

Zeitschrift:	Helvetica Physica Acta
Band:	17 (1944)
Heft:	III
Artikel:	Der Kernphotoeffekt mit der Lithium-Gammastrahlung. II, Die Elemente Titan bis Rubidium
Autor:	Huber, O. / Lienhard, O. / Wäffler, H.
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-111504

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>

Der Kernphotoeffekt mit der Lithium-Gammastrahlung.

II. Die Elemente Titan bis Rubidium

von O. Huber, O. Lienhard und H. Wäffler.

(21. IV. 1944.)

I. Einleitung.

Als Kernphotoeffekt bezeichnet man Kernreaktionen, die durch γ -Strahlen hervorgerufen werden. Der Atomkern absorbiert dabei die Energie des γ -Quants und geht durch Emission eines schweren Partikels in einen neuen Kern über. Die abgespaltenen Teilchen sind in den häufigsten Fällen Neutronen. In einem einzigen Fall, dem Magnesium, gelang es, Protonen abzuspalten und die Reaktion $Mg^{26}(\gamma, p)Na^{25}$ sicherzustellen¹⁾.

Abgesehen vom D^2 - und vom Be^9 -Kern erfordert die Abspaltung eines schweren Teilchens immer γ -Energien von mehreren MeV, im Mittel 8—9 MeV. Als Quellen für γ -Strahlen mit Quantenenergien dieser Größenordnung kommen heute einzig Kernreaktionen in Frage und zwar in erster Linie der Protoneinfangprozess an leichten Elementen. Große Ausbeuten wurde dabei mit Lithium (Quantenenergie 17,2 MeV), Bor (12,8 MeV) und Fluor (6 MeV) erhalten. In dieser Arbeit wird ausschliesslich die Lithium- γ -Strahlung benutzt, die im Prozess $Li^7(p, \gamma)Be^8$ entsteht und dessen Wirkungsquerschnitt bei 440 kV Protonenenergie eine scharfe Resonanzstelle hat. Dem direkten Übergang des angeregt entstehenden Be^8 -Kernes in den Grundzustand entspricht die oben angeführte Quantenenergie von 17,2 MeV. Durch sukzessiven Übergang entstehen außer dieser Linie auch noch solche von 14,5, 11,5 und 8,5 MeV²⁾. Aus Absorptionsmessungen³⁾ nach der von BOTHE angegebenen Koinzidenzmethode folgt jedoch, dass der überwiegende Anteil der Strahlung die Quantenenergie von 17 MeV besitzt, so dass die Lithium- γ -Strahlung im Hinblick auf den Kernphotoeffekt praktisch als homogen angesehen werden darf.

Mit dieser γ -Strahlung haben BOTHE und GENTNER⁴⁾ an einer Reihe von Isotopen den Kernphotoeffekt nachgewiesen. In einer früheren Arbeit⁵⁾ konnten wir zeigen, dass bei den *leichten* Elementen überall da ein Kernphotoeffekt auch gefunden wird, wo sein Nachweis durch das Auftreten eines radioaktiven Restkernes

möglich ist. In der vorliegenden Arbeit werden nun Silicium, das früher nicht in genügender Reinheit zur Verfügung stand sowie die Elemente von Titan bis Rubidium systematisch untersucht, um dadurch ein möglichst vollständiges Bild über den Gang der Ausbeuten des Kernphotoeffektes mit der Kernladung zu gewinnen.

II. Apparatur.

Die für diese Arbeit benützte Hochspannungsanlage, ein elektrostatischer Generator nach VAN DE GRAAFF, ist bereits ausführlich beschrieben worden⁵⁾⁶⁾. Die Ionen entstehen in einer Gasentladung, wobei mit Spannungen bis zu 70 kV und Entladungsströmen von 2—3 mA gearbeitet wird. In einer 5stufigen Nachbeschleunigerröhre können Protonenströme von $\sim 100 \mu\text{A}$ bis zu $\sim 600 \text{ kV}$ beschleunigt werden. Bei einer Arbeitsspannung von 500 kV fliesst ein Kanalstrom von max. $180 \mu\text{A}$. Den Abschluss des Kanalstrahlrohrs bildet ein Hohlzylinder aus Eisen von 5 cm Länge und 25 mm Durchmesser, auf dessen Boden die Li-Schicht im Hochvakuum aufgedampft wird. Das Pumpaggregat besteht aus einer rotierenden Vorpumpe und einer 3stufigen Öldiffusionspumpenanlage. Vier Pumpen mit einer Saugleistung von zusammen 600 l/sec Wasserstoff arbeiten parallel auf die Kanalstrahlröhre.

III. Messmethoden.

Im Nachweis der durch die γ -Strahlen ausgelösten Neutronen bestünde die direkteste Feststellung eines Kernphotoeffektes. Leider ist dies aus Intensitätsgründen unmöglich. Führt jedoch die (γ, n) -Reaktion auf einen radioaktiven Kern, so lässt sie sich durch Messung der Aktivität indirekt nachweisen. Da heute die radioaktiven Isotope ziemlich gut bekannt sind, lassen sich die durch Kernphotoeffekt erzeugbaren Aktivitäten meistens vorhersagen. Es ergibt sich deshalb folgender Weg zur Feststellung von Kernphotoeffekten: Man bestrahlt das zu untersuchende Element und misst nachher die Halbwertszeit der induzierten Aktivität. Falls sich zeigen lässt, dass diese von der γ -Strahlung herrührt, so ist damit der Kernphotoeffekt sichergestellt. Wie dies geschieht, wird unter Abschnitt IV eingehend ausgeführt.

Die Präparate wurden in Form von Hohlzylindern über der Target bestrahlt und anschliessend die Aktivität mit einem genau passenden Aluminium-Zählrohr von $1/10 \text{ mm}$ Wandstärke gemessen*). Es hatte einen Durchmesser von 25 mm und eine wirk-

*) Herrn Prof. Dr. Rös, Direktor der E.M.P.A., danken wir bestens für die Erlaubnis der Benützung einer hydraulischen Presse zum Herstellen der Zylinder.

same Länge von 50 mm. Durch eine Antikoinzidenzschaltung, welche die Zählung der Höhenstrahlteilchen verhindert, wurde der Nulleffekt von 12/min. auf die Hälfte heruntergesetzt. Die Aktivitätsmessung wurde, wenn immer möglich, bis auf einen kleinen Bruchteil des gemessenen Nulleffektes verfolgt und so oft wiederholt, bis die Halbwertszeit genügend genau bestimmt werden konnte. Dabei wurde die von PEIERLS⁷⁾ ausgearbeitete Methode verwendet. Die von uns angegebenen Fehlergrenzen entsprechen dem *dreifachen* Wert des nach PEIERLS berechneten *mittleren* Fehlers.

Die untersuchten Elemente wurden rein, als Oxyde oder als Carbonate bestrahlt. Durch die Lithium- γ -Strahlung wird in Sauerstoff eine Aktivität von 125 sec. Halbwertszeit erzeugt, während für den Kernphotoeffekt an Kohlenstoff ihre Energie nicht ausreicht. In allen Fällen, wo das zu untersuchende Element als Verbindung bestrahlt wurde, haben wir mit der Aktivitätsmessung zugewartet bis die Sauerstoffaktivität abgeklungen war.

IV. Ausscheiden von Neutroneneffekten.

Neben dem Resonanzeinfang von Protonen im Prozess $\text{Li}^7(p, \gamma)\text{Be}^8$ spielt sich in Lithium auch die Reaktion $\text{Li}(p, 2\alpha)$ ab. Die entstehenden α -Teilchen haben eine Energie von 8,6 MeV und erzeugen in der Lithium-Schicht Neutronen, da die Schwellenenergie der α -Teilchen für die Reaktion $\text{Li}^7(\alpha, n)\text{B}^{10}$ nur ~ 5 MeV beträgt.⁸⁾ Des weiteren ist der Wasserstoff mit 0,1—0,2% Deuterium verunreinigt, welches die bekannte Neutronenreaktion $\text{Li}^7(\text{D}, n)\text{Be}^8$ hervorruft, deren Ausbeute als Funktion der Beschleunigungsspannung von AMALDI, HAFSTAD und TUVE⁹⁾ gemessen worden ist. Tatsächlich röhrt der grösste Teil der aus der Röhre stammenden Neutronen von dieser Reaktion her. Ihre Gesamtintensität ist bei 500 kV und 100 μA Protonenstrom äquivalent 5 mC Ra + Be. Es muss folglich immer geprüft werden, ob die durch die Bestrahlung erhaltenen Aktivität nicht einer Neutronenreaktion zuzuschreiben ist. Als solche kommen alle bekannten Neutronenreaktionen in Frage, nämlich die Austauschprozesse (n, p) und (n, α) , die $(n, 2n)$ -Reaktion und der Einfangprozess (n, γ) .

