Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 26 (1953)
Heft: III-IV

Artikel: Wirkungsquerschnitt und Q-Wert der Cl^35(n,)-Reaktion
Autor: Adler, H. / Huber, P. / Hälg, W.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-112421

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: 21.08.2025

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

Wirkungsquerschnitt und Q-Wert der $Cl^{35}(n, \alpha)$-Reaktion

von **H. Adler, P. Huber** und **W. Hälg**, Basel.

(20. IV. 1953.)

Zusammenfassung. Durch Bestrahlung von Chlor^{35} mit schnellen Neutronen treten die beiden Reaktionen $Cl^{35}(n, \alpha)P^{32}$ und $Cl^{35}(n, p)S^{35}$ auf. Für die (n, α)-Reaktion wurde die Energietönung sowie der Wirkungsquerschnitt für Neutronen zwischen 3 und 4 MeV bestimmt. Die Messung liefert für die Energietönung $Q = 0{,}97 \pm 0{,}16$ MeV. Der absolute Wert des Wirkungsquerschnittes wurde durch Anschluss an den absoluten Wirkungsquerschnitt der Reaktion $N^{14}(n, \alpha)\ B^{11}$ ermittelt, der von JOHNSON und BARSHALL[1]) gemessen wurde.

1. Einleitung.

Bei Bestrahlung von natürlichem Chlor in einer Ionisationskammer mit Neutronen zwischen 3 und 4 MeV kann deutlich eine α-Gruppe isoliert werden, die von der Reaktion $Cl^{35}(n, \alpha)P^{32}$ stammt. Die (n, α)-Reaktion des Cl-Isotops 37 kann mit einer Neutronenenergie von 3 MeV nicht ausgelöst werden[2])[3]). Die α-Gruppe entspricht daher dem Zerfall des Zwischenkerns Cl^{36*}. Es ist das Ziel dieser Arbeit, für diese Reaktion den Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Neutronenenergie zu messen. Ausserdem soll die Energietönung der Reaktion bestimmt werden, um zu entscheiden, ob der Übergang in einen angeregten Zustand des Endkerns P^{32} führt.

2. Messmethode zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes.

Die zu untersuchende Reaktion wird durch d-d-Neutronen in einer mit Chlorgas gefüllten Plattenionisationskammer ausgelöst. Die Impulse werden verstärkt und in einem 19-Kanalimpulsspektrographen registriert, so dass die Zahl der α-Teilchen aus dem Spektrogramm direkt abgelesen werden kann. Als Neutronen-Monitor benützen wir die Fission von natürlichem Uran, die in einem Zählrohr ausgelöst und nachgewiesen werden. Älteren Arbeiten[4])[5]) kann entnommen werden, dass an Cl^{35} mit 3 MeV-Neutronen die (n, p)-Reaktion viel häufiger auftritt als die (n, α)-Reaktion bei fast

gleichen Q-Werten der beiden Umwandlungen. Es ist daher notwendig, die Arbeitsbedingungen der Ionisationskammer so zu wählen, dass eine Trennung der Reaktionen möglich wird. Dazu

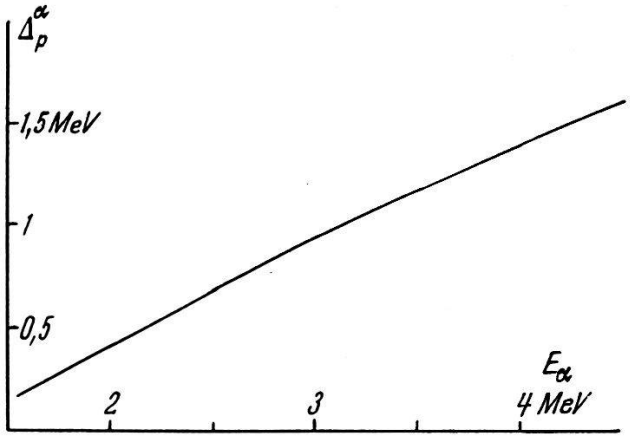

Fig. 1.

Energiedifferenz zwischen α-Teilchen und Protonen als Funktion der Energie; $R_\alpha = 5{,}0$ mm; grösste Ausdehnung des Zählvolumens 2,24 cm.

nützen wir den Randeffekt aus und füllen die Kammer so, dass die maximale Energie, welche Protonen längs der grössten linearen Ausdehnung des Zählvolumens abgeben können, wesentlich kleiner

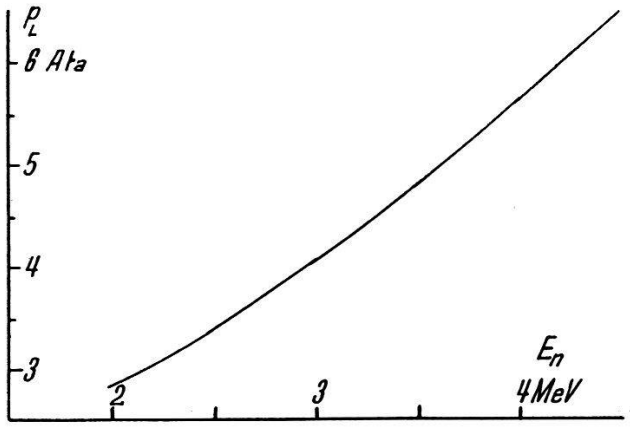

Fig. 2.

Kammerdruck (Luftäquivalent) als Funktion der Neutronenenergie $Q(\mathrm{n}, \alpha) = 1{,}00$ MeV. $R_\alpha = 5{,}0$ mm (Mittelwert zwischen maximaler und minimaler Reichweite der α-Teilchen).

ist als die entsprechende Energie der α-Teilchen. Dadurch wird aber der Randeffekt der α-Teilchen bereits so gross, dass er nur noch graphisch in genügender Näherung bestimmt werden kann. Um die Bestimmung nur für eine bestimmte Reichweite ausführen zu müssen, hält man den Randeffekt für alle Neutronenenergien

konstant. Bei festgelegter α-Reichweite R_α und gegebenem Zählvolumen ist die Trennung der beiden Reaktionen Δ_p^α sowie der Kammerdruck p_L bestimmt. Diese beiden Grössen sind in den Figuren 1 und 2 als Funktion der α- bzw. der Neutronen-Energie dargestellt. Die α-Reichweite beträgt 5 mm und der grösste „Durchmesser" des zylindrischen Zählvolumens 2,24 cm (siehe Fig. 3). Bei der Berechnung von p_L und Δ_p^α sind die Energie-Reichweitemessungen von H. A. BETHE[6]) verwendet.

3. Apparate.

3.1. Ionisationskammer.

Einen Schnitt durch die Kammer zeigt Fig. 3.

Als Isolatoren für Hochspannungs- und Sammelelektrode dienen durchbohrte Glasplatten. Impulsabgriff und Hochspannung sind über Kovarglaseinschmelzungen zugeführt, die mit Araldit*) befestigt sind. Alle Innenteile der Kammer mit Ausnahme der Elektroden werden durch einen Überzug aus *Aralditlackharz* vor der Zerstörung durch das Chlor geschützt. Die Elektroden sind hartverchromt. Ein Bleiring sorgt für die Abdichtung zwischen Deckel und Kammer.

