energie-Reichweitebeziehung für Li^6 - und Li^7 -Ionen ergab um einen Faktor 2 grössere Reichweiten, als die von CÜER bestimmten Werte*).

Tabelle 5.

Wirkungsquerschnitte der bekannten Photoprozesse an B^{10} und B^{11} für $E\gamma = 17,6$ MeV. Nach ERDÖS, SCHERRER und STOLL²⁴⁾.

Reaktion	$B^{10}(\gamma, np) 2 He^4$	$B^{10}(\gamma, d) 2 He^4$	$B^{11}(\gamma, t) 2 He^4$
Q MeV	8,15	5,93	11,13
$\sigma_{17,6 \text{ MeV}}$ mb	0,3	1,5	0,2

Eine Neusichtung des Materials ergab, dass die beobachteten Rückstossspuren nicht vom Lithium, sondern von $N^{14}(\gamma, \alpha) B^{10}$ und $O^{16}(\gamma, \alpha) C^{12}$ stammten. Somit ergibt sich die Richtigkeit der Cüerschen Energierreichweitebeziehungen der Li-Ionen sowie die Fest-

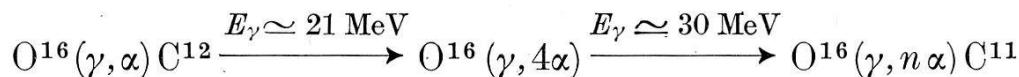
*) Herrn Prof. CÜER danke ich für seinen freundlichen Hinweis auf diesen Punkt.

stellung, dass die (γ, α) -Reaktionen an Bor, welche auf den Grundzustand des Li^7 führen, einen wesentlich kleineren, noch unbekannten WQ haben, als die in der Tabelle 5 zusammengestellten Photozprozesse.

$N^{14}(\gamma, \alpha) B^{10}$ und $O^{16}(\gamma, \alpha) C^{12}$.

Diese Reaktionen wurden von MILLAR und CAMERON²⁵⁾ in Kernemulsionen entdeckt und später von diesen Autoren²⁶⁾ sowie durch STOLL²⁷⁾ eingehend untersucht. Die integrierten WQe bis 32 MeV wurden durch STOLL bestimmt und ergaben *1,4 MeV mb für Stickstoff* und *1,6 MeV mb für Sauerstoff*.

Der $O^{16}(\gamma, 4\alpha)$ -Prozess wurde durch GOWARD und WILKINS²⁸⁾ analysiert. Vom $O^{16}(\gamma, n\alpha)$ -Prozess haben wir²⁹⁾ in einer früheren Publikation berichtet. Zusammenfassend erhält man den Eindruck, dass die drei Reaktionstypen bei zunehmender Gammaenergie sich gegenseitig ablösen:



Das Energiespektrum der α -Teilchen aus dem (γ, α) -Prozess am Sauerstoff und Stickstoff wurde durch Aussetzen von Kodak-NT1a-Kernphotoplatten der 17,6 MeV Li- γ -Strahlung erhalten. Diese monoenergetische Strahlung wurde der Betatrongammastrahlung vorgezogen, um das Auftreten einzelner C^{12} - und B^{10} -Anregungsniveaus beobachten zu können.

Die Entwicklung der Platten erfolgte nach der Temperaturmethode mit den üblichen Entwicklungszeiten und Temperaturen, jedoch mit einem Spezialentwickler. Dieser von ROCHAT und LOCHER³⁰⁾ angegebene pH-5,5-Entwickler gestattet eine einwandfreie Unterscheidung der α -Spuren von den C^{12} - und B^{10} -Rückstößen. Die Zusammensetzung des Entwicklers ist die folgende:

pH 5,5-Entwickler	
Amidol	0,24 g
Na_2SO_3	1,65 g
1n-Essigsäure	12 ml
H_2O	70 ml

Das Energiespektrum der Alphateilchen ist in Figur 16 dargestellt. Trotz der geringen Spurenzahl ist das Auftreten verschiedener Anregungsniveaus ersichtlich. Besonders deutlich treten Grundzustand und 4,43-MeV-Zustand in C^{12} hervor.

$Cl^{37}(\gamma, \alpha) P^{33}$ und $Cl^{35}(\gamma, \alpha) P^{31}$.

Durch Gammabestrahlung am 32-MeV-Betatron können am natürlichen Chlor-Isotopengemisch folgende Reaktionen mit Alphaemission auftreten:

Nr.	Reaktion	$T_{1/2}$	β -Energie MeV	Q-Wert MeV
1	$Cl^{37}(\gamma, \alpha) P^{33}$	24 d	β^- 0,26	7,9
2	$Cl^{37}(\gamma, n\alpha) P^{32}$	14 d	β^- 1,71	18,0
3	$Cl^{35}(\gamma, \alpha) P^{31}$	stabil	—	7,0
4	$Cl^{35}(\gamma, n\alpha) P^{30}$	2,5 min	β^+ 3,0	19,4

HOLTZMANN und SUGARMAN³¹⁾ beobachteten nach Bestrahlung mit einem 50-MeV-Betatron die Reaktionen 1 und 2 und fanden nach chemischer Abtrennung des aktiven Phosphors, dass beide Reaktionen etwa dieselbe Ausbeute hatten. Der integrierte WQ ergab sich zu $\sigma^{int} = 14$ MeV mb zwischen 0 und 50 MeV. Dieser Wert kann allerdings wegen energetisch ebenfalls möglichen Konkurrenzreaktionen um einen Faktor 4 zu gross sein.

Zur Untersuchung dieser Reaktionen bedienten wir uns in erster Linie der Kernphotoplatten sowie der Aktivierungsmessungen.

AgCl-Kernphotoplatten.

Zum Nachweis der (γ, α) -Reaktionen an Chlor und zur Bestimmung des Energiespektrums der emittierten Alphateilchen wurden Kodak-NTA-Kernphotoplatten von $200 \mu m$ Dicke benutzt, die an Stelle des üblichen AgBr das Halogenid AgCl enthielten*). Die Platten wurden nach einer Untergrundabschwächung mit H_2O_2 mit dem 32 MeV Betatron bestrahlt. Die Bestrahlungsdosis wurde durch Vorproben so festgelegt, dass die Plattenschwärzung noch gute Messungen erlaubte.

Entwicklung der AgCl-Platten.

Der Amidol-Entwickler oder der Kodak-D163-NaCl-Entwickler ergaben bei Anwendung der üblichen Temperaturrentwicklungs-methode schlechte Ergebnisse, indem äusserst grosse Korndurch-

*) Herrn Dr. R. W. BERRIMAN von den Kodak Research Lab., Harrow (England), möchte ich für die Herstellung der Spezialemulsionen herzlichst danken.

messer auftraten ($> 0,5 \mu\text{m}$). Gute Entwicklung wurde wie folgt erreicht:

Entwickler		Stammlösung (D 163)	
Stammlösung (D 163) . . .	25 ml	Metol . . .	220 mg
NaCl 20% wässr.	25 ml	Na ₂ SO ₃ . . .	7,5 g
KBr 20% wässr.	25 ml	Hydrochinon	1,7 g
H ₂ O	350 ml	Na ₂ CO ₃ . . .	6,5 g
		H ₂ O	100 ml

Entwicklungsvorschrift :

Bezeichnung	Inhalt	Zeit in min.	Temp. °C
Vorbad	H ₂ O	30	3
Kaltbad	Entwickler	30	-5
Warmbad	Luft	10	19
Stopbad	2% Essigsäure	15	3
Fixierbad	Fixateur	1400	Zimmer
Waschbad	Wasser	240	Zimmer

Auswertung der Platten und Ergebnisse.

Die Auswertung ergab 502 Alphaspuren auf 111 Sterne der Reaktion C¹³($\gamma, 3\alpha$). Letztere wurde als Monitor der Strahlungsintensität benutzt, indem der integrierte WQ der Kohlenstoffspaltung als $\sigma^{\text{int}} = 3,1 \text{ MeV mb}$ angenommen wurde und aus Fabrikangaben bekannt war, dass in der Emulsion 0,80 Chloratome pro Kohlenstoffatom anwesend waren.

Mehr als 91% der Alphaspuren stammten sicher von der (γ, α)- bzw. ($\gamma, n\alpha$)-Reaktion am natürlichen Chlor-Isotopengemisch. Aus den bekannten Ausbeuten der (γ, α)-Reaktionen an N¹⁴ und O¹⁶ lässt sich berechnen, dass höchstens 8% der Spuren diesen Reaktionen zugeschrieben werden können. Der Anteil von Silber-Alphaspuren ist kleiner als 1%. Es ergaben sich die folgenden Alpha-Ausbeuten am natürlichen Chlor-Isotopengemisch (Cl³⁷/Cl³⁵ = 24,6/75,4):

$$A = 11250 \alpha/\text{Mol r}$$

$$\sigma^{\text{int}} = 17 \pm 2 \text{ MeV mb}$$

Das Energiespektrum der Alphateilchen ist in Figur 5 dargestellt und wird im Abschnitt 18 diskutiert.

Aktivierungsmessungen.

Es war schwierig, die Reaktionen 1, 2 und 4 voneinander zu trennen, weshalb die Aktivitäten auf drei verschiedenen Arten gemessen wurden. Jedesmal wurden die Proben zusammen mit Cu- und Ta-Monitoren am 32 MeV Betatron bestrahlt. Die Bestrahlungszeit variierte zwischen 1—6 Stunden.

a) 60 mg LiCl wurden nach der Bestrahlung in einer 10mg/cm^2 dicken Schicht unter dem Zählrohr gemessen. Die Aktivität hatte eine Halbwertszeit, die länger als zwei Wochen war. Unter der Annahme, dass diese von den Reaktionen 1 und 2 herrührte, ergab sich eine Ausbeute, die das Doppelte der mit der Photoplatte bestimmten $11250 \alpha/\text{Mol } r$ betrug. Es wurde daher eine Absorptionskurve des Präparates aufgenommen. Diese zeigte neben den 0,26 MeV und 1,71 MeV Betaspektren noch eine Komponente von geringerer Betaenergie, aber etwa gleicher Intensität. Sie rührte vermutlich von

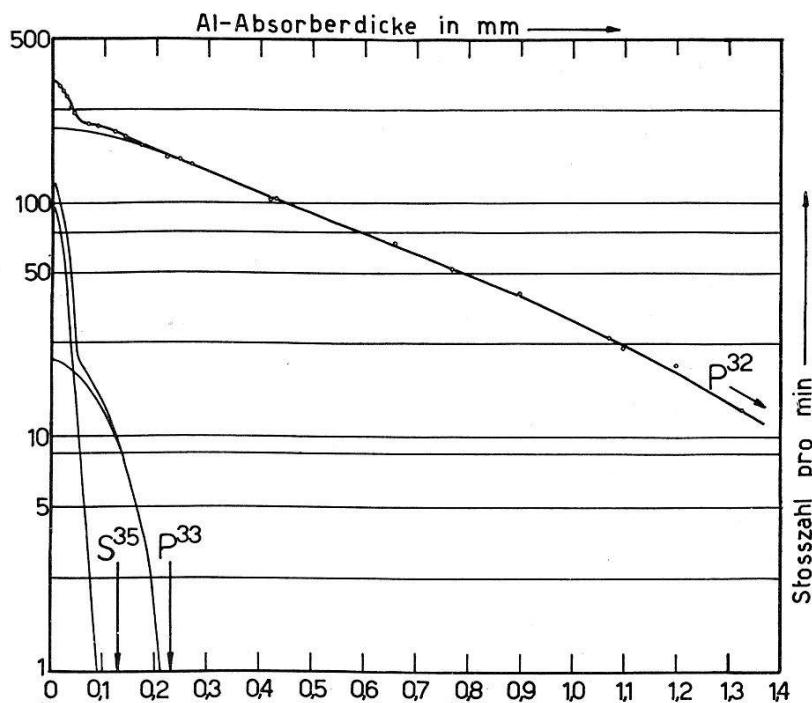


Fig. 7.