Am besten sind (n, p) - und (n, α) -Prozesse von Kernphotoeffekten zu unterscheiden, da diese nicht auf die gleichen radioaktiven Isotope führen können. Ihre Halbwertszeiten sind meistens von den beim (γ, n) -Prozess erwarteten verschieden. Eine Ausnahme bildet der Phosphor. Dort entsteht durch den Prozess $\text{P}^{31}(\gamma, n)\text{P}^{30}$ eine Halbwertszeit von 130,6 sec., während in einem

(n, α) -Prozess ein radioaktives Aluminiumisotop mit 138 sec. Halbwertszeit gebildet wird.

Der $(n, 2n)$ -Prozess führt immer auf den gleichen Endkern wie der (γ, n) -Prozess und ist daher schwieriger auszuschliessen als die andern Neutronenreaktionen. Im Falle der Lithium- γ -Strahlung kann man jedoch leicht entscheiden, ob die beobachteten Aktivitäten allein von den γ -Strahlen herrühren oder nicht. Die aus der Röhre stammende Neutronenintensität zeigt als Funktion der Spannung den üblichen exponentiellen Anstieg. Die Lithium- γ -Strahlung besitzt aber bei 440 kV den für sie charakteristischen Resonanzanstieg und bleibt beim Bestrahlen einer dicken Lithium-Schicht für grössere Protonenenergien konstant. Durch Messung des Verlaufs der Ausbeute einer Aktivität als Funktion der Protonenenergie kann immer entschieden werden, ob eine Neutronenreaktion oder ein Kernphotoeffekt vorliegt. Leider bedingt diese Untersuchung recht langwierige Messungen. Wir haben deshalb nach andern Möglichkeiten gesucht, Neutroneneffekte auszuschliessen. Zu diesem Zwecke bestrahlten wir die zu untersuchenden Elemente mit einer Ra + Be-Quelle von 78 mC. Die Spektren der Li + D-Reaktion und der Ra + Be-Neutronen sind von verschiedenen Autoren¹⁰⁾¹¹⁾ gemessen worden. Während aus den Messungen von RICHARDS das Spektrum der Li + D-Neutronen bekannt ist, konnte dieses für die Ra + Be-Quelle nur recht ungenau bestimmt werden. Aus den Ionisationskammermessungen von DUNNING kann man aber schliessen, dass der Anteil der von der Quelle emittierten Neutronen höherer Energien (> 8 MeV) grösser ist als den gemessenen Rückstossprotonen entspricht. Da für einen $(n, 2n)$ -Prozess die Neutronenenergie $\sim 8-9$ MeV betragen muss, so folgt aus den zitierten Arbeiten¹⁰⁾¹¹⁾, dass bei der Li + D-Reaktion $\sim 30\%$ der emittierten Neutronen, bei der Ra + Be-Quelle sicher mehr als 6% der Gesamtintensität diesen Prozess auszulösen vermögen. Da die gesamte aus der Röhre stammende Neutronenintensität (bei 100 μ A und 500 kV ~ 5 mC Ra + Be äquivalent) rund 15mal schwächer ist als diejenige der Ra + Be-Quelle, verhält sich der $(n, 2n)$ -Prozess der beiden Quellen grössenordnungsmässig wie 1 : 3. Selbst die Bestrahlung mit den Ra + Be-Neutronen ergab aber keinen messbaren $(n, 2n)$ -Prozess. Es muss also daraus geschlossen werden, dass auch die Neutronen aus der Röhre keinen nachweisbaren Beitrag zu den durch die γ -Strahlen erzeugten Aktivitäten geben werden.

Der Neutroneneinfang kann auf den gleichen Endkern führen wie der (γ, n) -Prozess, wenn er von einem um 2 Masseneinheiten niedrigeren Isotop desselben Elementes ausgeht. Er tritt meistens nur für thermische Neutronen mit grossem Wirkungsquerschnitt

auf. Unsere Li + D-Neutronenquelle emittiert ebenfalls weniger thermische Neutronen als die uns zur Verfügung stehende Ra + Be-Quelle. Es muss deshalb nur dann untersucht werden, ob statt eines (γ, n)-Prozesses die Einfangreaktion (n, γ) für die induzierte Aktivität verantwortlich sein kann, wenn auch die Bestrahlung mit der Ra + Be-Quelle einen messbaren (n, γ)-Prozess ergab.

V. Bestimmung der relativen Ausbeute eines Isotops.

Unter Ausbeute des Kernphotoeffektes eines reinen Elementes verstehen wir die im Zähler gemessene Anfangsaktivität des entstandenen radioaktiven Isotops, wobei die Wandstärke der bestrahlten Substanzen grösser als die Reichweite der β -Teilchen sein soll. Dabei wird die Anfangsaktivität auf Sättigungsbestrahlung umgerechnet und auf eine feste γ -Intensität bezogen. Letztere wird während der Bestrahlung mit einem besondern, von 30 mm Pb umgebenen γ -Zählrohr registriert. Die Umrechnung auf ein reines Element muss dann vorgenommen werden, wenn die bestrahlten Substanzen chemische Verbindungen sind, wobei die rel. Häufigkeit des für den Kernphotoeffekt verantwortlichen Isotops noch berücksichtigt werden muss. Ist A_V die gemessene Ausbeute einer Verbindung, so berechnet sich die Ausbeute A_I des für den (γ, n)-Prozess verantwortlichen Isotops zu:

$$A_I = A_V \cdot \frac{M_V}{M_{El}} \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{1}{r}$$

M_V = Molekulargewicht der Verbindung

M_{El} = Molekulargewicht des Elementes

n = Wertigkeit des Elementes in der Verbindung

r = Relative Häufigkeit des Isotops.

Diese Umrechnung enthält die Annahme der massenproportionalen Absorption der β -Teilchen. Für die Berechnung der Wanddicke der Substanzen wurde die Reichweite der β -Teilchen aus ihrer Energie nach FEATHER¹²⁾ bestimmt. Für Elemente, deren β -Energien unbekannt sind, wie bei Cr und Fe, wurde die Wandstärke genügend dick gewählt.

Die Ausbeutemessungen dürfen direkt miteinander verglichen werden, weil sie in derselben geometrischen Anordnung gemessen wurden. Die in dieser Arbeit angegebenen rel. Ausbeuten erhält man durch Vergleich mit der an Cu^{63} gemessenen, die gleich 100 gesetzt wird. An Kupfer(Cu^{63}) ergibt sich die grösste Ausbeute der bis jetzt bekannten Kernphotoeffekte. Für Sättigungsbestrahlung erhalten wir für dieselbe mit 100 μA Ionenstrom, wobei ca. $10^7 \gamma$ -

Quanten/sec. erzeugt werden, eine Anfangsaktivität von ~ 12000 Stößen/min.

Wo die uns zur Verfügung stehende Substanzmenge nicht für Normalzylinder von 10 cm Länge ausreichte, wie im Falle des Germaniumoxyds und des Rubidiumkarbonates, wurde auch ein entsprechender Kupferzylinder bestrahlt.

Mit den am Schlusse der Arbeit angegebenen rel. Ausbeuten, kann der rel. Wirkungsquerschnitt für den Kernphotoeffekt berechnet werden. Dabei muss die Selbstabsorption der β -Strahlen berücksichtigt werden, ebenso der Umstand, dass der umgewandelte Kern durch Elektroneneinfang an Stelle einer β^+ -Emission in ein stabiles Isotop übergehen kann. Deshalb genügt die absolute Wirkungsquerschnittsmessung des Photoeffektes für *ein* Isotop. Diese ist von BOTHE und GENTNER⁴⁾ für das Kupferisotop Cu⁶³ durchgeführt worden. Sie erhielten dafür $\sigma \sim 5 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$, während HOLTSMARK, TANGEN und WERGELAND¹³⁾ den Wert $\sigma \leq 2 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$ angeben.

VI. Messergebnisse.

1. Silicium.

Die drei stabilen Siliciumisotope haben aufeinanderfolgende Massenzahlen 28, 29 und 30. Deshalb kann der Kernphotoeffekt nur am leichtesten Isotop, dem Si²⁸(89,6%), nachgewiesen werden. Er führt auf den durch die Reaktionen Mg²⁴(α, n)Si²⁷ und Al²⁷(p, n)Si²⁷ bekannten Positronenstrahler, dessen Halbwertszeit KING und ELLIOTT¹⁴⁾ zu 4,92 sec. bestimmt haben.