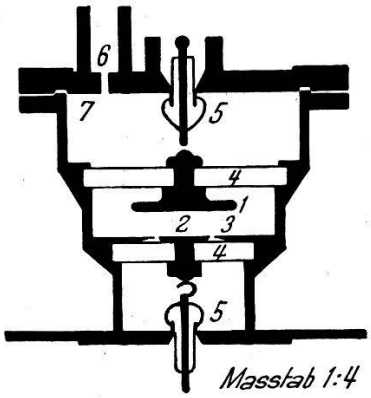

Fig. 3.

Querschnitt der Ionisationskammer.

1. Hochspannungselektrode, 2. Sammelelektrode, 3. Schutzring, 4. Glasisolatoren, 5. Kovareinschmelzungen, 6. Nadelventil, 7. Bleidichtung.

Zur Füllung wurde technisches Chlor aus einer Druckflasche benützt, wobei der Druck mit Hilfe eines Plattenfedermanometers mit Stahlmembrane bestimmt wurde (Ablesegenauigkeit bei 1 ata ist 2%).

*) Kunstharzbindemittel der Ciba Basel.

*

Impulsverstärker[7]), Impulsspektrograph[7]) und Neutronenquelle[8]) wurden schon in früheren Arbeiten beschrieben. Der relative Energiemaßstab der Spektrogramme wird in der üblichen Weise mit Hilfe von Eichimpulsen festgelegt, die von einem elektronischen Impulsgerät über die Eichkapazität auf den Vorverstärker gegeben werden.

3.2. Neutronenmonitor.

Die wichtigsten Anforderungen, die an den Monitor gestellt werden, sind eine genügende Ansprechwahrscheinlichkeit, bekannte Energieabhängigkeit und kleine räumliche Ausmasse. Für die vorliegende Untersuchung eignete sich als Neutronenmonitor ein

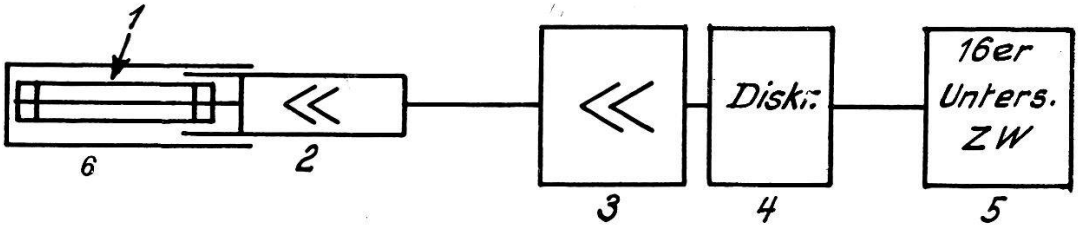

Fig. 4.
Neutronenmonitor.
1. Uranzählrohr, 2. Vorverstärker, 3. Verstärker, 4. Diskriminator, 5. Untersetzer mit Zählwerk, 6. Cd-Abschirmung zur Absorption langsamer Neutronen.

Uranzählrohr. Der Fissionquerschnitt für natürliches Uran ist bekannt für Neutronenenergien von 0,7—5 MeV[9]). Er beträgt bei 3 MeV 0,53 barns, so dass die Empfindlichkeit eines solchen Zählers als Monitor für die $Cl^{35}(n, \alpha)$-Reaktion genügt. Fig. 4 zeigt das Blockschema des Monitors.

Das Uranzählrohr besteht aus einem Aluminiumzylinder von 7 cm Länge und 2,8 cm Durchmesser. Es ist innen mit einer Uranoxydschicht*) von Sättigungsdicke überzogen und mit 75 mm Argon gefüllt. Sein Arbeitspunkt liegt im Proportionalitätsbereich (Zählrohrspannung 750 V). Da die Uranschicht ca. 10^5 α-Teilchen pro Minute emittiert, wurde zur Vermeidung von starken Überlagerungen der Durchlassbereich des Verstärkers zwischen 20 und 100 kHz gewählt.

In Fig. 5 ist die Impulsverteilung im Zählrohr dargestellt. Das abfallende Spektrum der Fissionprodukte wird erzeugt durch die Schichtdicke und den Randeffekt. Bei dünner Schicht und

*) Über die Herstellung solcher Schichten siehe Rossi und Staub: Ionisation Chambers and Counters, p. 210.

grossem Argondruck wäre eine Verteilung von der Form der Fig. 6 zu erwarten[10]).

Günstig zur Diskriminierung zwischen α-Teilchen und Fission wirkt sich der Umstand aus, dass die ersteren am Ende, die letzteren aber am Anfang ihrer Spur mehr Energie pro cm verlieren, so dass

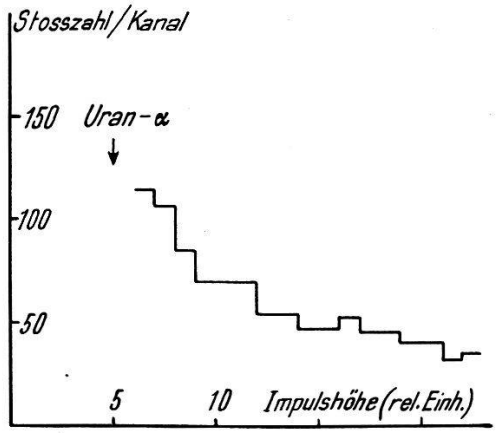

Fig. 5.
Impulsverteilung im Fissionzählrohr.

die α-Teilchen durch den Randeffekt auf der Energieachse nach kleineren Werten verschoben werden.

Um das Uranzählrohr als Neutronenmonitor benützen zu können, muss man in der Impulsverteilung (Fig. 5) so diskriminieren, dass

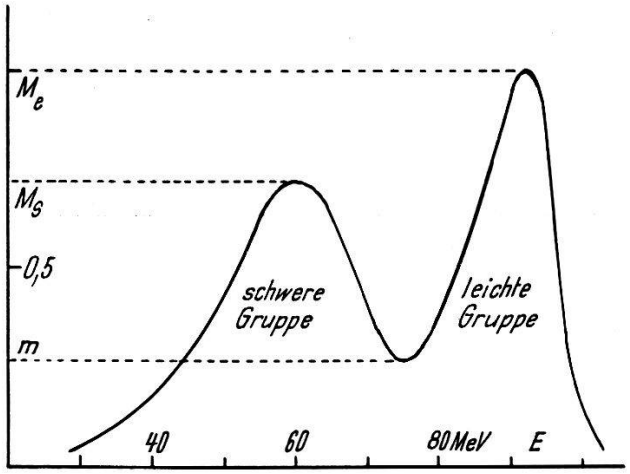

Fig. 6.
Energieverteilung der Spaltprodukte von $Uran^{235}$.

keine α-Teilchen des Urans mehr gezählt werden. Aus diesem Grunde wurde der Pegel des Diskriminators jeweils in die Gegend der doppelten α-Energie gelegt. Infolge der abfallenden Flanke ist

es wichtig, eine konstante Pegel- und Zählrohrspannung zur Verfügung zu haben. Die Vergleichsspannung des Diskriminators wird von einer Batterie geliefert, während die Zählrohrspannung einem elektronisch stabilisierten Netzgerät entnommen wird. Bei einer 10%igen langsamen Änderung der Netzspannung ändert sich die Zählrohrspannung um weniger als 1‰.

