

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 23 (1950)
Heft: I-II

Artikel: Kernumwandlungsprozesse mit schnellen Neutronen : ein Beitrag zur Prüfung der statistischen Kerntheorie
Autor: Wäffler, Hermann
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-112108>

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>

Kernumwandlungsprozesse mit schnellen Neutronen: Ein Beitrag zur Prüfung der statistischen Kerntheorie

von Hermann Wäffler (Eidg. Techn. Hochschule, Zürich).

(25. XI. 1949.)

Summary: The absolute cross-sections for the (n, p) and $(n, 2n)$ reactions have been measured for several nuclei, using $(\text{Li} + \text{D})$ as well as $(\text{B} + \text{D})$ neutrons at a bombarding energy of 500 kev. The isotopes investigated are the following:

(n, p) : Fe^{56} , Cu^{64} , Zn^{66} , Ge^{70} , Se^{76} , Mo^{98} , Ag^{109} , J^{127} , La^{139} .

$(n, 2n)$: N^{14} , F^{19} , K^{39} , Sc^{45} , Ti^{46} , Cu^{63} , Zn^{64} , Ge^{70} , Br^{79} , Zr^{90} , Ag^{107} , Sn^{124} , Sb^{121} , Te^{128} , J^{127} , Pr^{141} , Ho^{165} .

The comparison of the experimental cross-sections with the values computed from the statistical theory of nuclear transmutations shows for $(n, 2n)$ reactions agreement within a factor of 2, while for (n, p) processes the experimental cross-sections are higher than the theoretical values by a factor of 3 to 14. Some possible explanations for this discrepancy are discussed.

I. Einleitung.

Die statistische Kerntheorie¹⁾ macht quantitative Aussagen über den Ablauf von Kernreaktionen an schweren Elementen ($A > 50$). Sie hat eine weitgehende Bestätigung auf dem Gebiet der Resonanzprozesse, insbesondere der Absorption langsamer Neutronen erfahren. Für eine Reihe anderer Umwandlungen wurden dagegen auch zum Teil von der Theorie abweichende Resultate gefunden.

Über Einfangprozesse mit mittelschnellen Neutronen ($0,1 \leq \varepsilon_n \leq 1$ MeV) liegt eine Untersuchung von ALLEN u. a.²⁾ vor. Diese Autoren haben an 21 Isotopen den Einfangquerschnitt σ_{abs} für Photoneutronen einheitlicher Energie ($\varepsilon_n = 220$ bzw. 990 KeV) gemessen. Ihre Versuche zeigen im grossen und ganzen Übereinstimmung mit der Theorie, indem der Einfangquerschnitt σ_{abs} mit zunehmender Neutronenenergie tatsächlich abnimmt. Allerdings ist das Verhältnis $\sigma_{\text{abs}}(220) / \sigma_{\text{abs}}(990) \geq 1$ für die einzelnen Isotope individuellen Schwankungen unterworfen, welche sowohl über als auch unter den in summarischer Weise berechneten theoretischen Werten³⁾ liegen.

Die Einwirkung von Neutronen hoher Energie ($\varepsilon_n > 10$ MeV) auf Kerne führt häufig zur Reemission des einfallenden unter gleichzeitiger Abspaltung eines zweiten Neutrons ($(n, 2n)$ -Prozess). Auch für diesen Vorgang liefert die statistische Theorie den Wirkungs-

querschnitt in Abhängigkeit von der Energie des primär einfallenden Neutrons. Die experimentelle Untersuchung der $(n, 2n)$ -Prozesse ist noch sehr unvollständig, sie beschränkt sich auf vereinzelte Kerne. Die bisherigen Messungen⁴⁾⁵⁾ deuten darauf hin, dass der tatsächliche Wirkungsquerschnitt in einigen Fällen erheblich kleiner ist, als der entsprechende theoretische Wert.

Eine schöne Bestätigung der Theorie liefern hinwiederum die Austauschreaktionen von Typus (α, n) , $(\alpha, 2n)$, $(\alpha, 3n)$ ⁶⁾⁷⁾. Diese zeigen in Abhängigkeit von der Energie des einfallenden Alpha-Teilchens genau den von der Theorie vorausgesagten Verlauf der Ausbeute.

Weniger befriedigend scheint der theoretische Verlauf der (p, n) -Prozesse durch das Experiment wiedergegeben zu werden⁸⁾, doch stehen hier genaue Versuche noch aus*).

Im Gegensatz zu den bisher genannten Fällen existiert über Kernumwandlungen, die unter Emission von *geladenen* Teilchen verlaufen, nur wenig experimentelles Material. Als solche kommen praktisch nur Protonen in Betracht, weil der Austritt eines Alpha-Teilchens aus einem angeregten Zwischenkern infolge der hohen Potentialbarriere sehr unwahrscheinlich ist. Ein erster Versuch zur Prüfung der Theorie in dieser Richtung wurde vermitteltst der Kernphotoprozesse (γ, p) und (γ, n) unternommen⁹⁾. Sofern man die Absorption des Gammaquants als einen von der nachfolgenden Teilchenemission statistisch unabhängigen Vorgang auffasst, ist der Quotient der Wirkungsquerschnitte $\sigma(\gamma, p) / \sigma(\gamma, n)$ gleich dem Verhältnis der Austrittswahrscheinlichkeiten fp/fn für ein Proton bzw. Neutron aus dem Zwischenkern. Dieses Verhältnis kann der Theorie unmittelbar entnommen und mit dem Experiment verglichen werden. Die Versuche ergaben nun für den Quotienten $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$ Werte, die um rund zwei Größenordnungen über den theoretischen lagen. Eine mögliche Erklärung für diese Diskrepanz wurde von SCHIFF¹⁰⁾ vorgeschlagen. Er wies darauf hin, dass der durch Absorption eines Quants entstandene Zwischenkern sehr wohl eine andere Verteilung der Anregungszustände haben kann, als der durch Einfang eines Teilchens gebildete. Nimmt man weiterhin an, dass auch der Restkern, welcher beim Kernphotoprozess entsteht, eine Niveauverteilung besitzt, die im Vergleich zu derjenigen des statistischen Modells die Emission von Neutronen und Protonen mit hoher Energie begünstigt, so kann man in einfacher Weise die vom Experiment geforderte Erhöhung der theoretischen Austrittswahrscheinlichkeit für das Photoproton erhalten.

*) Solche Versuche werden zur Zeit am hiesigen Institut von den Herren BLASER, BÖHM und MARMIER durchgeführt.

II. Ziel der Arbeit.

Nachdem die Untersuchung der (γ, p) -Prozesse ergeben hat, dass die statistische Kerntheorie zur Erklärung dieses Reaktionstypus einer Modifikation bedarf, erschien es weiterhin von Interesse, die Austrittswahrscheinlichkeit für Protonen bei anderen Prozessen, welche nicht durch Gammastrahlen induziert werden, zu bestimmen.

Dadurch kann möglicherweise entschieden werden, ob sich die Kernphotoeffekte von den Teilchenreaktionen wirklich prinzipiell unterscheiden, oder ob vielmehr das statistische Modell als solches zur Beschreibung des Austritts von Protonen aus dem Kern unzureichend ist. Den einfachsten Umwandlungstyp dieser Art bildet die Reaktion (n, p) . Ihr Wirkungsquerschnitt ist nach der Theorie proportional dem Verhältnis der Austrittswahrscheinlichkeiten eines Protons bzw. Neutrons aus dem Zwischenkern:

$$\sigma(n, p) = \pi R^2 \frac{fp}{fp + fn} \cong \pi R^2 \frac{fp}{fn} *) \quad (1)$$

(R = Kernradius, $fp \ll fn$). Um einen unmittelbaren Vergleich zwischen Theorie und Experiment zu erhalten, wäre es wünschenswert, Wirkungsquerschnittsmessungen für diese Reaktion mit Neutronen einheitlicher, genügend hoher (8 bis 14 MeV) Energie durchzuführen. Solche Neutronen standen für die vorliegende Untersuchung nicht zur Verfügung. Als Neutronenquelle wurde hauptsächlich die Reaktion $(\text{Li} + \text{D})$ benützt, welche bei der verwendeten Deutonenenergie von 500 KeV unter einem Emissionswinkel von 90° zur Richtung des Deutonenstrahls ein kontinuierliches Spektrum mit einer Maximalenergie von 13,8 MeV liefert. Der gemessene Querschnitt $\sigma(n, p)$ stellt somit einen Mittelwert über dieses Spektrum dar. Zum Vergleich zwischen Theorie und Experiment ist also auch der theoretische Querschnitt, als eine Funktion der Neutronenenergie, über das vorliegende Spektrum zu integrieren. Über die Energieverteilung der $(\text{Li} + \text{D})$ -Neutronen liegen zwei verschiedene Messungen vor, die eine von RICHARDS¹¹⁾, die andere von GREEN und GIBSON¹²⁾. In beiden Fällen wurde die photographische Methode verwendet. Die Resultate dieser Autoren sind zusammen mit eigenen Messergebnissen für den Energiebereich $\epsilon_n > 6$ MeV in Fig. 1 dargestellt. Im Zusammenhang mit der vorliegenden Untersuchung interessiert nämlich nur die Energieverteilung oberhalb von etwa 6 MeV, da Neutronen kleinerer Energie zum (n, p) -Prozess praktisch

*) Über die genaue Bedeutung der Funktionen fp , fn siehe WEISSKOPF und EWING (loc. cit.).