Al-Absorptionskurve des Rückstandes, welches nach Bestrahlung von CCl_4 am Betatron durch Eindampfen erhalten wurde.

S^{35} her, das in der Reaktion $\text{Cl}^{37}(\gamma, d) \text{S}^{35}$ entstand. Die Aktivität war zu schwach, um diese Vermutung zu bestätigen, weshalb der folgende Versuch unternommen wurde.

b) 16 g CCl_4 wurden in einem Glaskolben bestrahlt und anschließend in einem Uhrenglas eingedampft. Der nicht sichtbare Rück-

stand wies eine hohe Aktivität auf und ergab die in Figur 7 gezeigte Absorptionskurve. Diese zeugt deutlich von den Prozessen 1 und 2 sowie von

$$\underline{Cl^{37}(\gamma, d) S^{35}}.$$

Nach Abzug der Schwefelaktivität aus dem unter a) bestimmten integrierten Wirkungsquerschnitt ergab sich als Summe der integrierten WQ der Reaktionen 1 und 2

$$\sigma_1^{\text{int}} + \sigma_2^{\text{int}} = 11,3 \text{ MeV mb}$$

Wir haben angenommen, dass es für die Rückstandsbildung beim Eindampfprozess keine Rolle spielt, ob es sich um das durch den (γ, α) -Prozess entstandene P^{33} oder um das durch den $(\gamma, n\alpha)$ -Prozess entstandene P^{32} handle. Dann ergibt sich aus dem Verhältnis der auf Absorberdicke Null extrapolierten Intensitäten (s. Fig. 10)

$$\begin{array}{ll} A_1 = 11000 \alpha/\text{Mol } r & A_2 = 66000 \alpha/\text{Mol } r \\ \sigma_1^{\text{int}} = 1,6 \text{ MeV mb} & \sigma_2^{\text{int}} = 9,7 \text{ MeV mb} \end{array}$$

c) Um das merkwürdige Verhältnis zwischen den Ausbeuten der (γ, α) - und $(\gamma, n\alpha)$ -Prozesse an Chlor zugunsten des letzteren zu überprüfen, ist versucht worden, grössere Mengen LiCl zu bestrahlen und den Phosphor ohne Mitnahme des Schwefels chemisch abzutrennen. Eine dünne Präparatschicht war wegen der geringen β -Energie von 0,26 MeV unerlässlich. Folglich musste mit äusserst wenig Träger gearbeitet werden. Keine der versuchten Trennmethoden ergab reproduzierbare Absorptionskurven wie unter b), weshalb der Versuch aufgegeben wurde.

Diskussion.

Aktivierung und Kernphotoplattenmessungen ergaben übereinstimmend am Chlor die grössten gemessenen Alphaausbeuten unter allen Elementen. Während dem der (γ, α) -Prozess an Cl^{37} eine Ausbeute besitzt, die unter der des Cu^{65} liegt, scheint der $(\gamma, n\alpha)$ -Prozess den (γ, α) -Prozess bei 32 MeV Grenzenergie um einen Faktor 6 zu überwiegen. Dieses Verhalten kann man verstehen, wenn man Figur 17 betrachtet und dort die Q -Werte dieser Reaktionen, vermehrt durch 5–6 MeV Coulombenergie, bei $Z = 17$ eingetragen denkt (die Q -Werte sind in Tabelle 6 angegeben). Man sieht dann, dass der $(\gamma, n\alpha)$ -Prozess durch die Riesenresonanz des Gammaeinfangs eher begünstigt ist als die (γ, α) -Reaktion.

$K^{39}(\gamma, n\alpha) Cl^{34}$.

Die (γ, α) -Prozesse an den zwei stabilen Isotopen K^{39} und K^{41} führen zu stabilen Cl-Isotopen, sind daher mit der hier angewandten Methode der Aktivierungsmessung nicht nachweisbar. Die $(\gamma, n\alpha)$ -Reaktion konnte dagegen am K^{39} gefunden werden. Da schon in einer früheren Veröffentlichung darüber berichtet wurde²⁹⁾, soll hier nur die Ausbeute für die 32 MeV Betatron-Gammastrahlung angegeben werden.

$$\begin{aligned} A &= 2000 \pm 1700 \text{ } \alpha/\text{Mol } r \\ \sigma_{\text{int}} &= 0,3 \pm 0,25 \text{ MeV mb} \end{aligned}$$

 $V^{51}(\gamma, \alpha) Sc^{47}$.

Diese Reaktion wurde von GREENBERG, TAYLOR und HASLAM entdeckt³²⁾. Sie bestrahlten $Na_3VO_4 \cdot 16 H_2O$ am 23-MeV-Betatron. Neben der 3,43 d Sc^{47} -Aktivität erhielten sie eine unbekannte Aktivität von 72 d Halbwertszeit, welche zu Beginn der Messung schon 3,7mal intensiver war als die Sc^{47} -Strahlung. Die Autoren schrieben diese Aktivität dem Ti^{51} zu, welches durch $V^{51}(n, p) Ti^{51}$ entsteht. Außerdem erhielten sie die 15-h- Na^{24} -Aktivität beigemischt.

Bestrahlung.

Es wurden 18,19 g V_2O_5 zusammen mit Cu-Monitorfolien 4,64 h am 32 MeV Betatron bestrahlt.

Chemie.

Das Vanadiumpentoxyd wurde in heißer konz. HCl aufgelöst, 40 mg La^{+3} -Träger als $La(NO_3)_3$ zugefügt und mit Wasser auf 150 ml verdünnt. Der siedend heißen blauen Lösung wurde nun Oxalsäure bis zur völligen Sättigung zugefügt, worauf das Scandium zusammen mit dem Lanthanoxalat als weißer Niederschlag ausfiel. Der Niederschlag wurde abfiltriert und mit heißem Wasser kräftig gewaschen. Die chemische Ausbeute betrug ca. 70%.

Die Aktivitäten und ihre Messung.

In Figur 8 ist die Zerfallskurve der so erhaltenen Aktivität dargestellt. Sie zeigt einzig die 3,42-d- Sc^{47} -Aktivität und keine andere. Die Aktivität wurde 24 d lang verfolgt, wonach sie sich im Untergrund verlor, ohne auf die 0,36 MeV β -Aktivität des 85-d- Sc^{46} hinzu deuten, welches im $(\gamma, n\alpha)$ -Prozess am Vanadium entstünde.

Nimmt man an, dass diese Reaktion eine Stosszahl hervorruft, welche gleich den statistischen Schwankungen des Untergrundes ist, so folgt daraus die Abschätzung:

$$A(V^{51}(\gamma, n\alpha) Sc^{46}) < 0,5 A(V^{51}(\gamma, \alpha) Sc^{47})$$

Als Ausbeute des (γ, α) -Prozesses ergab sich

$$A = (40 + 20) \times 10^3 \alpha/\text{Mol r}$$

$$\sigma_{\text{int}} = 5,5 \pm 2 \text{ MeV mb}$$

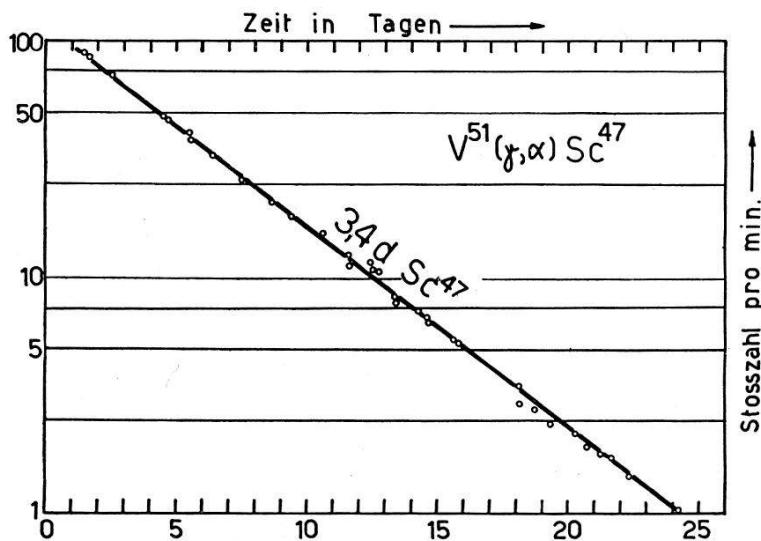


Fig. 8.
Abfallkurve des Sc⁴⁷, erhalten durch V⁵¹(γ, α) Sc⁴⁷.

Zur Kontrolle wurde aus Vanadiummetall eine Pille gepresst, unter den gleichen Bedingungen bestrahlt wie das Oxyd, und aus ihrer Aktivität die Ausbeute berechnet. Da es sich in diesem Falle um ein sättigungsdickes Präparat handelte, wurde nach HEINTZE und FISCHBECK¹⁵⁾ vorgegangen (Sc besitzt ein erlaubtes β-Spektrum). Es ergab sich

$$\sigma_{\text{int}} = 7,2 \pm 2 \text{ MeV mb}$$

Cu⁶⁵(γ, α) Co⁶¹.

Der WQ-Verlauf bis zu 24 MeV Gammaenergie ist von HASLAM et al.³³⁾ mit grosser Präzision ermittelt worden. Diese Reaktion besitzt die grösste Ausbeute aller (γ, α) -Prozesse. Diese Tatsache haben wir benutzt, um das wenig bekannte Co⁶¹-Isotop herzustellen und seinen ersten angeregten Zustand mit dem Scintillationspektrometer zu ermitteln³⁴⁾. Eine Bestimmung der Ausbeute bei 32 MeV ergab

$$A = 68000 \pm 14000 \alpha/\text{Mol r}$$

$$\sigma_{\text{int}} = 10 \pm 2 \text{ MeV mb}$$

Diese Werte übertreffen diejenigen von HASLAM et al. Die Differenz entspricht der Ausbeute zwischen 24 und 32 MeV.

$Br^{81}(\gamma, \alpha) As^{77}$.

Diese Reaktion ist von TAYLOR und HASLAM³⁵⁾ bereits untersucht worden. Sie bestimmten den Verlauf des WQ sowie die Ausbeute bei 28 MeV. Die Ausbeutebestimmung wurde nun für 32 MeV wiederholt. Ferner wurde mit Hilfe von Kernphotoplatten die α -Ausbeute am natürlichen Brom-Isotopen-Gemisch sowie die Energieverteilung der Alphateilchen bestimmt.

Bestrahlung.

20 g KBr wurden zusammen mit den Cu- und Ta-Monitoren während 3 h mit 32 MeV Grenzenergie am Betatron bestrahlt.

Chemie.

Das KBr wurde in Wasser aufgelöst und 5 mg As⁻ in Form von Na₂HAsO₄ und Na₂HAsO₃ als Träger zugefügt. Durch Einleiten von Schwefelwasserstoff wurde As₂S₃ gefällt. Die Ausbeute der Trennung betrug 80%.

Die Aktivitätsmessung.

Die β -Aktivität des Arsensulfids wurde während 100 h verfolgt. Sie wies eine Halbwertszeit von $38,7 \pm 0,5$ h auf. Die Halbwertszeit von As⁷⁷ ist als 40 ± 2 h bekannt. Es ist deshalb nicht ausgeschlossen, dass das As⁷⁷ durch eine 5–10%-Beimischung von 26,8 h As⁷⁶ begleitet war. Das letztere entsteht bei der Reaktion $Br^{81}(\gamma, n\alpha) As^{76}$.

Die Ausbeute.

Die Ausbeute und der integrierte WQ ergaben sich zu

$$\begin{aligned} A &= 8800 \pm 3400 \text{ } \alpha/\text{Mol } r \\ \sigma_{\text{int}} &= 1,3 \pm 0,5 \text{ MeV mb} \end{aligned}$$

in guter Übereinstimmung mit dem von TAYLOR und HASLAM genauer gemessenen Wert. Der eventuellen Beimischung des $(\gamma, n\alpha)$ -Prozesses wurde bei der Bestimmung der Fehlergrenzen Rechnung getragen.