Die Eichung des Monitors erfolgt durch Bestrahlung mit Neutronen einer Ra-Be-Quelle von 100 mc. Eine genügende Anzahl von Fission wird mit dieser Quellenstärke jedoch nur erhalten, wenn durch Verlangsamen der Neutronen der grosse Querschnitt im thermischen Gebiet ausgenützt wird. Zählrohr und Präparat werden daher zur Eichung in reproduzierbarer Stellung in einen Paraffinwürfel von 25 cm Kantenlänge gesteckt. Das Spektrum der Zählrohrimpulse in Fig. 5 wurde mit dieser Anordnung aufgenommen. Diese Art der Normierung, bei der die Fission von langsamen und schnellen Neutronen miteinander verglichen werden, ist nur dann richtig, wenn die Spektren der Fissionteilchen (siehe Fig. 6) unabhängig sind von der Neutronenenergie. Dies trifft für die Spaltung von natürlichem Uran nicht genau zu. In Arbeiten

Tabelle 1.

Abhängigkeit der Energieverteilung der Fissionbruchstücke von der Neutronenenergie (die Bezeichnungen beziehen sich auf Fig. 6).

E_n	$\frac{M_l}{M_s}$	$\frac{m}{M_l}$
thermisch	1,37	0,23
2,5 MeV	1,1	0,36
14 MeV	1,1	0,57

von Fowler und Rosen[12]), Friedland[10]) und Jungerman and Wright[13]) wird die Energieverteilung der Fissionfragmente von U^{235} und U^{238} untersucht. Als Beispiel sei eine Tabelle von Friedland angeführt, die sich auf das Isotop 235 bezieht.

4. Sättigungsverhältnisse und Randeffekt.

4.1. Sättigungsdefizit in Chlor.

Zur Messung der Energietönung ist die Bestimmung des Sättigungsverlustes der Reaktionsprodukte in Chlor notwendig. Das Defizit der α-Teilchen wurde mit Hilfe einer Uranschicht auf der

Sammelelektrode ermittelt. Fig. 7 zeigt die Sättigungskurven. Als Abszisse ist die reziproke Feldstärke aufgetragen und als Ordinate die reziproke gemessene Ladung. Parameter ist der Chlordruck. Die Extrapolation der Geraden auf die Ordinatenachse liefert den reziproken Sättigungswert (vgl. die Theorie von JAFFÉ[14]) für

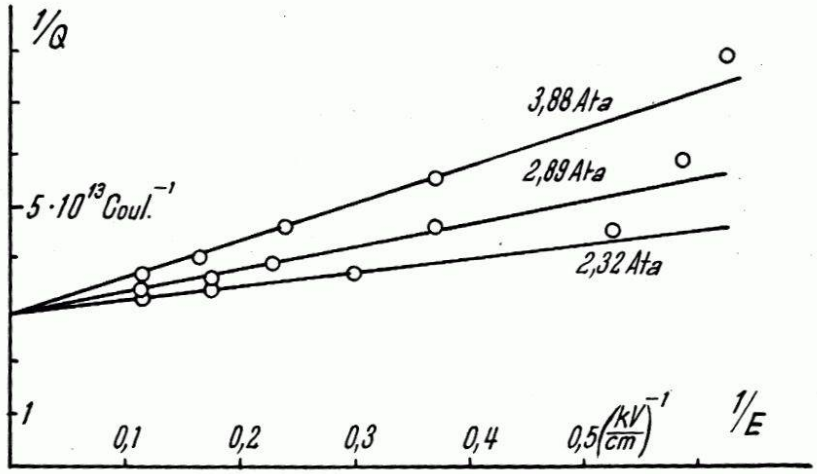

Fig. 7.
Sättigungskurven von Chlor. Parameter ist der Fülldruck.

Teilchenspuren, die senkrecht zum Kammerfeld verlaufen). Die Abweichungen von der Geraden bei kleinen Feldern sind auf ballistische Verluste im linearen Verstärker zurückzuführen.

Aus den Sättigungskurven lässt sich die mittlere Arbeit I pro Ionenpaar in Chlor berechnen. Die Sättigungsladung, die durch ein α-Teilchen von 4,8 MeV freigemacht wird, entspricht $3{,}35 \cdot 10^{-14}$ COULOMB. Damit ergibt sich in Übereinstimmung mit GIBERT, ROGGEN und ROSSEL[5])

$$I = 23{,}0 \pm 1{,}7 \text{ eV/Ionenpaar.}$$

4.2. *Randeffekt.*

Unter Randeffekt ist der Ladungsverlust von Teilchenspuren zu verstehen, welche die Begrenzungsflächen des empfindlichen Kammervolumens durchsetzen. Ist die Kammer von einer isotropen Strahlung einheitlicher Energie erfüllt, dann wird vom Impulsspektrographen nicht eine scharfe Linie registriert, sondern es treten infolge dieses Effektes alle Energien auf von Null bis zur Maximalenergie. Von Spuren, die die Begrenzungen durchdringen, wird nur derjenige Teil der Ladung von der Auffängerelektrode gesammelt, der sich innerhalb des Zählvolumens befindet. Zur Messung des

Wirkungsquerschnittes werden nun die zwei Grössen ϱ und ϱ^* benötigt, die in direktem Zusammenhang mit dem Randeffekt stehen und wie folgt definiert sind: ϱ ist derjenige Anteil der Reaktionen im Zählvolumen, deren Spuren innerhalb dieses Raumes enden; ϱ^* ist der Quotient aus der Anzahl der Teilchen, die sich ganz im empfindlichen Volumen bewegen, und der Zahl aller Spuren, die zu einem verkleinerten Kammerimpuls Anlass geben. Hier sind also auch Teilchen einbezogen, die von aussen ins Zählvolumen gelangen. Zur Berechnung von ϱ und ϱ^* in erster Näherung können Formeln von Rossi und Staub[11]) (p. 228 und 236) verwendet werden, solange die Reichweite R der α-Teilchen viel kleiner ist als der Radius a des zylindrischen Zählvolumens: $R \ll a$.

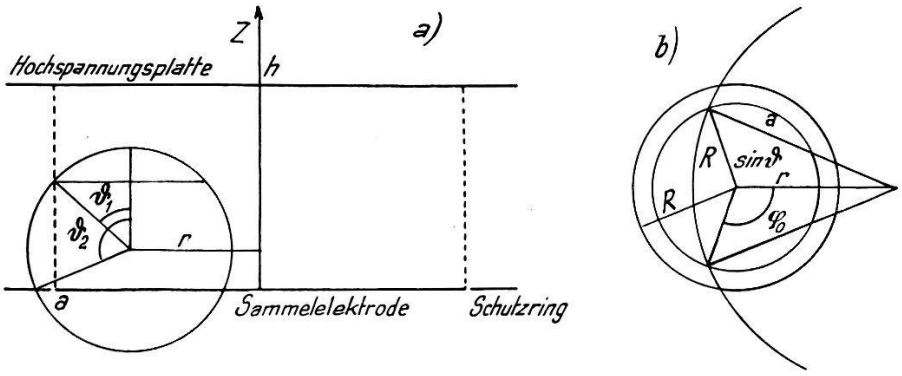

Fig. 8.

