

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 28 (1955)
Heft: II-III

Artikel: Wirkungsquerschnitt der $O^{16}(n, \gamma)C^{13}$ -Reaktion für schnelle Neutronen
Autor: Seitz, J. / Huber, P.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-112610>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 30.03.2025

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

Wirkungsquerschnitt der $O^{16}(n, \alpha)C^{13}$ -Reaktion für schnelle Neutronen

von J. Seitz und P. Huber, Basel.

(12. III. 1955.)

Summary. The cross-section for the reaction $O^{16}(n, \alpha)C^{13}$ as a function of neutron energy was determined by means of a parallel-plate ionization chamber filled with O_2 . A calibrated Hornyak counter was used as a neutron monitor. The counter was calibrated by comparing its efficiency with that of a hydrogen recoil ionization chamber.

The variation of cross-section with energy of the oxygen reaction from threshold to $E_n = 4,2$ MeV can be ascribed essentially to the change in penetrability of the Coulomb barrier by the outgoing α -particles. For $E_n = 4,2$ MeV the cross-section reaches a value of $\sigma_\alpha = 130$ mb.

Resonances are observed at $E_n = 3,90$ MeV and $E_n = 4,05$ MeV. These resonances correspond to excited states of the intermediate nucleus O^{17} at excitation energies of 7,81 and 7,95 MeV, respectively, above the ground state.

The loss of neutrons caused by the oxygen reaction in Ra-Be neutron source strength determinations when water is used as a neutron moderator is discussed.

1. Einleitung.

Über den Wirkungsquerschnitt der $O^{16}(n, \alpha)$ -Reaktion liegt bis jetzt nur ein einziger Wert vor. LILLIE¹⁾ hat bei $E_n = 14,1$ MeV den Querschnitt zu $\sigma_\alpha = 310$ mb bestimmt. Die Reaktion wurde ferner von einigen Autoren²⁾ nach der Methode von WILHELMY³⁾ untersucht, besonders im Hinblick auf die Ermittlung von Energieniveaus im O^{17} -Zwischenkern. Die Zuordnung der gefundenen Resonanzen bei dieser Methode kann jedoch zu nicht eindeutigen Ergebnissen führen, da besonders bei grösseren Neutronenenergien die Möglichkeit besteht, dass der O^{17} -Zwischenkern unter Emission von α -Teilchen in angeregte C^{13} -Kerne übergeht.

Der absolute Wirkungsquerschnitt der Reaktion ist auch noch von praktischem Interesse, wenn Wasser als Moderator für schnelle Neutronen dient. Quellstärke-Bestimmungen von Ra-Be-Neutronenquellen führen scheinbar zu verschiedenen Resultaten, je nachdem Wasser oder Paraffinöl als Moderators substanz Verwendung findet. Man führt dies auf eine Absorption von schnellen Neutronen in Wasser zurück und hat dafür die $O^{16}(n, \alpha)$ -Reaktion verantwortlich gemacht⁴⁾.

2. Neutronenquelle.

Als Neutronenquelle dient die d-d-Reaktion. In einem 1-MeV-Kaskadengenerator*)⁵⁾ werden die Deuteronen beschleunigt und treffen auf eine Target aus schwerem Eis. Das Energiespektrum der Neutronen wird wie in ⁶⁾ bestimmt. Zur Berechnung der Neutronenenergie legen wir den von LI et al.⁷⁾ angegebenen Q-Wert zugrunde:

$$Q = (3,268 \pm 0,004) \text{ MeV.}$$

3. Bestimmung des Neutronenflusses.

3.1. Methode.

Zur Bestimmung des $O^{16}(n, \alpha)$ -Wirkungsquerschnittes wird ein möglichst genau bekannter Wirkungsquerschnitt eines anderen Elementes zugrunde gelegt. Hierfür schien uns der Wasserstoff-Streuquerschnitt am geeignetsten. Er ist in dem in Frage kommenden Energiegebiet relativ gross und bis auf ca. 3% genau bekannt; die Streuung erfolgt im Schwerpunktsystem bis zu 10 MeV-Neutronen kugelsymmetrisch.

Als Nachweisgerät für die Rückstoss-Protonen benutzten wir die in Fig. 1 abgebildete Ionisationskammer. Ihre Hauptbestandteile sind die Hochspannungsplatte, auf der eine dicke Schicht Polyäthylen (C_nH_{2n}) angebracht ist, das Gitter und die Sammelelektrode.