Messungen mit Kernphotoplatten.

Kodak-NT1a-Kernphotoplatten enthalten bei 50% relativer Luftfeuchtigkeit 35 Gew.% Brom der natürlichen Isotopenzusammensetzung: 50,6% Br⁷⁹ und 49,4% Br⁸¹. 200 μm dicke Kernphotoplatten wurden am Betatron mit 32 MeV Grenzenergie bestrahlt.

Die Dosis wurde so gewählt, dass der durch Photonen verursachte Untergrund die Auswertung gerade noch ermöglichte. Die Platten wurden Amidol-temperaturentwickelt und auf Alpha-Spuren sowie auf „Kohlenstoffsterne“ aus der Reaktion $C^{12}(\gamma, 3\alpha)$ abgesucht. $C^{12}(\gamma, 3\alpha)$ diente als Monitorreaktion, da ihr WQ genau bekannt ist²²⁾ und nach Fabrikangabe 0,80 Silberatome pro Kohlenstoffatom in der Emulsion anwesend waren. Die Energieverteilung der Alphateilchen aus Brom wird im Abschnitt 17 besprochen. Nimmt man für die Reaktion $C^{12}(\gamma, 3\alpha)$ den integrierten WQ als $\sigma_{int} = 3,1 \text{ MeV mb}$ an, so ergibt sich als mittlerer integrierter WQ der (γ, α) und $(\gamma, n\alpha)$ -Prozesse an beiden Bromisotopen der Wert

$$\sigma_{int} = 1,5 \pm 0,5 \text{ MeV mb.}$$

Vergleicht man diesen Wert mit dem oben für Br^{81} angegebenen, so folgt, dass beide Bromisotope etwa denselben (γ, α) -Querschnitt besitzen.

$Rb^{87}(\gamma, \alpha) Br^{83}$.

Die Anregungskurve dieser Reaktion wurde von HASLAM und SKARSGARD³⁶⁾ bis zu 28 MeV bestimmt. Diese Autoren haben die Reaktion auch zum ersten Mal nachgewiesen. Um eine Kontrolle unserer Messungen zu erhalten und um die Ausbeute bei 32 MeV zu ermitteln, haben wir diese Ausbeutebestimmung wiederholt. Es bot sich dabei Gelegenheit, auch die $(\gamma, n\alpha)$ -Reaktion an Rb^{87} und Rb^{85} nachzuweisen.

Bestrahlung.

12,12 RbNO₃ wurden zusammen mit den Cu- und Ta-Monitoren 4 h lang mit 32-MeV-Grenzenergie am Betatron bestrahlt. Es wurden zwei Bestrahlungen durchgeführt.

Chemie.

Das RbNO₃ wurde in 100 ml H₂O aufgelöst und 20 mg Br⁻-Träger als KBr zugefügt. Durch Zugabe eines vierfachen Überschusses an TlNO₃ wurde das gelbe TlBr gefällt und abfiltriert. Die Fällung mit TlNO₃ an Stelle des üblichen AgNO₃ gestattete die Ausbeute der chemischen Trennung nach der Aktivitätsmessung gravimetrisch zu bestimmen: TlBr zerstetzt sich beim Stehen im Gegen-satz zu AgBr nicht. Die Ausbeute betrug 82% bzw. 100%.

Die Aktivitäten und ihre Messung.

Die Messung begann 1½ h nach Bestrahlungsende und wurde 8 d lang geführt. Nach Abzug der 19 d Rb⁸⁶-Aktivität, welche von der Reaktion Rb⁸⁷(γ, n)Rb⁸⁶ herührt und durch die chemische Tren-

nung nicht vollständig entfernt werden konnte, blieb eine Abfallkurve zurück, welche drei Halbwertszeiten aufwies. Diese waren: 35 h Br⁸², 4,4 h Br^{80m} und 2,4 h Br⁸³. Die Messung nach der zweiten Bestrahlung konnte $\frac{1}{2}$ h früher begonnen werden. Es trat eine zusätzliche vierte Aktivität auf, welche als 18 min Br⁸⁰ angesehen wurde, jedoch wegen der geringen Stoffzahl nicht mit Sicherheit identifiziert werden konnte.

Die Ausbeuten.

Die drei mit Sicherheit festgestellten Reaktionen lieferten die folgenden Messergebnisse:

Reaktion	$A (x 10^3 \alpha/\text{Mol } r)$	$\sigma_{\text{int}}(\text{MeV mb})$
Rb ⁸⁷ (γ, α)Br ⁸³	$3,5 \pm 0,4$	0,52
Rb ⁸⁷ ($\gamma, n\alpha$)Br ⁸²	$0,34 \pm 0,10$	0,05
Rb ⁸⁵ ($\gamma, n\alpha$)Br ^{80m}	$2,0 \pm 0,8$	0,3

Die Reaktion Rb⁸⁵(γ, α)Br⁸¹ führt auf ein stabiles Isotop, konnte somit nicht nachgewiesen werden. Die Ausbeute der Reaktion Rb⁸⁵($\gamma, n\alpha$)Br⁸⁰ (18 min) konnte nur abgeschätzt werden. Sie ist von der gleichen Größenordnung als der Alphaübergang zum Isomeren desselben Kerns.

Ag¹⁰⁹(γ, α)Rh¹⁰⁵.

Dieser Photoprozess ist im gleichen Jahr von GREENBERG et al.³²⁾ sowie von DE LABOULAYE und BEYDON³⁷⁾ untersucht worden. Erstere bestimmten die Ausbeute zu $50 \alpha/\text{Mol } r$, letztere zu $4400 \alpha/\text{Mol } r$. Mangels übereinstimmender Ergebnisse wurde eine Neubestimmung vorgenommen.

Bestrahlung.

Um einen eventuell sehr kleinen WQ nachweisen zu können ($50 \alpha/\text{Mol } r$) wurden 100 g metallisches Silber in Form von Blechstücken zusammen mit den Cu- und Ta-Monitorfolien während 10 h mit einer Grenzenergie von 32 MeV Betatron bestrahlt.

Chemie.

Es wurde das von BEYDON³⁷⁾ ausgearbeitete Trennverfahren angewandt. Das Silber wurde in heißer konz. Salpetersäure aufgelöst und mangels Rhodiumträger 50 mg des chemisch analogen Fe⁺³ zugefügt. Mit Ammoniak wurde das aktive Rh zusammen mit Fe(OH)₃ gefällt. Durch Wiederauflösen in Salpetersäure und noch-

malige Fällung mit Ammoniak wurde der Niederschlag von Silberspuren gereinigt. Die chemische Ausbeute an Fe betrug 75%. Die Ausbeute des Rh allein konnte nicht bestimmt werden. Sie wurde als ebenfalls 75% angenommen, kann aber kleiner gewesen sein.

Die Aktivitätsmessung.

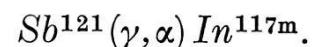
Die nach der chemischen Trennung verbliebene Aktivität wies die Halbwertszeit von 39 ± 4 h des Rh^{105} auf. Die Ausbeute und der integrierte WQ waren

$$\begin{aligned} A &= 1360 \alpha/\text{Mol r} \\ \sigma_{\text{int}} &= 0,2 \text{ MeV mb} \end{aligned}$$

Wegen der Unbestimmtheit der chemischen Ausbeute kann der WQ um einen Faktor 2—3 höher sein — aber nicht niedriger — als der oben angegebene Wert. Aus Messungen mit Kernphotoplatten ergab sich jedoch dieser Wert als zutreffend. AgBr-haltige Kernphotoplatten wurden mit dem 32-MeV-Betatron bestrahlt und die Anzahl Alphaspuren von Br und Ag in der Emulsion verglichen. Erstere besitzen Energien um 10 MeV, letztere um 15 MeV. Die Spurenzahlen verhielten sich wie $\alpha \text{Ag}/\alpha \text{Br} < 1/10$.

Der von GREENBERG et al. gemessene Wert ist zehnmal kleiner als unser Resultat. Dies lässt sich auf die Mängel ihrer chemischen Trennmethode zurückführen, auf die die Autoren besonders hinweisen. Es gelang ihnen nicht, die chemische Ausbeute zu bestimmen.

Der zehnfach grössere Wert von DE LABOULAYE und BEYDON kann auf einen Fehler in der Bestimmung der Gammastrahlintensität beruhen*).



Von der Entdeckung dieser Reaktion konnte in einer kurzen Mitteilung schon früher berichtet werden.

Bestrahlung.

10 g Sb_2O_3 wurden zusammen mit den Cu- und Ta-Monitor-scheiben 90 min lang bestrahlt. Es wurden 11 Bestrahlungen bei verschiedenen Grenzenergien des Betatrons vorgenommen.

*) H. DE LABOULAYE, private Mitteilung.

Chemie.

Die Sb_2O_3 -Probe wurde in 30 ml heißer konz. HCl aufgelöst und 20 mg In^{+3} als Träger zugefügt. Die Lösung wurde mit heißem Wasser zu 600 ml verdünnt, worauf das Antimon in Form des Hydroxyds ausfiel. Durch dreimalige schnelle Filtration durch denselben Papierfilter von 11 cm Ø wurde die Lösung bis auf Spuren von Antimon befreit. Mit konz. Ammoniak wurde neutralisiert und das ausfallende $In(OH)_3$ + Spuren von $Sb(OH)_3$ mit einer Glasfilternutsche G4 aufgefangen. Der Rückstand wurde in 5 ml heißer konz. HJ gelöst und durch die Nutsche gesaugt, worauf diese

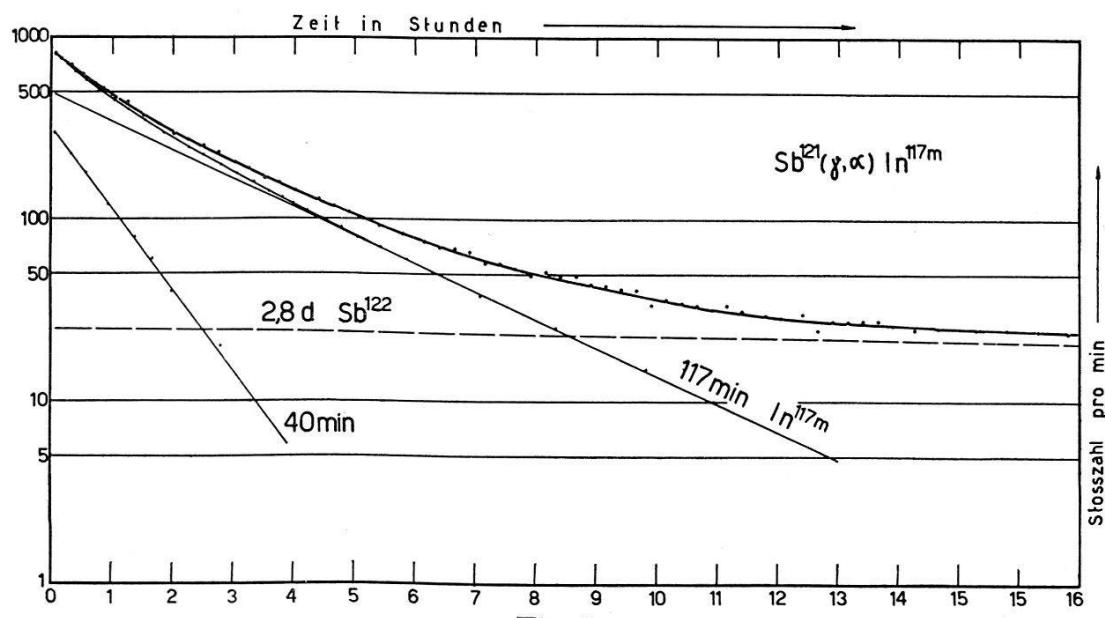


Fig. 9.

