Messung des totalen Wirkungsquerschnittes der Reaktionen 18O(n, _0)^15C und 18O(n, _1)^15C* für Neutronenenergien zwischen 7,5 MeV und 8,6 MeV

Autor(en): **Stammbach, Th. / Darden, S.E. / Huber, P.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **40 (1967)**

Heft 7

PDF erstellt am: **29.04.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-113801

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Messung des totalen Wirkungsquerschnittes der Reaktionen $^{18}O(n, \alpha_0)^{15}C$ und $^{18}O(n, \alpha_1)^{15}C^*$ für Neutronenenergien zwischen 7,5 MeV und 8,6 MeV

von **Th. Stammbach, S. E. Darden, P. Huber** und **I. Sick**

Physikalisches Institut der Universität Basel

(20. VI. 67)

Abstract. An ionizationchamber filled with 93% ^{18}O was irradiated with neutrons from the $^{9}Be(\alpha, n)^{12}C$-reaction. The total cross-sections for the $^{18}O(n, \alpha_0)^{15}C$ and $^{18}O(n, \alpha_1)^{15}C^*$(0,75 MeV)-reactions were measured for neutron energies between 7,5 and 8,6 MeV. Two resonances are found at $E_n = 7{,}70 \pm 0{,}05$ MeV and $E_n = 8{,}05 \pm 0{,}05$ MeV with $\Gamma = 0{,}25$ and 0,35 MeV respectively. For an absolute determination of the neutron flux protons emerging from a thick $(CH_2)_n$-radiator were detected with a CsI-scintillator. This method is described in detail and gives the neutron flux with an accuracy better than 1%. To obtain the needed range-energy relationship for protons in $(CH_2)_n$ the ranges for $E_p = 6{,}14$ and 16,45 MeV have been measured permitting the use of computed range curves.

1. Einleitung

Eine mit 93% $^{18}O_2$ gefüllte Ionisationskammer wird mit Neutronen im Energiebereich zwischen 7,5 und 8,6 MeV bestrahlt. Als Neutronenquelle dient die Reaktion $^{9}Be(\alpha, n)^{12}C$.

Bei diesen Neutronenenergien werden an ^{18}O ausser elastischer und inelastischer Streuung nur (n, α)-Reaktionen erzeugt. Wir konnten in unserem Experiment zwei α-Gruppen unterscheiden. Die erste gehört zur Reaktion $^{18}O(n, \alpha_0)^{15}C$ und führt in den Grundzustand von ^{15}C, der zugehörige Q-Wert ist $-5{,}01$ MeV. Die zweite α-Gruppe führt über die Reaktion $^{18}O(n, \alpha_1)^{15}C^*$ in den ersten angeregten Zustand des Endkernes bei 0,75 MeV. Der nächste angeregte Zustand liegt bei 2,48 MeV, so dass wegen der Coulombbarriere keine Übergänge beobachtet werden. Die Reaktionen verlaufen direkt oder durch Bildung des Compoundkernes ^{19}O, der dabei auf Energien zwischen 11,1 und 12,1 MeV angeregt wird.

Das Niveauschema von ^{18}O ist bis zu 7 MeV Anregungsenergie von vielen Autoren durch die Reaktionen $^{18}O(n, n)$, $^{18}O(d, p)$ und $^{17}O(t, p)$ untersucht worden. Es ist jedoch nur eine Arbeit bekannt, die höhere Anregungsenergien im ^{19}O ergibt: SALISBURY et al. [1] haben aus der Transmission eines $D_2^{18}O$-Absorbers den totalen Wirkungsquerschnitt von ^{18}O für Neutronenenergien von 0,4–8,5 MeV und 10,6–19 MeV bestimmt.

2. Messanordnung und Neutronenquelle

2.1. *Beschleunigungsanlage*

Diese Arbeit ist am symmetrischen Kaskadengenerator für 3 MV [2, 3] der Universität Basel[1]) durchgeführt worden. Figur 1 zeigt eine schematische Darstellung der Beschleunigungsanlage. Die Hochfrequenz-Ionenquelle nach MOAK et al. [4] ist mit dem in Figur 2 gezeigten Molybdän-Kanal ausgestattet. Dieser Kanal hat gute Extraktionseigenschaften für Protonen, Deuteronen und He^+-Ionen und ergibt bei

[1]) Hersteller: Firma Haefely & Cie., Basel.

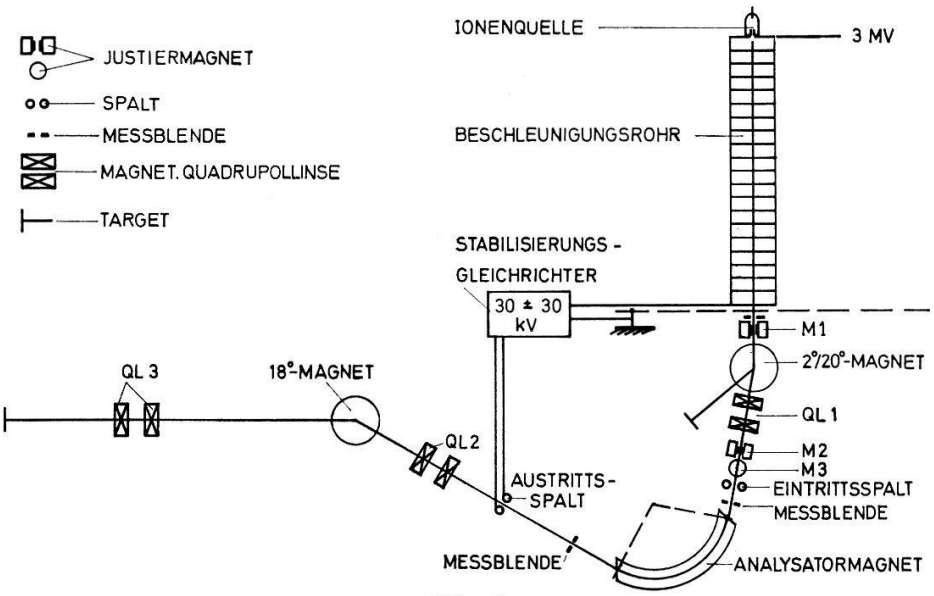

Fig. 1

Schematische Darstellung der Beschleunigungsanlage.

Ionenströmen von ca. 800 μA eine Lebensdauer von 2000 Stunden, worauf das Quarzhütchen ausgewechselt werden muss. Das Beschleunigungsrohr besteht aus 20 Stufen und wurde von R. GALLI [5] beschrieben. Der Strahl wird mit dem Magneten M1 und senkrecht dazu mit dem 2°/20°-Magneten auf den Eintrittsspalt des Analysatormagneten gerichtet und mit dem Quadrupollinsen-Paar QL1 auf die Spaltöffnung fokussiert. Die Ablenkung um 2° bewirkt eine Aufspaltung in verschiedene Strahlkomponenten, was die Beschädigungen an den Walzen des Eintrittsspaltes vermindert. Der Winkel wurde so gewählt, dass die Remanenz nach einer Ablenkung um 20° bei der Einstellung für 2° keine Rolle mehr spielt. Die Justiermagnete M2 und M3 bestimmen die Strahlrichtung hinter dem Austrittsspalt. Die Justiermagnete werden wahlweise von Hand eingestellt oder automatisch durch die Stromdifferenz an den Messblenden gesteuert. Mit Hilfe zweier weiterer Paare magnetischer Quadrupollinsen, QL2 und QL3, wird der Strahl auf das Target fokussiert. Die Strahlqualität ist recht gut: innerhalb von 2 mm·mrad in zwei senkrechten Ebenen finden sich bereits 70 μA Deuteronen. Der Magnet zur Horizontalstellung des Strahles und der Ablenkwinkel von 105°40′ im Analysatormagnet haben keine physikalische Bedeutung, sondern sind durch bauliche Gründe bestimmt.