keinen Beitrag mehr leisten. Die Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Kurven ist befriedigend, die Berechnung von $\sigma(n, p)$ nach Gleichung (1) ergab für jede derselben innerhalb von 20% die gleichen Werte. Der endgültigen Berechnung des theoretischen Wirkungsquerschnitts $\sigma(n, p)_{th}$ (s. Abschnitt IV) wurde das Spektrum von GREEN und GIBSON, welches die *grössten* Werte für denselben liefert, zugrunde gelegt. Um ferner sicherzustellen, dass die

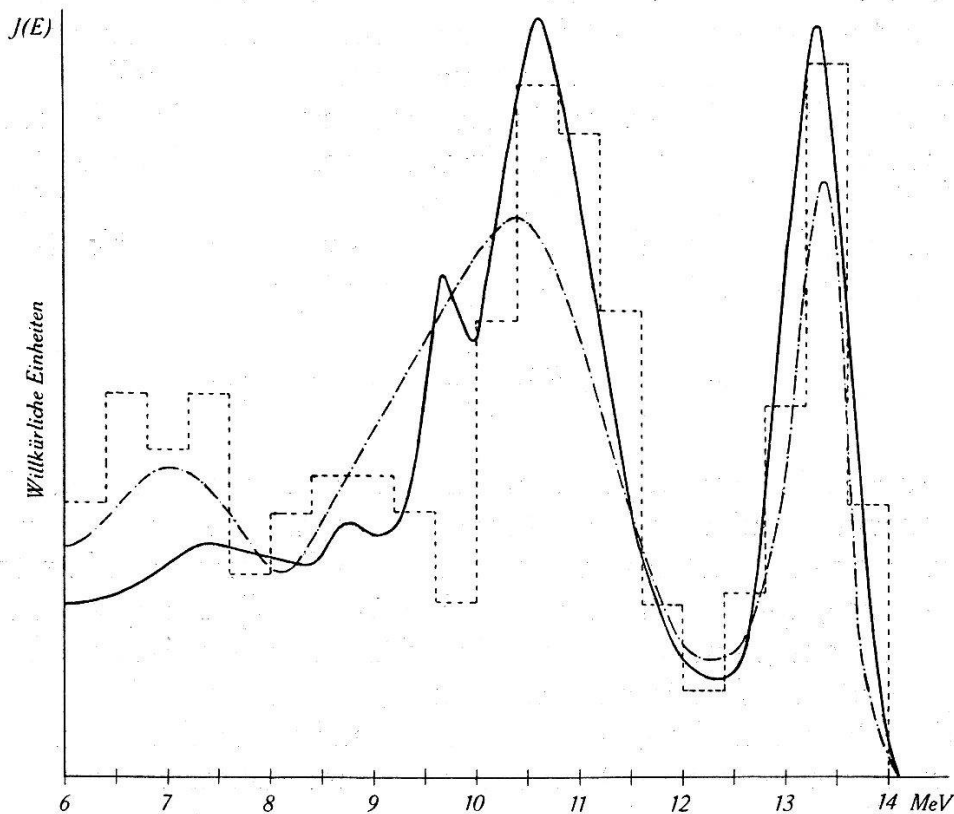


Fig. 1.

Energiespektrum der $(Li + D)$ -Neutronen.

— GREEN und GIBSON (1949).

- - - RICHARDS (1941).

..... Eigene Messungen (ca. 500 Spuren).

Alle Spektren sind flächengleich gezeichnet und auf eine Deutonenenergie von 500 KeV bezogen.

Form des Neutronenspektrums die Messergebnisse nicht beeinflusst, erschien es zweckmässig, die Versuche so weit als möglich mit zwei verschiedenen Neutronenquellen durchzuführen. Als weitere Neutronenreaktion wurde deshalb die Umwandlung $(B + D)$ benützt. Diese liefert bei 500 KeV Deutonenenergie ein Neutronenspektrum, dessen Gesamtintensität gegenüber dem $(Li + D)$ -Spektrum rund 100mal schwächer ist, und welches oberhalb von 5 MeV aus 3 Linien mit Energien von bzw. 13, 9 und 6 MeV besteht. Für die (n, p) -Prozesse sind fast ausschliesslich die beiden Linien von 13 und

9 MeV wirksam. Fig. 2 zeigt das Spektrum der Bor-Neutronen als Ergebnis der Messungen von POWELL¹³⁾, GIBSON¹¹⁾ und des Verfassers (400 Spuren).

Man erkennt, dass das hauptsächlich interessierende Intensitätsverhältnis der 13 MeV zur 9 MeV-Linie bei den einzelnen Kurven stark variiert, es beträgt bzw. 1:8 (POWELL), 1:2 (GIBSON) und 1:4 (eigene Messung). Die geringe Intensität der 13 MeV-Linie bei POWELL ist wohl dadurch zu erklären, dass bei seiner Messung nur

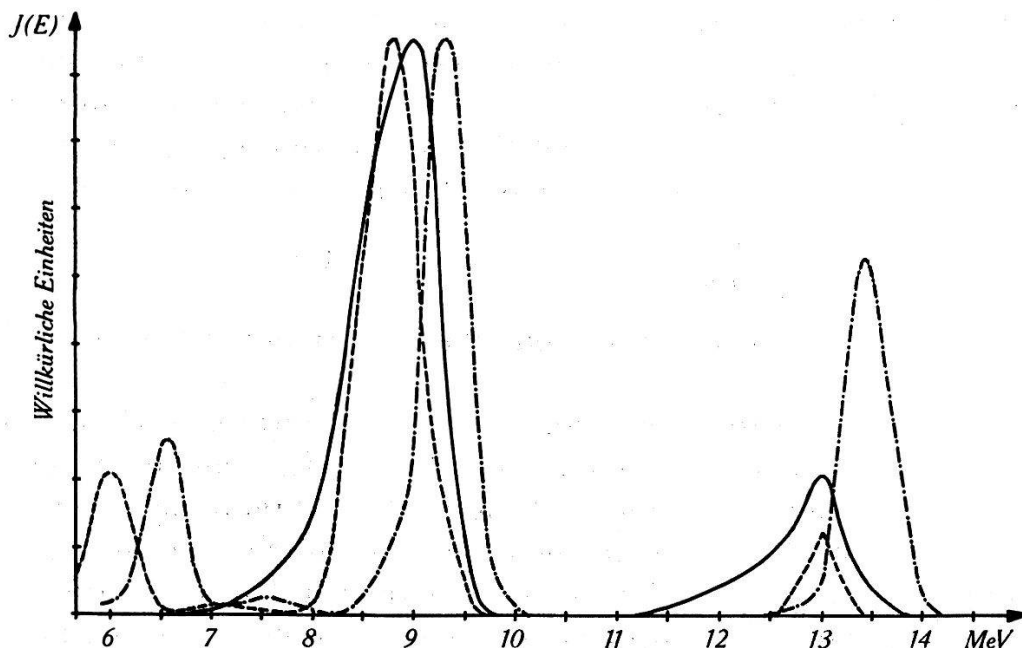


Fig. 2.

Energiespektrum der (B + D)-Neutronen.

— Eigene Messungen (ca. 400 Spuren) Deutonenenergie = 500 KeV.

- - - - GIBSON (1949) (ca. 450 Spuren) Deutonenenergie = 930 KeV.

..... POWELL (1943) Deutonenenergie = 500 KeV.

Der Ordinatenmaßstab ist so gewählt, dass die 9 MeV-Gruppe für sämtliche Spektren gleich hoch wird.

flachliegende Spuren berücksichtigt wurden und eine Korrektur auf den Austritt derselben aus der Schicht unterblieb. Bei diesem Verfahren werden meistens die kleineren Reichweiten gegenüber den grösseren bevorzugt. Der Unterschied zwischen GIBSON und den eigenen Resultaten hingegen lässt sich kaum auf messtechnische Ursachen zurückführen, da in beiden Fällen der Austritt der Spuren aus der Schicht berücksichtigt wurde. Es besteht jedoch noch die Möglichkeit, dass das Intensitätsverhältnis der beiden Linien von der Deutonenenergie abhängt. Diese betrug 930 KeV bei GIBSON, 500 KeV in den andern Fällen. Um das gefundene Intensitätsverhältnis nach Möglichkeit sicherzustellen, wurde eine weitere Mes-

sung des (B + D)-Spektrums durchgeführt (300 Spuren). Diese ergab ein Verhältnis $J(13):J(9):J(6) = 1:3,5:0,8$. Dieses letztere Verhältnis wurde der Berechnung der theoretischen (n, p) -Querschnitte zugrunde gelegt (s. Abschnitt IV). Die Annahme der Intensitätsverteilung $J(13):J(9):J(6) = 1:2:0,8$ würde das Resultat übrigens nicht stark ändern, die Rechnung ergibt für diesen Fall um 15 bis 20% höhere Werte.

Der Nachweis eines (n, p) -Prozesses gestaltet sich weitaus am einfachsten, wenn der entstehende Kern radioaktiv ist. Da die radioaktive Umwandlung des Produktkernes stets auf das Ausgangsisotop zurückführt, so kann bei bekannter Zerfallsenergie die Energietönung der (n, p) -Reaktion und damit auch die zur Berechnung von $f p$ in Gleichung (1) erforderliche Maximalenergie $\varepsilon_{p \max}$ der im Prozess emittierten Protonen berechnet werden. Es gilt die Beziehung

$$\varepsilon_{p \max} \cong \varepsilon_n + 0,78 - E_{\beta^-} \text{ (MeV)} \quad (2)$$

(E_{β^-} = gesamte Umwandlungsenergie des radioaktiven Produktkerns).