Abfallkurve der vom bestrahlten Antimon chemisch abgetrennter Indiumfraktion.

mit 20 ml 1 n HJ gespült wurde. Die Lösung, welche nun 25 ml ausmachte und 2 n in HJ war, wurde zweimal mit je 25 ml Äthyläther ausgeschüttelt, worauf das Indiumjodid in die Ätherphase übertrat. Es wurde hierauf aus dem Äther in 100 ml 1:100 verd. Salpetersäure extrahiert. Nach Hinzufügen von 2,5 ml einer 50 mg/ml 8-Hydroxychinolin-Lösung wurde mit NaOH ungefähr neutralisiert und der pH-Wert durch die Zugabe von 30 ml 3n Na-Acetat und 15 ml 3n Essigsäure auf das Fällungsoptimum von Indiumoxinat eingestellt. Das zitronengelbe In-Oxinat wurde durch ein 30-mm-Ø-Filter filtriert und mit etwa 100 ml heißer pH-5-Lösung (0,06 M Essigsäure + 0,13 M Na-acetat) gespült. Die Ausbeute wurde direkt als In-Oxinat $In(C_9H_6ON)_3$ gravimetrisch bestimmt und schwankte zwischen 70 und 80%. Währenddem in der $In(OH)_3$ -Fällung noch eine störende Antimonaktivität auftrat, konnte nach der Extraktion im Oxinatniederschlag kein Antimon mehr festgestellt werden. Die Trennung nahm 80 min in Anspruch.

Die Aktivitäten und ihre Messung.

Die 117 min β^- -Aktivität des In^{117m} wurde in jedem Fall über 6 Halbwertszeiten verfolgt. Figur 9 zeigt eine typische Abfallkurve. Neben der 117 min In^{117} trat jeweils eine unbekannte 36 ± 6 -min-Aktivität auf. Die Identität dieser Aktivität konnte noch nicht abgeklärt werden und bildet den Gegenstand gegenwärtiger Untersuchungen. Sie setzt sich vermutlich aus den Strahlungen des 17,5 min In^{119} , des 66 min In^{117} , des 54 min In^{116} und des 39 min Sn^{123} zusammen.

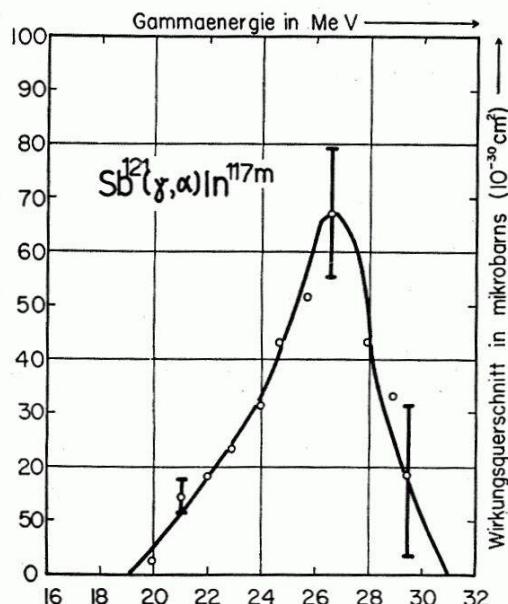


Fig. 10. Wirkungsquerschnittsverlauf der Reaktion $Sb^{121}(\gamma,\alpha) In^{117m}$.

Der Wirkungsquerschnitt.

Der aus der Aktivierungskurve mittels Photondifferenzenmethode gewonnene WQ -Verlauf ist in Figur 10 dargestellt. Die wichtigsten Reaktionsdaten ersieht man aus Tabelle 7. Als Einsatzenergie wurde diejenige betrachtet, bei der WQ 1/100 des Maximalwertes überschreitet.

Tabelle 7.

Reaktionsdaten von $Sb^{121}(\gamma,\alpha) In^{117m}$.

Bindungsenergie Q (MeV)	$3,4 \pm 1,0$
Coulomb-Barriere B_C (MeV)	$14,9$
$Q + B_C$ (MeV)	$18,3 \pm 1,0$
Einsatzenergie (MeV)	$19,0 \pm 1,0$
σ_{\max} bei (MeV)	$25,0 \pm 1,5$
σ_{\max} (μb)	65 ± 15
σ_{int} (MeV mb)	$0,35 \pm 0,07$
Ausbeute A ($\alpha/\text{Mol } r$)	2400 ± 500

Der Prozess $Sb^{121}(\gamma, n\alpha) In^{116}$ konnte wegen der kurzen Halbwertszeit (13 sec) von In^{116} nicht nachgewiesen werden.

$Ta^{181}(\gamma, \alpha) Lu^{177}$.

Wie im folgenden berichtet wird, gelang es, diese Reaktion nachzuweisen und die Alphaausbeute zu bestimmen.

Bestrahlung.

20 g fein pulverisiertes Ta-Metall wurden zusammen mit den Cu- und Ta-Monitorscheiben 10,5 h lang mit einer Grenzenergie von 32 MeV bestrahlt. Es wurden zwei Bestrahlungen durchgeführt.

Chemie.

Das Ta wurde zusammen mit 30 mg La-Träger (als Nitrat zugefügt) mit Kaliumpyrosulfat in einem Pt-Tiegel aufgeschlossen. Der Kuchen wurde in H_2SO_4 aufgeweicht und Oxalsäure zugefügt. Die Oxalate der seltenen Erden (Lu und La) fielen aus, während der sehr stabile Oxalkomplex des Ta in Lösung blieb. Der Filterrückstand wurde calciniert und als La_2O_3 gewogen. Die Ausbeute betrug 55% bzw. 70%. Durch eine Vorprobe mit Neutronen-aktiviertem La wurde festgestellt, dass der Glührückstand zu 95% aus La_2O_3 bestand.

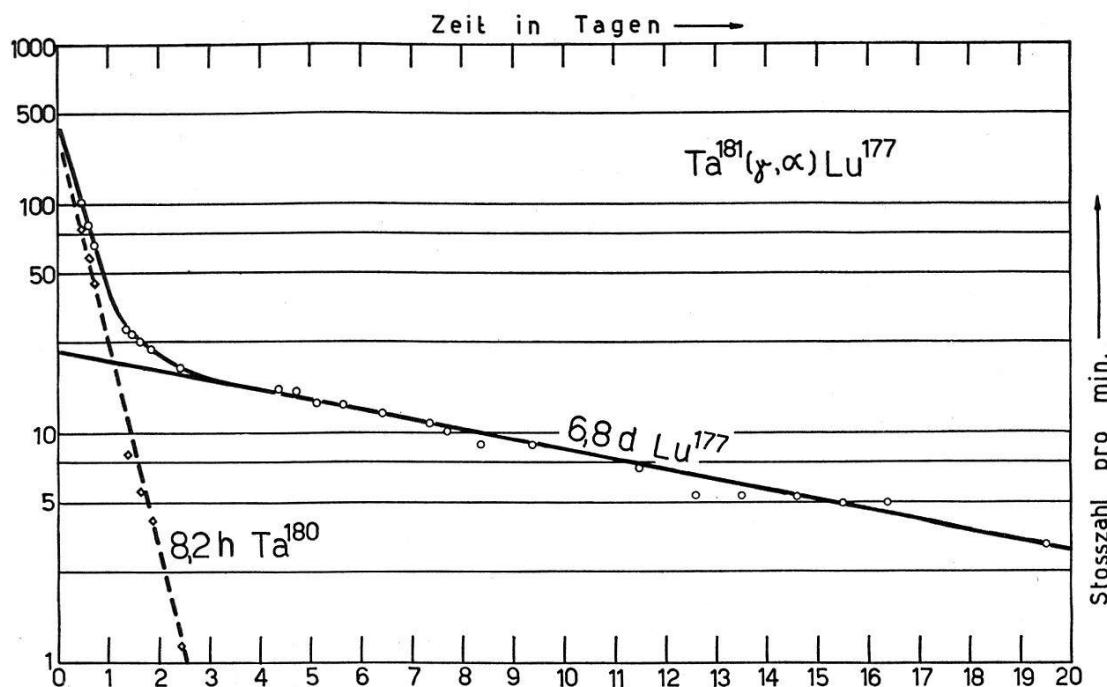


Fig. 11.

Abfallkurve der vom bestrahlten Tantal abgetrennten Lutetiumfraktion.

Die Aktivität und ihre Messung.

Die mit dem Stirnzählrohr registrierte β -Aktivität der ersten Messung ist in Figur 11 dargestellt. Es zeigte sich zunächst eine Aktivität von 8,3 h Halbwertszeit, welche dem Isotop Ta^{180} zuge-

schrieben werden kann. Dieses entsteht in der Reaktion $Ta^{181}(\gamma, n)Ta^{180}$ und konnte durch die chemische Trennung nicht völlig eliminiert werden. Nach drei Tagen war sie abgeklungen, und die Aktivität fiel von da an mit einer Halbwertszeit von $6,4 \pm 0,6$ d ab. Sie wurde während 18 Tagen verfolgt.

Die Ausbeute.

Diese wurde bestimmt zu

$$A = 1000 \pm 200 \text{ } \alpha/\text{Mol } r.$$

Der bis zu 32 MeV integrierte WQ betrug:

$$\sigma_{\text{int}} = 0,145 \pm 0,03 \text{ MeV mb.}$$

$$\underline{Tl^{205}(\gamma, \alpha) Tl^{201} \text{ und } Tl^{205}(\gamma, n\alpha) Au^{200}.}$$

$_{81}\text{Tl}$ ist das Element mit der höchsten Kernladungszahl, an welchem noch gehofft werden konnte, die künstliche Alpha-Radioaktivität nach Gammabestrahlung nachweisen zu können. Denn die stabilen Isotope der Elemente $_{82}\text{Pb}$ und $_{83}\text{Bi}$ führen durch Alphazerfall auf ebenfalls stabile Kerne — mit Ausnahme des Pb^{207} . Das letztere ist aber zur Untersuchung auch nicht geeignet, da das Tochterprodukt Hg^{203} die lange Halbwertszeit von 51 d aufweist. Allen übrigen Elementen am Schluss des periodischen Systems sind selbst radioaktiv.

Es gelang auch, die (γ, α) - und $(\gamma, n\alpha)$ -Prozesse am Tl^{205} nachzuweisen und den WQ -Verlauf zu bestimmen.

Bestrahlung.

10 g $\text{Tl}(\text{NO}_3)_2$ wurden zusammen mit den Cu- und Ta-Scheiben 90 min lang bestrahlt. Es wurden 13 Bestrahlungen bei verschiedener Grenzenergie des Betatrons vorgenommen. Zusätzlich wurde eine Bestrahlung von 20 g $\text{Tl}(\text{NO}_3)_2$ 7 h lang durchgeführt, um das 3,3 d Au^{199} hervortreten zu lassen. Diese längere Aktivität wurde schon von HEINRICH et al.³⁸⁾ beobachtet.

Chemie.

Die $\text{Tl}(\text{NO}_3)_2$ -Probe wurde in 150 ml heissem Wasser aufgelöst und 20 mg Au^{+3} als Träger zugefügt. Zur kochenden Lösung wurden 2 g Oxalsäure zugegeben, worauf das Gold als flockiger roter Niederschlag erschien. Dieser wurde auf einem 30-mm-Ø-Papierfilter filtriert und mit 100 ml heissem Wasser gewaschen und durch Saugen getrocknet. Die Ausbeute wurde nach Beendigung der Aktivitätsmessung und Calcination des Filters gravimetrisch bestimmt und schwankte zwischen 97 und 100%. Die in der Probe vorhandene starke 11,5-d-Aktivität des Thalliums konnte durch die Trennung

in jedem Fall auf weniger als 1,5% der Goldaktivität zur Zeit des Messbeginns reduziert werden. Die Trennung nahm 20 min in Anspruch.