Die hier benützte Rückstosskammer bietet folgende Vorteile:

a) Die Rückstossprotonen erscheinen in einem relativ kleinen, wohldefinierten Volumen, so dass sie ohne Randeffekt gezählt werden können.

b) Die dicke Polyäthylenschicht (die Schicht ist dicker als die Reichweite der schnellsten Protonen) gewährleistet eine hohe Empfindlichkeit. Sie nimmt etwa proportional der Neutronenenergie zu (siehe Anhang).

c) Der Einbau des Gitters erlaubt Elektronensammlung und damit hohe Zählgeschwindigkeit.

d) Bei bekannter Reichweite-Energie-Beziehung von Protonen in Polyäthylen und monochromatischen, senkrecht zum Radiator einfallenden Neutronen lässt sich die Impulsverteilung der in dem Radiator ausgelösten Protonen berechnen und somit das einwandfreie Funktionieren der Kammer kontrollieren.

Nachteile besitzt die erwähnte Methode wegen der relativ grossen Dimensionen der Rückstosskammer und dem Aufwand an elektronischen Hilfsmitteln (Vorverstärker, Verstärker, Impulsspektro-

*) Geliefert von der Firma E. Haefely & Co., Basel.

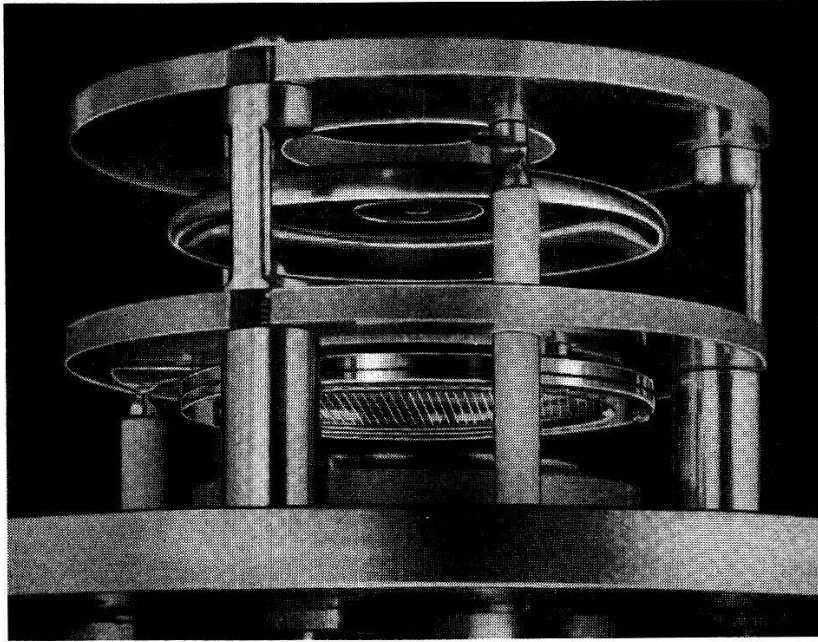


Fig. 1 a.
Ansicht der Wasserstoffrückstoss-Kammer.

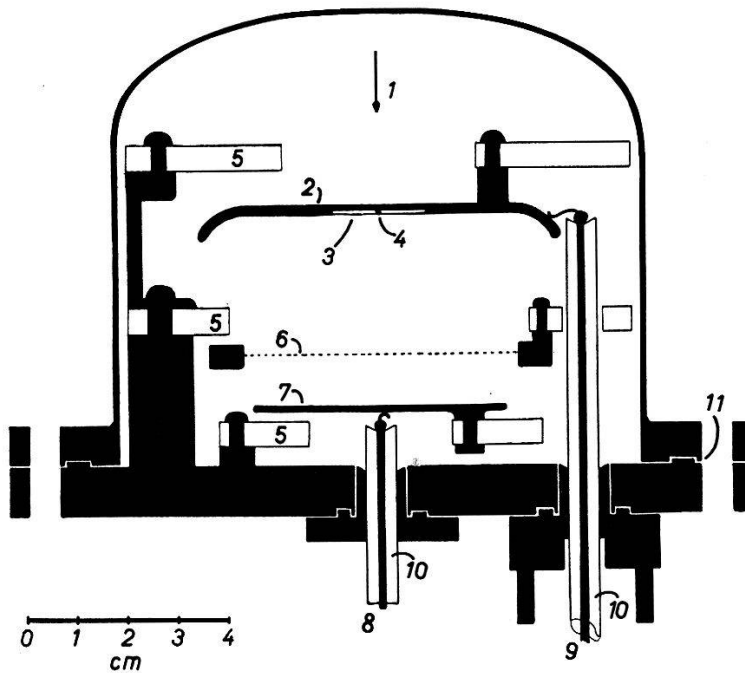


Fig. 1 b.