Die aus (n, p) -Prozessen stammenden Aktivitäten sind meistens wesentlich schwächer als die gleichzeitig auftretenden, durch $(n, 2n)$ -Prozesse hervorgerufenen. Eine saubere Trennung der beiden Effekte ist deshalb im allgemeinen nur dann möglich, wenn die bzw. Halbwertszeiten der entstehenden radioaktiven Isotope hinreichend verschieden sind. Die Untersuchung eines (n, p) -Prozesses schliesst somit stets auch die Identifizierung der allfälligen, am gleichen Element auftretenden $(n, 2n)$ -Reaktionen ein. Es lag deshalb nahe, auch diese Prozesse in die Untersuchung einzubeziehen. Vom Standpunkt der statistischen Kerntheorie kann der $(n, 2n)$ -Prozess als inelastische Streuung derjenigen primär einfallenden Neutronen, welche den Ausgangskern nach dem Streuvorgang in einem über der Dissoziationsenergie liegenden Anregungszustand zurücklassen, aufgefasst werden. Man hat dementsprechend für den Wirkungsquerschnitt*)

$$\sigma(n, 2n) = \sigma_{\text{abs}} \int_0^{\varepsilon_n - E_{\min}} I(\varepsilon) d\varepsilon / \int_0^{\varepsilon_n} I(\varepsilon) d\varepsilon \quad (3)$$

(σ_{abs} = Einfangquerschnitt für das einfallende Neutron, ε_n = kinetische Energie desselben, E_{\min} = Schwellenenergie des Prozesses, $I(\varepsilon)$ = Energieverteilung der inelastisch gestreuten Neutronen). Da die Energie ε_n des einfallenden Neutrons stets hoch ist, kann σ_{abs}

) Zu Gleichung (3) und (3) siehe WEISSKOPF und EWING (loc. cit.).

durch den geometrischen Kernquerschnitt πR^2 approximiert werden. Für schwere Kerne ($A > 50$) ist ferner $E_{\min} \cong B_n$, wo B_n die Abtrennarbeit für ein Neutron des Ausgangskerns bedeutet, und $I(\epsilon)$ annähernd gleich einer Maxwellverteilung. Man erhält dann

$$\sigma(n, 2n) \cong \pi R^2 \left[1 - \left(1 + (\epsilon_n - B_n)/2 \right) \sqrt{\frac{5\epsilon_n}{A}} e^{-(\epsilon_n - B_n)/2 \sqrt{\frac{5\epsilon_n}{A}}} \right] \quad (3*)$$

Eine Berechnung von $\sigma(n, 2n)$ setzt somit die Kenntnis der Neutron-Bindungsenergie B_n für den Ausgangskern voraus. Diese Bindungsenergien sind neuerdings für eine ganze Reihe von Isotopen bestimmt worden^{15) 16) 17)}, so dass hier in vielen Fällen ein exakter Vergleich zwischen Theorie und Experiment möglich geworden ist. Hierbei ist für das (Li + D)-Spektrum der Querschnitt $\sigma(n, 2n)$ wiederum über die Energieverteilung der einfallenden Neutronen ($B_n \leq \epsilon_n \leq \epsilon_n \max$) zu integrieren. Das (B + D)-Spektrum hat demgegenüber den Vorteil, dass es oberhalb von 9 MeV eine einzige Linie (13 MeV) besitzt, so dass für die Mehrzahl der untersuchten Kerne, bei welchen $B_n > 9$ MeV, die (B + D)-Reaktion sich wie eine Quelle monoenergetischer Neutronen verhält.

III. Durchführung der Versuche und Messergebnisse.

a) *Apparatur.* Die Beschreibung der Hochspannungsanlage mit Ionenquelle und Nachbeschleunigungsrohr findet sich in einer früheren Arbeit^{18)*)}. Die Technik der Bestrahlung und Aktivitätsmessung der Versuchskörper ist die gleiche wie bei der Untersuchung der (γ, p) - und (γ, n) -Prozesse¹⁹⁾.

b) *Bestimmung der relativen Wirkungsquerschnitte.* Alle für die Relativmessungen benützten Präparate wurden in Form von Hohlzylindern von 28 mm Innendurchmesser und einer Schichtdicke, die mindestens gleich der maximalen Reichweite der Betateilchen war, bestrahlt. Die Aktivitätsmessung erfolgte mit Zählrohren aus Aluminium von 24 mm Innendurchmesser, 50 mm freier Drahtlänge und 0,1 mm Wandstärke. Die Bestrahlung und Aktivitätsmessung wurde für jede der untersuchten Substanzen mindestens dreimal wiederholt. Die Dauer der Bestrahlung richtete sich nach der Halbwertszeit der induzierten Aktivität, sie betrug im Maximum acht Stunden. Die gemessene Aktivität rechnet man zweckmässigerweise

*) Zu Kontrollzwecken wurden auch einige Bestrahlungen am Tensator des Physikalischen Instituts durchgeführt. Herrn Dr. W. ZÜNIG und seinen Mitarbeitern möchte ich für die Durchführung der Bestrahlungen auch an dieser Stelle bestens danken.

auf die Ausbeute, d. i. die auf unendlich lange Bestrahlungsdauer bezogene Anfangsaktivität (Stosszahl/min), um. Um diese Ausbeute stets auf die gleiche Neutronenintensität beziehen zu können, wurde jeweils ein dicht an der Innenwand des Präparates anliegender Aluminiumzylinder von 0,4 mm Wandstärke mitbestrahlt. Je nach Bestrahlungsdauer konnte entweder die in Al durch schnelle Neutronen induzierte Aktivität des Mg^{27} (Halbwertszeit $T_{\frac{1}{2}} = 10$ min) oder diejenige des Na^{24} ($T_{\frac{1}{2}} = 14,9$ h) als Mass für die Neutronenintensität benützt werden. Alle auf gleiche Neutronenintensität reduzierten Ausbeuten wurden auf die Ausbeute der im Prozess $\text{Cu}^{63}(n, 2n)$ erhaltenen Cu^{62} Aktivität bezogen. (Für diesen Prozess wird der Absolutquerschnitt durch eine besondere Messung unter c) bestimmt.) Um aus diesen Relativausbeuten auf den relativen Wirkungsquerschnitt der betreffenden Reaktion schliessen zu können, muss man die Absorption der Betastrahlen im Präparat und in der Zählrohrwand ($\delta = 28 \text{ mg/cm}^2 \text{ Al}$) berücksichtigen. Die Absorptionskurven von Betastrahlen, welche aus dicken Präparatschichten stammen, verlaufen nun über mehrere Halbwertsdicken exponentiell. Infolgedessen kann man in guter Annäherung das Verhältnis der zu vergleichenden Ausbeuten dem Quotienten aus den bzw. Halbwertsdicken H proportional setzen. Berücksichtigt man noch, dass die Anzahl N der wirksamen Neutronen für zwei Reaktionen mit verschiedener Schwellenenergie ebenfalls verschieden ist, so erhält man für das Ausbeuteverhältnis irgendeines Prozesses (x) zum $(n, 2n)$ -Prozess an Cu^{63}

$$\frac{A(x)}{A(\text{Cu}^{63})} = \frac{N(x) \cdot \sigma(x) \cdot n(x) \cdot H(x)}{N(\text{Cu}^{63}) \cdot \sigma(\text{Cu}^{63}) \cdot n(\text{Cu}^{63}) \cdot H(\text{Cu}^{62})} e^{-\delta \left(\frac{\ln 2}{H'(x)} - \frac{\ln 2}{H'(\text{Cu}^{62})} \right)} \quad (4)$$

($n(x)$ = Anzahl der Kerne des betreffenden Isotops pro cm^3). Die Exponentialfunktion in Gleichung (4) trägt der Absorption der Betastrahlen in der Zählrohrwand Rechnung, die Halbwertsdicken H' (in mg/cm^2) im Exponenten beziehen sich auf Aluminium als Absorber. Die Halbwertsdicken $H(x)$, $H(\text{Cu}^{63})$ (in cm) dagegen sind für einen Absorber aus *gleichem* Material wie das betreffende Präparat, bzw. Kupfer zu nehmen. Unter Einführung des Molekulargewichts M der Substanz, der Zahl α der Atome pro Molekül sowie der relativen Häufigkeit ε^* des Isotops erhält man

$$\frac{\sigma(x)}{\sigma(\text{Cu}^{63})} = \frac{A(x) \cdot N(\text{Cu}^{63}) \cdot M(x) \cdot \varepsilon(\text{Cu}^{63}) \cdot H(\text{Cu}^{62})}{A(\text{Cu}^{63}) \cdot N(x) \cdot M(\text{Cu}^{63}) \cdot \alpha(x) \cdot \varepsilon(x) \cdot H(x)} e^{\delta \left(\frac{\ln 2}{H'(x)} - \frac{\ln 2}{H'(\text{Cu}^{62})} \right)} \quad (4^*)$$

In Gleichung (4*) sind nun auch die Halbwertsdicken H in mg/cm^2

*) Die relativen Häufigkeiten sind der Tabelle von G. T. SEABORG Rev. of mod. Physics **20**, 585 (1948) entnommen.

zu messen. $H(\text{Cu}^{62})$ wurde zu $140 \text{ mg/cm}^2 \text{ Cu}$ bestimmt. Die Grössen $\sigma(x)$, $\sigma(\text{Cu}^{63})$ stellen, wie bereits erwähnt, einen mittleren, über den wirksamen Teil des Neutronenspektrums integrierten Wirkungsquerschnitt dar. Gegen diese Methode der Wirkungsquerschnittberechnung lässt sich einwenden, dass sie der Rückstreuung der Betastrahlen im Präparat keine Rechnung trägt. Besondere Untersuchungen²⁰⁾ haben jedoch gezeigt, dass der dadurch verursachte Fehler bei Relativmessungen und bei der hier benützten Anordnung nicht mehr als etwa 10% ausmacht.