Zur Berechnung von ϱ und ϱ^*: a) Seitenriss und b) Grundriss des Zählvolumens.

Ist diese Bedingung nicht mehr erfüllt, dann sind ϱ und ϱ^* nur noch durch graphische Integration zu erhalten. Eine solche Berechnung musste für unseren Fall durchgeführt werden: $R = 5$ mm, $a = 10$ mm und $h = 10$ mm (h = Höhe des Zählvolumens).

Der Gang der Rechnung sei kurz skizziert. Entsprechend der Geometrie des Kammervolumens wird zur Bezeichnung des Ortes der Reaktionen ein Zylinderkoordinatensystem verwendet, dessen Achse mit der Kammerachse zusammenfällt (Fig. 8). Der Radiusvektor ist mit r bezeichnet und der Zentriwinkel mit φ'. Das Volumenelement in diesem System ist $r\,dr\,d\varphi'\,dz$; da das Problem axialsymmetrisch ist, kann über φ' integriert werden von Null bis $2\,\pi$, so dass für alle Reaktionen im Volumen $2\,\pi\,r\,dr\,dz$ die gleichen geometrischen Bedingungen gelten.

Für eine isotrope Strahlung enden die Spuren aller Reaktionen eines Volumelementes auf einer Kugel vom Radius R (R = Reichweite der Teilchen). Zur Beschreibung der Oberfläche dieser Kugel benützen wir Kugelkoordinaten mit dem Zentrum im betrachteten Volumenelement und den Variablen ϑ und φ. Um die

Zahl der Spuren zu erhalten, die ganz gezählt werden, ist der Kugelausschnitt F innerhalb des Zählvolumens zu berechnen. Mit dem Oberflächenelement $R^2 \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi$ auf der Kugel wird

$$F = \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} \int_{2\varphi_0} R^2 \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi + \int_{0}^{\vartheta_1} \int_{2\pi} R^2 \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi .$$

Wenn pro cm^3 eine Reaktion stattfindet, ist aus dem Volumenelement dV die Anzahl der ganzen Spuren $dn_1 = dV \; F/4\pi R^2$, so dass sich das Verhältnis der ganzen zu den dem Randeffekt unterworfenen Spuren errechnet zu

$$\varrho = \frac{n_1}{V} = \frac{1}{V} \int_V \frac{F}{4\pi R^2} dV \qquad V = \text{Kammervolumen}.$$

In r und z ausgedrückt wird ϱ

$$\varrho = \frac{1}{V} \int_{r=0}^{a} \int_{z=0}^{h} 2\pi r \, dr \, dz \left\{ \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} \int_{2\varphi_0} \frac{1}{4\pi} \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi + \int_{0}^{\vartheta_1} \int_{2\pi} \frac{1}{4\pi} \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi \right\}$$

$$= \frac{1}{V} \int_0^a \int_0^h r \, dr \, dz \left\{ \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} \underbrace{\sin \vartheta \arccos \frac{R^2 \sin^2 \vartheta + r^2 - a^2}{2 \, Rr \sin \vartheta}}_{f(r, \vartheta)} - \pi \cos \vartheta \Big|_0^{\vartheta_1} \right\} \qquad (1)$$

Die Grenzen φ_0, ϑ_1 und ϑ_2 sind Funktionen von r und ϑ bzw. von r und z und können aus Fig. 8 abgelesen werden

$$\left(\sin \vartheta_1 = \frac{a-r}{R}, \; \cos \vartheta_2 = \frac{z}{R}, \; a^2 = R^2 \sin^2 \vartheta + r^2 - 2 \, R \, r \sin \vartheta \cos \varphi_0 \right).$$

Die Integration der Gleichung (1) wird nun so ausgeführt, dass zuerst $f(r, \vartheta)$ über ϑ für diskrete r und z als Parameter integriert wird, dann erfolgt die Integration über z von Null bis h und schliesslich über r von Null bis a.

Genau die gleiche Rechnung wie für n_1 gilt für die Grösse n_2, das sind die Spuren, die von aussen ins Zählvolumen eindringen, nur fehlt hier der zweite Summand in Gleichung (1), und ausserdem erstreckt sich die Integration über r von a bis $a + R$. Das Verhältnis

der ganzen Spuren zu denjenigen, die zu einem verkleinerten Kammerimpuls führen, wird also

$$\varrho^* = \frac{n_1}{V - n_1 + n_2}.$$

Die Rechnung führte auf $\varrho = 55{,}5\,\%$ und $\varrho^* = 86{,}7\,\%$.

Die Benützung dieser Werte für die Bestimmung des WQ der $Cl^{35}(n, \alpha)$-Reaktion bedeutet insofern eine starke Mittelung, als die Emission der α-Teilchen im Laborsystem kaum isotrop und nicht mit konstanter Reichweite erfolgt, wie bei der Rechnung vorausgesetzt wurde.

5. Messung der Energietönung.

Der Q-Wert der Reaktion Cl^{35} $(n, \alpha)P^{32}$ wurde 1947 von Metzger, Huber und Alder[4]) gemessen. Diese Autoren fanden $0{,}44 \pm 0{,}2$ MeV. Aus spektroskopischen Massenwerten[15])[16])[17])[18])[19]) ist jedoch ein Q von etwa 1 MeV zu erwarten.

Eine weitere Möglichkeit zur Berechnung von Q liefert der Vergleich der beiden Reaktionen $S^{32}(\alpha, p)Cl^{35}$ und $Cl^{35}(n, \alpha)$ P^{32} bei Benützung der maximalen β-Energie E_β von P^{32} [$E_\beta = 1{,}712 \pm 0{,}008$ MeV[20])].

$$Q_{Cl} = -Q_s + n - p - E_\beta.$$

Q_{Cl} = Q-Wert der Reaktion $Cl^{35}(n, \alpha)P^{32}$
Q_s = Q-Wert der Reaktion $S^{32}(\alpha, p)Cl^{35}$
n = Masse des Neutrons
p = Masse des Protons[19])

Mit $Q_s = -2{,}1 \pm 0{,}3$ MeV[20]) und $n - p = 0{,}782 \pm 0.006$ MeV findet man $Q_{Cl} = 1{,}17 \pm 0{,}32$ MeV. Da auch dieser Wert wesentlich grösser ist als der von Metzger u. a.[4]) angegebene, ist es gerechtfertigt, die Messung zu wiederholen.

Als Füllung der Ionisationskammer wurde ein Gemisch von 0,5Ata Chlor und 8,5Ata Argon verwendet. Für die absolute Eichung war die Sammelelektrode mit Polonium (5,3 MeV) geimpft. Ein Spektrogramm, das mit sehr geringer Neutronenintensität erhalten wurde, zeigt Fig. 9.