Silicium wurde jeweils 10 sec. bestrahlt und die Aktivität während 5 min. verfolgt. Die in 85 Einzelmessungen erhaltene Zerfallskurve zeigt neben einer kurzen Periode eine von den Li+D-Neutronen stammende $2,5 \pm 0,4$ min. Aktivität, welche durch einen (n, p)-Prozess aus dem Si²⁸ entsteht. Sie wird dem Al²⁸ zugeordnet, für dessen Halbwertszeit AMALDI, d'AGOSTINO, FERMI, PONTECORVO, RASETTI und SEGRÈ¹⁵⁾ 2,3 min. gefunden haben. Wenn dieser von den Neutronen herrührende Anteil von der Gesamtaktivität abgezogen wird, bleibt als Resultat die in Fig. 1 dargestellte Zerfallskurve. Ihre Halbwertszeit von $4,5 \pm 0,5$ sec. lässt eindeutig auf den Kernphotoeffekt Si²⁸(γ, n)Si²⁷ schliessen. Ein ($n, 2n$)-Prozess kann ohne weiteres ausgeschlossen werden, da die Energie der Li+D-Neutronen dafür nicht ausreicht. Für die rel. Ausbeute des (γ, n)-Prozesses ergibt sich:

$$\underline{A_{\text{Si}}^{28} = 2,6 \pm 0,5}$$

Durch den Nachweis des Kernphotoeffektes an Si^{28} mit der 17,2 MeV-Lithium- γ -Strahlung ist eine Entscheidung zwischen den beiden im Isotopenbericht 1942 von FLUEGGE und MATTAUCH¹⁶⁾ für das Si^{28} angegebenen Massenwerten möglich geworden. Diese ergeben sich einerseits aus der Reaktion $\text{Si}^{28}(\alpha, p)\text{P}^{31}$ und andererseits aus dem β^- -Zerfall von Al^{28} . Aus der (α, p) -Reaktion folgt ein Massendefekt von Si^{28} gegen Protonen und Neutronen von $237,03 \pm 0,33$ MeV, während aus dem β^- -Zerfall von Al^{28} ein solcher von $234,67 \pm 0,48$ MeV resultiert. Dabei wurde die Masse von $\text{Al}^{28} = 27,99017 \pm 0,00032$ eingesetzt, was einem Massendefekt von $232,45 \pm 0,3$ MeV entspricht und die maximale β^- -Energie

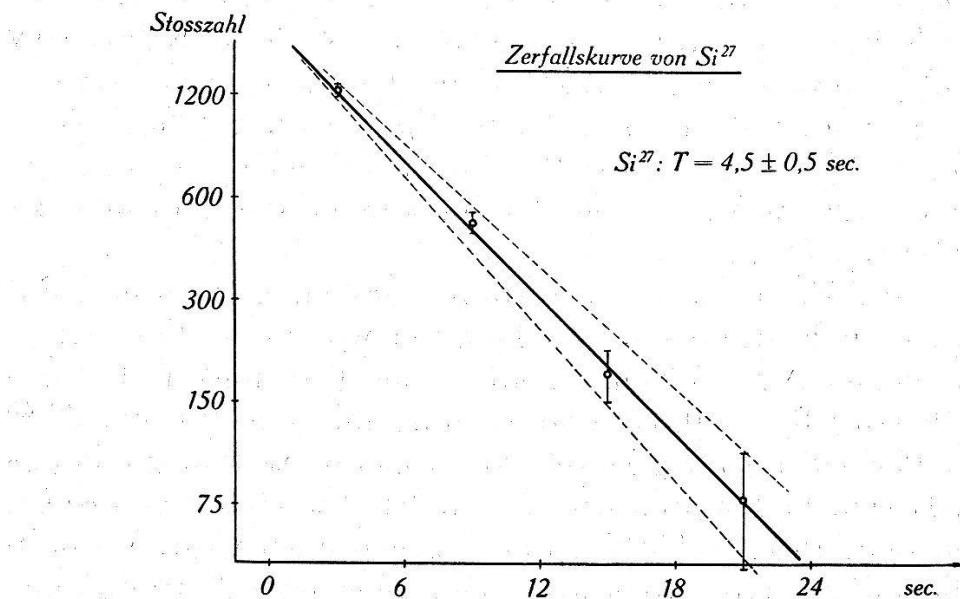


Fig. 1.

$(2,98 \pm 0,18$ MeV) den Messungen von EKLUND und HOLE¹⁷⁾ entnommen. Da man die Masse des Si^{27} ebenfalls kennt (Massendefekt $218,78 \pm 0,12$ MeV) kann die Ablösearbeit für den (γ, n) -Prozess an Si^{28} angegeben werden. Diese beträgt $18,25 \pm 0,45$ MeV, wenn man die Masse von Si^{28} aus dem (α, p) -Prozess berechnet; der β^- -Zerfall $\text{Al}^{28}(\beta^-)\text{Si}^{28}$ führt auf eine Ablösearbeit von $15,89 \pm 0,6$ MeV. Daraus ersieht man, dass im ersten Fall der Kernphotoeffekt $\text{Si}^{28}(\gamma, n)\text{Si}^{27}$ energetisch gar nicht möglich wäre. Deshalb muss die beim Prozess $\text{Si}^{28}(\alpha, p)\text{P}^{31}$ gemessene längste Protonengruppe auf einen angeregten Zustand von P^{31} führen, wie FLUEGGE und MATTAUCH bereits auf Grund anderer Überlegungen vermutet haben.

Es ist ebenfalls experimentell noch unentschieden, ob der β^- -Zerfall von Al^{28} auf einen angeregten Si^{28} -Kern führt, oder aber dem Übergang in den Grundzustand entspricht. In diesem Fall hat die Ablösearbeit den oben angegebenen Wert von $15,89 \pm 0,6$

MeV. Andernfalls müsste die beobachtete γ -Energie von $2,05 \pm 0,15$ MeV¹⁷⁾ zur β^- -Energie hinzugefügt werden, und die Ablösearbeit für das Neutron würde $17,94 \pm 0,75$ MeV betragen. Der Kernphotoeffekt $\text{Si}^{28}(\gamma, n)\text{Si}^{27}$ könnte folglich nicht beobachtet werden. Dies stimmt mit dem zuerst von LIVINGSTON und BETHE¹⁸⁾ angewandten Ordnungsprinzip überein, nach welchem man die γ -Energie zur β^- -Energie beim Zerfall von Al^{28} nicht hinzuzählen darf, um die Zerfallsenergie des Prozesses zu erhalten.

2. Titan.

Titan besitzt fünf stabile Isotope mit den Massenzahlen 46—50. Durch (γ, n) -Prozess kann nur aus dem Ti^{46} (7,95 %) ein radioaktives Isotop, das Ti^{45} entstehen. Dieses ist von ALLEN, POOL, KURBATOW und QUILL¹⁹⁾ gefunden worden. Die dabei benützten Kernreaktionen sind folgende: $\text{Ca}^{42}(\alpha, n)\text{Ti}^{45}$, $\text{Sc}^{45}(p, n)\text{Ti}^{45}$, $\text{Sc}^{45}(d, 2n)\text{Ti}^{45}$ und $\text{Ti}^{46}(n, 2n)\text{Ti}^{45}$. Ti^{45} ist ein Positronenstrahler mit einer max. Energie von 1,24 MeV, dessen Halbwertszeit die Autoren zu $3,08 \pm 0,06$ h angeben.

Wir haben Titan mit den Lithium- γ -Strahlen während 3 h bestrahlt. Aus 6 Einzelmessungen konnten wir die Halbwertszeit der entstandenen Aktivität mit genügender Genauigkeit bestimmen. Sie betrug $3,0 \pm 0,3$ h und stimmt mit der für das Ti^{45} bekannten Periode überein. Durch Neutronenbestrahlung mit unserer Ra + Be-Quelle konnten wir nur eine Halbwertszeit von ~ 1 h finden, die dem Prozess $\text{Ti}^{49}(n, p)\text{Sc}^{49}$ zugeordnet wird. Deshalb stammt die mit unserer Apparatur hervorgerufene Aktivität aus dem Kernphotoeffekt an Ti^{46} .