Die Auswahl unter den für eine Untersuchung der $(n, 2n)$ -Prozesse in Frage kommenden Isotope (Massenzahl A) wurde so getroffen, dass in keinem Falle durch Einfang eines Neutrons ((n, γ) -Prozess) an einem anderen Isotop ($A-2$) die gleiche Aktivität hervorgerufen werden konnte. Es hat sich nämlich gezeigt, dass in dieser Weise entstandene zusätzliche Aktivitäten unter Umständen ein mehrfaches des wirklichen $(n, 2n)$ -Querschnittes vortäuschen können. Die Zahl der Elemente, welche mit Bor-Neutronen auf einen (n, p) -Prozess hin untersucht wurden, ist wesentlich kleiner als im Falle der ca. 100mal intensiveren Lithiumneutronen. Die mit Bor-Neutronen induzierten Aktivitäten waren nämlich häufig zu schwach, um die Messungen mit der erforderlichen Genauigkeit durchzuführen.

Im folgenden sind die einzelnen Messergebnisse kurz besprochen. Eine Zusammenfassung der Resultate findet sich unter Abschnitt IV, Tab. I und II. Die Fehlergrenzen der für die relativen Querschnitte angeführten Werte betragen etwa 20% bei den $(n, 2n)$ -Prozessen und 30% bei den viel schwächeren (n, p) -Prozessen.

Die zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte benötigten Halbwertsdicken H wurden durch Absorptionsmessung bestimmt. Die meisten dieser Werte waren bereits von den Arbeiten über Kernphotoprozesse her bekannt. Alle Absorber waren als Hohlzylinder, welche dicht an das Zählrohr anschlossen, ausgebildet. Als Absorbermaterial wurde C (Graphit), Al, Fe, Cu, Mo, Ag, Pt, Pb benützt. Für Präparate, deren Ordnungszahl nicht in der Nähe der Ordnungszahl eines Absorbers lag, wurde die Absorptionskurve in zwei benachbarten Absorbern aufgenommen und zwischen den gefundenen Halbwertsdicken linear interpoliert. Bei Präparaten, welche als Verbindungen vorlagen, mussten die den einzelnen Komponenten entsprechenden Halbwertsdicken bestimmt und die Halbwertsdicke H der Verbindung im Verhältnis der Gewichtsanteile der Komponenten berechnet werden. In der nachstehenden Zusammenstellung sind die benützten Absorber dem *resultierenden* Werte der Halb-

wertsdicke eingeklammert beigegeben (z. B. $H(C, Fe) = 64 \text{ mg/cm}^2$ im Fall von Sc_2O_3). Die Absorption der Betastrahlen in der Zählrohrwand wurde durch Vorschalten eines zusätzlichen Absorbers von 0,1 mm Al bestimmt. Die Exponentialfunktion in (4*), welche zur Korrektur der gemessenen Aktivitäten auf die Zählrohrwandstärke Null dient, wird im folgenden mit f_z bezeichnet.

Nimmt man als (praktische) Schwellenenergie aller (n, p) -Prozesse den Wert von 6 MeV und für Cu^{63} die experimentell gesicherte Bindungsenergie $B_n = 10,9 \text{ MeV}$ an, so erhält man aus den Fig. 1 und 2 für das Verhältnis $N(Cu^{63}) / N(n, p) = 0,385$ für $(Li + D)$ -Neutronen bzw. $N(Cu^{63}) / N(n, p) = 0,188$ für $(B + D)$ -Neutronen. Diese beiden Faktoren gelten unverändert für alle (n, p) -Prozesse. Es ist noch zu bemerken, dass sie für den Vergleich zwischen den experimentellen und den theoretischen Wirkungsquerschnitten *keine* Rolle spielen, da sie in die Berechnung der letzteren ebenfalls eingehen und infolgedessen bei der Bildung des Quotienten $\sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{th}}$ herausfallen. Zur Berechnung der analogen Faktoren für die $(n, 2n)$ -Prozesse ist von Fall zu Fall die Kenntnis der Bindungsenergie B_n für das betreffende Isotop erforderlich. Mit Ausnahme von Ti^{46} , Ge^{70} , Te^{128} und Ho^{175} sind die Grössen B_n experimentell bekannt. Für die vier genannten Isotope wurden sie sowohl nach der von BOHR und WHEELER²¹⁾ als auch nach der von FEENBERG²²⁾ angegebenen Methode abgeschätzt und dann mit dem Mittelwert beider Resultate gerechnet.

Fast alle in einem $(n, 2n)$ -Prozess entstandenen radioaktiven Isotope sind Positronenstrahler, bei welchen auch Umwandlung durch K -Einfang möglich ist. Da der K -Einfang im Zählrohr nicht mitgemessen wird, so muss bei gegebenem Verzweigungsverhältnis N_K/N_{β^+} der gemessene Wirkungsquerschnitt mit dem Faktor $(1 + N_K/N_{\beta^+})$ multipliziert werden.

Die nachstehende Zusammenstellung enthält für jedes untersuchte Isotop an erster Stelle die Art der beobachteten Reaktion, die gemessene Halbwertszeit $T_{\frac{1}{2}}$ der induzierten Aktivität sowie das Wirkungsquerschnittsverhältnis $\sigma(x) / \sigma(Cu^{63})$. Die eingeklammerten Bezeichnungen (Li) bzw. (B) bedeuten, dass die betreffende Reaktion mit Lithium- bzw. Borneutronen durchgeführt wurde. Dann folgt die Angabe der chemischen Form (Element, Verbindung), in welcher das Präparat bestrahlt wurde, sowie alle übrigen zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts gemäss (4*) erforderlichen Daten. Zur Abkürzung ist σ_{rel} für $\sigma(x)/\sigma(Cu^{63})$, A_{rel} für $A(x)/A(Cu^{63})$ und N_{rel} für $N(Cu^{63})/N(x)$ gesetzt.

1. Stickstoff $N^{14} (n, 2n) N^{13} (T_{1/2} = 10 \text{ min}) (Li)^*$ $\sigma_{rel} = 0,6\%$.
 Melamin (66,6 Gewichtsprozent Stickstoff) $\cdot H (C) = 59 \text{ mg/cm}^2$, $f_z = 1,23$.
 Aus $E_{min} (N^{14}) = 1,07 \cdot B_n (N^{14}) = 11,4 \text{ MeV}$ folgt $N_{rel} = 1,32 \cdot A_{rel} = 0,8\%$.
2. Fluor $F^{19} (n, 2n) F^{18} (T_{1/2} = 112 \text{ min}) (Li)^*$ $\sigma_{rel} = 3,3\%$.
 $Li_2 F \cdot H (C) = 28 \text{ mg/cm}^2$, $f_z = 1,6 \cdot E_{min} (F^{19}) = 1,05 B_n (F^{19}) = 10,9 \text{ MeV}$
 (aus den Atommassen berechnet) $N_{rel} = 1 \cdot A_{rel} = 1,5\%$.
3. Kalium $K^{39} (n, 2n) K^{38} (T_{1/2} = 7,6 \text{ min}) (Li) \sigma_{rel} \cong 3\%$.
 Die natürliche Aktivität des K^{40} beeinträchtigte die Genauigkeit der Messung.
 $H (Al, Fe) \cong 138 \text{ mg/cm}^2$, $f_z \cong 1$, $E_{min} = 1,034$. $B_n = 13,5 \text{ MeV}$, $N_{rel} \cong 8$,
 $A_{rel} \cong 0,8\%$.
4. Scandium $Sc^{45} (n, 2n) Sc^{44}, Sc^{44*} (3,9^h, 54^h) (Li) \sigma_{rel} = 12,5\%$.
 $Sc_2O_3 \cdot H (C, Fe) = 64 \text{ mg/cm}^2$, $f_z = 1,15$, $E_{min} = 9,4 \text{ MeV}$, $N_{rel} = 0,47$,
 $A_{rel} = 26,6\%$.
5. Titan $Ti^{46} (n, 2n) Ti^{45} (T_{1/2} = 3,05^h) (Li) \sigma_{rel} = 16,8\%$.
 $TiO_2 \cdot H (C, Fe) = 48,8 \text{ mg/cm}^2$, $f_z = 1,29$, $E_{min} = 10 \text{ MeV}$ (berechnet)
 $N_{rel} = 0,6$, $A_{rel} = 0,69\%$.
6. Eisen $Fe^{56} (n, p) Mn^{56} (T_{1/2} = 2,6^h) (Li): \sigma_{rel} = 30\%$ (B): $\sigma_{rel} = 20\%$.
 Metallisches Eisen. Das Betaspektrum des Mn^{56} besteht aus drei Teilspektren von 2,81, 1,04 und 0,75 MeV Maximalenergie, deren relative Intensitäten bekannt sind²³). In besonderen Versuchen wurde der Zusammenhang zwischen Halbwertsdicke und Energie für Eisen als Absorbermaterial mittelst verschiedener Betastrahler bestimmt und mit Hilfe der so gewonnenen Eichkurve die mittlere Halbwertsdicke von Mn^{56} berechnet. Es ergab sich $H (Fe) = 93 \text{ mg/cm}^2$
 $f_z = 1,15$. (Li): $A_{rel} = 69,5$ (B): $A_{rel} = 95\%$.
7. Kupfer $Cu^{65} (n, p) Ni^{65} (T_{1/2} = 2,65^h) (Li) \sigma_{rel} = 9,1\%$.
 Metallisches Kupfer. Das Betaspektrum von Ni^{65} ist komplex ²⁴), es wurde in analoger Weise wie unter 6. verfahren. $H (Cu) = 59 \text{ mg/cm}^2$. $f_z = 1,10$.
 $A_{rel} = 4,4\%$.
8. Zink a) $Zn^{64} (n, 2n) Zn^{63} (T_{1/2} = 38 \text{ min}) (Li): \sigma_{rel} \cong 60\%$, (B): $\sigma_{rel} \cong 20\%$.
 Metallisches Zink. Die Ausbeute A_{rel} konnte nur approximativ bestimmt werden, da sich die 57 min-Aktivität des Zn^{69} störend bemerkbar machte. Diese entsteht durch Neutron-Einfang ($Zn^{68} n, \gamma Zn^{69}$). $H (Cu) = 106,5 \text{ mg/cm}^2$, $f_z = 1,15$, (Li): $N_{rel} = 1,5$, $A_{rel} \cong 20\%$, (B): $A_{rel} \cong 10\%$.
 b) $Zn^{66} (n, p) Cu^{66} (T_{1/2} = 5 \text{ min}) (Li): \sigma_{rel} = 19,7\%$, (B): $\sigma_{rel} = 16,2\%$.
 $H (Cu) = 122 \text{ mg/cm}^2$, $f_z = 1,05$, (Li): $A_{rel} = 17,3\%$. (B): $A_{rel} = 29\%$.
9. Germanium a) $Ge^{70} (n, 2n) Ge^{69} (T_{1/2} = 39^h) (Li): \sigma_{rel} = 126\%$, (B): $\sigma_{rel} = 139\%$.
 $Ge_2O_3 \cdot H (C, Cu) = 36 \text{ mg/cm}^2 \cdot f_z = 1,53$. $B_n = 11 \text{ MeV}$ (Näherungsweise berechnet (Li): $N_{rel} = 1,07\%$, $A_{rel} = 1,36\%$ (B): $A_{rel} = 1,59\%$. Zu berücksichtigen ist, dass Ge^{69} zum grösseren Teil durch K -Einfang zerfällt: $N_K/N_{\beta^+} = 2^{25}$).
 b) $Ge^{70} (n, p) Ga^{70} (T_{1/2} = 20 \text{ min}) (Li): \sigma_{rel} = 22,7\%$, (B): $\sigma_{rel} = 13,3\%$.
 $H (C, Cu) = 73,8 \text{ mg/cm}^2 \cdot f_z = 1,15$, (Li): $A_{rel} = 5,15\%$, (B): $A_{rel} = 6,61\%$.
10. Selen $Se^{76} (n, p) As^{76} (T_{1/2} = 26,4^h) (Li): \sigma_{rel} = 10,6\%$.
 Selen. $H (Cu, Ag) = 114 \text{ mg/cm}^2 \cdot f_z = 1,08$, $A_{rel} = 2,75\%$.