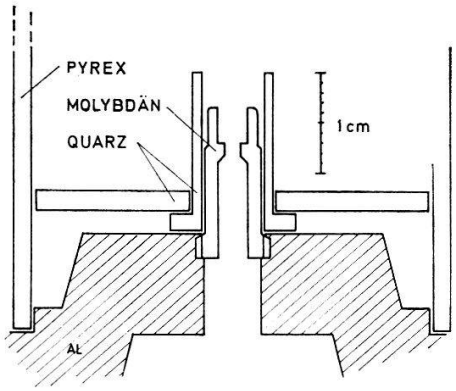

Fig. 2

Extraktionskanal der Hochfrequenz-Ionenquelle.

Die Polschuhe des Analysatormagneten sind 10 cm breit, ihr Abstand beträgt 2,50 cm und wird mit plangeschliffenen Distanzstücken aus Wolfram über die ganze Länge auf besser als 10^{-2} mm konstant gehalten. Mit drehbaren Einlagen in den Enden der Polschuhe können die Winkel zwischen Strahl und Magnetfeldbegrenzung so eingestellt werden, dass der Eintrittsspalt auf den Austrittsspalt abgebildet wird. Zur Kontrolle der Doppelfokussierung haben wir mittels der Justiermagnete M2 und M3 die Einfallsrichtung in den Analysatormagneten verändert und geprüft, ob sich Strahlenergie und Strahlposition im Austrittsspalt dabei nicht ändern. Die Vergrösserung in der Ablenkrichtung beträgt 2,1. Ein- und Austrittsspalt bestehen aus exzentrisch gelagerten, petrolgekühlten Kupferwalzen von 3 cm Durchmesser. Die elektronische Stabilisierung des Magnetstromes gewährleistet eine konstante Feldstärke von 1 in 10^5 über mehrere Stunden. Für die Messung der Feldstärke von 1–8 kGauss werden drei Kernresonanzproben (98% Glycerin, 2% H_2O, $1 \cdot 10^{19}$ Mn-Ionen/cm³) verwendet. Zur Energieeichung sind 6 Resonanzen und Schwellwerte mit Protonen und zwei mit He^+-Ionen ausgemessen worden, so dass die Teilchenenergie auf $0{,}25^0/_{00}$ genau bestimmt werden kann [6]. Die Energieauflösung des Analysators ist bei einer Spaltöffnung von 0,5 mm besser als $1{,}5 \cdot 10^{-4}$. Zur Stabilisierung von Hochspannungsschwankungen bis zu Frequenzen von 500 Hz kann das Potential am Fusspunkt der Kaskade mit einem Stabilisierungsgleichrichter zwischen 0 und 60 kV verändert werden. Als Stabilisierungssignal dient die Stromdifferenz zwischen den beiden isolierten Walzen des Austrittsspaltes.

2.2. *Messanordnung*

Figur 3 zeigt die experimentelle Anordnung. Einfach geladene He-Ionen werden auf Energien zwischen 1,8 und 2,9 MeV beschleunigt und auf das Berylliumtarget

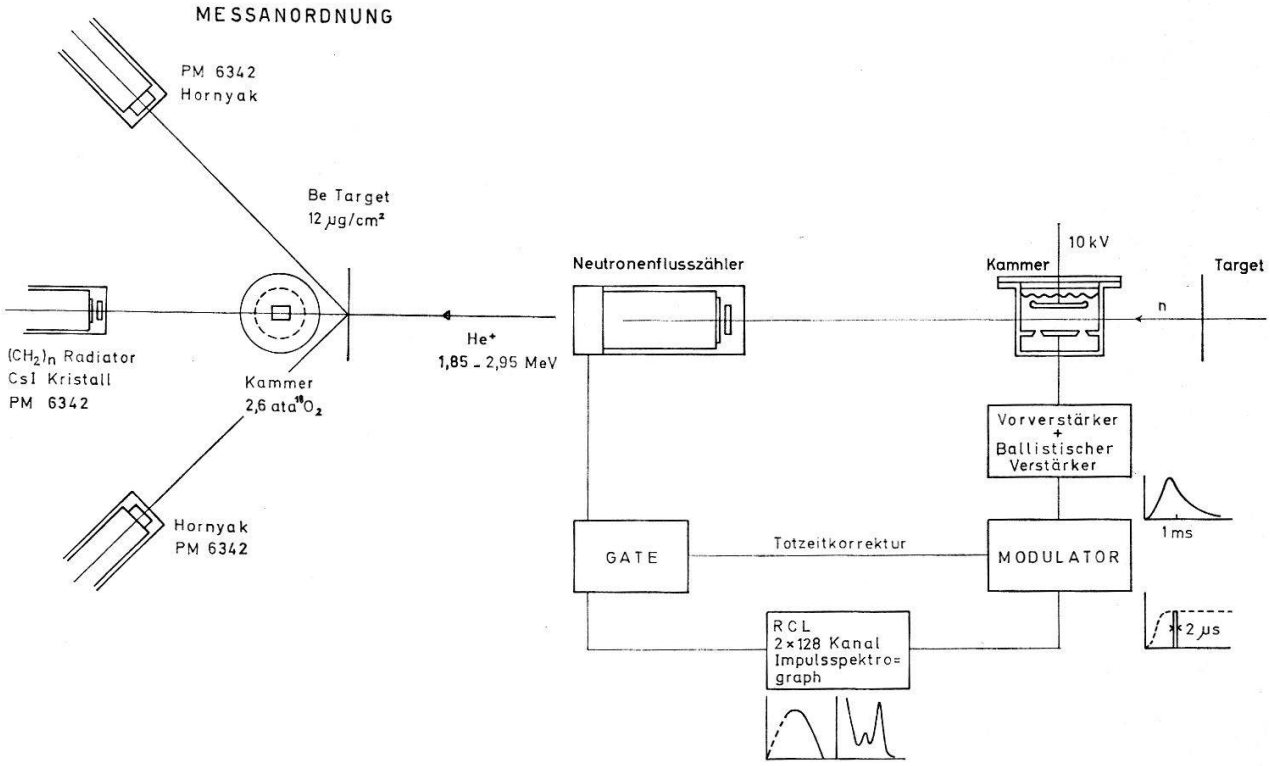

Fig. 3

Experimentelle Anordnung.

fokussiert. Die Ionisationskammer ist unter 0° zum einfallenden Strahl 12 cm vom Target entfernt angebracht. Hinter der Kammer, ebenfalls unter 0° zum einfallenden Strahl, befindet sich die Einrichtung zur Messung des Neutronenflusses. Die Methode, die wir angewendet haben, wird in Abschnitt 3 näher beschrieben; sie beruht auf der Zählung der Rückstossprotonen, die aus einem dicken $(CH_2)_n$-Radiator austreten. Unter 45° zum direkten Strahl sind zwei Hornyak-Kristalle aufgestellt. Sie dienen zur laufenden Kontrolle des Neutronenflusses. Das Spektrum der Rückstossprotonen einerseits und das Impulsspektrum der Ionisationskammer andererseits werden simultan in je 128 Kanälen eines 256-Kanal Impulsspektrographen aufgenommen.

2.3. *Neutronenquelle*

Die Reaktion $^9Be(\alpha, n)^{12}C$ gibt im verwendeten Energiebereich zwei Neutronengruppen mit einer Energiedifferenz von 4,40 MeV. Der Q-Wert für die erste Gruppe ist + 5,704 MeV. Das gibt mit unseren Bestrahlungsenergien Neutronen zwischen 7,55 und 8,61 MeV. Die Energie der zweiten Neutronengruppe ist genügend tief, so dass keine (n, α)-Reaktionen an ^{18}O mehr möglich sind.