Für die genaue Bestimmung der rel. Ausbeute können diese Messungen nicht benützt werden. Die metallischen Titankörper wurden flach gehämmert und an die Innenseite eines Hartpapierzylinders geklebt. Die geometrische Anordnung war deshalb nicht die gleiche wie bei dem zum Vergleich bestrahlten Kupferzylinder. Für die Ausbeutemessung wurde deshalb ein Normalzylinder von chemisch reinem Titandioxyd benützt. Die dabei erhaltene Halbwertszeit stimmt mit der beim Titan gefundenen überein. Für die rel. Ausbeute des (γ, n) -Prozesses erhielten wir als Mittel aus allen TiO_2 -Messungen:

$$\underline{\text{A}_{\text{Ti}}^{46} = 7,4 \pm 1}$$

3. Chrom.

In Chrom können durch Kernphotoeffekt zwei instabile Isotope erzeugt werden. Aus dem Cr^{52} entsteht ein radioaktives Isotop von $26,5 \pm 1,0$ d Halbwertszeit, dessen β^+ -Energie $< 0,1$ MeV

ist, und das sich zudem noch durch K-Einfang umwandelt. Es besteht daher wenig Aussicht, diesen Kernphotoeffekt nachzuweisen. Der (γ, n) -Prozess am leichtesten Isotop, dem Cr^{50} , führt auf das unbekannte Cr^{49} . Aus der empirischen Tatsache, dass bei radioaktiven Kernen ungerader Massenzahl, welche sich nur um α -Teilchen unterscheiden, ein monotoner Verlauf der Halbwertszeit mit der Ordnungszahl auftritt, haben DICKSON und KONOPINSKI²⁰⁾ viele Perioden bisher unbekannter Isotope vorhersagen können. Mehrere dieser Isotope sind inzwischen in guter Übereinstimmung mit der Vorhersage gefunden worden. Einzig im Falle des Nickels sind Widersprüche zwischen den beobachteten und den nach DICKSON und KONOPINSKI zu erwartenden Halbwertszeiten aufgetreten. Für das unbekannte Cr^{49} ergibt sich nach diesen Überlegungen eine Halbwertszeit von 1 h.

Nach je 2-stündiger Bestrahlung von Chrom haben wir aus acht Messreihen die in Fig. 2 gezeichnete Zerfallskurve erhalten. Aus derselben bestimmt sich die Halbwertszeit zu 45 ± 5 min. Dabei musste mit der Messung der 45 min.-Periode ~ 20 min. gewartet werden, bis die durch Neutronen induzierte 3,9 min.-Aktivität abgeklungen war. Diese stammt aus der Reaktion $\text{Cr}^{52}(n, p)\text{V}^{52}$ und wird auch durch die Rn + Be-Neutronen erhalten.

Im Falle des Chroms kann auf chemischem Wege gezeigt werden, dass ein (γ, n) -Prozess stattfindet, der auf das bisher unbekannte Cr^{49} führt. Cr^{49} ist nämlich das höchste Glied der Isobarenreihe Ca^{49} , Sc^{49} , **Ti**⁴⁹, V^{49} und Cr^{49} , von denen einzig das Ti^{49} stabil ist. Es muss sich infolgedessen in Richtung des stabilen Isobars dieser Reihe umwandeln, d. h. also (unter β^+ -Emission oder K-Einfang) in V^{49} übergehen. Dieses besitzt einen isomeren Zustand von 33 ± 1 min. Halbwertszeit; dem Grundzustand ist eine Periode von 600 ± 50 d zugeordnet²¹⁾. Wenn folglich durch den Kernphotoeffekt $\text{Cr}^{50}(\gamma, n)\text{Cr}^{49}$ das radioaktive Cr^{49} entsteht, so zerfällt dieses weiter zum Teil in das metastabile V^{49} , zum Teil wahrscheinlich direkt in den Grundzustand von V^{49} . Wir haben nach zweistündiger Bestrahlung von Chromtrioxyd das Vanadium abgetrennt. Die im Niederschlag beobachtete schwache Aktivität ist ebenfalls in Fig. 2 eingezeichnet, und die gefundenen 31 min. stimmen recht gut mit der für das V^{49} bekannten 33 min.-Periode überein, obwohl ihre Anfangsaktivität nur rund $\frac{4}{5}$ des Nulleffektes betrug. Dieser wurde jeweils am Schlusse der Messung bestimmt und hat sich durch die bei der chemischen Trennung verwendeten, schwach radioaktiv verunreinigten Substanzen, von 6 auf ~ 30 Stösse pro Minute erhöht. Daraus kann geschlossen werden, dass am Chromisotop Cr^{50} durch die Lithium- γ -Strahlung ebenfalls ein Neutron abgespalten wird.

Die zur Abtrennung von Vanadium verwendete Methode wurde in freundlicher Weise von Herrn Dr. E. JACOBI ausgearbeitet und beruht darauf, dass das Chrom auch in schwach saurer Lösung durch Bleisalz nahezu quantitativ ausgefällt wird, während das Vanadium in Lösung bleibt. Der bestrahlte Chromtrioxypydrozylinder (ca. 120 g) wird in 300 cm³ H₂O aufgelöst. Andererseits wird eine entsprechende Menge Bleinitrat (480 g) in 800 cm³ H₂O gelöst, eine Lösung von 2 g Na₃VO₄ als Trägersubstanz zugegeben und so viele Tropfen konz. HNO₃, bis sich der entstandene Pb₃(VO₄)₂-Niederschlag gerade auflöst. Nun wird das CrO₃ in Siedehitze dazugegossen, kurz aufgekocht und der gelbe Bleichromatniederschlag abfiltriert. Das Filtrat wird mit Ammoniak neutralisiert; das Bleivanadat fällt aus. Es wird filtriert und der Niederschlag mit verdünnter Essigsäure ausgewaschen, um evtl. entstandenes Pb(OH)₂ aufzulösen. Die ganze Trennung benötigt 15—20 min.

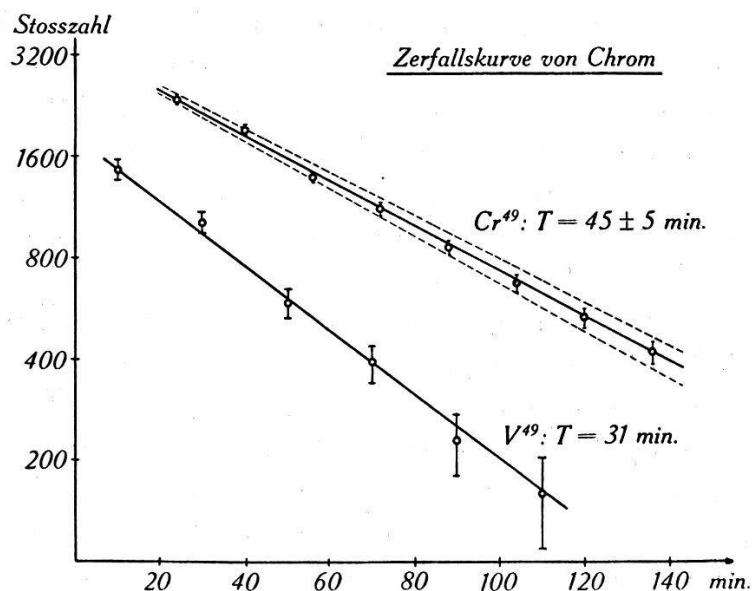


Fig. 2.

Durch den sukzessiven Zerfall von Chrom wird im Zähler die Summe zweier Aktivitäten gemessen, die Cr⁴⁹- und die V⁴⁹-Periode. Leider kann man über deren rel. Anteile an der Gesamtaktivität nichts aussagen, da man die Energie der Cr⁴⁹- β^+ -Teilchen nicht kennt, über dessen K-Einfang nichts weiß und den Prozentsatz der Cr⁴⁹-Kerne nicht bestimmen kann, die in den Grundzustand von V⁴⁹ mit 600 d Halbwertszeit übergehen. Aus der Tatsache, dass die in Fig. 2 aufgetragenen Messpunkte auf einer Geraden liegen, lässt sich schliessen, dass diese im wesentlichen die Cr⁴⁹-Periode darstellt. Dies steht nicht im Widerspruch mit der aus der chemischen Abtrennung des Vanadiums beobachteten 31 min.-

Periode, da dabei eine Anreicherung der radioaktiven Vanadiumkerne aus 120 g CrO_3 erreicht wurde.

Für den an Cr^{50} erhaltenen Kernphotoeffekt $\text{Cr}^{50}(\gamma, n)\text{Cr}^{49}$ ergibt sich eine rel. Ausbeute von:

$$\underline{A_{\text{Cr}}^{50} = 9 \pm 2}$$

in guter Übereinstimmung der Resultate, welche an einem elektrolytisch niedergeschlagenen Chromzylinder und an einem gepressten Cr_2O_3 -Zylinder erhalten worden sind. Die angegebene Ausbeute des Kernphotoeffektes ist vielleicht etwas zu hoch, da ein Teil der im Zähler gemessenen Aktivität von V^{49} herrühren kann.