Querschnitt der Wasserstoffrückstoss-Kammer.

- | | |
|---------------------------------------|----------------------------------|
| 1 Richtung der einfallenden Neutronen | 6 Gitter |
| 2 Hochspannungselektrode | 7 Sammelelektrode |
| 3 Polyäthylenschicht | 8 Durchführung zum Vorverstärker |
| 4 Poloniumpräparat | 9 Hochspannungsdurchführung |
| 5 Glasisolatoren | 10 Steatit-Isolation |
| | 11 Bleidichtung |

Gaseinlassventil und Durchführung für die Gitterspannung sind nicht eingezeichnet.

graph). Wegen des ersten Nachteiles wurde zunächst ein HORNYAK-Zähler⁸⁾ mit der Rückstosskammer für den Neutronenfluss absolut geeicht. Dieser Zähler dient dann zur Messung des $O^{16}(n, \alpha)$ -Querschnittes.

3.2. Die Wasserstoffrückstoss-Kammer.

Bei der Dimensionierung des Gitters stützten wir uns auf die Angaben von BUNEMANN et al.⁹⁾. Drahtdurchmesser und Drahtabstand wurden zu 10^{-2} cm resp. 0,13 cm gewählt. Mit den in Fig. 1 angegebenen Abständen zwischen Gitter, Hochspannungs- und Sammelelektrode ergibt sich ein Durchgriff von 3%. Bei den angelegten Spannungen (Gitter: 2,1 kV, Hochspannungselektrode: 6,0 kV) beträgt der Anteil der vom Gitter eingefangenen Elektronen 2%. Die Gitterdrähte werden zur Vermeidung von Mikrophonie nur so stark gespannt, dass ihre mechanischen Eigenfrequenzen weit unter dem Frequenzband des Impulsverstärkers liegen.

Die für den Bau der Kammer benutzten Materialien wurden so ausgesucht und die Konstruktion so angeordnet, dass die Kammer bei 120° C ausheizbar wird, so dass die Kammerbestandteile nur unbedeutende Mengen Fremdgase an das Kammerfüllgas (Argon) abgeben können. Die Isolatoren bestehen aus Glas und Steatit, die elektrischen Durchführungen sind mit Araldit gekittet, und die Kammer enthält Blei als Dichtung.

Die auf der Hochspannungselektrode befindliche $5 \cdot 10^{-2}$ cm dicke Polyäthylenschicht misst 1,8 cm im Durchmesser und wurde bei 110° C in viskosem Zustande auf die Platte aufgebracht. Durch besondere Massnahmen konnte dafür gesorgt werden, dass die Oberfläche plan ist. Sie wurde mit einer im Hochvakuum aufgedampften, ca. $3 \cdot 10^{-7}$ cm dicken Silberschicht versehen, die verhindert, dass sich störende Oberflächenladungen auf der Polyäthylenschicht bilden.

Die Kammer wurde vor jeder Füllung in evakuiertem Zustande zwölf Stunden lang in einem Ofen bei 120° C ausgeheizt, dann nochmals über eine Kühlfalle, die sich auf der Temperatur der flüssigen Luft befand, evakuiert, mehrmals mit reinem Argon gespült und schliesslich mit 10 ata Argon (99,8% rein) gefüllt. Dem Argon wurde zur Erhöhung der Elektronengeschwindigkeit 2% CO_2 zugesetzt¹⁰⁾.

Um das einwandfreie Funktionieren der Kammer jederzeit kontrollieren zu können, befindet sich auf der Hochspannungselektrode ständig ein kleines, auf einen hochglanzpolierten Nickelstift aufgebrachtes Polonium-Präparat. Die Tatsache, dass die Grösse der von den Po- α -Teilchen herrührenden Kammerimpulse bei der gleichen Gasfüllung über mehrere Monate um weniger als 1% abnahm,

machte damit die von vielen Autoren¹¹⁾ empfohlene kontinuierliche Gasreinigung überflüssig.