Die Unterlage für das Berylliumtarget ist ein 0,5 mm dickes, poliertes Molybdänblech, auf das zur Targetkontrolle zuerst Aluminium und dann eine Schicht von 12 μg/cm² Beryllium aufgedampft werden. Vor der Bestrahlung und nach jeweils vier Messpunkten wird das Target mit Protonen bestrahlt. Aus der Lage und der Breite der sehr scharfen $^{27}Al(p, \gamma)^{28}Mg$ Resonanz bei 992 keV lassen sich Targetdicke und Veränderungen, die das Berylliumtarget durch die Bestrahlung erfährt, bestimmen. Das Target ist wassergekühlt und wird mit 8–20 μA He^+-Ionen bestrahlt. Der Strahlfleck ist auf 6 mm Durchmesser defokussiert. Nach 30–50 Betriebsstunden muss das Target ausgewechselt werden, weil das Beryllium abblättert und damit nicht mehr genügend gekühlt werden kann. Die Ablagerung von Pumpenölen auf dem Target wird durch ein gekühltes Molekularsieb [7] verhindert.

Der Energieverlust der α-Teilchen in einem Target von 12 μg/cm² beträgt 15 keV für ein frisches Target und maximal 25 keV nach der Bestrahlung. Die Winkelabhängigkeit der Neutronenenergie trägt 9 keV zur Energieverschmierung bei. Das Energiespektrum der Neutronen, die die Kammer treffen, ist ungefähr dreieckförmig. Die Basisbreite wurde zu ca. 50 keV gewählt bei (n, α_0)-Wirkungsquerschnitten kleiner als 10 mb und zu 30 keV bei grösseren Querschnitten.

3. Neutronenflussbestimmung

3.1. *Methode*

Zur absoluten Bestimmung des Neutronenflusses werden die Rückstossprotonen gezählt, die aus einem dicken $(CH_2)_n$-Radiator austreten. Diese Methode ist schon früher angewandt worden [8, 9, 10], Seitz und Huber [10] z.B. haben mit einer Ionisationskammer und einem 19-Kanal Impulsspektrographen das Spektrum der Rückstossprotonen zur Flussbestimmung aufgenommen. Die Anwendung eines CsI(Tl)-Kristalles an Stelle der Ionisationskammer bringt viele Vorteile, die in einer früheren Publikation zusammengestellt worden sind [11].

Figur 4 zeigt die verwendete Einrichtung. Der $(CH_2)_n$-Radiator ist in eine Aluminiumfassung eingepresst. Die Grösse des Radiators ist durch den Durchmesser von 25,0 mm einer Blende festgelegt. Eine Bleieinlage schirmt seitlich austretende Protonen ab. Der Untergrund durch Reaktionen im CsI wird gemessen, indem der $(CH_2)_n$-Radiator durch Kohle ersetzt wird. Um sicher zu sein, dass in beiden Fällen gleich viel Licht in den Photomultiplier reflektiert wird, ist sowohl auf den Radiator als auch auf die Kohleeinlage ein Spiegel von ca. 50 μg/cm² Metall aufgedampft und zudem darauf geachtet worden, dass sich Radiator und Kristall nicht berühren können. Ein zweiter Al-Ring sorgt für diesen 0,3 mm grossen Abstand und hält zugleich den Kristall fest.

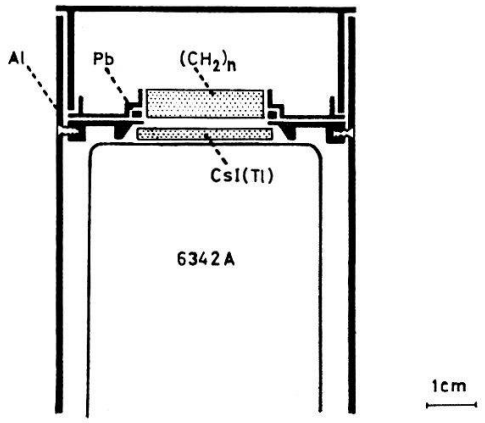

Fig. 4

Einrichtung zur Neutronenflussbestimmung mit dickem Radiator.

3.2. *Spektrum der Rückstossprotonen*

Das Spektrum der Rückstossprotonen, die aus einer dicken $(CH_2)_n$-Schicht austreten, kann berechnet werden, wenn man die Reichweite von Protonen in $(CH_2)_n$ als Funktion der Energie kennt [10, 12]. Für einen nicht allzu grossen Energiebereich lässt sich die Reichweite durch

$$R_p(E) = R_m \left(\frac{E}{E_m}\right)^a$$

gut darstellen. Der Exponent a wird aus gemessenen Reichweiten bestimmt. Mit dieser Reichweite-Funktion vereinfacht sich die Rechnung und man erhält unter Voraussetzung einer isotropen Winkelverteilung der n–p Streuung im Schwerpunktssystem folgendes Energiespektrum (Gleichung (11) in der Arbeit von Seitz und Huber [10]):

$$W(E) = \frac{2\,N_0\,\sigma_t}{3\,\varepsilon(E)}\left\{1 - \left(\frac{E}{E_m}\right)^{3/2}\right\} = \frac{2\,a\,N_0\,R_m\,\sigma_t\,n}{3\,E_m}\left\{\left(\frac{E}{E_m}\right)^{a-1} - \left(\frac{E}{E_m}\right)^{a+1/2}\right\}.$$

Die totale Stosszahl oberhalb der Diskriminationsenergie D erhält man durch Integration zwischen D und E_m zu

$$N(E \geqslant D) = \frac{2}{2\,a+3}\,N_0\,R_m\,\sigma_t\,n\left\{1 - \frac{2\,a+3}{3}\left(\frac{D}{E_m}\right)^a + \frac{2\,a}{3}\left(\frac{D}{E_m}\right)^{a+3/2}\right\}.$$

Darin bedeuten:

N_0 Anzahl Neutronen, die den Radiator treffen,

σ_t totaler Wirkungsquerschnitt der $n-p$ Streuung,

E_m maximale Protonenrückstossenergie,

R_m Reichweite der Protonen in $(CH_2)_n$,

n Anzahl H-Kerne/cm³ in $(CH_2)_n$,

$\varepsilon(E) = (1/n)\, dE/dR$ atomares Bremsvermögen von Protonen in $(CH_2)_n$.

Für eine absolute Flussbestimmung muss also R_m, a, σ_t bekannt sein und D/E_m bestimmt werden.