*) Die Ausbeuten für den $(n, 2n)$ -Prozess an Stickstoff und Fluor wurden bereits von P. JENSEN (loc. cit.) gemessen. Seine Werte stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit den obigen überein.

11. Brom $\text{Br}^{79} (n, 2n) \text{Br}^{78}$ ($T_{1/2} = 6,4$ min) (Li): $\sigma_{\text{rel}} = 123\%$, (B): $\sigma_{\text{rel}} = 163\%$.
 $\text{NaBr. H (Al, Cu, Ag)} = 123 \text{ mg/cm}^2$, $f_z = 1,04$, $B_n = 10,7 \text{ MeV}$, $N_{\text{rel}} = 0,84$
(Li): $A_{\text{rel}} = 53,8\%$, (B) $A_{\text{rel}} = 54,2\%$.
12. Zirkon $\text{Zr}^{90} (n, 2n) \text{Zr}^{89}$, Zr^{89*} ($T_{1/2} = 80 \text{ h}$, $4,5$ min) (Li) $\sigma_{\text{rel}} = 40,7\%$.
 $\text{ZrO}_2\text{H (C, Mo)} = 38 \text{ mg/cm}^2$, $f_z = 1,30$, $B_n = 12,48 \text{ MeV}$ bzw. $11,93 \text{ MeV}^*)$,
 $N_{\text{rel}} = 1,62$, $A_{\text{rel}} = 2,73\%$.
13. Molybdän $\text{Mo}^{97} (n, p) \text{Cb}^{97}$ ($T_{1/2} = 69$ min) (Li) $\sigma_{\text{rel}} = 5,7\%$.
Molybdän. H (Mo) = 44 mg/cm^2 , $f_z = 1,20$, $A_{\text{rel}} = 0,35\%$.
14. Silber $\text{Ag}^{109} (n, p) \text{Pd}^{109}$ ($T_{1/2} = 13,3\text{h}$), (Li): $\sigma_{\text{rel}} = 2,4\%$, (B): $\sigma_{\text{rel}} = 1,64\%$.
Silber. H (Ag) = $31,8 \text{ mg/cm}^2$, $f_z = 1,38$, (Li): $A_{\text{rel}} = 0,43\%$, (B): $A_{\text{rel}} = 0,73\%$.
15. Zinn a) $\text{Sn}^{117} (n, p) \text{n}^{117}$ ($T_{1/2} = 118$ min) (Li): $\sigma_{\text{rel}} = 2,8\%$.
Zinn. H (Ag) = $60,5 \text{ mg/cm}^2$ $f_z = 1,10$, $A_{\text{rel}} = 7,25\%$.
b) $\text{Sn}^{124} (n, 2n) \text{Sn}^{123}$ ($T_{1/2} = 39,5$ min) (Li): $\sigma_{\text{rel}} \geq 150\%$.
H (Ag) = 44 mg/cm^2 , $f_z = 1,20$, $B_n = 8,50 \text{ MeV}$, $E_{\text{rel}} = 0,48$, $A_{\text{rel}} = 3,72\%$.
Das 130 d-Isomer wurde nicht mitgemessen, der angegebene Wirkungsquerschnitt stellt also nur eine untere Grenze dar.
16. Antimon $\text{Sb}^{121} (n, 2n) \text{Sb}^{120}$ ($T_{1/2} = 17$ min) (Li): $\sigma_{\text{rel}} \geq 121\%$ (B): $\sigma_{\text{rel}} \geq 182\%$.
H (Ag) = 56 mg/cm^2 , $f_z = 1,11$, $B_n = 9,25 \text{ MeV}$, $N_{\text{rel}} = 0,53$, (Li): $A_{\text{rel}} = 37,9\%$
(B): $A_{\text{rel}} = 24,3\%$.
Das 6 d-Isomer wurde nicht gemessen, der angegebene Wirkungsquerschnitt stellt somit eine untere Grenze dar.
17. Tellur a) $\text{Te}^{130} (n, 2n) \text{Te}^{129, 129*}$ ($T_{1/2} = 1,1 \text{ h}$, 38 d) (Li) $\sigma_{\text{rel}} = 208\%$.
Tellur H (Ag) = 70 mg/cm^2 , $f_z = 1,15$, $B_n = 7,5 \text{ MeV}$ (berechnet)
 $N_{\text{rel}} = 0,435$, $A_{\text{rel}} = 59,6\%$.
b) $\text{Te}^{128} (n, 2n) \text{Te}^{127}$, ($T_{1/2} = 9,3 \text{ h}$)** (Li) $\sigma_{\text{rel}} = 124\%$.
Tellur. H (Ag) = 19 mg/cm^2 $f_z = 1,74$ $B_n = 8,5 \text{ MeV}$ $N_{\text{rel}} = 0,482\%$,
 $A_{\text{rel}} = 4,61\%$.
18. Jod a) $\text{J}^{127} (n, p) \text{Te}^{127}$ ($T_{1/2} = 9,3 \text{ h}$) (Li): $\sigma_{\text{rel}} \geq 2,15\%$.
Jod. H (Ag) = $19,3 \text{ mg/cm}^2$, $f_z = 2,4$, $A_{\text{rel}} = 0,3\%$.
Das 90 d-Isomer wurde nicht gemessen.
b) $\text{J}^{127} (n, 2n) \text{J}^{126}$ (13 d) (Li): $\sigma_{\text{rel}} = 173\%$ (B): $\sigma_{\text{rel}} = 163\%$.
H (Ag) = 36 mg/cm^2 , $f_z = 1,55$, $B_n = 9,3 \text{ MeV}$, $N_{\text{rel}} = 0,48$, (Li): $A_{\text{rel}} = 43,3\%$, (B): $A_{\text{rel}} = 19,6\%$.
19. Lanthan $\text{La}^{139} (n, p) \text{Ba}^{139}$ ($T_{1/2} = 84$ min) (Li) $\sigma_{\text{rel}} = 0,33\%$.
 La_2O_3 . H (C, Ag, Pt) = $101,5 \text{ mg/cm}^2$, $f_z \cong 1$, $A_{\text{rel}} = 0,46\%$.
20. Praseodym $\text{Pr}^{141} (n, 2n) \text{Pr}^{140}$ ($T_{1/2} = 3,5$ min) (Li): $\sigma_{\text{rel}} = 109\%$
(B): $\sigma_{\text{rel}} = 135\%$.
Praseodymoxalat mit 46,3 Gewichtsprozent Pr_2O_3 . H (C, Ag, Pt) = $118,2 \text{ mg/cm}^2$, $f_z = 1,03$, $B_n = 9,4 \text{ MeV}$, $N_{\text{rel}} = 0,49$, (Li): $A_{\text{rel}} = 57,5\%$, (B): $A_{\text{rel}} = 35,4\%$.
21. Holmium $\text{Ho}^{165} (n, 2n) \text{Ho}^{164}$ ($T_{1/2} = 41,5$ min) (Li): $\sigma_{\text{rel}} = 332\%$
(B): $\sigma_{\text{rel}} = 97\%$.
 Ho_2O_3 (C, Ag, Pt) = $26,6 \text{ mg/cm}^2$, $f_z = 1,23$, $B_n = 6,5 \text{ MeV}$ (berechnet) (Li):
 $N_{\text{rel}} = 0,4\%$, $A_{\text{rel}} = 31,5\%$, (B): $N_{\text{rel}} = 0,22$, $A_{\text{rel}} = 15,7\%$.