Aus der 7 h lang bestrahlten Probe wurde das Gold elektrolytisch auf ein Platinnetz abgeschieden, indem das Thalliumnitrat in Wasser gelöst und das Gold durch die Zugabe von 2 g KCN als Cyanid während 30 min elektrolysiert wurde.

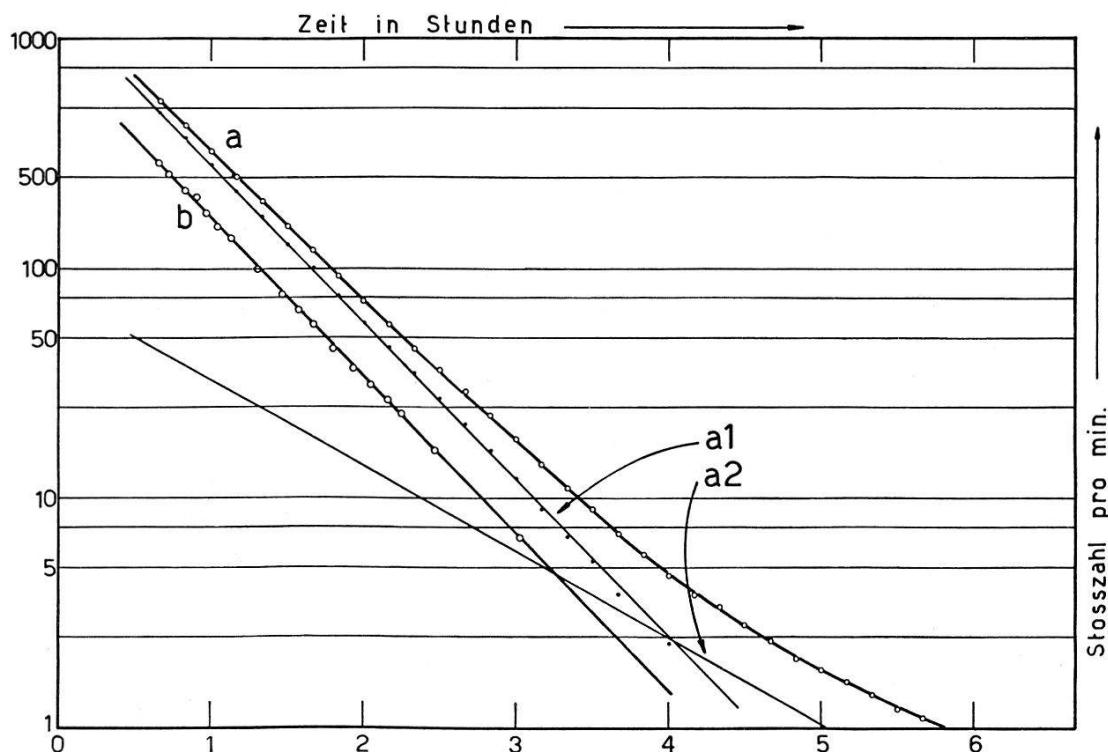


Fig. 12.

Typische Abfallkurven des vom bestrahlten Antimon abgetrennten Goldes.

- a) Bestraht mit 32 MeV Grenzenergie.
 - a1) 26 min Au^{201} aus $\text{Tl}^{205}(\gamma, \alpha) \text{Au}^{201}$.
 - a2) 48 min Au^{200} aus $\text{Tl}^{205}(\gamma, n\alpha) \text{Au}^{200}$.
- b) Bestraht mit 27 MeV Grenzenergie: Reines Au^{201} .

Die Aktivitäten und ihre Messung.

Die Bestrahlungen ergaben die 26 ± 1 -min- β^- -Aktivität des Au^{201} sowie eine zu Messbeginn etwa 100mal schwächere langlebige Komponente, welche durch das Zusammenspiel des 3,3 d Au^{199} aus $\text{Tl}^{203}(\gamma, \alpha) \text{Au}^{199}$, des 2,7 d Au^{198} aus $\text{Tl}^{203}(\gamma, n\alpha) \text{Au}^{198}$ sowie des 11,5 d Tl^{202} aus $\text{Tl}^{203}(\gamma, n) \text{Tl}^{202}$ zustandekam.

Bestrahlungen mit über 29 MeV Grenzenergie zeigten die zusätzliche 48-min- β^- -Aktivität des Au^{200} aus $\text{Tl}^{205}(\gamma, n\alpha) \text{Au}^{200}$.

Der Abfall wurde in jedem Fall über 12 h lang verfolgt. Figur 12 zeigt zwei typische Abfallkurven: Die Grenzenergie ist in einem Fall unter, im anderen über dem Schwellenwert des $(\gamma, n\alpha)$ -Prozesses, der die 48-min- Au^{200} -Aktivität hervorruft.

Diese Messungen wurden mit einem 2-mg/cm²-Stirnzählrohr durchgeführt, bis auf die Einzelmessung, welche der 7 h langen Bestrahlung mit 32 MeV Grenzenergie und elektrolytischer Goldabscheidung folgte. Diese wurde mit einem dünnwandigen Aluminiumzählrohr durchgeführt. Diese Abfallkurve wurde während

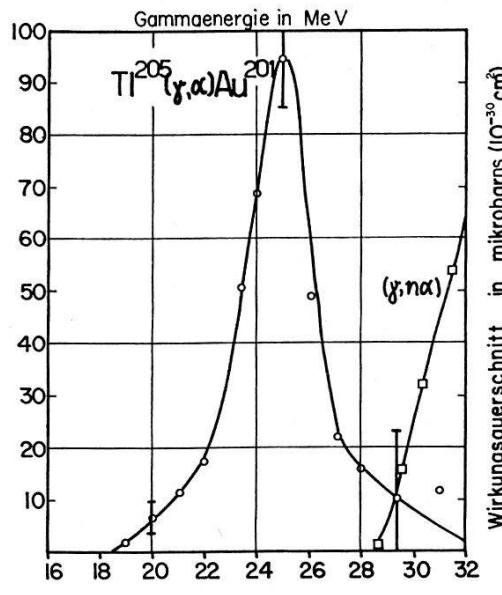


Fig. 13.

Wirkungsquerschnittsverlauf der Reaktionen $\text{Tl}^{205}(\gamma, \alpha)\text{Au}^{201}$ und $\text{Tl}^{205}(\gamma, n\alpha)\text{Au}^{200}$.

zwei Wochen verfolgt. Die 11,5 d Tl-Aktivität trat in diesem Falle nicht auf. Als Halbwertszeit der schwachen Aktivität ergab sich $3,0 \pm 0,5$ d. Sie konnte nicht in zwei Komponenten aufgelöst wer-

Tabelle 8.

Reaktionsdaten von $\text{Tl}^{205}(\gamma, \alpha)\text{Au}^{201}$ und $\text{Tl}^{205}(\gamma, n\alpha)\text{Au}^{200}$.
*: Bei 32 MeV noch am Steigen.

Reaktionstyp	γ, α	$\gamma, n\alpha$
Bindungsenergie Q (MeV)	$0,9 \pm 3,1$	$8,1 \pm 4,0$
Coulomb-Barriere B_C (MeV)	21,9	21,9
$Q + B_C$ (MeV)	$22,8 \pm 3,1$	$30,0 \pm 4,0$
Einsatz (MeV)	$19,0 \pm 1,0$	$28,5 \pm 1,0$
σ_{\max} bei (MeV)	$25,0 \pm 1,0$	—
$\sigma_{\max} (\mu b)$	95 ± 20	65*
σ_{int} (MeV mb)	$0,35 \pm 0,07$	0,16*
Ausbeute ($\alpha/\text{Mol } r$)	2400 ± 500	1100*

den, die den Prozessen $\text{Tl}^{203}(\gamma, \alpha)\text{Au}^{199}$ $3,2 \pm 0,1$ d und $\text{Tl}^{203}(\gamma, n\alpha)\text{Au}^{198}$ $2,70 \pm 0,04$ d entsprächen*).

*) HEINRICH, WAEFFLER und WALTER³⁸⁾ haben die Ausbeute der Reaktion $\text{Tl}^{203}(\gamma, \alpha)\text{Au}^{199}$ für 31 MeV Gammastrahlen bestimmt. Es handelt sich dabei aber um die Summe der Ausbeuten der (γ, α) - und $(\gamma, n\alpha)$ -Reaktionen.

Die Wirkungsquerschnitte.

Aus den Aktivierungsmessungen der beiden Reaktionen wurden ihre Wirkungsquerschnitte mittels der Photondifferenzenmethode bestimmt. Diese sind in Figur 13 dargestellt. Die wichtigsten Reaktionsdaten sind in Tabelle 8 zusammengestellt. Für das leichtere Tl²⁰³-Isotop ergab sich ebenfalls der Wert für die Ausbeute der (γ, α)- und der ($\gamma, n\alpha$)-Reaktion zusammen:

$$\begin{aligned} A &= 920 \pm 200 \text{ } \alpha/\text{Mol } r \\ \sigma_{\text{int}} &= 0,13 \pm 0,03 \text{ MeV mb} \end{aligned}$$

V. Diskussion der Eigenschaften der (γ, α)-Prozesse.

Im folgenden sind diejenigen Eigenschaften der durch Gammastrahlung hervorgerufenen künstlichen Alpharadioaktivität zusammengestellt, die uns gegenwärtig bekannt sind.

16. Der Wirkungsquerschnittsverlauf.

Die fünf Fälle, in denen der WQ -Verlauf des (γ, α)-Prozesses in Funktion der Photonenergie bekannt ist, sind in Figur 14 aufgezeichnet. Die wichtigsten Reaktionsdaten sind in Tabelle 9 zu-

Tabelle 9.

Wichtigste Reaktionsdaten der bekannten (γ, α)- WQe .

- a) $^{29}\text{Cu}^{65}(\gamma, \alpha)\text{Co}^{61}$ nach Ref. 33. b) $^{35}\text{Br}^{81}(\gamma, \alpha)\text{As}^{77}$ nach Ref. 35.
- c) $^{37}\text{Rb}^{87}(\gamma, \alpha)\text{Br}^{83}$ nach Ref. 33. d) $^{51}\text{Sb}^{121}(\gamma, \alpha)\text{In}^{117m}$ diese Arbeit.
- e) $^{81}\text{Tl}^{205}(\gamma, \alpha)\text{Au}^{201}$ diese Arbeit.

Reaktion	a	b	c	d	e
$Q_1(\text{MeV})$ n. Massenformel ⁴³⁾	6,1	5,4	5,5	2,4	-4,2
$Q_2(\text{MeV})$ n. WAPSTRA ⁴⁷⁾	$6,3 \pm 0,4$	$6,4 \pm 0,3$	$7,8 \pm 0,3$	$3,4 \pm 1,0$	$0,9 \pm 3,1$
Coulomb-Barr. B_C^*) (MeV)	10	11,4	11,9	14,9	21,9
$Q_1 + B_C$ (MeV)	16,1	16,8	17,4	17,3	17,7
$Q_2 + B_C$ (MeV)	16,3	17,4	19,7	18,3	82,8
Einsatzenergie (MeV)	13,5	14	14	19	19
σ_{max} bei (MeV)	22	21,5	23,5	25	26
σ_{max} (μb)	1550	300	80	90	80
Neutronenbind. E. (MeV)	10,8	9,7	9,6	9,0	7,2
Halbwertsbreite (MeV)	7,5	4	7	3,5	3,5

sammengestellt. Man stellt fest, dass die (γ, α)-Querschnitte einen resonanzartigen Verlauf haben. Diese Resonanz ist keine Folge der Riesenresonanz des Photoneneinfangs: Für schwere Kerne findet

*) Siehe Fussnote Tabelle 10.

die (γ, α) -Resonanz bei wesentlich höheren Energien statt, als der Resonanzfang der Photonen (s. z. B. Sb, Tl).