3.3. *Reichweite, Wirkungsquerschnitt der n–p Streuung und Korrekturen am Spektrum*

Der Energieverlust von Protonen in verschiedenen Substanzen ist z. B. von Barkas [13] berechnet und mit Experimenten verglichen worden. Seine Rechnungen zeigen den richtigen Energieverlauf und stimmen z. B. für Al über einen weiten Energiebereich besser als 0,3% mit den gemessenen Werten überein, wenn das mittlere Ionisierungspotential richtig gewählt ist. Da für $(CH_2)_n$ keine genauen Messungen bekannt sind, haben wir zur Anpassung des mittleren Ionisierungspotentiales auch für $(CH_2)_n$ die Protonenreichweite für zwei Energien wie folgt bestimmt. Eine beidseitig mit Nickelfolien von 0,5 mg/cm² und 1 mg/cm² Dicke abgeschlossenes Gastarget mit ^{3}He bzw. D_2-Füllung wird mit Deuteronen zwischen 1,5 und 2,5 MeV bestrahlt. Dabeentstehen durch die Reaktionen ^{3}He(d, p) bzw. D(d, p) Protonen mit Energien von 16,5–18 MeV bzw. 6–8 MeV. Ihre Energien können auf 0,1% genau berechnet werden, weil wegen der positiven Q-Werte der Energieverlust in den Folien nur kleine Korrekturen ergibt. Die Protonen treffen, durch zwei Blenden kollimiert, unter einem Winkel von $(90 \pm 1)°$ auf den $(CH_2)_n$-Absorber. Seine Dicke in mg/cm² kann aus Gewicht und Durchmesser auf 0,3% bzw. 0,5% genau bestimmt werden. Die Energie E' der aus dem Absorber austretenden Protonen wird mit einer Silizium-Zähldiode als Funktion der Einschussenergie E_p gemessen, wobei E_p so lange verkleinert wird, als die austretenden Protonen noch nachgewiesen werden können. Die Kurven $E'(E_p)$ für die beiden Meßserien können gut nach $E' = 0$ extrapoliert werden, wenn $(E')^a$ als Funktion von $(E_p)^a$ aufgetragen wird. Andere Extrapolationen mit Hilfe gemessener dE/dx-Werte für $E_p \leqslant 600$ keV [14, 15] oder mittels der berechneten Reichweiten für 2 MeV, 4 MeV und 6 MeV Protonen ergeben innerhalb der Messgenauigkeit die gleichen Reichweiten (Eindringtiefe oder projected range):

$$R_p\,(16{,}45\ \text{MeV}) = 279{,}4 \pm 1{,}4\ \text{mg/cm}^2\,,$$

$$R_p\,(\ 6{,}14\ \text{MeV}) = \ \ 47{,}0 \pm 0{,}4\ \text{mg/cm}^2\,.$$

Wird in den Tabellen von Barkas als mittleres Ionisierungspotential für $(CH_2)_n$ 61,4 eV (statt wie von ihm angenommen 55 eV) eingesetzt, so ergibt sich eine Energie-Reichweitebeziehung, die diese beiden Werte auf 0,2% genau reproduziert. Diese Reichweiten lassen sich im Energiebereich von 6–20 MeV mit $a = 1{,}81$ in der unter 3.2 angenommenen Form darstellen, wenn Abweichungen von 0,1% zugelassen werden.

Der totale Wirkungsquerschnitt der Neutron-Proton Streuung ist dem zusammenfassenden Artikel von GAMMEL [16] entnommen. Diese halbempirisch berechneten Werte stimmen mit neun Messungen bei Energien bis 42 MeV überein.

Für unsere Berechnung ist eine isotrope Winkelverteilung vorausgesetzt. Die daraus resultierenden Fehler sind klein. Bei 20 MeV Neutronenenergie hat der differentielle Wirkungsquerschnitt ungefähr die Form $(1 + 0{,}1 \cdot \cos^2 \vartheta)$ [16]. Die Ansprechwahrscheinlichkeit erhöht sich bei einer solchen Winkelverteilung um 0,85%, wenn das ganze Spektrum, bzw. um 1,8%, wenn nur dessen obere Hälfte ausgewertet werden kann.

Für eine exakte Auswertung der Rückstoßspektren muss noch die Energieabhängigkeit der Lichtausbeute für Protonen im CsI-Kristall und die Nichtlinearität der Aufzeichnung im Impulsspektrographen bekannt sein. Um die Lichtausbeute im Kristall zu messen, haben wir die Rückstoßspektren verschiedener Neutronenenergien miteinander verglichen. Wegen des Lichtverlustes bei hohen Ionisationsdichten im Kristall, also bei kleinen Protonenenergien, ist nur für hohe Energien eine Gerade zu erwarten. Diese kann, gegen kleinere Energien extrapoliert, einen positiven Energieachsenabschnitt zeigen. Unsere Messpunkte bei 4, 6, 8 und 14 MeV ergeben eine Gerade und innerhalb der Messgenauigkeit von 60 keV keinen Energieachsenabschnitt.

Der Randeffekt ergibt eine unbedeutende Korrektur. Für einen Radiator, dessen Radius 10 Protonenreichweiten im $(CH_2)_n$ entspricht, verkleinert sich die Ansprechwahrscheinlichkeit um 1,5% für das ganze Spektrum und um 0,9%, wenn wieder nur dessen obere Hälfte ausgewertet wird. Impulse, die durch Reaktionen im CsI oder durch Elektronen entstehen, können ohne Radiator gemessen werden. Die Korrekturen liegen für richtig gewählte Kristallgrössen zwischen 1% und 3%.

3.4. *Vergleich von berechneten mit gemessenen Spektren. Bestimmung der Diskriminationsenergie*

Um berechnete und gemessene Spektren zu vergleichen, haben wir ein Rückstossspektrum mit Neutronen von 14,7 MeV Energie aus der Reaktion $T(d, n)^4He$ mit guter Statistik aufgenommen (Figur 5). Die Untergrundimpulse sind ohne Radiator gemessen und vom Spektrum subtrahiert worden. Das Spektrum kann oberhalb 4 MeV ausgewertet werden, was bereits 80% der gesamten Fläche entspricht. Für den Vergleich müssen wir 1. die Energieauflösung im CsI-Kristall berücksichtigen und 2. einen Energiemaßstab im gemessenen Spektrum festlegen. Zur Berücksichtigung der Energieauflösung wird die berechnete Kurve mit einer Gaussverteilung der Standardabweichung σ verschmiert. Zur Energieanpassung müssen im gemessenen Spektrum der Kanal k_0, dem der Energienullpunkt, sowie der Kanal k_{max}, dem die maximale Protonenenergie entspricht, gefunden werden. Durch Variation von σ, k_0 und k_{max} kann die mittlere quadratische Abweichung δ zwischen der berechneten Kurve und dem gemessenen Spektrum minimalisiert werden. Die beste Anpassung erhält man für $\sigma = 0{,}04$, was einer Energieauflösung von 8% im CsI entspricht. In Figur 6a haben wir nun untersucht, wie die Güte der Anpassung von den Parametern σ, k_0 und k_{max} abhängt. Dazu ist die mittlere quadratische Abweichung δ als Funktion von k_{max} für verschiedene Werte von σ und k_0 aufgetragen. k_0 und k_{max} sind so normiert, dass die maximale Protonenenergie ungefähr $k_{max} = 1$ entspricht. Die Lage des Minimums wird durch die Wahl von σ und k_0 nur unwesentlich beeinflusst. In Figur 6b

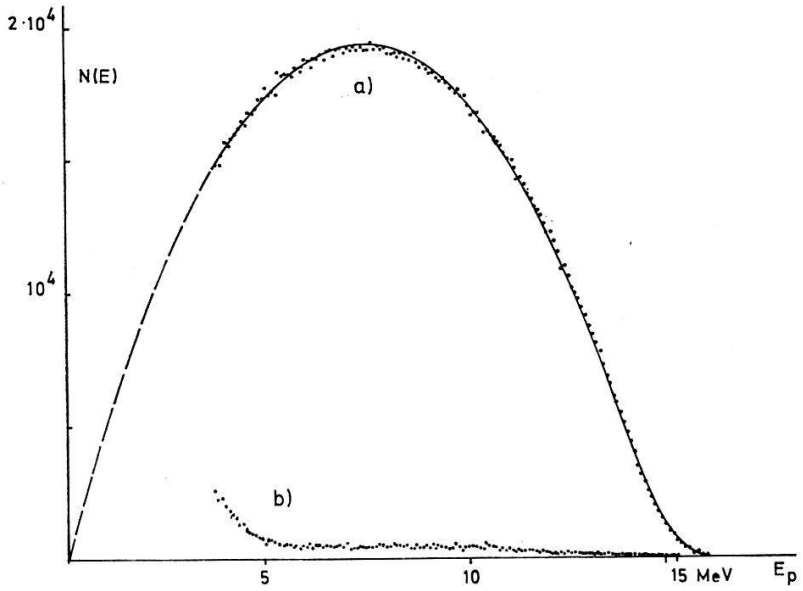

Fig. 5

Spektrum der Rückstossprotonen bei 14,7 MeV Neutronenenergie.
– – — berechnetes Spektrum; . . . . a) auf Untergrund korrigierte Messpunkte, b) Untergrund.