Die Kammerimpulse werden über einen Vorverstärker dem RC-RC-Verstärker und von dort einem 19-Kanal-Impulsspektrographen¹²⁾ zugeführt. Das im wesentlichen vom Gitter der ersten Verstärkerröhre (6AG5) herrührende Rauschen verursacht bei 10 kHz eine Halbwertsbreite der Eichimpulse von 55 keV.

3.3. Der HORNYAK-Zähler.

Wir verwendeten einen uns freundlicherweise von W. F. HORNYAK zur Verfügung gestellten ZnS-Lucite-Scintillator⁸⁾ in Verbindung mit einem RCA-5819-Multiplier. Die vom Multiplier kommenden Impulse werden mit Hilfe einer Laufzeitkette in Rechteckimpulse von 6 μ sec Dauer verwandelt, in einem übersteuerbaren Breitbandverstärker nachverstärkt und dann nach einer Diskriminatorstufe einem Landis & Gyr 128-fach-Untersetzer zugeführt. Zur Konstanthaltung der Multipliierv Verstärkung wandten wir das Stabilisierungsprinzip von SHERR und GERHART¹³⁾ an mit dem einzigen Unterschied, dass wir an Stelle der Batterie eine 85-A-2-Glimmlampe benutzten. Die Empfindlichkeit des HORNYAK-Zählers wurde laufend mit einer Ra-Be-Neutronenquelle nachkontrolliert⁶⁾.

3.4. Ergebnisse und Fehlerquellen.

Wie bereits in 3.1. erwähnt, lässt sich die Impulsverteilung in der Wasserstoffrückstoss-Kammer berechnen, falls die Reichweite-Energie-Beziehung der Protonen in Polyäthylen bekannt ist. Der Gang der Rechnung ist im Anhang angegeben. Unter den dort aufgeführten Voraussetzungen erhält man für eine bestimmte Neutronenenergie die Impulsverteilung in der Kammer zu

$$W(E) = \text{const.} \left(\frac{E}{E_n} \right)^{3/4} \left[1 - \left(\frac{E}{E_n} \right)^{3/2} \right].$$

Die mit dem Impulsspektrographen aufgenommenen und für den Nulleffekt korrigierten Impulsverteilungen der Protonrückstoss-Kammer stimmen bei Neutronenenergien von 3,1 MeV bis 4,1 MeV gut mit der Theorie überein (Fig. 2). Diese Spektrogramme wurden mit Neutronen in Vorwärtsrichtung aufgenommen. Um zu kleineren Neutronenenergien zu gelangen, erfolgten weitere Messungen bei Emissionswinkeln von 56° , 77° , 105° , 111° und 120° . Mit wachsendem Winkel wird jedoch die Übereinstimmung mit der Theorie schlechter, und zwar werden zu viele kleine Impulse registriert, die von Streuneutronen herrühren. Sie lassen sich nachweisen, indem die von der Target kommenden Neutronen durch einen 3,8 cm dicken und 40 cm langen Plexiglas-Stab absorbiert werden (Fig. 3).

Das Auswerten der Spektrogramme geschieht in der folgenden Weise: Nachdem auf den Nulleffekt und gegebenenfalls auf die Streuneutronen korrigiert ist, wird in das aufgenommene Spektrogramm eine passende theoretische Kurve eingezeichnet. Diese theoretische Verteilung wird auf die Impulsenergie Null extrapoliert.

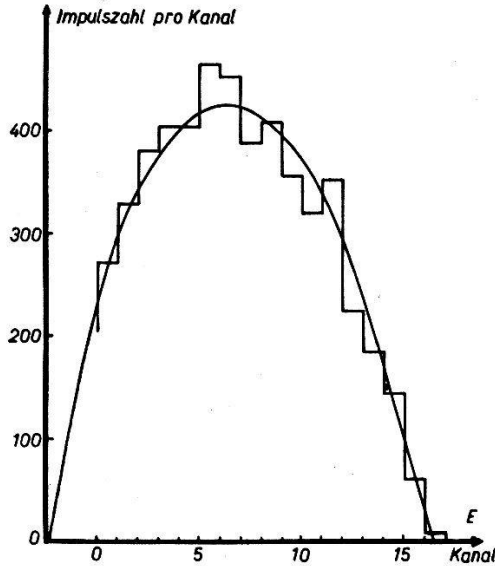


Fig. 2.