Die α-Gruppe der (n, α)-Reaktion in Fig. 9 zeigt eine auffällig grosse Halbwertsbreite. Die Verbreiterung durch das Neutronenspektrum beträgt 220 kV[7]) (p. 128). Der Einfluss des Untergrundes wurde an Hand der Verbreiterung einer Eichimpulsgruppe während der Bestrahlung festgestellt.

Als wahrscheinlicher Grund der grossen Verbreiterung kommt das Sättigungsdefizit der P^{32}-Endkerne in Betracht. Die Berechnung eines solchen Effektes zeigte, dass eine Halbwertsbreite von

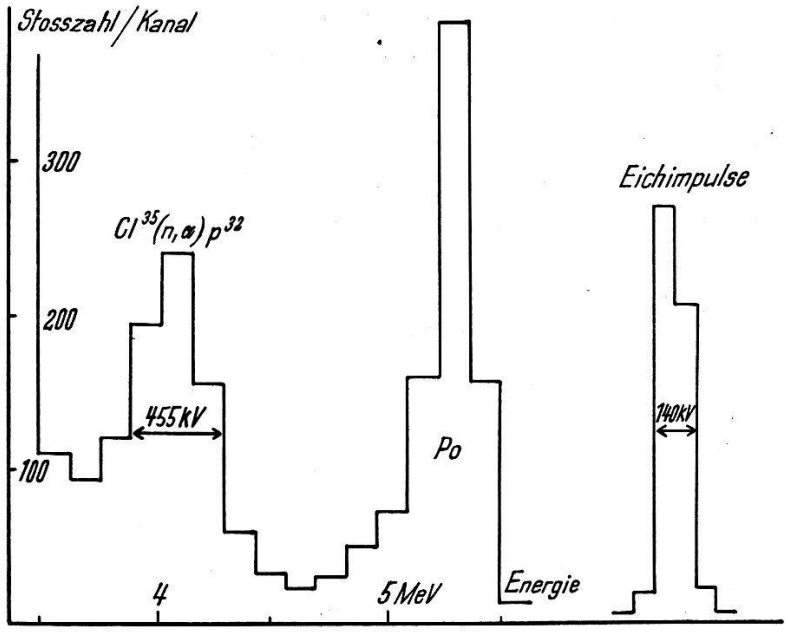

Fig. 9.
Impulsverteilung der Cl^{35} (n, α)-Reaktion: $E_n = 3{,}48 \pm 0{,}03$ MeV; Chlordruck 0,5 Ata; Protonen bei 3,7 MeV durch Randeffekt abgeschnitten.

455 kV erklärt werden kann durch ein Defizit der Rückstosskerne von 50%. Bei der Berechnung wurde eine isotrope Emission der

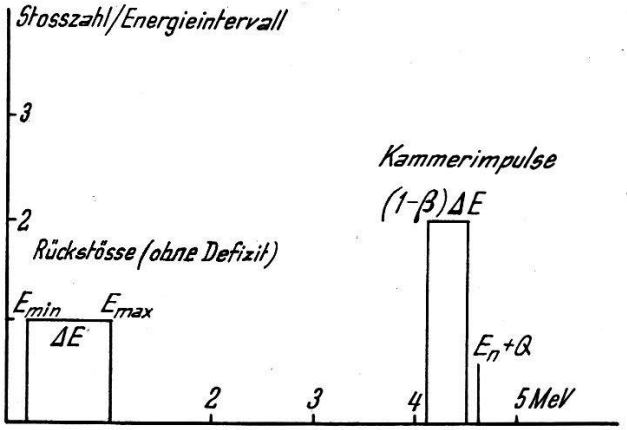

Fig. 10.
Impulsverteilung der Kammerimpulse und der Rückstosskerne (ohne Sättigungsdefizit) für eine scharfe Neutronenenergie.

Zerfallsprodukte im Schwerpunktsystem angenommen. Die Energieverteilung der Rückstosskerne im Laborsystem zeigt dann eine Kastenform (Fig. 10).

Wenn die halbe Ladung dieser Rückstösse gesammelt wird, weist die Impulsverteilung der Reaktion bei scharfer Neutronenenergie eine Breite von $\Delta E/2$ auf, wo ΔE die Differenz zwischen maximaler und minimaler Energie der Rückstösse bedeutet. Das Energiemaximum der Kammerimpulse liegt dann nicht mehr bei $E_n + Q$, der Neutronenenergie plus der Energietönung, sondern $E_n + Q - \frac{1}{2} E_{\min}$ (siehe Fig. 10).

Wird eine solche Verschmierung über das ganze Neutronenspektrum ausgeführt, dann ist eine Verteilung zu erwarten, wie sie in Fig. 11 über der tatsächlich erhaltenen Gruppe punktiert ein-

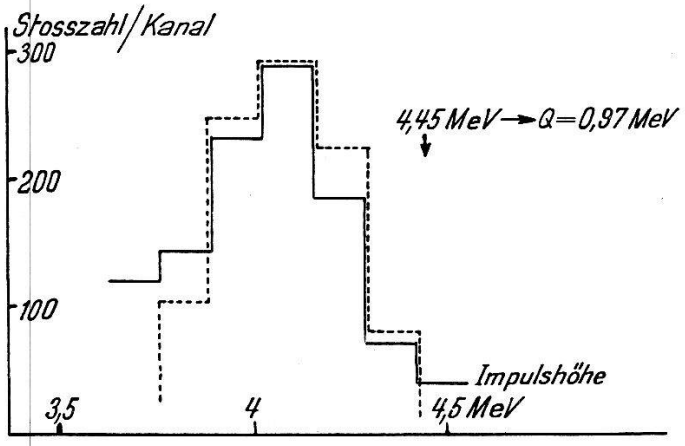

Fig. 11.
Spektrum der gemessenen Kammerimpulse (ausgezogen) und berechnetes Spektrum (punktiert) für 50% Defizit der Rückstosskerne.

gezeichnet ist. Dabei ist zur Q-Bestimmung nicht das Maximum der Gruppe zu nehmen, sondern eine Stelle, die von β, ΔE und $E_{\min}$ abhängt und in Fig. 11 mit einem Pfeil bezeichnet ist. Der Q-Wert bestimmt sich hieraus zu

$$Q_{Cl} = 0{,}97 \pm 0{,}16 \text{ MeV}$$

und stimmt überein mit einem kürzlich von Folkierski[21]) angegebenen Wert von $Q = 1{,}07 \pm 0{,}15$ MeV.

Um ΔE und $E_{\min}$ zu finden, ist zwar die Kenntnis von Q notwendig, doch ist die Rechnung ziemlich unempfindlich auf die Variation dieser Grösse. Daher wurde zum voraus $Q_{Cl} = 1$ MeV angenommen, was durch das Endresultat gerechtfertigt ist.

Die Messung von Metzger et al. zusammen mit den berechneten Q-Werten liess vermuten, dass der Endkern der Reaktion P^{32} in einem angeregten Zustand gebildet wird. Nach den Resultaten von Folkierski und der vorliegenden Messung besteht jedoch Übereinstimmung mit den massenspektroskopisch bestimmten Q-Werten, so dass anzunehmen ist, dass die Reaktion zum Grundzustand des Phosphors führt.