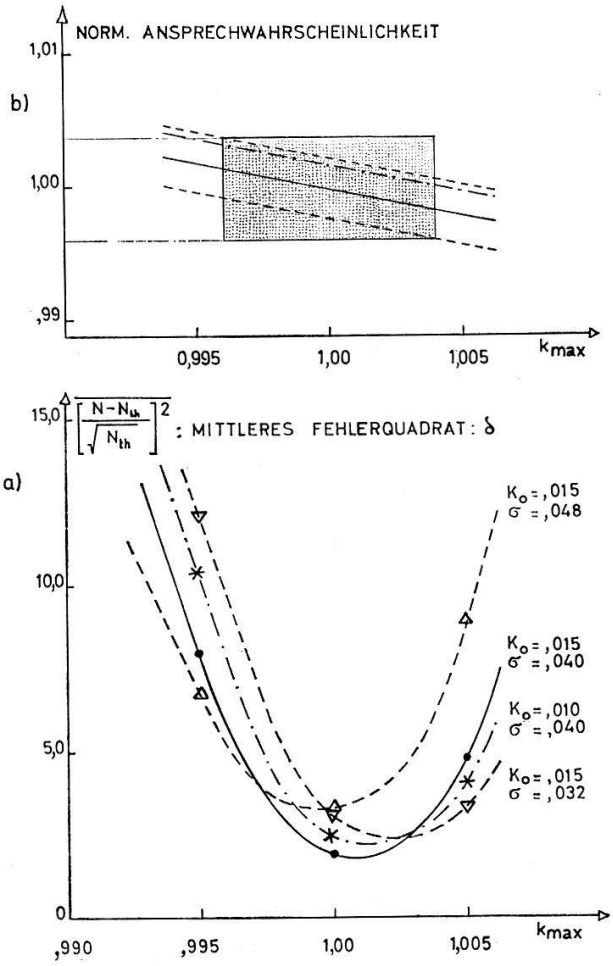

Fig. 6

Vergleich von gemessenem und verschieden berechneten Spektren (Erklärung im Text).

ist die den Kurven in Figur 6a entsprechende Ansprechwahrscheinlichkeit berechnet. Für eine einfache Auswertung der Spektren ohne Berechnung von δ können die besten Werte für σ und k_{max} auch direkt dem Spektrum entnommen werden. Die aus dieser einfacheren Auswertung resultierenden Fehler entsprechen der schraffierten Fläche in Figur 6b und geben innerhalb von $\pm$ 0,4% die gleiche Ansprechwahrscheinlichkeit wie die Anpassung mit Hilfe des kleinsten mittleren Fehlerquadrates δ. δ ist bei diesem Test grösser als 1, weil die Nichtlinearität des Impulsspektrographen nicht korrigiert worden ist.

Die Bestimmung der Diskriminationsenergie D hat also bei monochromatischen Neutronen hoher Energie weniger Einfluss auf die Genauigkeit der Flussbestimmung als die anderen eingesetzten Grössen, und Flussbestimmungen mit einem Fehler unter 1% sind möglich. Bei tieferen Energien gewinnt die präzise Bestimmung der Diskriminationsenergie an Bedeutung, weil der auswertbare Teil der Fläche immer kleiner wird. Können nur noch 50% der Fläche ausgewertet werden, steigt der Fehler der Flussbestimmung auf ca. 2% an. Für Neutronenenergien unter 5 MeV ist an Stelle des CsI-Kristalles eine Silizium-Zähldiode geeignet. Wichtig ist, dass in jedem Fall die Dicke des CsI-Kristalles bzw. der Zähldiode der Energie angepasst wird.

3.5. *Bestimmung des Neutronenflusses der* $^8Be(\alpha, n)^{12}C$ *Reaktion*

Figur 7 zeigt ein Spektrum von Rückstossprotonen der energiereichen Neutronengruppe mit 7,70 MeV Energie der Reaktion $^9Be(\alpha, n)^{12}C$. Wegen der zweiten Neutronengruppe erscheint in der unteren Hälfte ein zweites Spektrum mit der maximalen Energie bei 3,30 MeV. Die eingezeichneten Kurven sind die für beide Neutronengruppen berechneten Spektren. Für die Flussbestimmung der energiereichen Neutronengruppe kann hier nur die obere Hälfte des Rückstoßspektrums verwendet werden, was 50% der gesamten Fläche entspricht. Der Neutronenfluss kann auf

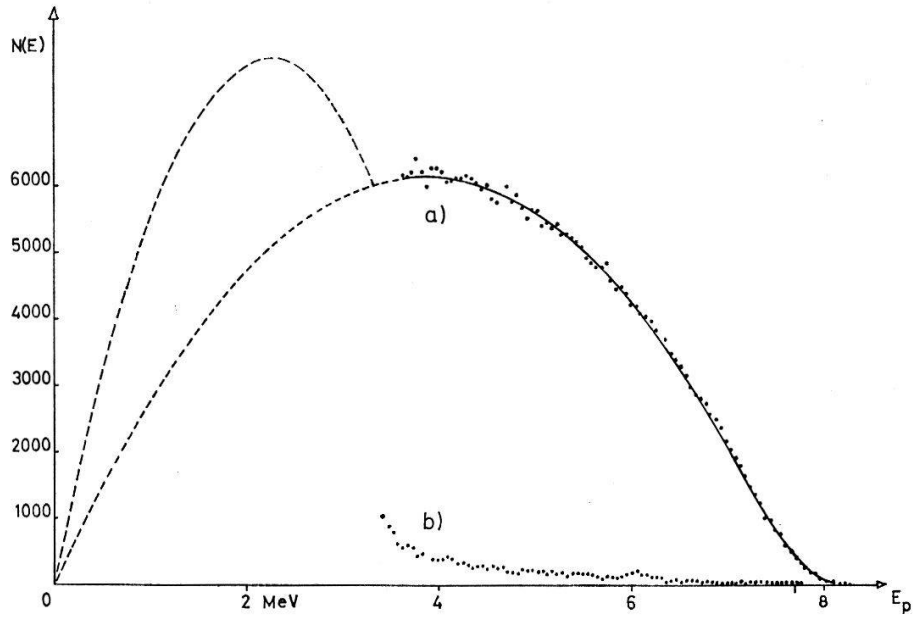

Fig. 7

Spektrum der Rückstossprotonen von Neutronen aus der Reaktion $^9Be(\alpha, n)^{12}C$.
– – – berechnete Spektren für 7,70 bzw. 3,30 MeV; . . . . a) gemessenes, auf Untergrund korrigiertes Spektrum, b) Untergrund.

$\pm$ 2% bestimmt werden. Die Randeffektkorrektur ist 0,6%, der Untergrund im Mittel 1%.

Die Spektren der Rückstossprotonen werden gleichzeitig mit den α-Spektren aufgenommen. Durch die Aufstellung des Radiators hinter der Ionisationskammer wird der Neutronenfluss nicht ganz richtig gemessen. Einesteils werden in den Wänden der Kammer Neutronen absorbiert und gestreut, andernteils treffen von der Kammer gestreute Neutronen den $(CH_2)_n$-Radiator. Beide Effekte haben die Grössenordnung von einigen Prozenten und heben sich nahezu auf, so dass total nur 1% korrigiert werden muss.