Der Einsatz des (γ, α) -WQes fällt zusammen mit der Summe von Alphabindungsenergie und Coulomb-Energie, kann aber auch um

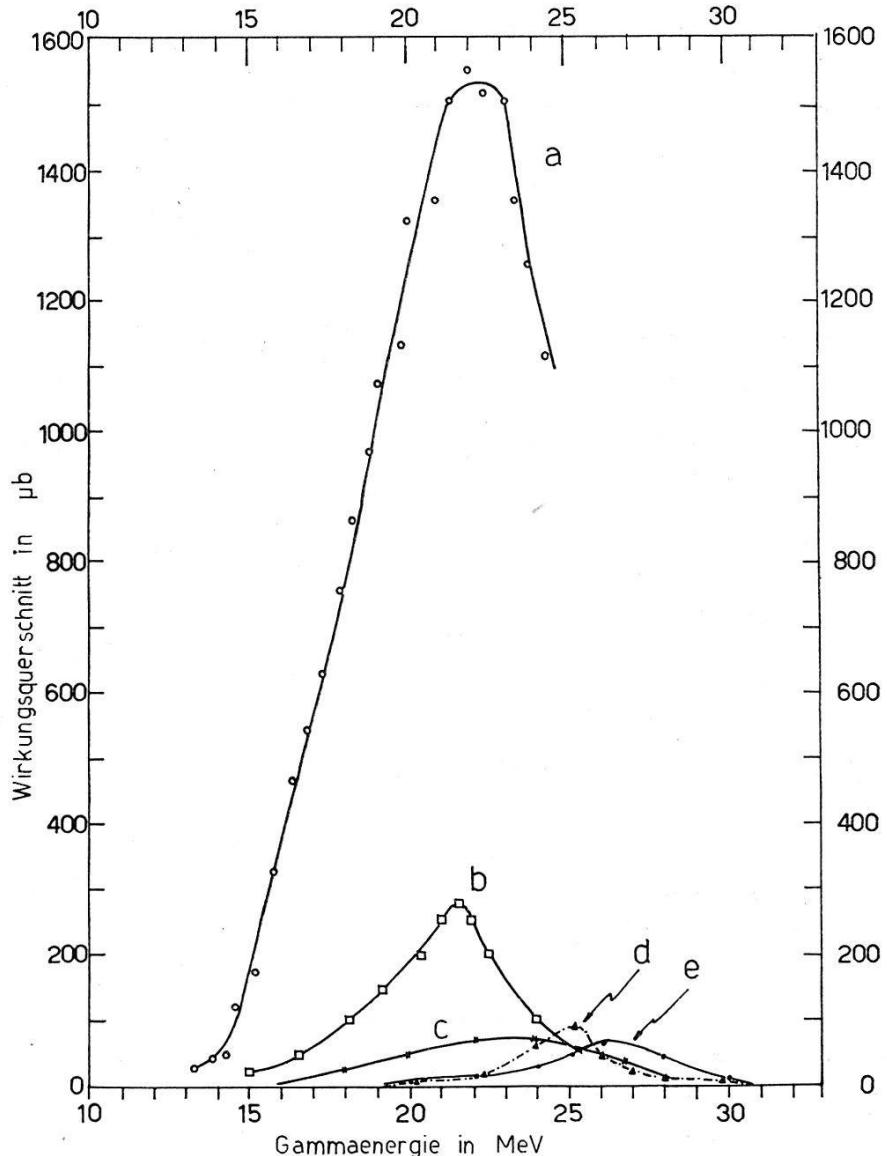


Fig. 14.

Wirkungsquerschnittsverlauf der bekannten (γ, α) -Reaktionen.

- a) $\text{Cu}^{65}(\gamma, \alpha)\text{Co}^{61}$ nach HASLAM, SMITH und TAYLOR³³).
- b) $\text{Br}^{81}(\gamma, \alpha)\text{As}^{77}$ nach TAYLOR und HASLAM³⁵).
- c) $\text{Rb}^{87}(\gamma, \alpha)\text{Br}^{83}$ nach HASLAM und SKARSGARD^{33,36}).
- d) $\text{Sb}^{121}(\gamma, \alpha)\text{In}^{117m}$ nach dieser Arbeit.
- e) $\text{Tl}^{205}(\gamma, \alpha)\text{Au}^{201}$ nach dieser Arbeit.

1–2 MeV niedriger sein als diese. Der Abfall des WQes findet bei einer Energie statt, welche der Bindungsenergie des nächsten Neutrons im Kern entspricht. Am Beispiel des Thalliums sieht man, dass der $(\gamma, n\alpha)$ -Prozess den (γ, α) -Prozess tatsächlich ablöst. Es handelt sich also bei den dargestellten WQen nicht um eine echte

Resonanz und auch nicht um die Wiederspiegelung der Photonen-einfangsresonanz. Es ist vielmehr zu vermuten, dass die WQ -summe der (γ, α) -, $(\gamma, n\alpha)$ -, $(\gamma, 2n\alpha)$ - usw. Prozesse eine flache, nicht resonanzartige Funktion der Gammaenergie darstellen.

Die in Tabelle 9 angegebene Energien des WQ -maximums sowie die Halbwertsbreite sollen nicht genauer als $\pm 1-2$ MeV genau betrachtet werden. Die Photondifferenzenmethode gestattet keine genauere Bestimmung.

17. Energiespektrum der emittierten Alphateilchen.

In Figur 15 sind die von uns gemessenen Alphaspektren dargestellt. Für die leichten Elemente ist noch eine Feinstruktur erkennbar, welche durch die Übergänge in wenige, wohldefinierte Niveaus

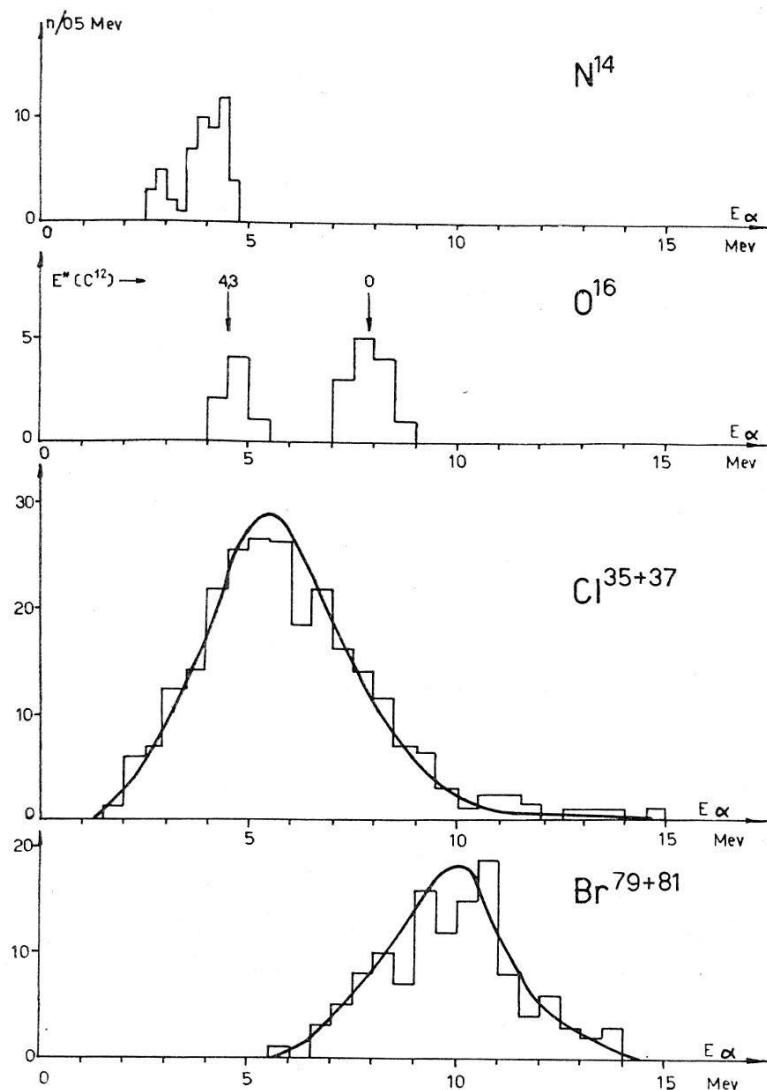


Fig. 15.

Energiespektrum der Alphateilchen emittiert aus gammaangeregten Atomkernen. N^{14} und O^{16} mit 17,6 MeV Li-Gammas, Cl und Br mit dem 32-MeV-Betatron bestrahlt. Messungen mittels Kernphotoplatte.

zustande kommt. Bei den schweren Elementen ist das Alphaspektrum einer Gaussverteilung ähnlich. Die Lage des Maximums dieser Verteilung ist in Tabelle 10 mit der Höhe der Coulomb-Barriere verglichen*).

Tabelle 10.

Daten der Alphaspektren emittiert aus Kernen, die mit der 32-MeV-Betatron-Gammastrahlung angeregt wurden.

Element	E_{α} Max (MeV)	$\Gamma_{1/2}$ (MeV)	B_C (MeV)
Chlor	5,5	4	6,7
Brom	10	4	11,4

In anderen Messungen⁴⁵⁾ traten zwei Maxima des Alphaspektrums auf. Wir fanden nur eines.

Ein wesentliches Merkmal der Energieverteilung ist die Gegenwart vieler Alphateilchen, die eine kleinere Energie besitzen als die Höhe der klassischen Coulomb-Barriere. In der Tat liegt auch das Maximum der Verteilung niedriger als die Barriehöhe. Es muss daher angenommen werden, dass die effektive Coulomb-Barriere niedriger ist als die klassische. Eine solche niedrige Barriere kann abgeleitet werden, wenn man nach TOLHOEK und BRUSSARD⁴⁸⁾ dem Coulomb-Potential ein Kern-Topfpotential überlagert, dessen Rand wegen der Verschwommenheit der Kernoberfläche abgerundet ist.

Wird eine niedrige Coulomb-Barriere als richtig angenommen, so lässt sich damit auch die Frage lösen, warum bei der Kernverdampfung, die durch höchstenergetische kosmische Strahlung ausgelöst wird, zahlreiche Alphateilchen mit niedrigeren kinetischen Energie aus dem Kern treten als die Coulomb-Energie. Diese vieldiskutierte Tatsache kann auf Grund der statistischen Theorie nicht verstanden werden.

Auch kann das Auftreten vieler energieärmer Protonen in (n, p)-Prozessen^{40) 41)} durch die Annahme einer niedrigeren effektiven Coulomb-Barriere erklärt werden.

Einen anderen Hinweis auf die niedrigere Coulomb-Barriere erhält man durch die Betrachtung der Einsatzenergie der (γ, α)-Prozesse (Tab. 9). Es ist ersichtlich, dass diese Einsatzenergie niedriger sein kann als die Summe der Bindungsenergie des Alphateilchens und die klassische Coulomb-Energie.

*) Diese wurde nach folgender Formel berechnet:

$$B_C = 2Ze^2/R_K + R_\alpha \quad R_k = 1,50 \times 10^{-13} A^{1/3}.$$

18. Abhängigkeit der Alphaausbeute (integrierter Wirkungsquerschnitt) von der Kernladungszahl.

In Figur 17 sind in Funktion der Kernladungszahl die Ausbeuten der (γ, n) -, (γ, p) - und (γ, α) -Prozesse eingetragen. Tabelle 11 fasst die Ausbeuten der (γ, α) -Reaktionen zusammen.

Tabelle 11.

Integrierte Wirkungsquerschnitte und Ausbeuten der künstlichen Alphaaktivität von Kernen nach Gammaanregung mit Betatron. (Die $[\gamma, \alpha]$ -Ausbeuten bei 32 MeV umfassen den gesamten resonanzartigen WQ -Verlauf. Die $(\gamma, n\alpha)$ -Ausbeuten erfassen nur einen Bruchteil des WQ es, da dieser bei 32 MeV noch im Anstieg ist).