6. Bestimmung des relativen Wirkungsquerschnittes.

Der Wirkungsquerschnitt ist durch folgende Gleichung definiert:

$$\sigma \equiv \frac{N_R}{N_K N_n}$$

N_R = Zahl der Reaktionen pro cm³ und sec. im bestrahlten Volumen.
N_n = Zahl der Neutronen pro cm² und sec.
N_K = Zahl der Kerne pro cm³.

Die absolute σ-Bestimmung verlangt also das Messen der drei Grössen N_R, N_n und N_K.

Die Zahl N_K der Cl^{35}-Kerne pro cm³ ist proportional dem Fülldruck p_{Cl} der Kammer, wenn die Füllung immer bei derselben Temperatur geschieht. Die Anzahl der Reaktionen pro cm³ wird direkt mit dem Impulsspektrographen bestimmt. Wie im Abschnitt

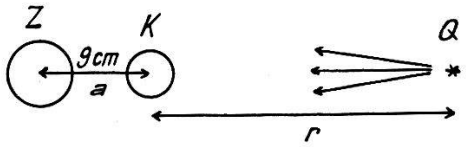

Fig. 12.
Skizze der Messanordnung.

2 ausgeführt ist, müssen die Messungen unter einem grossen Randeffekt durchgeführt werden, so dass die Auszählung der α-Gruppe nur $N_R' = \varrho N_R$ liefert, wenn ϱ derjenige Anteil der Reaktionen ist, deren Produkte sich ganz im Zählvolumen totlaufen. Es gilt daher

$$\sigma \sim \frac{N_R'}{\varrho\, p_{Cl}\, N_n}.$$

Eine zu N_n proportionale Grösse liefert der Fissionmonitor. Herrscht am Ort des Zählrohres ein Neutronenfluss N_n', dann ist die Anzahl z der Fission pro Sekunde

$$z \sim \sigma_F N_n' = \sigma_F \left(\frac{r}{a+r}\right)^2 N_n$$

σ_F = Fissionquerschnitt für natürliches Uran,
N_n = Neutronenfluss am Ort der Kammer.

Die Strecken a und r sind in Fig. 12 erklärt. Das Zählrohr (Z) und die Kammer (K) sind starr miteinander verbunden, so dass der Abstand a zwischen ihnen konstant bleibt. Die Achsen von (K)

und (Z) sind parallel und senkrecht zur Neutronenrichtung. r ist der Abstand der Kammerachse von der Neutronenquelle (Q).

Um langsame Änderungen der Empfindlichkeit des Zählrohres zu berücksichtigen, wurde es vor und nach jeder Messung in der in Abschnitt 3.2. beschriebenen Anordnung geeicht und z auf den Wert z_0 dieser Eichung bezogen. z_0 ist die Anzahl der Fissionen pro min. in der Eichanordnung. Damit wird der endgültige Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt (mit k als Proportionalitätsfaktor),

$$k\,\sigma_{Cl} = \frac{N_\alpha'}{\varrho\, p_{Cl}}\,\frac{z_0}{z}\,\sigma_F\left(\frac{r}{a+r}\right)^2. \tag{2}$$

6.1. Messung und Genauigkeit der in Gleichung (2) auftretenden Grössen.

a) Chlordruck: Beim Füllen der Ionisationskammer wird der Druck mit einem Plattenfedermanometer gemessen, das bei 1 Ata eine Ablesegenauigkeit von 2% erlaubt. Die Skala des Instrumentes wurde mit einem Quecksilbermanometer geeicht. Die Temperatur beim Füllen schwankte zwischen 18 und 21° C. Da trotz sorgfältiger Lackierung des Kammerinnern Chlorverluste durch Reaktionen mit dem Kammermaterial nicht vermieden werden konnten, wurde der Fülldruck zu verschiedenen Zeiten kontrolliert und p_{Cl} entsprechend korrigiert.

b) Fissionquerschnitt: Infolge der Breite des Neutronenspektrums ist in (2) für σ_F ein Mittelwert einzusetzen, der graphisch bestimmt wurde.

c) Korrektur des Abstandes: Der Abstand zwischen Kammerzentrum und Target variiert zwischen 20 und 30 cm und kann auf 5 mm genau angegeben werden. Der Fehler des Faktors $(r/a + r)^2$ ist also höchstens 2%.

d) Eichung des Monitors: Das Fissionzählrohr wurde am Anfang und Ende jeder Messung in der Eichanordnung mit Ra-Be-Neutronen bestrahlt und für z_0 die Anzahl Fission pro min eingesetzt. Der statistische Fehler dieses Wertes beträgt 3%.

e) Messung von z und N_R': Die Anzahl der Fission z pro Messpunkt bewegt sich zwischen 3000 und 10000, so dass der wahrscheinlichste Fehler dieser Grösse zwischen 1 und 2% schwankt. Für N_R' wurden 800 bis 5000 Reaktionen pro Messpunkt ausgezählt, womit hier die wahrscheinlichsten Fehler sich von 1,5 bis

3,5% erstrecken. Die Figuren 13 und 14 zeigen zwei Beispiele, die aus den Aufnahmen zur Bestimmung von σ herausgegriffen sind.

Um die vom Randeffekt unbeeinflusste (n, α)-Gruppe von den übrigen Impulsen zu trennen, wurden folgende vereinfachende Annahmen gemacht: 1. Eine schmale α-Linie soll durch den Randeffekt nach Fig. 15 verzerrt werden. Dabei ist das Verhältnis der Flächen $f_2/f_1 = \varrho^*$ in Abschnitt 4.2. definiert. 2. Die Breite der (n, α)-Gruppen in Fig. 13 und 14 sei als klein betrachtet gegenüber

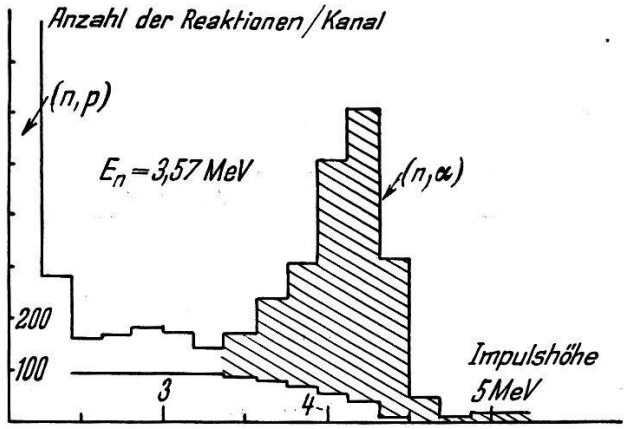

Fig. 13.
Aufnahme zur Bestimmung des relativen Wirkungsquerschnittes.