4. Ionisationskammer

4.1. *Arbeitsweise der Kammer*

Die aus Aluminium hergestellte Ionisationskammer ist eine Schutzringkammer mit parallelen Platten. Das aktive Volumen ist ein Quader von $4{,}10 \times 2{,}30 \times 1{,}92$ cm. Die inneren Teile sind mit 0,1 mm Gold belegt. Die Kammer ist gefüllt mit 2,6 ata(NTP) 93%igem $^{18}O_2$, das durch Elektrolyse von $D_2^{18}O + NaD^{18}O$ gewonnen wurde[2]). Eine massenspektrometrische Analyse[3]) des Kammergases ergab folgende Komponenten: 93,2% ^{18}O, 0,2% ^{17}O, 5,2% ^{16}O, 1,1% ^{14}N, 0,3% ^{12}C. Die Gasmenge im aktiven Volumen wird aus drei Wägungen bestimmt: leer, mit Luft und mit dem Kammergas gefüllt.

Wegen der Sauerstoff-Füllung muss die Kammer mit Ionensammlung betrieben werden. Man erhält dabei Impulse mit Anstiegszeiten von ca. 1 ms. Diese werden in einem Modulator [7] in Rechtecksignale von 2 μs Dauer umgewandelt und im Impulsspektrographen analysiert. Der Eingang des Modulators bleibt zur Verminderung von Impulsüberlagerungen bei jeder Verarbeitung 6–10 ms gesperrt. Damit diese Totzeit, welche 20–30% der Messzeit ausmachen kann, in der Neutronenflussbestimmung ohne Fehler berücksichtigt wird, werden die Impulse aus dem CsI-Kristall durch ein Gate gegeben, das, mit dem Sperrsignal des Modulatoreinganges betrieben, die Impulse nur während der wirklichen Messzeit weitergibt.

Sauerstoff als Kammergas gibt zudem grosse Rekombinationsverluste, die sich aber, wie die Sättigungskurven von HAEBERLI et al. [17] zeigen, gut nach der Theorie von JAFFE [18] behandeln lassen. Das Sättigungsdefizit für Impulse senkrecht zum elektrischen Feld von 5 kV/cm beträgt 7%. Es ist durch Messen der Impulsgrösse bei verschiedenen Kammerspannungen bestimmt worden. Die Anzahl Impulse, die nicht mehr in der α-Gruppe gezählt werden können, weil ihr Ladungsverlust durch Rekombination grösser als 10% ist, kann aus der von HAEBERLI et al. berechneten Impulsverteilung abgeschätzt werden. Für eine isotrope Winkelverteilung ergibt sich eine Korrektur von 7%.

Zur Angabe der Randeffektkorrektur sollte die Winkelverteilung der Reaktionsprodukte in der Kammer bekannt sein. Wir haben den Randeffekt für vier verschiedene Winkelverteilungen berechnet. In Figur 8 ist der Randeffekt als Funktion der α-Reichweite in der Ionisationskammer aufgetragen. Den grössten Randeffekt erhält

---

[2]) Das $D_2^{18}O$ wurde im Physikalisch-chemischen Institut der Universität Basel hergestellt. Für die Überlassung danken wir dem Schweizerischen Nationalfonds und Herrn Prof. M. THÜRKAUF.

[3]) Wir danken Herrn Prof. J. GEISS von der Universität Bern für die sorgfältige Durchführung der Analyse.

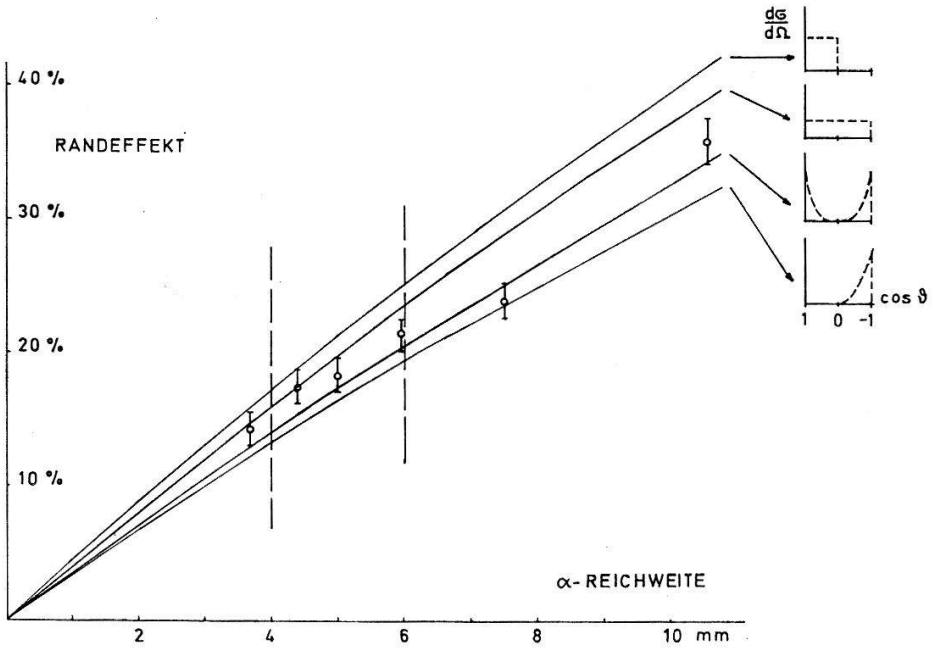

Fig. 8

Randeffekt als Funktion der α-Reichweite für die rechts angegebenen Winkelverteilungen. Punkte: experimentell bestimmte Randeffekte aus einer Messreihe mit variablem Kammerdruck bei $E_n = 8{,}17$ MeV. Der Arbeitsbereich für die Querschnittsmessung liegt zwischen 4 und 6 mm α-Reichweite.

man für eine Vorwärtsstreuung mit $\sigma(\vartheta) =$ konst. für $0° \leqslant \vartheta \leqslant 90°$. Die kleinste Korrektur ergibt ein Rückwärtsmaximum $\sigma(\vartheta) \sim \cos^2\vartheta$ für $90° \leqslant \vartheta \leqslant 180°$, da die Rückstosskerne kleinere Reichweiten haben. Dazwischen liegen die Kurven für eine isotrope Winkelverteilung und für eine symmetrische Verteilung mit $\sigma(\vartheta) \sim \cos^4\vartheta$. Um experimentell die Zählverluste durch Randeffekt zu ermitteln, wurde die Stosszahl in einer α-Gruppe bei verschiedenen Kammerdrucken gemessen. Die α-Reichweiten betrugen ca. 4–10 mm. Mit den in Figur 8 angegebenen theoretischen Randeffektkurven lässt sich die Stosszahl auf Reichweite null extrapolieren und damit der Randeffekt bestimmen. Diese Messpunkte sind in Figur 8 mit ihren statistischen Fehlern eingetragen. Die Extrapolation zur Reichweite null ergibt einen systematischen Fehler von $\pm$ 2% im Reichweiteintervall von 4–6 mm.