Isotop	σ_{int} (MeV mb)	Ausbeute ($\alpha/\text{Mol } r$)	Max. Betatron- energie (MeV)	Referenz
(γ, α)				
Li ⁷	1	6800	24	TITTERTON und BRINKLEY ²²⁾
C ¹²	3,1	21000	31	TELEGDI und EDER ⁴⁹⁾ GOWARD und WILKINS ⁵⁰⁾
N ¹⁴	1,4	9500	31	STOLL ²⁷⁾
O ¹⁶	1,6	11000	31	STOLL
Cl ³⁷			32	diese Arbeit
V ⁵¹	5,5	38000	32	diese Arbeit
Cu ⁶⁵	10	68000	32	diese Arbeit
Br ⁸¹	1,3	8800	32	diese Arbeit
Rb ⁸⁷	0,52	3500	32	diese Arbeit
Ag ¹⁰⁹	0,2	1360	32	diese Arbeit
Sb ¹²¹	0,35	2400	32	diese Arbeit
Ta ¹⁸¹	0,14	950	32	diese Arbeit
Tl ²⁰⁵	0,35	2400	32	diese Arbeit
$(\gamma, n\alpha)$				
O ¹⁶	0,019	130	31	SCHMOUKER, ERDÖS, JORDAN und STOLL ²⁴⁾ und diese Arbeit
Cl ³⁷				
K ³⁹	0,3	2000	32	SCHMOUKER et al.
V ⁵¹	2,2	15000	32	diese Arbeit
Rb ^{85(*)}	0,3	2000	32	diese Arbeit
Rb ⁸⁷	0,05	340	32	diese Arbeit
Tl ²⁰⁵	0,16	1100	32	diese Arbeit

Besonders zu beachten ist, dass die (γ, α) -Ausbeuten bei hohen Z nicht stark absinken, sondern zwischen $Z = 40$ und $Z = 90$ stationär bleiben. Ein ähnliches Verhalten zeigt die Ausbeute der

(γ, p) -Reaktionen. Eine einfache Erklärung dieses Verhaltens bietet sich durch Figur 16. Darin ist reliefartig der Dipol-Gammaeinfang — sogenannte Riesenresonanz — in Abhängigkeit von der Kernladungszahl und der Gammaenergie dargestellt. Längs der Gratlinie ist der maximale WQ des Gammaeinfangs gelegen. Die weiteren zwei geraden Linien stellen die Z-Abhängigkeit der Energie dar,

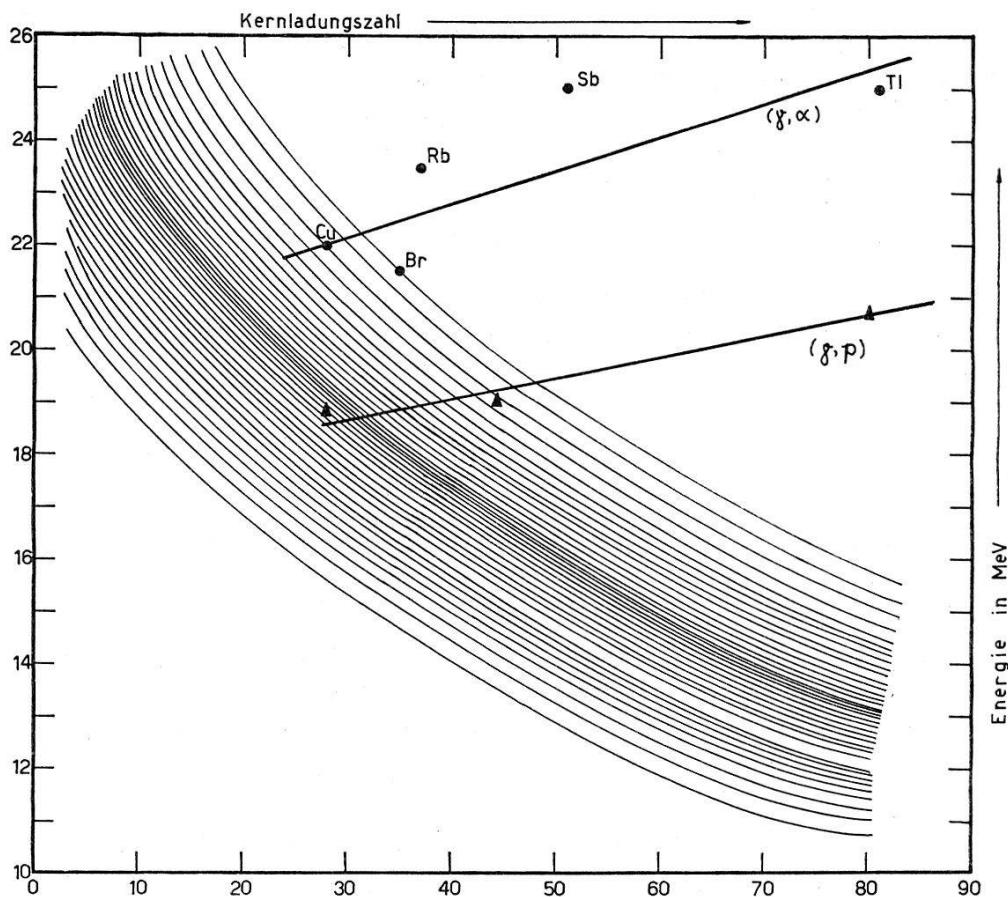


Fig. 16.

Reliefartige Darstellung der Riesenresonanz des Photoneneinfangs in Funktion der Kernladungszahl und der Gammaenergie. Eingezeichnet sind ferner die Geraden, längs denen die (γ, p) - bzw. (γ, α) -Reaktionen ihren maximalen Wirkungsquerschnitt annehmen.

bei der die (γ, p) bzw. (γ, α) -Reaktionen ihre maximale WQe annehmen. Die Berechnung der Geraden wird im Anhang angegeben; sie trägt den Schwankungen der Bindungsenergie keine Rechnung.

Auf Grund dieser Figur 16 erwartet man, dass für diejenigen Z , für die das WQs -Maximum des (γ, α) -Prozesses in die Riesenresonanz fällt, die höchsten Querschnitte resultieren. Der Bereich der Z -Werte, wo die Gerade des (γ, α) - WQs -Maximums die Riesenresonanz verlässt, wird durch den steilen Abfall der (γ, α) -Querschnitte in Funktion von Z gekennzeichnet sein.

Durch Vergleich mit Figur 17 sieht man, dass diese Erwartungen sowohl in bezug auf die (γ, α) - als auch in bezug auf die (γ, p) -Quer-

schnitte erfüllt werden: Die (γ, α) -Querschnitte sind für $Z \approx 20-30$ am grössten, und nach dem steilen Abfall bei $Z \approx 32$ sind sie relativ konstant. Die (γ, p) -Querschnitte nehmen ihr Maximum bei $Z \approx 28-36$ an, und ihr steilster Abfall liegt bei $Z \approx 45$.

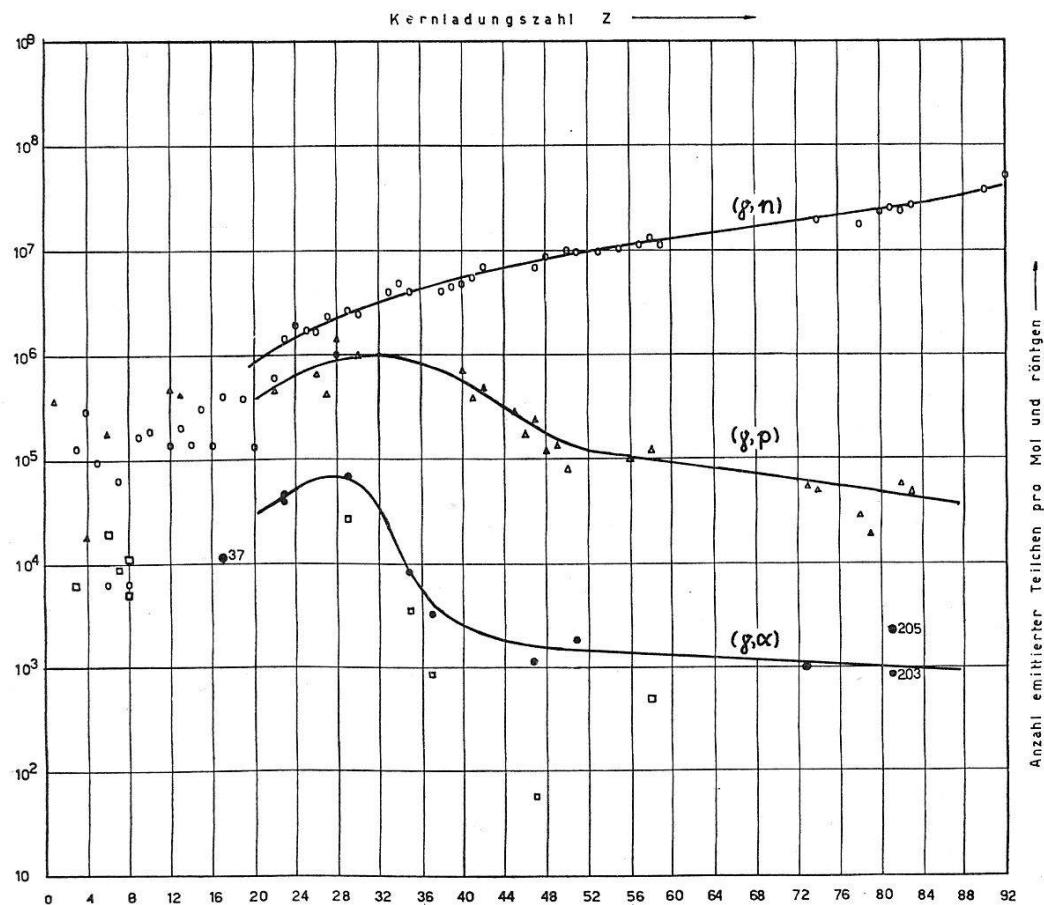


Fig. 17.

Ausbeuten der (γ, n) -, (γ, p) - und (γ, α) -Reaktionen.

- = (γ, n) -Ausbeuten mit 22 MeV Betatron bestimmt, nach PRICE und KERST⁵¹.
- △ = (γ, p) -Ausbeuten mit 23,5 MeV Betatron bestimmt, nach WEINSTOCK und HALPERN⁵²). ergänzt durch Punkte von DIVEN und ALMY, TOMS und STEPHENS.
- = (γ, α) -Ausbeuten mit 24 MeV Betatron bestimmt, nach GREENBERG, TAYLOR und HASLAM³²), ergänzt durch Punkte von TITTERTON und BRINKLEY²²), TELEGI und EDER⁴⁹) und STOLL²⁷).
- = (γ, α) -Ausbeuten mit 32 MeV Betatron bestimmt, nach dieser Arbeit.

Auch feinere Einzelheiten werden durch diese Betrachtung richtig wiedergegeben. Die Bindungsenergie des Alphateilchens im $^{37}\text{Rb}^{87}$ ist besonders hoch. Sie ist um $1,4 \pm 0,6$ MeV höher als die vom benachbarten $^{35}\text{Br}^{81}$. Das W_{Qs} -Maximum der Reaktion $\text{Rb}^{87}(\gamma, \alpha)\text{Br}^{83}$ liegt dementsprechend um 2 MeV höher als das von $\text{Br}^{81}(\gamma, \alpha)\text{As}^{77}$. Aus Figur 16 ersieht man, dass dadurch das W_{Qs} -Maximum von Rb schon weit ausserhalb der Riesenresonanz fällt, währenddem Br noch an deren Grenze liegt. Deshalb ist der (γ, α) -

Querschnitt von Rb um den Faktor 3,6 kleiner als derjenige des Br, obwohl die Z -Differenz nur 2 beträgt.