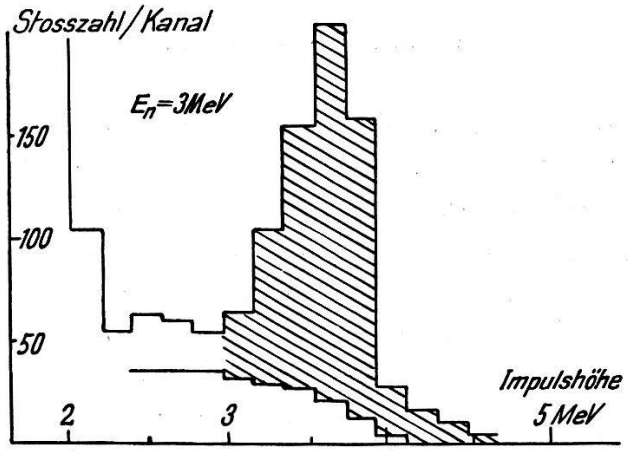

Fig. 14.
Aufnahme zur Bestimmung des relativen Wirkungsquerschnittes.

der Energie des Maximums, so dass in jedem Kanal der Gruppe mit dem gleichen Randeffekt gerechnet werden darf. Mit diesen zwei Annahmen wird der Randeffekt für jeden Kanal berechnet und es lässt sich die Zahl der Reaktionen angeben, die keinen Randeffekt erleiden (schraffierte Fläche in Fig. 13 und 14). Diese Aus-

scheidung von Impulsen bedingt einen relativen Fehler von 8%, so dass für die Grösse $k\,\sigma_{Cl}$ ein Gesamtfehler von 9% resultiert.

f) Neutronenenergie: Um Neutronen der gewünschten Energie zu erhalten, wurde sowohl die Beschleunigungsspannung der Deuteronen als auch der Bestrahlungswinkel verändert. Neutronenenergien zwischen 3,44 und 4,08 MeV wurden in der 0°-Richtung durch

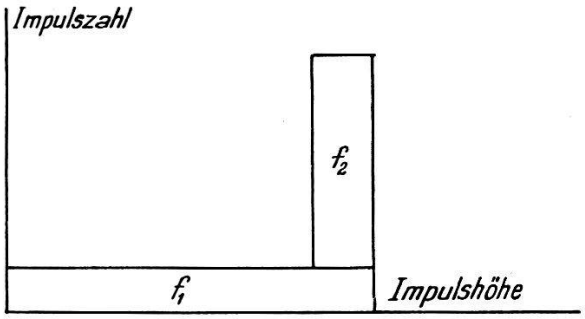

Fig. 15.
Schmale α-Linie und ihr Randeffektspektrum (streng richtig für kleine Reichweite gegenüber den Kammerdimensionen).

Variation der Hochspannung erhalten, kleinere Energien durch Änderung des Bestrahlungswinkels. Durch die Ungenauigkeit der Beschleunigungsspannung und des Bestrahlungswinkels ist die Neutronenenergie mit einem Fehler von 1,5% behaftet.

7. Absolute Angleichung.

Die Bestimmung des Faktors k in Gleichung (2) geschieht durch Vergleich mit einer Reaktion von bekanntem WQ. Dazu benutzten wir die $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$-Reaktion, deren WQ im Intervall zwischen 1 und 2 MeV gemessen ist[1]). Es kann daher an Stelle von Chlor Stickstoff in der gleichen Messanordnung bestrahlt werden, so dass k mit Hilfe von Gleichung (2) bestimmt werden kann. Auch bei Stickstoff tritt sowohl eine (n, α)- wie eine (n, p)-Reaktion auf. Der Q-Wert der (n, α)-Reaktion ist — 0,24 MeV, so dass unter gleichen Randeffektsbedingungen wie bei den Messungen in Abschnitt 6 die α-Teilchen nicht mehr von den Protonen getrennt werden können (siehe Fig. 2). Es wurde deshalb auf eine energiemässige Trennung überhaupt verzichtet und der Stickstoff bei einem Druck von 6 Ata mit Neutronen von 2 MeV bestrahlt. Die Impulsverteilung zeigt Fig. 16.

Die Energietönung der $N^{14}(n, p)$-Reaktion ist 0,63 MeV, so dass die höchste Energie der Protonen 2,63 MeV beträgt. Da ihre Reich-

weite beim benützten Fülldruck 2 cm ist, werden diese Teilchen im Spektrogramm vollständig nach kleineren Energien verschmiert.

Um die (n, α)-Gruppe von den (n, p)-Impulsen zu trennen, wurde wegen des grossen Randeffektes für die Protonen ein linearer Anstieg ihres Spektrums angenommen. Entsprechend einer mittleren Reichweite der α-Teilchen von 1 mm sind für die Grössen ϱ und ϱ^* 90% bzw. 5,66 zu benützen.

Infolge der Breite des Neutronenspektrums ist der WQ der Stickstoffreaktion über das Energieintervall der Neutronen zu mitteln. Die Bestrahlung erfolgte unter einem Winkel von 140° bei

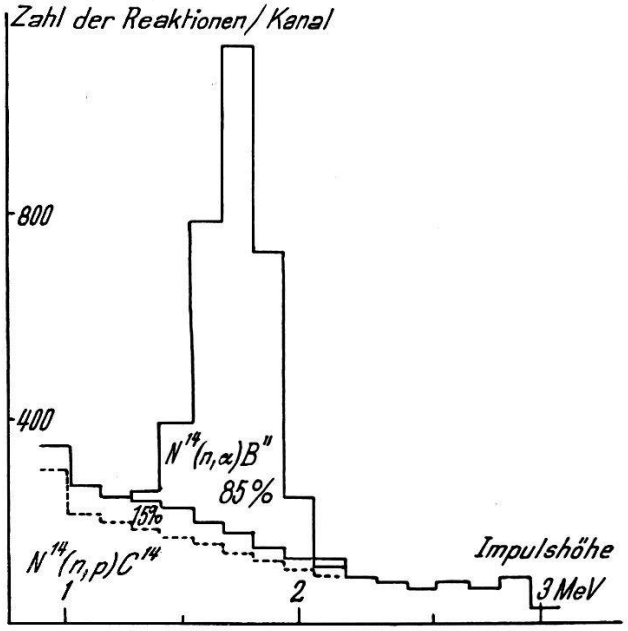

Fig. 16.
N^{14} (n, α)B^{11}-Reaktion.

einer Beschleunigungsspannung von 840 kV, so dass die Halbwertsbreite 100 kV betrug[22]). Damit ist als WQ der $N^{14}(n, \alpha)$-Reaktion in Gleichung (2) (33 ± 2) mb einzusetzen. Die Messwerte ergaben für den gesuchten Proportionalitätsfaktor

$$k = (51{,}3 \pm 4{,}4)\ \mathrm{Ata}^{-1}\,\mathrm{cm}^{-3}\,s^{-1}.$$

Die Werte für den absoluten Wirkungsquerschnitt, die mit diesem k erhalten wurden, sind in Fig. 17 als Funktion der Neutronenenergie eingetragen. Die Fehler sind als vertikale Striche angegeben. Die Basis der Dreiecke gibt die Halbwertsbreite des verwendeten Neutronenspektrums an.

8. Schlussbemerkungen.

Bei den Messungen der Abschnitte 6 und 7 ist der Neutronenmonitor hinter der Kammer angebracht (Fig. 12). Durch Absorption und Streuung in den festen Materialien zwischen dem Kammervolumen und der Uranschicht verliert das Zählrohr einen gewissen Anteil der Neutronen. Da jedoch der totale Streuquerschnitt des Eisens zwischen 2 und 4 MeV kaum variiert[23]), ist dieser Verlust eine Konstante der Messanordnung.