4.2. *Impulsspektrum*

Figur 9 zeigt ein typisches Impulsspektrum der in der Ionisationskammer ablaufenden Reaktionen. Die Neutronenenergie ist 8,15 MeV. Die elastische Streuung ergibt eine maximale Energie der ^{18}O-Kerne von 1,63 MeV und die (n, α)-Reaktion zwei α-Gruppen mit 2,39 MeV bzw. 3,14 MeV. Die Breite der Linien beträgt 250 keV und wird durch folgendes bedingt: 1. erfahren Spuren mit verschiedenen Winkeln gegenüber der Richtung des elektrischen Feldes unterschiedliche Rekombinationsverluste; 2. ist die Impulsgrösse abhängig von der Aufteilung der Reaktionsenergie auf den ^{15}C-Rückstosskern und das α-Teilchen, da die Arbeit pro Ionenpaar für schwere Ionen wesentlich grösser ist als für α-Teilchen [19, 20, 21]. Diese Verbreiterung der Linien erschwert ihre Trennung vom Untergrund.

Die verschiedenen Beiträge zum Spektrum sind in Figur 9 gestrichelt eingezeichnet: 1. Am oberen Ende des Rückstoßspektrums erscheinen Impulse einerseits aus den

Rückstössen von elastischer Streuung an ^{12}C-und ^{14}N-Verunreinigungen im Kammergas und andererseits durch Impulsüberlagerungen, die wegen der langen Impulse auch bei kleinen Stossraten von 10 bis 20 Impulsen/s schon relativ häufig vorkommen. Für Neutronenenergien unter 7,58 MeV ergibt das eine Untergrundkorrektur, weil die α-Gruppe nahe an die Rückstosskante zu liegen kommt. 2. Eine kleine Stickstoffverunreinigung von 1,1% in der Gasfüllung der Ionisationskammer ermöglicht die Reaktion $^{14}N(n, \alpha)^{11}B$. Mit der zweiten Neutronengruppe entstehen dabei α-Teilchen einer Energie nur 300 keV höher als jener der $^{18}O(n, \alpha_0)^{15}C$-Reaktion. Dieser Beitrag ist im allgemeinen klein, erst unter 7,6 MeV und über 8,35 MeV wird die Korrektur grösser als 10%, da dort die zweite Neutronengruppe intensiver als die erste ist, und da der Querschnitt der ^{18}O-Reaktion klein ist gegenüber den 400 mb für die ^{14}N-Reaktion. Für Energien über 8,5 MeV ist der Beitrag vom ^{14}N grösser als derjenige vom ^{18}O. 3. Die durch Randeffekt und Rekombinationsverlust verkleinerten Impulse aus der $^{18}O(n, \alpha_0)$-Reaktion sowie Randspuren von ausserhalb des aktiven Volumens erscheinen in den Kanälen kleinerer Energie. Die Stosszahl der α-Gruppe ist 19% zu klein für die tiefsten Energien und 25% für die höchsten. Zur Berechnung der Randeffektkorrektur haben wir in Figur 8 eine mittlere Winkelverteilung gewählt, die für 4 mm Reichweite 15% Randeffekt ergibt.

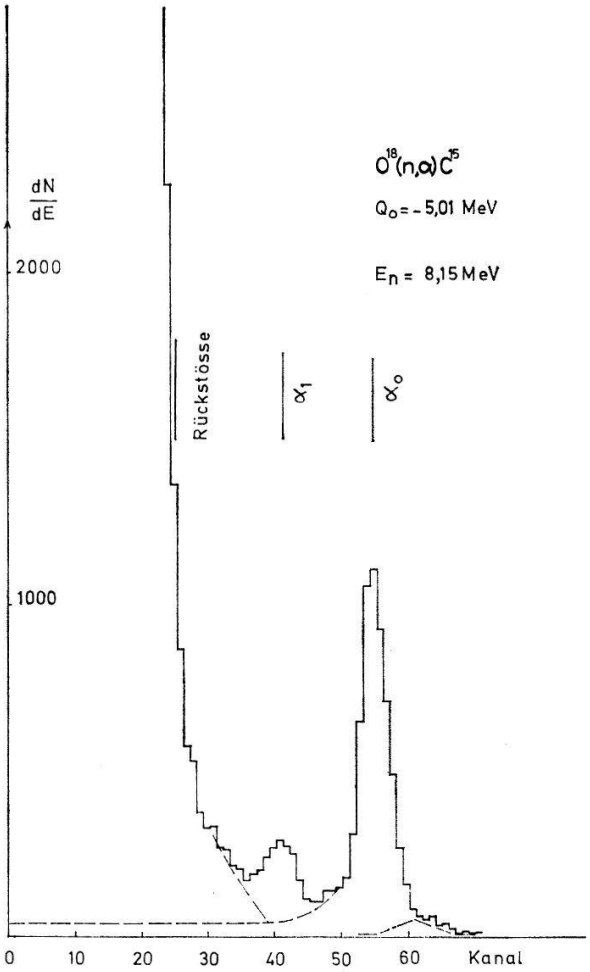

Fig. 9

Impulsspektrum in der Ionisationskammer bei einer Neutronenenergie von 8,15 MeV.

Um die Stosszahl der zweiten α-Gruppe zu finden, wird im gemessenen Spektrum der Ausläufer des Rückstoßspektrums und das Randeffektspektrum der α_0-Gruppe abgeschätzt. Die subtrahierten Beiträge entsprechen über den ganzen Energiebereich einer Korrektur von -5 mb im (n, α_1)-Wirkungsquerschnitt. Randeffekt und Rekombination ergeben 15% bis 21% Stosszahlverlust.

5. Messergebnisse

Figur 10 zeigt den gemessenen Wirkungsquerschnitt. Die eingezeichneten Dreiecke zeigen das Energiespektrum der Neutronen. Die eingetragenen Fehler enthalten nur die statistischen Fehler und die abgeschätzten Fehler der Untergrundkorrektur. Wir haben dabei angenommen, dass der Untergrund auf $\pm$ 20% genau bestimmt ist. Die eher systematischen Fehler folgender Grössen sind in Figur 10 nicht eingetragen: aktives Volumen, ^{18}O-Gehalt und Wägung der Kammer je $\pm$ 1%; Raumwinkel der Ionisationskammer $\pm$ 1%; Unsicherheit der Korrektur durch Randeffekt und Rekombination $\pm$ 3% bis 4%; Absorption von Neutronen in den Kammerwänden $\pm$ 1,5%; R_m, σ_t, a $\pm$ 0,7%; Energieeichung der Rückstoßspektren, insbesondere Schwierigkeiten bei der Nullpunktbestimmung im Impulsspektrographen $\pm$ 2,5%. Die Fehler der Neutronenenergien liegen zwischen 5 und 10 keV und sind durch die