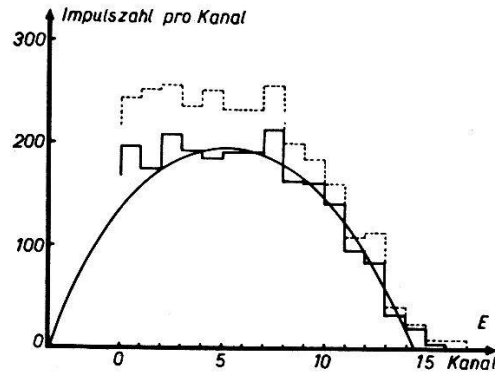


Fig. 3.

Impulsverteilung der Protonrückstoss-Kammer, gemessen in Vorwärtsrichtung.
 $E_n = 3,65$ MeV. Stufenkurve: Experiment; glatte Kurve: Theorie.

Fig. 3.

Impulsverteilung der Protonrückstoss-Kammer, gemessen unter 105° zum
 Deuteronenstrahl. $E_n = 2,38$ MeV.

..... Stufenkurve: mit Streuneutronen.

—— Stufenkurve: auf Streuneutronen korrigiert.

Der Inhalt der von dieser Kurve und der Energie-Achse eingeschlossenen Fläche, dividiert durch die während der Bestrahlung in die Kammer eingefallenen Neutronen, liefert ein Mass für den Wirkungsgrad η_K der Kammer. Er ist nach Gleichung (13) des Anhanges gegeben durch

$$\eta_K = \frac{16}{13} n^* F R^*(E_n) \sigma_s(E_n).$$

Hierin bedeuten:

n^* die Anzahl der Moleküle eines Gases pro cm^3 bei 15°C und 760 mm Hg Druck. ($n^* = 2,547 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$).

F die Fläche des Radiators (in cm^2).

$R^*(E_n)$ die Reichweite eines Protons mit der Energie E_n in Äthylen bei 15°C und 760 mm Hg Druck (in cm).

$\sigma_s(E_n)$ Streuquerschnitt der Neutron-Proton-Streuung (in cm^2).

Die in diese Formel eingehenden und benützten Grössen $R^*(E_n)$ und $\sigma_s(E_n)$ sind der Arbeit von WILKINSON¹⁴⁾ und der Tabelle über „Neutron Cross Sections“¹⁵⁾ entnommen (vgl. Fig. 4 und 5). Der

daraus errechnete Wirkungsgrad der Kammer ist in Fig. 6 angegeben. Der mittlere Fehler für η_K setzt sich zusammen aus:

- a) der Unsicherheit der Fläche des Radiators (2%);
- b) dem Fehler des n-p-Streuquerschnittes (wir haben ihn auf 3% geschätzt) und
- c) der Unbestimmtheit in der Reichweite-Energie-Beziehung (3%). Er beträgt damit 5%.