*) Der Wert $12,48 \text{ MeV}$ bezieht sich auf das $4,5$ min. Isomer, welches einem Anregungszustand von $0,55 \text{ MeV}$ entspricht. Der Bestimmung von N_{rel} wurde ein mittlerer Wert von $B_n \cong 12,2 \text{ MeV}$ zugrundegelegt.

**) Die dem Isomer Te^{127*} zugeschriebene God-Aktivität trat nicht auf.

c) *Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\text{Cu}^{63}(n, 2n)^*$.* Zur Ermittlung des $(n, 2n)$ -Querschnitts für Cu^{63} wurde einerseits die Anzahl der in einer dünnen Kupferfolie (12 mg/cm^2) aktivierten Kerne und andererseits die Zahl der durch diese

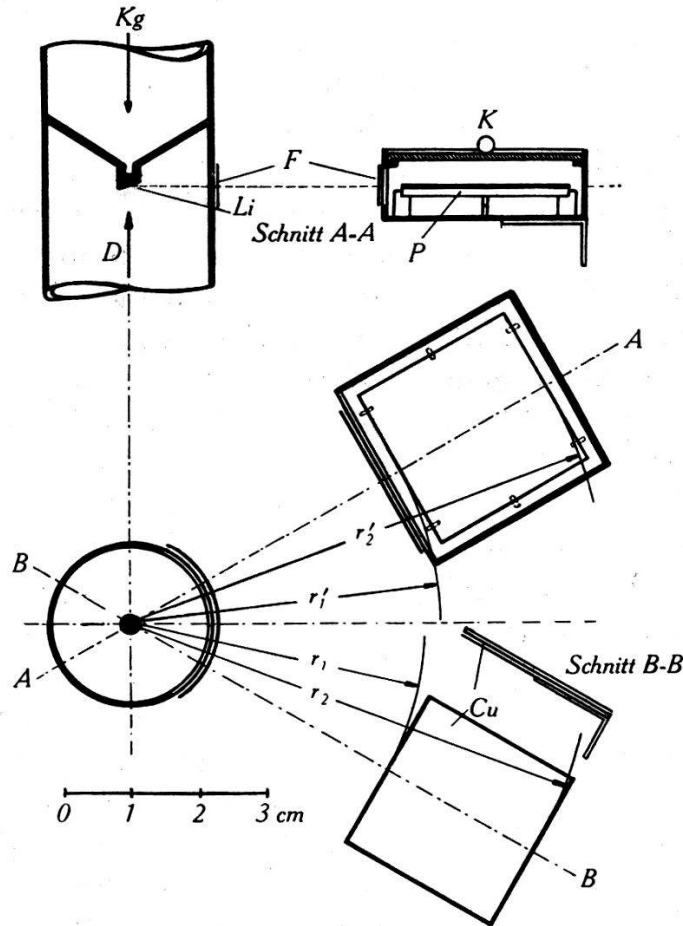


Fig. 3.

Anordnung zur Absolutmessung des $(n, 2n)$ -Querschnitts an Cu^{63} .

D	Deutonenstrahl.	F	Fenster (0,1 mm Al).
Li	Lithium-Target (3 mm Durchmesser).	K	Kassette für fotogr. Platte.
Kg	Kühlung (feste Kohlensäure).	P	Photographische Platte.
		Cu	Kupferfolie.

Folie hindurchgetretenen Neutronen mit Energien $\varepsilon_n \geq B_n = 10,9 \text{ MeV}$ gemessen. Die Folie ($76,5 \times 25 \times 0,014 \text{ mm}^3$) wurde senkrecht zur Längsrichtung dreifach zusammengefaltet und 10 Minuten lang so bestrahlt, dass sie praktisch nur von Neutronen, deren Emissionswinkel 90° betrug, unter streifendem Einfall durchsetzt wurde (siehe Fig. 3). Gleichzeitig mit der Folie und in gleicher Anordnung wurde auch eine photographische Platte (Kodak NT 2 a,

*) Den Herren cand. phys. M. GRIBI und C. ZANGGER, die bei diesen Messungen mitwirkten, möchte ich auch an dieser Stelle bestens danken.

Emulsionsdicke 150μ , Fläche $25 \times 25 \text{ mm}^2$) exponiert. Solche Platten eignen sich gut zur Bestimmung der Neutronenintensität für einen vorgegebenen Energiebereich, da der Stossquerschnitt Neutron-Proton, der Wasserstoffgehalt der Emulsion und auch der Zusammenhang zwischen Reichweite und Energie der Rückstossprotonen bekannt ist. Die Gesamtzahl der in der Kupferfolie aktivierten Kerne wurde mit einem Zählrohr des bei den Relativmessungen verwendeten Typs bestimmt. Zur Aktivitätsmessung wurde die Folie um das (zwecks Vermeidung von Rückstreuungseffekten) freistehend aufgestellte Zählrohr herangelegt. Ein dünnes Uranpräparat gleicher Abmessungen wie die Kupferfolie (16 mg U_3O_3 auf einer $0,01 \text{ mm}$ Al-Folie) diente zur Umrechnung der am Zählrohr gemessenen Stosszahl auf die Zahl der in der Folie aktivierten Atome. Im Fall der $(\text{Li} + \text{D})$ -Neutronen wurden im Mikroskop (600fache Vergrößerung) auf einer Fläche von $1,654 \text{ cm}^2$ Emulsion im Winkelbereich $0 \pm 10^\circ$ zur Einfallsrichtung des Neutrons 96 Rückstossprotonen der Energie $\varepsilon_p \cong \varepsilon_n \geq 10,9 \text{ MeV}$ (Reichweite $R \geq 600 \mu$) ausgemessen. Korrigiert man diese Zahl auf den Austritt der Spuren aus der Schicht²⁶⁾, so erhält man $Z_p = 158$ Protonen. Die Aktivitätsmessung der Folie ergab eine Ausbeute von $A_{\text{Cu}} = 160 / \text{min}$, das U_3O_3 -Präparat eine Stosszahl $A_u = 3050 / \text{min}$. Nimmt man an, dass 1 g Uran 12220 UX_2 -Betateilchen pro sec emittiert²⁷⁾, so erhält man mit $f_z = 0,945$ und einem Korrekturfaktor $f_{\text{abs}} = 1,06$ für die Selbstabsorption der Cu^{62} -Betateilchen in der Folie die Zahl der während der Bestrahlung aktivierten Cu^{62} Kerne zu $Z_{\text{Cu}^{62}} = 6150$. In dieser Zahl ist die Rückstreuung der Betateilchen im Präparat nicht berücksichtigt. Diese beträgt weniger als 10% und wird annähernd durch die Rückstreuung im Uranpräparat kompensiert. Der Zusammenhang zwischen Z_p und $Z_{\text{Cu}^{62}}$ ist nun gegeben durch den Ausdruck

$$Z_{\text{Cu}^{62}} = N \frac{\sigma(n, 2n) \cdot n_{\text{Cu}^{63}} \cdot V(\text{Cu})}{4 \pi r_1 r_2} = \frac{Z_p 4 \pi r_1' r_2'}{V(E_m) \cdot n_H \cdot \sigma(n, p)} \frac{\sigma(n, 2n) \cdot m(\text{Cu}) \cdot L \cdot \varepsilon(\text{Cu}^{63})}{4 \pi r_1 r_2 \cdot A}$$

$r_1 = 4,3 \text{ cm}$, $r_2 = 6,8 \text{ cm}$: Abstände Targetzentrum-Ränder der Cu-Folie (s. Fig. 3).

$r_1' = 4,3 \text{ cm}$, $r_2' = 6,3 \text{ cm}$: Abstände Targetzentrum-Ränder des in der Emulsion ausgemessenen Bereichs.

$m(\text{Cu}) = 0,246 \text{ g}$: Masse der Cu-Folie.

$\varepsilon(\text{Cu}^{63}) = 69,1\%$: Relat. Häufigkeit von Cu^{63} .

$L = 6,06 \cdot 10^{23}$: Zahl der Atome pro Mol $A = 63,6 \text{ g}$.

$V(E_m) = 23,8 \text{ mm}^3$ (bzw. 45 mm^3 für (B)): Volumen des in der Emulsion ausgemessenen Bereiches.

$n_H = 3,2 \cdot 10^{22}$: Zahl der H-Atome pro cm^3 der Emulsion.

$\sigma(n, p) = 0,7 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$: Mittlerer Neutron-Proton Streuquerschnitt im Energiebereich $10,9 \leq \varepsilon_n \leq 13,8 \text{ MeV}$ (bzw. $\sigma(n, p) = 0,69 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ für $\varepsilon_n = 13 \text{ MeV}$).