4. Eisen.

Nach 20 min. dauernder Bestrahlung eines Eisenzyinders wurde eine starke Aktivität beobachtet. Die in Fig. 3 dargestellte

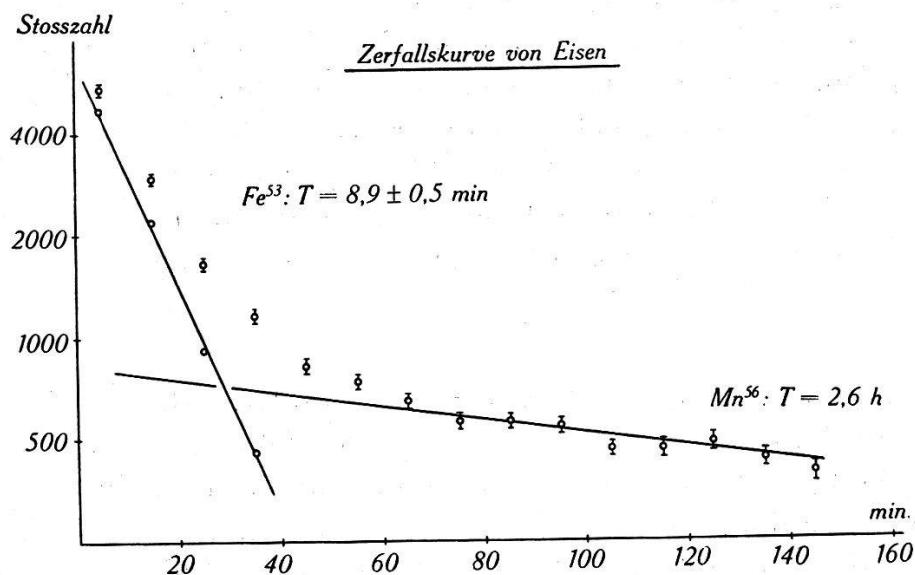


Fig. 3.

Zerfallskurve ist das Ergebnis von drei Einzelmessungen und kann in zwei Anteile zerlegt werden. Die längere Periode von 2,6 h entsteht im Prozess $\text{Fe}^{56}(n, p)\text{Mn}^{56}$, für dessen Halbwertszeit LIVINGOOD und SEABORG²²⁾ $2,59 \pm 0,02$ h gefunden haben. Nach Abzug dieser durch Neutronen verursachten Aktivität verbleibt eine kürzere Periode von $8,9 \pm 0,5$ min., welche eindeutig dem Fe^{53} zugeordnet werden kann²³⁾. Dieses radioaktive Isotop war bisher aus zwei Reaktionen, $\text{Cr}^{50}(\alpha, n)\text{Fe}^{53}$ und $\text{Fe}^{54}(n, 2n)\text{Fe}^{53}$, bekannt. Für die rel. Ausbeute des (γ, n) -Prozesses an Fe^{54} finden wir den Wert:

$$\underline{A_{\text{Fe}}^{54} = 31 \pm 3}$$

Diese rel. Ausbeute ist vielleicht aus folgendem Grunde zu gross. Das Fe⁵³ zerfällt in das noch unbekannte Mn⁵³. Nach DICKSON und KONOPINSKI²⁰⁾ sollte das Mn⁵³ eine Halbwertszeit von 1 min. haben. Da es nach Ende Bestrahlung mit dem beim Kernphotoeffekt gebildeten Fe⁵³ im Gleichgewicht ist, wird im Zähler eine zu grosse Ausbeute gemessen werden. Wir haben versucht, das Manganisotop Mn⁵³ chemisch nachzuweisen, indem wir eine gesättigte Lösung von Eisenchlorid bestrahlten. Nachdem einige mg Mangansalz als Trägersubstanz beigefügt wurden, haben wir das Mangan als Braunstein aus der schwefelsauren Lösung durch Zugabe von festem Ammoniumpersulfat ausgefällt. Nach Variation der Menge an Säure, Lösungsmittel und Oxydationsmittel wurde für einen gut filtrierbaren Niederschlag 4 min. benötigt. Beim Messen des Niederschlags konnte keine Aktivität festgestellt werden. Man kann daraus nur schliessen, dass die Halbwertszeit des Mn⁵³ unter 1—2 min. liegen muss, da eine solche Aktivität aus Intensitätsgründen nicht beobachtet werden könnte.

An den drei schweren stabilen Eisenisotopen Fe^{56, 57, 58} kann der Kernphotoeffekt nicht nachgewiesen werden, da der (γ, n)-Prozess am Fe⁵⁶ auf einen radioaktiven Kern von ~ 4 a Halbwertszeit führt. Obwohl wir einen Eisenzylinder, der während mehreren Monaten als Target diente, auf diese Aktivität hin untersucht haben, konnte kein den Nulleffekt übersteigender Effekt gefunden werden.

5. Nickel.

Nach Messungen von NELSON, POOL und KURBATOW²⁴⁾ besitzt Nickel zwei radioaktive Isotope, das Ni⁵⁷(36 ± 2 h) und das Ni⁶³($2,6 \pm 0,03$ h). Beide Aktivitäten können auch durch (γ, n)-Prozess entstehen. Zudem wäre die Entstehung des unbekannten Ni⁵⁹ aus dem stabilen Ni⁶⁰ möglich. Nach 8stündiger Bestrahlung von Nickel konnte die induzierte Aktivität während 84 Stunden verfolgt werden; die aus zwei Messreihen erhaltene Zerfallskurve ist in Fig. 4 gezeichnet. Ihre Halbwertszeit von $36,9 \pm 1,5$ h stimmt so gut mit der für das Ni⁵⁷ bekannten überein, dass die Aktivität durch Kernphotoeffekt aus dem stabilen Ni⁵⁸(67,4%) entstanden sein muss. Für die rel. Ausbeute der (γ, n)-Reaktion finden wir den Wert:

$$\underline{A_{Ni}^{58} = 3,9 \pm 0,7}$$

Ni⁵⁷ ist ein Positronenstrahler und zerfällt in das instabile Cobaltisotop Co⁵⁷. Dieses hat eine Halbwertszeit von 270 d²⁴⁾, so dass sein Zerfall die Ausbeute des Kernphotoeffektes an Nickel nicht fälscht.

Von der 2,6 h-Periode wurde nichts bemerkt, was durch die geringe rel. Häufigkeit des Ausgangsisotops Ni^{64} (0,88 %) erklärt werden kann. Wie schon erwähnt (S. 203) stimmt die von NELSON, POOL und KURBATOW für das Ni^{57} experimentell gefundene Halbwertszeit mit den Vorhersagen von DICKSON und KONOPINSKI nicht

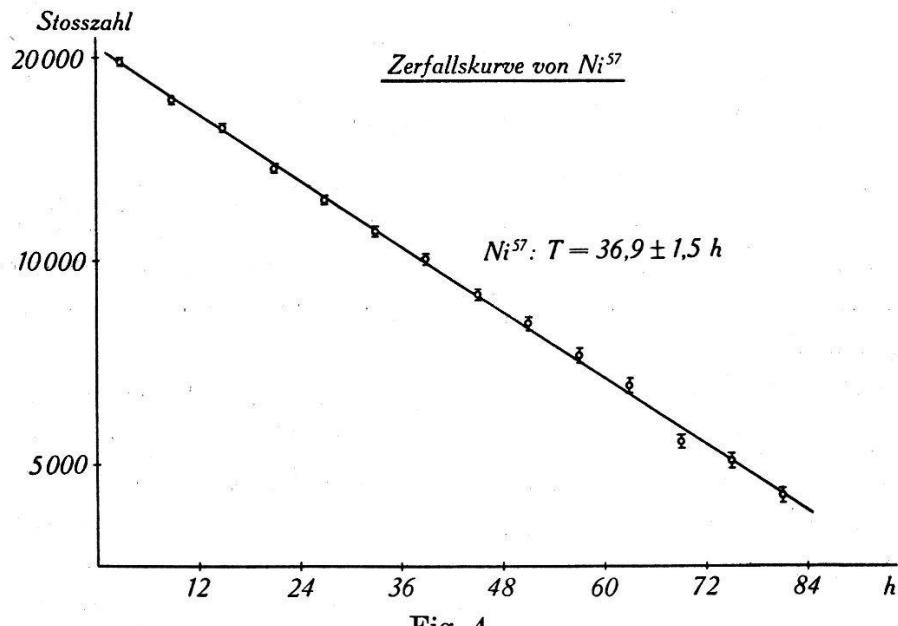


Fig. 4.