Ein analoges Beispiel bietet der (γ, p) -Prozess an Mo⁹² und Mo¹⁰⁰⁴²⁾.

Anhang.

Die Geraden der WQ -Maxima der (γ, α) - und (γ, p) -Prozesse werden je durch eine Gleichung folgender Form wiedergegeben:

$$E_{\max} = Q(Z) + B(Z) + 1/2 \Gamma \quad Z > 30$$

$Q(Z)$ = Bindungsenergie

$B(Z)$ = Höhe der Coulomb-Barriere

$1/2 \Gamma = E_{\max} - E_{\text{einsatz}}$ = Halbe Breite der WQ -Kurve.

Um $Q(Z)$ zu erhalten, errechneten wir die Protonen- und Alpha-bindungsenergien aller stabiler Isotope aus den Wapstraschen experimentellen Massenwerten. Trägt man diese Bindungsenergien in Funktion der Kernladungszahl auf, so streuen diese Werte für $Z > 30$ um die folgenden Geraden

$$\begin{aligned} Q_p(Z) &= (9,8 - 0,035 Z) \text{ MeV} \\ Q_\alpha(Z) &= (11,7 - 0,176 Z) \text{ MeV} \end{aligned} \quad Z > 30$$

Die Höhe der Coulomb-Barriere wird für $Z > 30$ durch

$$\begin{aligned} B_p(Z) &= (2,5 + 0,116 Z) \text{ MeV} \\ B_\alpha(Z) &= (3,7 + 0,224 Z) \text{ MeV} \end{aligned} \quad Z > 30$$

wiedergegeben⁴³⁾. $1/2 \Gamma$ ist für $Z = 40$ zu 5 MeV und für $Z = 80$ zu 3 MeV experimentell bestimmt worden⁴⁴⁾.

19. Weitere Eigenschaften.

Es scheint uns unzulässig, aus den heute bekannten Ergebnissen der (γ, α) -Reaktionen Schlüsse über die Gültigkeit der statistischen Theorie zu ziehen oder daran die Niveaudichteformel zu prüfen. Es sind hauptsächlich zwei Gründe, welche diese Auffassung rechtfertigen. Der eine ist, dass die Coulomb-Transmissionskoeffizienten nur qualitativ bekannt sind⁴⁶⁾. Es fehlt eine theoretische Arbeit, welche diese Koeffizienten für eine abgerundete Coulomb-Barriere mit ausreichender Genauigkeit errechnet für Alphateilchen, deren Energie von der Größenordnung der Barriereförde ist.

Ferner ist jeder Vergleich mit der statistischen Theorie unmöglich, solange nichts über die Preformationswahrscheinlichkeit von Teilchengruppen im Kern bekannt ist. Wir sehen keinen Grund zur Annahme, dass diese Wahrscheinlichkeit für Alphateilchen eins ist. TOLHOEK und BRUSSARD⁴⁸⁾ haben gezeigt, wie die Theorie der natürlichen Alphaemission modifiziert werden kann, um dieselben

Ergebnisse zu liefern wie die Gamowsche Theorie — ohne die Preformationswahrscheinlichkeit der Alphateilchen als eins annehmen zu müssen. Sie setzen diese als ein Überlappungsintegral der korrelationsfreien Wellenfunktionen von vier Nukleonen an. Sobald weitere Ergebnisse über die (γ, t) - und (γ, d) -Reaktionen bekannt sein werden, sollte es möglich sein, durch Vergleich der Wahrscheinlichkeiten der n , d und t -Emission zu prüfen, ob die Wahrscheinlichkeit zur Bildung eines d oder t tatsächlich dem einfachen Gesetz der Überlagerung gehorcht oder nicht. Bei Kenntnis der Transmissionskoeffizienten für α -Teilchen wird dann möglich sein, die (γ, α) -Reaktionen in die statistische Theorie einzubeziehen.

Beachtenswert ist es, dass in allen Fällen, in denen durch die (γ, α) -Reaktion ein Kern auch im isomeren Zustand entstehen kann, dieses Isomer mit derselben Häufigkeit entsteht, als der Grundzustand. Dieses Verhalten haben wir auch bei der Untersuchung der (γ, p) -Reaktion festgestellt. Dieser Effekt ist schon bei (p, n) -Reaktionen beobachtet worden*). Er zeigt, dass bei Gammaeinfang und anschliessender Alphaemission auch Zustände mit hohem Spin des Endkerns auftreten, welche durch Gammakaskaden schliesslich auf das Isomer führen.

Verdankung.

Unser herzlichster Dank gebührt den Herren PD. Dr. P. JORDAN, A. EL SIOUFI, S. BERNASCONI, L. PREUSS und F. TANNER, die uns bei der Durchführung dieser Arbeit mit Rat und Tat beigestanden sind.

Herrn Prof. Dr. H. R. SCHINZ danken wir für die Überlassung des Betatrons am Universitäts-Röntgeninstitut des Kantonsspitals Zürich.

Literaturverzeichnis.

- ¹⁾ J. S. LEVINGER, Ann. Rev. Nuclear Sc. **4**, 13 (1954).
- ²⁾ C. G. SACHS und L. L. FOLDY, Phys. Rev. **80**, 824 (1950).
- ³⁾ G. G. BALDWIN und G. S. KLAIBER, Phys. Rev. **73**, 1156 (1948).
- ⁴⁾ H. W. KOCH, Proc. Glasgow Conf. Nuclear and Meson Phys., Pergamon Press, London 1954.
- ⁵⁾ J. L. BURKHARDT, E. J. WINHOLD und T. H. DUPREE, Phys. Rev. **100**, 199 (1955).
- ⁶⁾ P. ERDÖS und F. TANNER, ETH., unveröffentlicht.
- ⁷⁾ R. WIDERÖS, BBC.-Mitteilungen **38**, 272 (1951).
- ⁸⁾ V. L. TELELDI und M. EDER, BBC.-Mitteilungen **38**, 272 (1951).
- ⁹⁾ L. PREUSS, Diplomarbeit ETH. (1955), passim.
- ¹⁰⁾ L. KATZ und A. G. W. CAMERON, Can. J. Phys. **29**, 518 (1951).
- ¹¹⁾ L. V. SPENCER, Nat. Bur. Stand. Rep. **1531** (1952).

*) PD. Dr. P. MARMIER verdanke ich wertvolle Bemerkungen über diesen Punkt.

- ¹²⁾ L. I. SCHIFF, Phys. Rev. **70**, 87 (1946), und **83**, 252 (1951).
Siehe auch ADAMS, Phys. Rev. **74**, 1707 (1948).
- ¹³⁾ H. E. JOHNS, L. KATZ, R. A. DOUGLAS und R. N. H. HASLAM, Phys. Rev. **80**, 1062 (1951).
- ¹⁴⁾ O. SEIPPEL, Diplomarbeit ETH. (1952).
- ¹⁵⁾ J. HEINTZE und H. FISCHBECK, Zeitsch. f. Phys. **141**, 277 (1957).
- ¹⁶⁾ J. M. HOLLANDER, I. PERLMAN und G. T. SEABORG, Rev. Mod. Phys. **25**.
- ¹⁷⁾ P. ERDÖS, Diplomarbeit ETH. (1953).
- ¹⁸⁾ P. ERDÖS, P. STOLL, M. WÄCHTER und V. WATAGHIN, Nuovo Cim. **12**, 639 (1954).
- ¹⁹⁾ M. GOLDEMBERG und L. KATZ, Can. J. Phys. **32**, 49 (1954).
- ²⁰⁾ E. W. TITTERTON und T. A. BRINKLEY, Proc. Phys. Soc. (London) **67A**, 469 (1954).
- ²¹⁾ R. RUBIN und M. WALTER, Helv. Phys. Acta **27**, 263 (1954).
- ²²⁾ E. W. TITTERTON und T. A. BRINKLEY, Proc. Phys. Soc. (London) **66A**, 579 (1953).
- ²³⁾ K. LOCHER und P. STOLL, Phys. Rev. **90**, 164 (1953).
- ²⁴⁾ P. ERDÖS, P. SCHERRER und P. STOLL, Helv. Phys. Acta **27**, 207 (1953).
- ²⁵⁾ C. H. MILLAR und A. G. W. CAMERON, Phys. Rev. **78**, 78 (1950).
- ²⁶⁾ C. H. MILLAR und A. G. W. CAMERON, Canad. J. Phys. **31**, 723 (1953).
- ²⁷⁾ P. STOLL, Helv. Phys. Acta **27**, 395 (1954).
- ²⁸⁾ F. K. GOWARD und J. J. WILKINS, Proc. Roy. Soc. **217**, 357 (1953).
- ²⁹⁾ J. SCHMOUKER, P. ERDÖS, P. JORDAN und P. STOLL, J. Phys. Rad. **16**, 169 (1955).
- ³⁰⁾ K. LOCHER, Diplomarbeit ETH. (1952).
- ³¹⁾ R. B. HOLZMAN und N. SUGARMAN, Phys. Rev. **87**, 633 (1952).
- ³²⁾ L. GREENBERG, J. G. V. TAYLOR und R. N. H. HASLAM, Phys. Rev. **95**, 1540 (1954).
- ³³⁾ R. N. H. HASLAM, J. SMITH und J. G. V. TAYLOR, Phys. Rev. **84**, 840 (1951).
- ³⁴⁾ P. ERDÖS, P. JORDAN, D. MAEDER und P. STOLL, Helv. Phys. Acta **28**, 323 (1955).
- ³⁵⁾ J. G. V. TAYLOR und R. N. H. HASLAM, Phys. Rev. **87**, 1138 (1952).
- ³⁶⁾ R. N. H. HASLAM und H. M. SKARSGARD, Phys. Rev. **81**, 479 (1951).
- ³⁷⁾ H. DE LABOULAYE und J. BEYDON, C. R. Acad. Sc. **239**, 411 (1954).
- ³⁸⁾ F. HEINRICH, H. WÄFFLER und M. WALTER, Helv. Phys. Acta **29**, 3 (1956).
- ³⁹⁾ W. BIRRER und P. ERDÖS, unveröffentlicht.
- ⁴⁰⁾ L. COLLI, U. FACCHINI und S. MICHELETTI, Nuovo Cim. **5**, 502 (1957).
- ⁴¹⁾ D. L. ALLAN, Proc. Phys. Soc. (London) **60**, 000 (1957).
- ⁴²⁾ W. A. BUTLER und G. M. ALMY, Phys. Rev. **91**, 58 (1953).
- ⁴³⁾ C. N. MARTIN, Tables de Physique Nucléaire, Gauthier-Villars, Paris (1954).
- ⁴⁴⁾ K. STRAUCH, Ann. Rev. Nucl. Sc. **2**, 105 (1953).
- ⁴⁵⁾ R. N. H. HASLAM, A. G. W. CAMERON, Y. CROKE und Y. CROSBY, Can. J. Phys. **30**, 349 (1952).
- ⁴⁶⁾ J. BLATT und V. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics, passim, Wiley, N.Y. (1955).
- ⁴⁷⁾ A. H. WAPSTRA, Physica **21**, 367 (1957).
- ⁴⁸⁾ H. A. TOLHOEK und P. J. BRUSSARD, Physica **21**, 449 (1955).
- ⁴⁹⁾ M. EDER und V. L. TELEDDI, Helv. Phys. Acta **25**, 55 (1952).
- ⁵⁰⁾ F. K. GOWARD und J. J. WILKINS, Proc. Roy. Soc. (London) **217A**, 357 (1953).
- ⁵¹⁾ G. A. PRICE und D. W. KERST, Phys. Rev. **77**, 806 (1950).
- ⁵²⁾ E. W. V. WEINSTOCK und J. HALPERN, Phys. Rev. **94**, 1651 (1954).