Durch Einsetzen der Zahlenwerte findet man

$$\underline{(\text{Li}): } \sigma(n, 2n) = 3,14 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$$

Für die (B + D)-Neutronen wurde die Messung in analoger Weise durchgeführt mit dem Unterschied, dass aus Intensitätsgründen die Kupferfolie in kleinerem ($r_1 = 13$, $r_2 = 38$ mm), die photographische Platte hingegen in grösserem Abstand ($r_1' = 86$ $r_2' = 106$ mm) vom Zentrum der Target bestrahlt werden musste*). Die Bestrahlungsdauer betrug 20 min. Auf $2,25 \text{ cm}^2$ der Emulsion entfielen 95 Protonen der 13 MeV-Gruppe (Reichweite $R \cong 840 \mu$). Mit der Korrektur auf den Austritt der Spuren aus der Schicht (Schichtdicke = 200μ) erhöht sich diese Zahl auf $Z_p = 151$. Die Ausbeute der Cu^{62} -Aktivität betrug $A_{\text{Cu}} = 246/\text{min}$. Daraus ergibt sich die Gesamtzahl der während der Bestrahlung aktivierten Cu^{62} -Kerne zu $Z_{\text{Cu}^{62}} = 13710$. Mit diesen Daten erhält man den Wirkungsquerschnitt für monoenergetische 13 MeV-Neutronen:

$$\underline{(\text{B}): } \sigma(n, 2n) = 3,60 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$$

Mit einem relativen mittleren Fehler von 10% in Z_p , 15% in $Z_{\text{Cu}^{62}}$ und etwa 8% in n_H wird der mittlere Fehler der beiden Absolutquerschnitte rund 20%.

IV. Vergleich mit den Ergebnissen der statistischen Kerntheorie.

a) $(n, 2n)$ -Prozesse.

Der theoretische Wert des $(n, 2n)$ -Querschnitts für Cu^{63} ergibt sich gemäss Gleichung (3*) (mit $R = r_0 \cdot A^{\frac{1}{3}}$ $r_0 = 1,30 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$).

$$\underline{(\text{Li}): } \sigma_{\text{th}}(n, 2n) = 1,85 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2, \quad (\text{B}): \sigma_{\text{th}}(n, 2n) = 2,38 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2.$$

Zur Berechnung von σ_{th} für (Li + D)-Neutronen wurde das Neutronen-Spektrum (Fig. 1) in Streifen von je 0,5 MeV Breite unterteilt, für die Mitte jedes Energieintervalls der zugehörige Partialquerschnitt σ_λ berechnet und mit dem Inhalt f_λ des Intervalls multipliziert. Unter $\sigma_{\text{th}}(n, 2n)$ ist der Mittelwert

$$\sigma_{\text{th}}(n, 2n) = \frac{\sum_{B_n}^{E_n \text{ max}} \sigma_\lambda(\epsilon_n) f_\lambda(\epsilon_n)}{\sum_{B_n}^{E_n \text{ max}} f_\lambda(\epsilon_n)} = \frac{1}{N(\text{Cu}^{63})} \sum_{B_n}^{E_n \text{ max}} \sigma_\lambda f_\lambda$$

*) In diesem Fall wurden die bzw. Raumwinkel durch numerische Integration bestimmt.

Tabelle I.

Zusammenstellung der experimentellen und theoretischen ($A \geq 45$) ($n, 2n$)-Querschnitte.

Der Berechnung von σ_{th} wurde als Kernradius $R = 1,3 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$ cm zugrundegelegt.

Ausgangs-isotop			(Li + D)-Neutronen (E _{max} = 13,8 Me V)					(B + D)-Neutronen (E _{max} = 13 Me V)					Verhältnis der mit Li- bzw. B-Neutr. erh. W. Q.			
Symbol	Z	Rel. H %	B _n (Me V)	$\sigma(x)/\sigma(\text{Cu}^{63})$ in %		$\sigma(x)$ in 10 ⁻²⁵ cm ²		$\sigma(x)/\sigma(\text{Cu}^{63})$ in %		$\sigma(x)$ in 10 ⁻²⁵ cm ²		$\frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{th}}}$	$\frac{\sigma(\text{Li})}{\sigma(\text{B})}$ exp	$\frac{\sigma(\text{Li})}{\sigma(\text{B})}$ th		
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
1	N ¹⁴	7	99,6	10,7	0,6	—	0,019	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2	F ¹⁹	9	100	10,4	3,3	—	0,104	—	—	—	—	—	—	—	—	—
3	K ³⁹	19	93,3	13,2	≈ 3	—	≈ 0,09	—	—	—	—	—	—	—	—	—
4	Sc ⁴⁵	21	100	9,2	12,5	108,7	0,39	2,01	0,19	—	—	—	—	—	—	—
5	Ti ⁴⁶	22	7,95	10,0*	16,8	74,6	0,53	1,38	0,38	—	—	—	—	—	—	—
6	Cu ⁶³	29	69,09	10,90	100	100	3,14	1,85	1,70	100	100	3,60	2,38	1,51	0,87	0,78
7	Zn ⁶⁴	30	48,89	11,80	≈ 60	84,2	≈ 1,9	1,56	≈ 1,2	≈ 20	23,6	≈ 0,72	0,56	≈ 1,3	≈ 2,6	2,78
8	Ge ⁷⁰	32	20,55	11,0*	126	113	3,96	2,09	1,9	139	106	5,0	2,52	1,98	0,79	0,83
9	Br ⁷⁹	35	50,5	10,7	123	126,9	3,86	2,35	1,64	163	150	5,87	3,57	1,64	0,66	0,46
10	Zr ⁹⁰	40	51,46	12,2	40,7	50	1,28	0,93	1,37	—	—	—	—	—	—	—
11	Sn ¹²⁴	50	6,11	8,50	≥ 150**)	403,4	≥ 4,71	7,46	≥ 0,63	—	—	—	—	—	—	—
12	Sb ¹²¹	51	57,25	9,25	≥ 121**)	290,5	≥ 3,80	5,37	≥ 0,71	≥ 182	405	≥ 6,56	9,65	≥ 0,68	0,58	0,56
13	Te ¹²⁸	52	31,72	8,5*)	124	410	3,90	7,60	0,51	—	—	—	—	—	—	—
14	Te ¹³⁰	52	34,51	7,5*)	208	518	6,53	9,58	0,68	—	—	—	—	—	—	—
15	J ¹²⁷	53	100	9,3	147,5	325,4	4,63	6,02	0,77	163	417	5,87	9,92	0,59	0,79	0,61
16	Pr ¹⁴¹	59	100	9,4	119	353,2	3,74	6,53	0,57	135	454	4,86	10,80	0,45	0,77	0,61
17	Ho ¹⁶⁵	67	100	6,5*)	332	717	10,42	13,27	0,78	97	510	3,5	12,13	0,29	2,98	1,09

*) Näherungsweise berechnet. **) Der Anteil der Isomere wurde nicht berücksichtigt.

Tabelle II.

Zusammenstellung der experimentellen und theoretischen (n, p) -Querschnitte.Der Berechnung von σ_{th} wurde als Kernradius $R = 1,3 \cdot 10^{-13} A^{1/2}$ cm zugrundegelegt.

Ausgangs-isotop		Z	Rel. H %	Zerfalls- energie des Pro- dukt- kerns (MeV)	(Li + D)-Neutronen ($E_{max} = 13,8$ MeV)				(B + D)-Neutronen ($E_{max} = 13$ MeV)				σ_{exp} σ_{th}		Verhältnis der mit Li- bzw. B-Neutr. erh. W. Q. $\frac{\sigma(Li)}{\sigma(B)}$ $\frac{\sigma(B)_{exp}}{\sigma(B)_{th}}$	
Symbol					$\sigma(x)/\sigma(Cu^{63})$ in %	Theor.	Exp.	Wert	$\sigma(x)$ in 10^{-27} cm ²	Theor.	Exp.	Wert				
1	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
1	Fe ^{56*}	26	91,64	3,63	30	5,4	94,2	10,1	9,3	20	2,15	72	5,12	14	1,31	1,97
2	Cu ⁶⁵	29	30,91	2,10	9,1	4,3	28,6	7,9	3,62	—	—	—	—	—	—	—
3	Zn ^{66*}	30	27,81	2,90	19,7	6,84	61,9	12,7	4,87	16,2	2,80	58,3	6,70	8,7	1,06	1,9
4	Ge ^{70*}	32	20,55	1,65	22,7	12,8	71,3	23,7	3,01	13,3	8,16	47,9	19,4	2,5	1,48	1,22
5	Se ^{76*}	34	9,02	3,04	10,6	3,06	33,3	5,7	5,85	—	—	—	—	—	—	—
6	Mo ⁹⁰	42	9,45	1,40	5,7	1,67	17,9	3,0	5,97	—	—	—	—	—	—	—
7	Ag ¹⁰⁹	47	48,65	1,03	2,4	1,10	7,5	2,03	3,7	1,64	0,45	5,9	1,07	5,5	1,27	1,9
8	Sn ¹¹⁷	50	7,54	1,73	2,8	0,32	0,8	0,59	13,2	—	—	—	—	—	—	—
9	J ¹²⁷	53	100	0,76	$\geq 2,2^{**}$	0,54	$\geq 6,91$	0,99	≥ 7	—	—	—	—	—	—	—
10	La ¹³⁹	57	99,91	2,27	0,35	0,06	1,10	0,11	10	—	—	—	—	—	—	—

*) Hier führt der (n, p) -Prozess von einem (g, g) - auf einen (u, u) -Kern über. Der theoretische Wirkungsquerschnitt wurde dementsprechend mit 4 multipliziert, um dem Unterschied zwischen den Niveaudichten dieser Kerne Rechnung zu tragen (s. auch WEISSKOPF und EWING, loc. cit.).