überein. Danach käme dem unbekannten Ni^{59} die 36 h-Periode zu, während das Ni^{57} eine Aktivität von 2 min. zeigen sollte. Trotzdem wir besonders nach einer kurzen Halbwertszeit gesucht haben, konnten wir mit der Lithium- γ -Strahlung keine 2 min.-Aktivität finden in Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Forscher (loc. cit.).

6. Kupfer.

Durch Abspalten eines Neutrons von den beiden stabilen Kupferisotopen $\text{Cu}^{63,65}$ entstehen zwei radioaktive Isotope mit den Halbwertszeiten Cu^{62} : $9,92 \pm 0,05$ min. und Cu^{64} : $12,8 \pm 0,3$ h. Die kürzere Periode wurde schon von BOTHE und GENTNER⁴⁾ nach Bestrahlung von Cu mit den Lithium- γ -Strahlen beobachtet. Ihre Anfangsaktivität wird nach der in der Einleitung erwähnten Umrechnung gleich 100 gesetzt. Dabei wurde in den früheren Arbeiten die rel. Häufigkeit des Ausgangsisotops, Cu^{63} , zu 68 % angenommen, während nach massenspektrographischen Messungen von EWALD²⁵⁾ der genauere Wert 70,1 ist. In dieser Arbeit wurde den Ausbeuteberechnungen der EWALD'sche Wert zugrundegelegt.

Wir haben Kupfer nochmals bestrahlt und speziell nach dem Kernphotoeffekt am Isotop Cu^{65} gesucht. Nach je ~ 8 stündiger Bestrahlungsdauer wurde im Zähler nach Abklingen der 9,92 min.-

Periode eine Aktivität beobachtet, deren Halbwertszeit sich aus mehreren Messungen zu $11,9 \pm 1,0$ h ergab. Diese 11,9 h-Periode muss dem Cu⁶⁴ zugeordnet werden, welches somit ebenfalls durch Kernphotoeffekt aus dem stabilen Cu⁶⁵ (29,9%) entsteht. Für die rel. Ausbeute dieses (γ, n)-Prozesses ergibt sich:

$$\underline{A_{\text{Cu}^{65}} = 2,3 \pm 0,4}$$

7. Germanium.

Germanium besitzt fünf stabile Isotope: Ge⁷⁰ (21,2%), Ge⁷² (27,3%), Ge⁷³ (7,9%), Ge⁷⁴ (37,1%) und Ge⁷⁶ (6,5%). Daneben sind vier radioaktive Isotope bekannt, die von SEABORG, LIVINGOOD und FRIEDLANDER²⁶⁾ sowie von SAGANE, MIJAMOTO und IKAWA²⁷⁾ näher untersucht worden sind. Hier interessieren hauptsächlich jene radioaktiven Isotope, welche durch den (γ, n)-Prozess entstehen könnten, nämlich Ge⁶⁹, Ge⁷¹ und Ge⁷⁵. Ge⁶⁹ ist bis jetzt nur durch eine einzige Kernreaktion hergestellt worden, nämlich von MANN²⁸⁾ durch α -Bestrahlung von Zink. Seine Halbwertszeit wird mit 195 d angegeben. Über Art und Energie der Strahlung ist nichts bekannt. Ge⁷¹ ist ein Positronenstrahler, dessen Halbwertszeit von SEABORG,

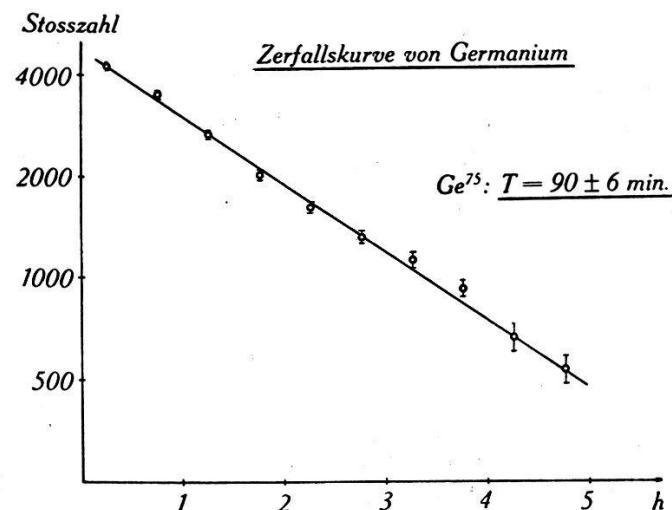


Fig. 5.

LIVINGOOD und FRIEDLANDER²⁶⁾ mit 40 ± 2 h angegeben wird, während SAGANE, MIJAMOTO und IKAWA²⁷⁾ dafür den viel kleineren Wert von 30 ± 4 h gefunden haben. Daneben soll dieses Isotop nach SEABORG u. a. noch einen isomeren Zustand von 11 d Halbwertszeit besitzen; SAGANE u. a. finden keine solche Aktivität in Germanium. Eine ähnliche Halbwertszeit von 9 d ordnen sie einem Galliumisotop zu. Für den Elektronenstrahler Ge⁷⁵ erhielten die genannten Autoren 89 ± 2 min., bzw. 82 ± 2 min. Halbwertszeit.

Um den Kernphotoeffekt $\text{Ge}^{76}(\gamma, n)\text{Ge}^{75}$ zu untersuchen, haben wir einen GeO_2 -Zylinder während je 2 Stunden bestrahlt. Aus 4 Einzelmessungen erhielten wir die in Fig. 5 gezeichnete Zerfallskurve. Ihre Halbwertszeit von 90 ± 6 min. zeigt, dass dabei das radioaktive Ge^{75} gebildet worden ist und stimmt mit der für dieses Isotop bekannten Halbwertszeit überein.

Für die rel. Ausbeute des (γ, n) -Prozesses an Ge^{76} fanden wir den Wert:

$$\underline{A_{\text{Ge}^{76}} = 24 \pm 3}$$

Für das Auffinden des Kernphotoeffektes an Ge^{72} wurde der GeO_2 -Zylinder während 15 h mit der Li- γ -Strahlung bestrahlt und anschliessend über 10 d gemessen, wobei die Zerfalls-

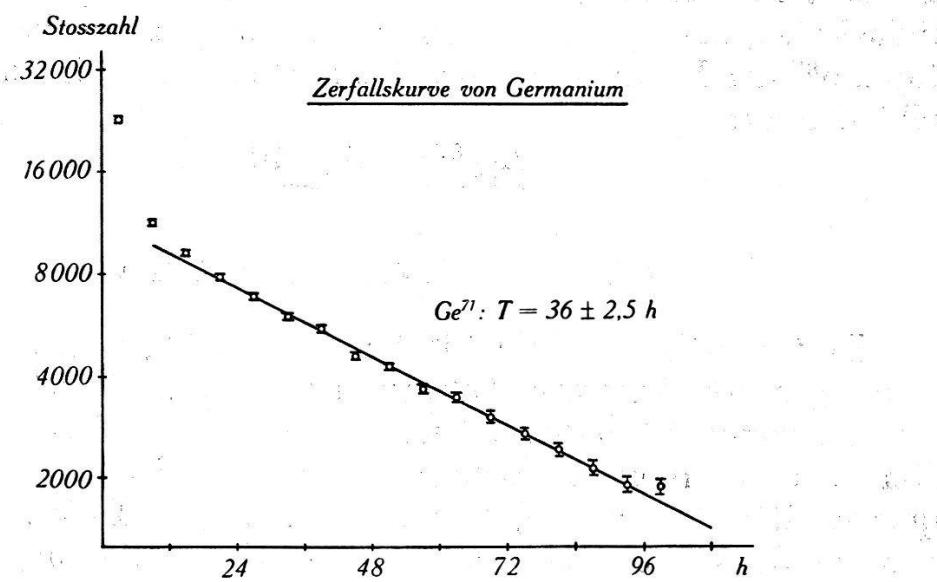


Fig. 6.

kurve der Fig. 6 erhalten wurde. Nach Abklingen der 90 ± 6 min.-Periode bleibt eine Aktivität von $36 \pm 2,5$ h übrig, welche bis auf den Nulleffekt verfolgt werden konnte. Von einer längeren Periode (9—11 d) wurde dabei nichts beobachtet. Die 36 h-Aktivität ist der Reaktion $\text{Ge}^{72}(\gamma, n)\text{Ge}^{71}$ zuzuschreiben, für deren rel. Ausbeute wir den Wert

$$\underline{A_{\text{Ge}^{72}} = 5,5 \pm 1}$$

gefunden haben.