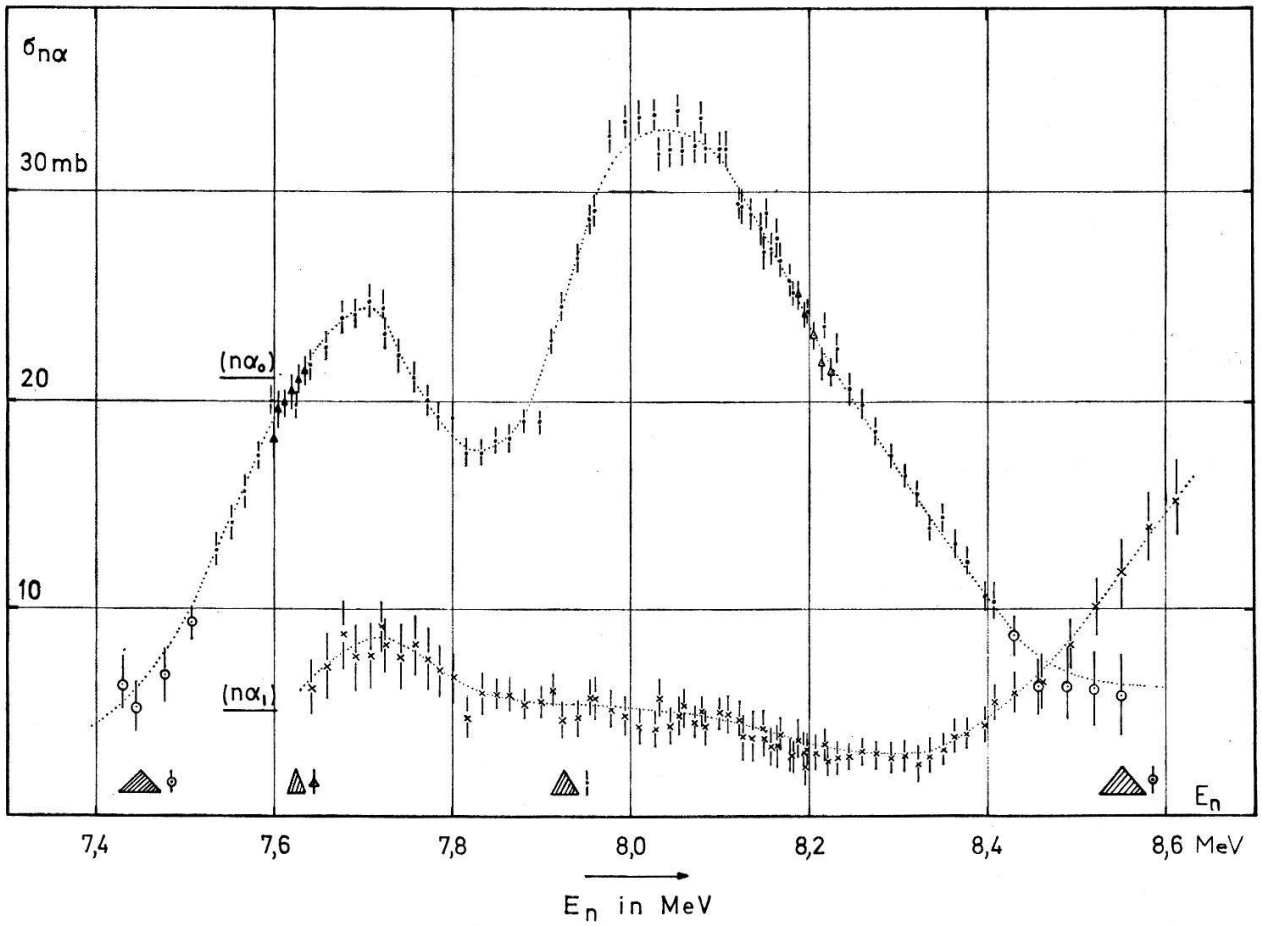

Fig. 10

Wirkungsquerschnitt für $^{18}O(n, \alpha_0)^{15}C$ und $^{18}O(n, \alpha_1)^{15}C^*$ (0,75 MeV). Die verschiedenen Symbole für die (n, α_0)-Messpunkte gehören zu verschiedener, unten als Dreiecke eingezeichneter Energieauflösung.

zeitlichen Veränderungen der Targetdicke bedingt. Damit ist der gesamte Fehler der Wirkungsquerschnitte für die $^{18}O(n, \alpha_0)^{15}C$-Reaktion $\pm$ 6% plus die in Figur 10 eingetragenen Fehler. Die Genauigkeit der Wirkungsquerschnitte für $^{18}O(n, \alpha_1)^{15}C^*$ kann mit $\pm$ 1,5 mb angegeben werden; sie ist im wesentlichen durch die Untergrundsubtraktion bestimmt.

Der gemessene Wirkungsquerschnitt zeigt zwei Resonanzen bei (7,70 $\pm$ 0,05) und (8,05 $\pm$ 0,05) MeV mit den Breiten $\Gamma = 0{,}25$ bzw. 0,35 MeV im Laborsystem. Das entspricht Zuständen im ^{19}O-Zwischenkern bei 11,3 und 11,6 MeV. Die asymmetrische Form der beiden Maxima lässt sich jedoch nicht durch zwei Breit-Wigner Resonanzkurven ohne Interferenz darstellen. Es ist daher zu vermuten, dass entweder mehr als zwei Energieniveaux im ^{19}O zur Resonanzstruktur beitragen oder dass zwei Niveaux gleichen Drehimpulses und Parität J^π interferieren. Die Messung des totalen Wirkungsquerschnittes durch SALISBURY et al. [1] zeigt bei einer Energieauflösung von 30 keV im fraglichen Energiebereich keine Resonanzstruktur, die die statistischen Fehler von $\pm$ 10% deutlich überragt. Die kleine Resonanzüberhöhung im totalen Querschnitt bedeutet dann, dass für diese Niveaux θ_α^2 grösser als θ_n^2 sein muss, wobei θ^2 das Verhältnis von reduzierter Breite γ^2 zur Wignerlimite für α- bzw. n-Zerfall bezeichnet. Eine Angabe über die Grössen von J^π, γ^2 oder über die Anzahl der zur Resonanzstruktur beitragenden Niveaux ist jedoch nur mit Hilfe weiterer Messungen möglich.

Die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit verdanken wir dem Schweizerischen Nationalfonds.

6. Literaturverzeichnis

[1] S. R. SALISBURY, D. B. FOSSAN und F. J. VAUGHN, Nucl. Phys. *64*, 343 (1965).
[2] J. SEITZ, G. REINHOLD, R. MINKNER, Helv. phys. Acta *33*, 977 (1960).
[3] R. GALLI, E. BAUMGARTNER und P. HUBER, Helv. phys. Acta *34*, 352 (1961).
[4] C. D. MOAK, H. REESE und W. M. GOOD, Nucl. *9*/9, 18 (1951).
[5] R. GALLI, Dissertation Basel (1960).
[6] N. KLOTER, Diplomarbeit Basel (1965).
[7] P. EXTERMANN, E. BAUMGARTNER und P. HUBER, Helv. phys. Acta *37*, 505 (1964).
[8] H. H. BARSCHALL und H. A. BETHE, Rev. Sc. Instr. *18*, 147 (1947).
[9] Y. AXNER und B. SWENSON, Ark. Fysik *3*, 491, 499 (1951).
[10] J. SEITZ und P. HUBER, Helv. phys. Acta *28*, 227 (1955).
[11] P. HUBER, I. SICK und TH. STAMMBACH, Helv. phys. Acta *39*, 208 (1966).
[12] B. ROSSI und H. H. STAUB, *Ionization Chambers and Counters*, 150 (1949).
[13] W. H. BARKAS und M. J. BERGER, in: *Studies in Penetration of Charged Particles in Matter*, Nucl. Sci. Series Rep. No. 39, 103 (1964).
[14] H. K. REYNOLDS, D. DUNBAR, W. A. WENZEL und W. WHALING, Phys. Rev. *92*, 742 (1953).
[15] D. C. LORENTZ und E. J. ZIMMERMANN, Phys. Rev. *113*, 1199 (1959).
[16] J. L. GAMMEL, in: *Fast Neutron Physics*, part II (J. B. Marion und J. L. Fowler, editors), 2185 (1963).
[17] W. HAEBERLI, P. HUBER und E. BALDINGER, Helv. phys. Acta *26*, 145 (1953).
[18] G. JAFFÉ, Ann. Phys. *42*, 303 (1913) und Phys. Z. *30*, 849 (1929).
[19] H. W. FULBRIGHT, Handb. Phys. *45*, 10 (1958).
[20] J. A. PHIPPS, J. W. BORING und R. A. LOWRY, Phys. Rev. *135A*, 36 (1964).
[21] R. LEIMGRUBER, P. HUBER und E. BAUMGARTNER, Helv. phys. Acta *38*, 499 (1965).