**) Das 90d-Isomer wurde nicht mitgemessen.

zu verstehen. Im Falle der $(B + D)$ -Neutronen ist nur die 13 MeV-Linie am $(n, 2n)$ -Prozess beteiligt, die Mittelwertbildung fällt somit fort*). In der gleichen Weise wurde bei der Berechnung der übrigen in Tab. I zusammengestellten theoretischen $(n, 2n)$ -Querschnitte verfahren. Da hier die gleichen relativen Neutronenzahlen N (Cu^{63}) bzw. $N(x)$ als Faktoren auftreten, wie bei der Berechnung der experimentellen Querschnitte nach Gleichung (4*), so heben sich dieselben in den Quotienten $\sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{th}}$ weg.

Der experimentelle Verlauf des $(n, 2n)$ -Querschnitts ist durch sehr kleine Werte für die leichtesten Kerne (für welche keine Theorie existiert) gekennzeichnet. Von Scandium an nimmt der Querschnitt dann zu, bleibt jedoch etwa 5mal kleiner als der entsprechende theoretische Wert. Von Kupfer an bewegt sich das Verhältnis $\sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{th}}$ etwa innerhalb der Grenzen $1\frac{1}{2}$ bis $\frac{1}{2}$. Hier kann, in Anbetracht des approximativen Charakters der statistischen Theorie, die Übereinstimmung mit dem Experiment im grossen und ganzen als befriedigend bezeichnet werden. Zwischen Stickstoff und Kupfer verläuft der $(n, 2n)$ -Querschnitt ähnlich wie der Querschnitt für den (γ, n) -Prozess mit der Lithium-Gammastrahlung ($h\nu = 17,5 \text{ MeV}$ **) Dieser gleichartige Verlauf des W. Q. für zwei ihrem Wesen nach ganz verschiedene Umwandlungstypen dürfte seine Ursache in der Struktur der leichten Kerne ($A < 40$) haben. Erwähnenswert ist noch, dass die beiden Kerne mit „magischen“ Neutronenzahlen, nämlich Zr^{90} und Pr^{141} , sich hinsichtlich des $(n, 2n)$ -Querschnitts nicht von den andern Isotopen unterscheiden.

b) (n, p) -Prozesse.

Zur Berechnung der theoretischen (n, p) -Querschnitte nach Gleichung (1) wurde analog wie unter a) verfahren. Hier ist indessen auch für die $(B + D)$ -Neutronen das ganze Energiespektrum oberhalb $\epsilon_n = 6 \text{ MeV}$ zu berücksichtigen (siehe Fig. 2). Eine Zusammenstellung der experimentellen und theoretischen Werte findet sich in Tab. II ($r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$).

Die experimentellen (n, p) -Querschnitte zeigen eine systematische Abweichung gegenüber den theoretischen Werten; sie übertreffen diese um einen Faktor 3 bis 14. Diese Diskrepanz liegt ausserhalb der Fehlergrenzen der Theorie und es ist fraglich, ob sie sich im Rahmen des statistischen Kernmodells beheben lässt. Man könnte zwar zunächst einmal daran denken, die unsicherste unter den in die Rechnung eingehenden Grössen, nämlich die Niveaudichte

*) Mit Ausnahme von Ho^{165} .

**) H. WÄFFLER und O. HIRZEL (loc. cit.).

der Kerne, derart abzuändern, dass der Querschnitt für den (n, p) -Prozess grösser herauskommt. Das liesse sich durch eine Erhöhung der „Kerntemperatur“, welche ihrerseits eine Verkleinerung der Niveaudichte bewirkt, erreichen, hätte aber möglicherweise zur Folge, dass die $(n, 2n)$ -Querschnitte entsprechend kleiner werden, was mit den vorliegenden Experimenten wiederum unverträglich ist*). Eine andere Möglichkeit zur Erklärung der zu grossen (n, p) -Querschnitte bietet die Annahme einer direkten Wechselwirkung vom Typus einer Austauschkraft zwischen dem einfallenden Neutron und einem Kernproton. Bei einem solchen Ladungsaustausch könnte sich das Neutron umladen, ohne dass es zur Bildung eines Zwischenkerns kommt, und dann ohne wesentlichen Energieverlust den Kern als Proton wieder verlassen. Die experimentelle Entscheidung über die Richtigkeit einer solchen Hypothese könnte vielleicht durch Untersuchung von (α, p) und (α, n) -Umwandlungen erbracht werden. Dieser Reaktionstyp dürfte wohl mit Sicherheit über einen Zwischenkern führen, so dass ein von Austauschkräften herrührender Beitrag zum (n, p) -Querschnitt hier nicht auftreten sollte. Dann müsste aber das Verhältnis $\sigma(\alpha, p)/\sigma(\alpha, n)$ mit der entsprechenden theoretischen Grösse f_p/f_n übereinstimmen.

Vergleicht man die in Tabelle II zusammengestellten (n, p) -Querschnitte mit den früher für die (γ, p) -Prozesse gefundenen, so zeigt sich zwar in beiden Fällen eine gleichsinnige Abweichung gegenüber der Theorie. Bei den (γ, p) -Prozessen werden jedoch die theoretischen Wirkungsquerschnitte von den experimentellen etwa hundertfach übertroffen, bei den (n, p) -Prozessen dagegen nur 3- bis 14-fach. Dieser Umstand spricht dafür, dass bei den Kernphoto-prozessen besondere, von den (n, p) -Reaktionen verschiedene Verhältnisse vorliegen, so dass auch die in Frage stehenden Abweichungen von der Theorie vermutlich auf verschiedenartige Ursachen zurückzuführen sind.

Literatur:

1) Für eine zusammenfassende Darstellung der statistischen Kerntheorie siehe V. F. WEISSKOPF, "The statistical Theory of nuclear reactions" (Lecture Series in nuclear physics AEC Declassified Document MDDC 1175 (1947)).

2) R. ALLEN, G. R. BISHOP, P. DEMERS und H. HALBAN, Nature **161**, 727 (1948).

3) H. FESHBACH, D. C. PEASLEE und V. F. WEISSKOPF, Phys. Rev. **71**, 145 (1947).

4) P. JENSEN, Z. f. Phys. **122**, 387 (1943).

5) L. MEITNER, Ann. d. Phys. **6**, 115 (1948).

6) H. L. BRADT und D. J. TENDAM, Phys. Rev. **72**, 1117 (1947).

*) Herrn Dr. PEASLEE bin ich für interessante Diskussionen inbezug auf diesen Punkt zu Dank verpflichtet.

- ⁷⁾ G. M. TEMMER, Phys. Rev. **76**, 424 (1949).
 - ⁸⁾ V. F. WEISSKOPF und D. H. EWING, Phys. Rev. **57**, 472 (1940).
 - ⁹⁾ O. HIRZEL und H. WÄFFLER, Helv. Phys. Acta **20**, 373 (1947).
 - ¹⁰⁾ L. J. SCHIFF, Phys. Rev. **73**, 1311 (1948).
 - ¹¹⁾ H. T. RICHARDS, Phys. Rev. **59**, 798 (1941).
 - ¹²⁾ L. L. GREEN und W. M. GIBSON, Proc. Phys. Soc. Lond. **62**, 407 (1949).
 - ¹³⁾ C. F. POWELL, Proc. Roy. Soc. **181**, 354 (1943).
 - ¹⁴⁾ W. M. GIBSON, Proc. Phys. Soc. Lond. **62**, 586 (1949).
 - ¹⁵⁾ G. C. BALDWIN und H. W. KOCH, Phys. Rev. **67**, 1 (1945).
 - ¹⁶⁾ J. Mc. ELHINNEY, A. O. HANSON, R. A. BECKER, R. B. DUFFIELD und B. C. DIVEN, Phys. Rev. **75**, 542 (1949).
 - ¹⁷⁾ A. O. HANSON, R. B. DUFFIELD, J. D. KNIGHT, B. C. DIVEN und H. PALEVSKY, Phys. Rev. **76**, 578 (1949).
 - ¹⁸⁾ O. HIRZEL und H. WÄFFLER (loc. cit.).
 - ¹⁹⁾ H. WÄFFLER und O. HIRZEL, Helv. Phys. Acta **21**, 200 (1948).
 - ²⁰⁾ J. TREMBLEY, Diplomarbeit, unveröffentlicht.
 - ²¹⁾ N. BOHR und J. H. WHEELER, Phys. Rev. **56**, 428 (1939).
 - ²²⁾ E. FEENBERG, Rev. Mod. Physics **19**, 239 (1947).
 - ²³⁾ K. SIEGBAHN, Ark. Math. Phys. **33**, 10 (1946).
 - ²⁴⁾ K. SIEGBAHN und A. GOSH, Phys. Rev. **76**, 307 (1949).
 - ²⁵⁾ D. A. McCOWN, L. L. WOODWARD und M. L. POOL, Phys. Rev. **74**, 1311 (1948).
 - ²⁶⁾ Siehe hierzu RICHARDS (loc. cit.).
 - ²⁷⁾ A. F. KOVARIK und N. J. ADAMS jr., J. App. Phys. **12**, 296 (1941).
-