8. Rubidium.

Rubidium hat zwei stabile Isotope mit den Massenzahlen 85 (72,8%) und 87 (27,2%). Das schwerere Isotop ist ein natürlicher β -Strahler mit einer Maximalenergie von 0,132 MeV. Dadurch erhöht sich der Nulleffekt im Zählrohr von 5 auf $\sim 20/\text{min}$. Wir haben Rubidiumcarbonat bestrahlt und nach dem radioaktiven

Isotop Rb⁸⁴ gesucht, über dessen Halbwertszeit in der Literatur keine eindeutigen Angaben vorhanden sind. Nach Bestrahlungen von einigen min. bis zu 2 h haben wir keine in dieser Größenordnung liegende Halbwertszeit finden können. Nur die im Zähler gemessene Stosszahl war nach jeder Bestrahlung höher und blieb über viele Stunden konstant. Wir vermuteten deshalb, es handle sich um den Kernphotoeffekt Rb⁸⁷(γ, n)Rb⁸⁶, der auf eine Halbwertszeit von 18 ± 1 d führen würde. Nach einer Bestrahlungsdauer von ~ 10 h konnten wir die in Rb₂CO₃ induzierte Aktivität während 18 d verfolgen. Die Auswertung der Zerfallskurve ergab eine Halbwertszeit von rund 17 d, in genügender Übereinstimmung mit der für das Rb⁸⁶ aus anderen Kernreaktionen erhaltenen Periode. Da die Ra + Be-Neutronen nur die Br⁸²(33,9 h)-Periode induzierten, kann geschlossen werden, dass auch am Rubidiumisotop Rb⁸⁷ der Kernphotoeffekt stattfindet. Seine rel. Ausbeute ergibt sich zu:

$$\underline{A_{Rb}^{87} = 53 \pm 10}$$

VII. Diskussion der Messergebnisse.

In theoretischen Arbeiten haben BOHR²⁹), BETHE und PLACZEK³⁰), sowie KALCKAR, OPPENHEIMER und SERBER³¹) auch den Kernphotoeffekt behandelt. Danach sind bereits bei mittelschweren Kernen und Anregungsenergien von rund 12 MeV die Wirkungsquerschnitte für den (γ, n)-Prozess von Isotop zu Isotop nicht stark voneinander verschieden und von der Größenordnung 10^{-25} bis 10^{-26} cm². Bei leichten Kernen und Anregungsenergien dieser Grösse ist der nach der Theorie zu erwartende Wirkungsquerschnitt wesentlich kleiner, und grössere individuelle Schwankungen bei den einzelnen Isotopen könnte man verstehen.

In Tabelle 1 sind die in dieser Arbeit gemessenen Kernphotoeffekte zusammengestellt. Aus ihr ersieht man folgendes: Bei den mittelschweren Kernen ist kein einziger sicherer Fall gefunden worden, in welchem der Wirkungsquerschnitt größenordnungsmässig nach unten herausfällt. Es muss darauf hingewiesen werden, dass der Kernphotoeffekt nach der hier beschriebenen Messmethode nur für eine beschränkte Zahl von Isotopen überhaupt untersucht werden kann. Wenn dabei der (γ, n)-Prozess nicht beobachtet wurde, so darf nicht ohne weiteres auf einen nach unten herausfallenden Wirkungsquerschnitt geschlossen werden, denn abgesehen davon kann noch aus folgenden Gründen ein (γ, n)-Prozess der Beobachtung entgehen:

1. Geringe rel. Häufigkeit des Ausgangsisotops: Damit lässt sich beispielsweise das negative Resultat für Ni⁶⁴ (0,88 %) und Zn⁶⁷ (0,5 %) erklären.

2. K-Einfang: Bei Positronenstrahlern tritt oft an Stelle der β^+ -Emission der Einfang eines Elektrons aus der K-Schale. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohrs für die dabei emittierte Röntgenstrahlung beträgt nur $\sim 1/1000$ derjenigen für Elektronen, so dass sich der Prozess der Beobachtung entzieht. So ist bekannt, dass Cr⁵¹, das durch (γ, n)-Prozess aus dem stabilen Cr⁵² entstehen könnte, grösstenteils durch Einfang eines Hüllenelektrons in Vanadium übergeht, während beim 12,8 h-Kupferisotop Cu⁶⁴ ebenfalls ein Teil der radioaktiven Kerne durch Elektroneneinfang stabil wird.

Tabelle 1.

Relative Ausbeuten des Kernphotoeffektes.

Ausgangsisotop mit rel. Häufigkeit	End-kern	Halbwertszeit		rel. Ausbeute
		unser Ergebnis	Literaturwert	
¹⁴ Si ²⁸ 89,6 %	Si ²⁷	$4,5 \pm 0,5$ s	4,92 s	$2,6 \pm 0,5$
²² Ti ⁴⁶ 7,95 %	Ti ⁴⁵	$3,0 \pm 0,3$ h	$3,08 \pm 0,06$ h	$7,4 \pm 1$
²⁴ Cr ⁵⁰ 4,49 %	Cr ⁴⁹	45 ± 5 min.		9 ± 2
²⁶ Fe ⁵⁴ 5,84 %	Fe ⁵³	$8,9 \pm 0,5$ m	$8,9 \pm 0,2$ m	31 ± 3
²⁸ Ni ⁵⁸ 67,4 %	Ni ⁵⁷	$36,9 \pm 1,5$ h	36 ± 2 h	$3,9 \pm 0,7$
²⁹ Cu ⁶³ 70,1 %	Cu ⁶²	$10,5 \pm 0,25$	$9,92 \pm 0,05$ m $10,5 \pm 0,5$ m	100 (B & G)
²⁹ Cu ⁶⁵ 29,9 %	Cu ⁶⁴	$11,9 \pm 1,0$ h	$12,8 \pm 0,3$ h	$2,4 \pm 0,4$
³² Ge ⁷² 27,3 %	Ge ⁷¹	$36 \pm 2,5$ h	40 ± 2 h 30 ± 4 h	$5,6 \pm 1$
³² Ge ⁷⁶ 6,5 %	Ge ⁷⁵	90 ± 6 m	89 ± 2 m 82 ± 2 m	24 ± 3
³⁷ Rb ⁸⁷ 27,2 %	Rb ⁸⁶	~ 17 d	18 ± 1 d	53 ± 10

3. Zu lange Halbwertszeit des entstehenden Isotops: Für die einwandfreie Bestimmung einer Halbwertszeit muss die Anfangsaktivität den Nulleffekt um das Doppelte übersteigen. Da unsere max. Bestrahlungszeiten ungefähr einem Tage entsprechen, so kann bei langen Halbwertszeiten nur ein Bruchteil der Sättigung erreicht werden. Deshalb musste auf die Auffindung der (γ, n)-Reaktion an den Isotopen Cr⁵², Mn⁵⁵, Fe⁵⁶, Co⁵⁹, Zn⁶⁶, Ge⁷⁰, As⁷⁵ und Se⁷⁶ verzichtet werden; auch Krypton konnte aus Intensitätsgründen nicht untersucht werden.

Andererseits kann eine zu grosse Ausbeute erhalten werden, wenn das Folgeprodukt des entstandenen radioaktiven Isotops wieder instabil ist. Wie schon erwähnt, wurde beim Chrom ein sukzessiver Zerfall nachgewiesen, während bei Eisen darüber nicht entschieden werden konnte.

Nach diesen Ausführungen bleibt noch das Nichtauftreten des Kernphotoeffektes an Vanadium besonders zu erwähnen. Vanadium ist hinsichtlich seiner radioaktiven Isotope von WALKE³²⁾ genau untersucht worden. Danach müsste aus dem stabilen V^{51} (100%) ein 3,7 h-Körper durch (γ, n) -Prozess entstehen. Wir haben V_2O_5 während 4 h bestrahlt, aber gar keine Aktivität gefunden ($A < 0,3$). Dies deutet darauf hin, dass entweder die von WALKE dem V^{50} zugeschriebenen β^+ -Teilchen kleine Energie besitzen, oder ein wesentlicher Teil der radioaktiven Vanadiumkerne sich durch K-Einfang umwandelt, da die anderen vorhin besprochenen Gründe für das Nichtbeobachten des (γ, n) -Prozesses hier nicht zutreffen. Wenn man sämtliche bekannten radioaktiven Isotope in einem Sargent-Diagramm aufzeichnet, so ergibt sich, dass einem β -Strahler von 3,7 h Halbwertszeit eine minimale Energie von 0,6 MeV entsprechen müsste. Deshalb bleibt für die Erklärung einer so kleinen Ausbeute des Kernphotoeffektes an V^{51} nur die Annahme, dass beim Positronenstrahler V^{50} ein wesentlicher Teil der Kerne durch K-Einfang stabil wird.