Zur relativen Messung des Wirkungsquerschnittes in Abschnitt 6 musste aus Intensitätsgründen eine dicke Target zur *d-d*-Reaktion benützt werden. Versuchsweise wurden zwischen 3,6 und 4 MeV einige Punkte mit einer Target von $^1/_5$-Sättigungsdicke gemessen,

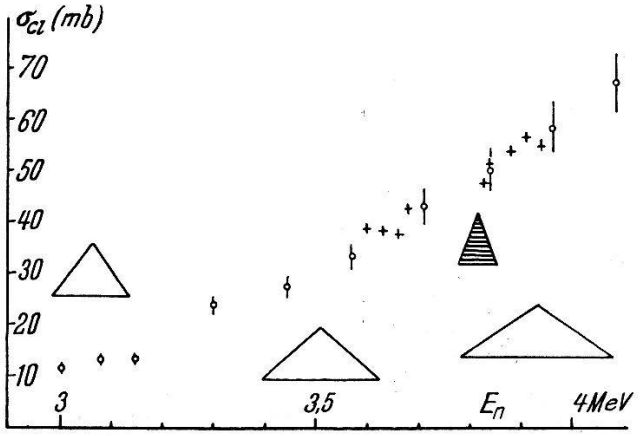

Fig. 17.

Wirkungsquerschnitt der Cl^{35} (n, α)-Reaktion in Abhängigkeit von der Neutronenenergie. Das schraffierte Dreieck gilt für die Kreuze, die mit einer dünnen Target gemessen sind.

doch ist ihr Fehler infolge mangelhafter Statistik wesentlich grösser, so dass keine Verbesserung zu erzielen war. Die Ergebnisse ohne Fehlerangabe sind als Kreuze in Fig. 17 eingetragen. Die Halbwertsbreite des Neutronenspektrums nimmt von 150 kV bei 3 MeV zu bis 300 kV bei 4 MeV. Die Energieauflösung ist deshalb gering und es könnte der gemessene glatte Verlauf der *WQ*-Kurve nicht aufgelöste Resonanzstellen enthalten.

Der starke Anstieg des Wirkungsquerschnittes legt die Vermutung nahe, dass hierfür der Gamowfaktor verantwortlich ist. Die Wahrscheinlichkeit der Durchdringung des Potentialwalles eines Kernes durch ein geladenes Teilchen ist proportional e^{-G} ($G =$

Gamowfaktor); infolgedessen ist auch der Wirkungsquerschnitt der (n, α)-Reaktion proportional dieser Grösse:

$$\sigma \sim e^{-\frac{\sqrt{8\mu}}{\hbar}\int_{r_0}^{r_1}\sqrt{V(r)-E}\,dr}.$$

Darin bedeutet μ = reduzierte Masse von Endkern und α-Teilchen, $V(r)$ = potentielle Energie des α-Teilchens im Coulombfeld des Endkerns P^{32}, E = Energie des α-Teilchens im Unendlichen. r_0 ist

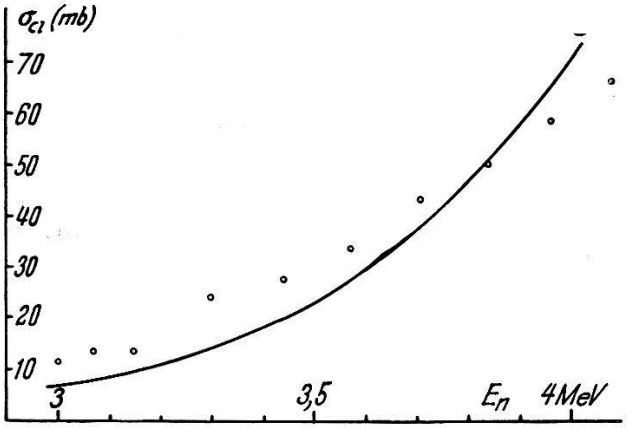

Fig. 18.
Vergleich der Funktion e^{-G} mit dem gemessenen Wirkungsquerschnitt.

der Kernradius und r die Stelle, wo $V(r)$ gleich der Energie E des Teilchens im Unendlichen ist. Der Drehimpuls der α-Teilchen, der unter der Wurzel im Gamowfaktor einen Zusatzterm verlangt, ist für die (n, α)-Reaktion nicht bekannt, doch ist sein Einfluss auf den Anstieg der Exponentialfunktion sehr gering. In Fig. 18 ist $a\,e^{-G(E)}$ zum Vergleich mit dem gemessenen Wirkungsquerschnitt eingezeichnet. Die Übereinstimmung ist recht befriedigend, so dass der Gamowfaktor für die Änderung der WQ als verantwortlich angesehen werden darf.

Die Durchführung der Arbeit wurde ermöglicht durch finanzielle Unterstützung der schweizerischen Kommission für Atomenergie.

Literaturverzeichnis.

1) C. H. Johnson and H. H. Barshall, Phys. Rev. **80**, 818 (1951).
2) O. Huber, O. Lienhard und H. Wäffler, Helv. Phys. Acta **15**, 314 (1942).
3) E. Bleuler und W. Zünti, Helv. Phys. Acta **19**, 137 (1946).
4) F. Metzger, P. Huber und F. Alder, Helv. Phys. Acta **20**, 236 (1947).
5) A. Gibert, F. Roggen und J. Rossel, Helv. Phys. Acta **17**, 97 (1944).

*

[6]) H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys. **22**, 213 (1950).
[7]) H. Bichsel, W. Hälg, P. Huber und A. Stebler, Helv. Phys. Acta **25**, 119 (1951).
[8]) E. Baldinger und R. Casale, Helv. Phys. Acta **21**, 172 (1948).
[9]) Canadien Journal of Physics **29**, 204 (1951).
[10]) S. S. Friedland, Phys. Rev. **84**, 75 (1951).
[11]) Rossi und Staub, Ionisation Chambers and Counters (1951).
[12]) I. L. Fouler und L. Rosen, Phys. Rev. **72**, 926 (1947).
[13]) J. Jungerman and S. C. Wright, Phys. Rev. **76**, 1112 (1949).
[14]) G. Jaffé, Ann. d. Phys. **42**, 303 (1913).
[15]) T. Okuda, K. Ogata, K. Acki, Y. Sugawara, Phys. Rev. **58**, 578 (1940).
[16]) T. Okuda and K. Ogata, Phys. Rev. **60**, 690 (1941).
[17]) H. Ewald, Z. f. Naturf. **6**a, 293 (1951).
[18]) T. L. Collins et al., Phys. Rev. **83**, 228 (1951).
[19]) A. O. Nier, Phys. Rev. **81**, 624 (1951).
[20]) J. Mattauch, A. Flammersfeld, Isotopenbericht 1949.
[21]) A. Folkierski, Proc. Phys. Soc. **65**, 1006 (1952).
[22]) D. L. Livesey and D. H. Wilkinson, Rev. Mod. Phys. **195**, 129 (1948).
[23]) H. B. Willard, I. Bair and I. Kington, unveröffentlicht, siehe „Netron Cross Sections„ AECU-2040, 1952.