Das Verhältnis R des K-Einfanges zur Positronenemission kann bei erlaubten β -Prozessen aus der FERMI-Theorie berechnet werden³³⁾³⁴⁾. R hängt ab von der Kernladung Z und der Energie E_0 (inkl. Ruhemasse) des ausgesandten β -Teilchens. Für den speziellen Fall von V^{50} ($Z = 23$; $W_0 = \frac{E_0}{mc^2} = \frac{0,6 + 0,5}{0,5} \sim 2$) findet man für R den ungefähren Wert $R = 2^*$). Da die beim K-Einfang emittierte Röntgenstrahlung im Aktivitätszählrohr praktisch nicht gezählt wird, ergibt sich bei einer gemessenen rel. Ausbeute A des (γ, n) -Prozesses eine solche von $3 \cdot A$ (für $R = 2$). Deshalb kann als obere Grenze für die rel. Ausbeute des Kernphotoeffektes $V^{51}(\gamma, n)V^{50}$ der Wert $A < 1$ angegeben werden, mit derselben Genauigkeit, mit welcher der Wert von R aus der FERMI-Theorie bestimmt werden kann.

Wenn der Übergang $V^{50} \rightarrow Ti^{50} + \beta^+$ verboten ist, kann R nicht mehr berechnet werden. Dann ist aber nach dem Sargent-Diagramm die Energie E des Positrons $E > 0,6$ MeV. Dadurch

*) Herrn Prof. Dr. M. FIERZ sind wir für die Berechnung dieses Wertes sehr dankbar.

wird der K-Einfang unwahrscheinlicher, und der Wert $A \approx 1$ kann immer noch als obere Grenze betrachtet werden.

Wenn dem Vanadiumisotop V^{50} die Halbwertszeit $T = 3,7$ h zukommt, so ergibt sich für die rel. Ausbeute des Kernphotoeffektes $\text{V}^{51}(\gamma, n)\text{V}^{50}$ der kleinste ($A < 1$) aller Werte, die bis jetzt bei den mittelschweren Kernen gefunden wurden.

ALLEN, POOL, KURBATOW und QUILL¹⁹⁾ haben versucht, den Kernphotoeffekt an Ti^{46} nachzuweisen. Nach ihren Überlegungen ändert sich beim Übergang $\text{Ti}^{46} \rightarrow \text{Ti}^{45}$ der Spin um $\sim \frac{5}{2}$, dessen Grösse für Ti^{46} (g.g. Typ) 0 oder 1 beträgt, und es sei deshalb unwahrscheinlich, dass die Bestrahlung durch γ -Strahlen den Spin so stark erhöhen könnte. Sie erklärten damit ihr negatives Resultat im Beobachten des Kernphotoeffektes. Wie man der Tabelle 1 entnehmen kann, ist die Ausbeute des (γ, n) -Prozesses an Ti^{46} von gleicher Größenordnung wie bei den benachbarten Isotopen. Es hat also den Anschein, als ob ein grosser Spinunterschied keinen Einfluss hätte auf die Grösse des Wirkungsquerschnittes eines Kernphotoeffektes. Tatsächlich lässt sich darüber nichts Eindeutiges sagen. Erstens weiss man nichts über den Anteil, den das emittierte Neutron zum Spinunterschied beiträgt. Weiter gilt der oben angegebene Spin von Ti^{45} für den Grundzustand. Beim Kernphotoeffekt kann das Ti^{45} in einem angeregten Zustand entstehen. Es können daher beim Übergang in den Grundzustand ebenfalls Spinänderungen auftreten.

Zusammenfassung.

In Tabelle 1 sind die in dieser Arbeit gemessenen Kernphotoeffekte und ihre rel. Ausbeuten zusammengestellt. Es wurde ein neues radioaktives Chromisotop gefunden. Die Messungen werden diskutiert und stehen im Einklang mit theoretischen Erwägungen.

Unserem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER, möchten wir für seine wertvolle Unterstützung dieser Arbeit besonders danken. Herrn Dr. JACOBI, der die chemischen Abtrennungen ausführte und dem ALUMINUMFONDS NEUHAUSEN, welcher die für die Ausführung dieser Untersuchung nötigen Mittel zur Verfügung stellte, sowie der „CIBA“ A.G., Basel, welche uns die Anschaffung der Präparate ermöglichte, danken wir gleichfalls bestens.

Literaturverzeichnis.

- ¹⁾ O. HUBER, O. LIENHARD, P. SCHERRER und H. WÄFFLER: H.P.A. XVII, 139 (1944).
- ²⁾ E. R. GAERTTNER und H. R. CRANE: Phys. Rev. 52, 582 (1937).
- ³⁾ W. GENTNER: Z. Physik 107, 354 (1937).

- 4) W. BOTHE und W. GENTNER: Z. Physik **106**, 236 (1937); **112**, 45 (1939).
- 5) O. HUBER, O. LIENHARD, P. SCHERRER und H. WÄFFLER: H.P.A. XVI, 33 (1943).
- 6) O. LIENHARD: Diss. E.T.H. (1942).
- 7) R. PEIERLS: Proc. royal Soc. London **149**, 467 (1935).
- 8) K. SCHNETZLER: Z. Physik **95**, 302 (1935).
- 9) E. AMALDI, L. R. HAFSTAD und M. A. TUVE: Phys. Rev. **51**, 896 (1937).
- 10) H. T. RICHARDS: Phys. Rev. **59**, 796 (1941).
- 11) I. R. DUNNING: Phys. Rev. **45**, 586 (1934).
- 12) N. FEATHER: Proc. Camb. Phil. Soc. **34**, 599 (1938).
- 13) I. HOLTSMARK, R. TANGEN und H. WERGELAND: Norske Vidensk. Selsk. Forhandl. **11**, 46 (1938).
- 14) L. D. P. KING und D. R. ELLIOTT: Phys. Rev. **58**, 846 (1940).
- 15) AMALDI, D'AGOSTINO, FERMI, PONTECORVO, RASETTI und SEGRÉ: Proc. roy. Soc. London **149**, 522 (1935).
- 16) S. FLÜGGE und I. MATTIAUCH: Phys. Zeitschr. **44**, 181 (1943).
- 17) S. EKLUND und N. HOHL: Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik **29 A**, 1 (1943).
- 18) M. S. LIVINGSTON und H. A. BETHE: Rev. mod. Physics **9**, 245 (1937).
- 19) I. S. V. ALLEN, M. L. POOL, I. D. KURBATOW und L. L. QUILL: Phys. Rev. **60**, 425 (1941).
- 20) G. DICKSON und E. KONOPINSKI: Phys. Rev. **58**, 949 (1940).
- 21) L. TURNER: Phys. Rev. **58**, 679 (1940).
- 22) I. I. LIVINGGOOD und G. T. SEABORG: Phys. Rev. **54**, 391 (1938).
- 23) I. I. LIVINGGOOD und G. T. SEABORG: Phys. Rev. **54**, 51 (1938).
- 24) NELSON, M. L. POOL und I. D. KURBATOW: Phys. Rev. **61**, 428 (1942).
- 25) H. EWALD, erscheint demnächst. Siehe ¹⁶).
- 26) G.T. SEABORG, J. J. LIVINGGOOD und F. FRIEDLANDER: Phys. Rev. **59**, 320 (1941).
- 27) R. SAGANE, G. MIJAMOTO und M. IKAWA: Phys. Rev. **59**, 904 (1941).
- 28) W. B. MANN: Phys. Rev. **54**, 649 (1938).
- 29) N. BOHR: Nature **137**, 344 (1936).
- 30) H. A. BETHE und G. PLACZEK: Phys. Rev. **51**, 450 (1937).
- 31) F. KALCKAR, I. R. OPPENHEIMER und R. SERBER: Phys. Rev. **52**, 273 (1937).
- 32) H. WALKE: Phys. Rev. **52**, 777 (1937).
- 33) E. P. WIGNER: Phys. Rev. **56**, 519 (1939).
- 34) E. KONOPINSKI und G. E. UHLENBECK: Phys. Rev. **48**, 7 (1935).

Zürich, Physikalisches Institut der E.T.H.