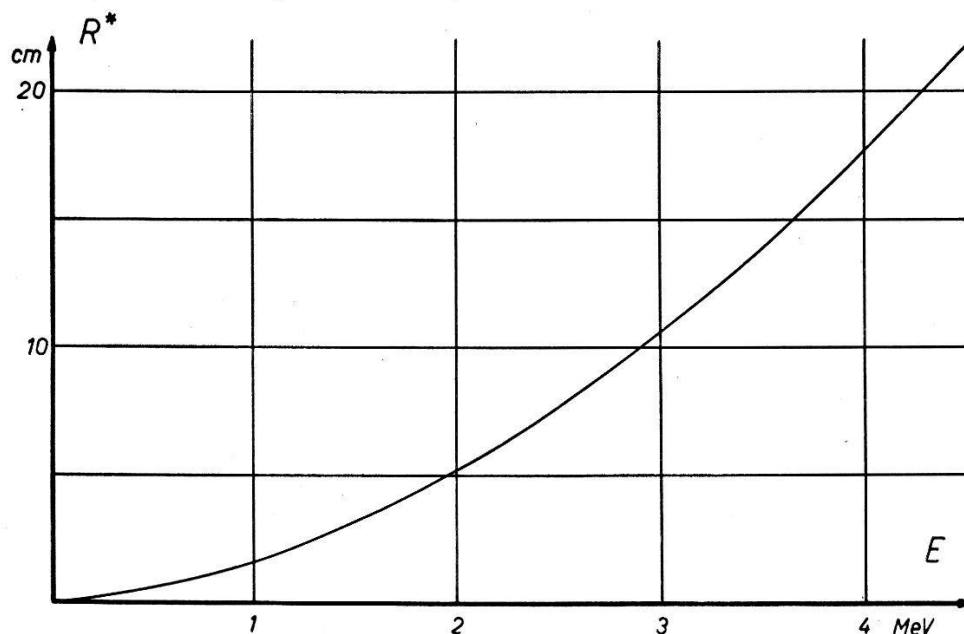


Fig. 4.

Reichweite-Energie-Beziehung für Protonen in Äthylen (nach WILKINSON¹⁴).

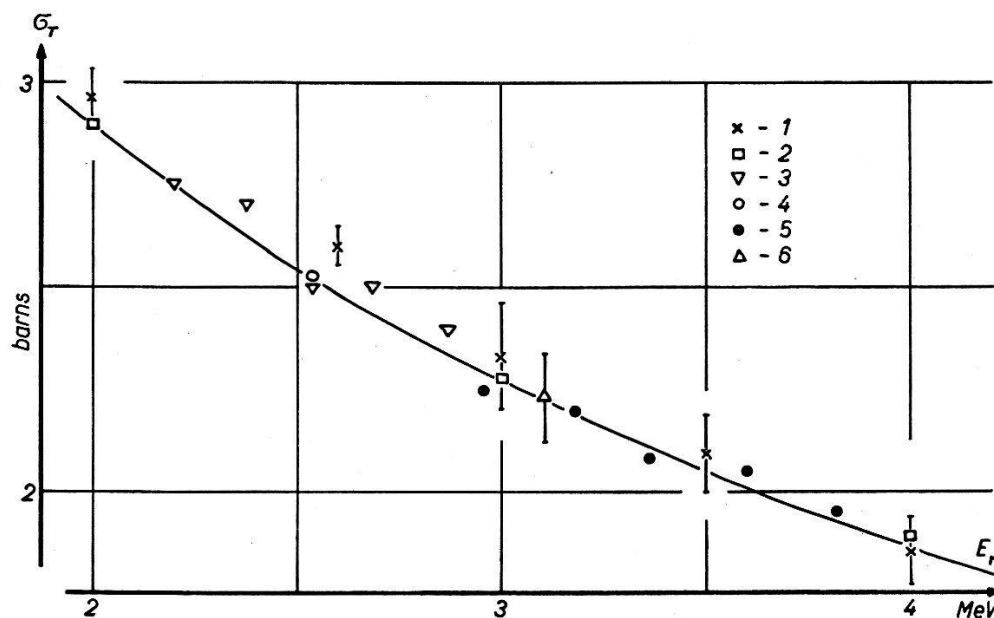


Fig. 5. Totaler Streuquerschnitt für die Neutron-Proton-Streuung.

- 1 C. L. BAILEY et al., Phys. Rev. **70**, 583 (1946).
- 2 L. HULTHEN, L. SKAVLEM, Phys. Rev. **87**, 297 (1952).
- 3 H. AOKI, Proc. Phys. Math. Soc. Jap. **21**, 232 (1939).
- 4 R. E. FIELDS et al., Phys. Rev. **94**, 389 (1954).
- 5 N. NERESON, S. DARDEN, Phys. Rev. **89**, 775 (1953).
- 6 Y. ODA et al., Phys. Rev. **80**, 469 (1950).

*

Der Einfluss der Streuneutronen auf die Eichung unseres HORNYAK-Zählers ist schwer abzuschätzen, da der Wirkungsgrad der Wasserstoffrückstoss-Kammer im Gegensatz zum HORNYAK-Zähler richtungsabhängig ist und auch beide Geräte verschiedenartig von der Neutronenenergie abhängen. Darüber hinaus ist der prozentuale Anteil der Streuneutronen bezogen auf die Targetneutronen noch eine Funktion der Targetdicke und anderer Einflüsse, wie Deuteronenstrom, Beschleunigungsspannung usw. Die Korrekturen, die

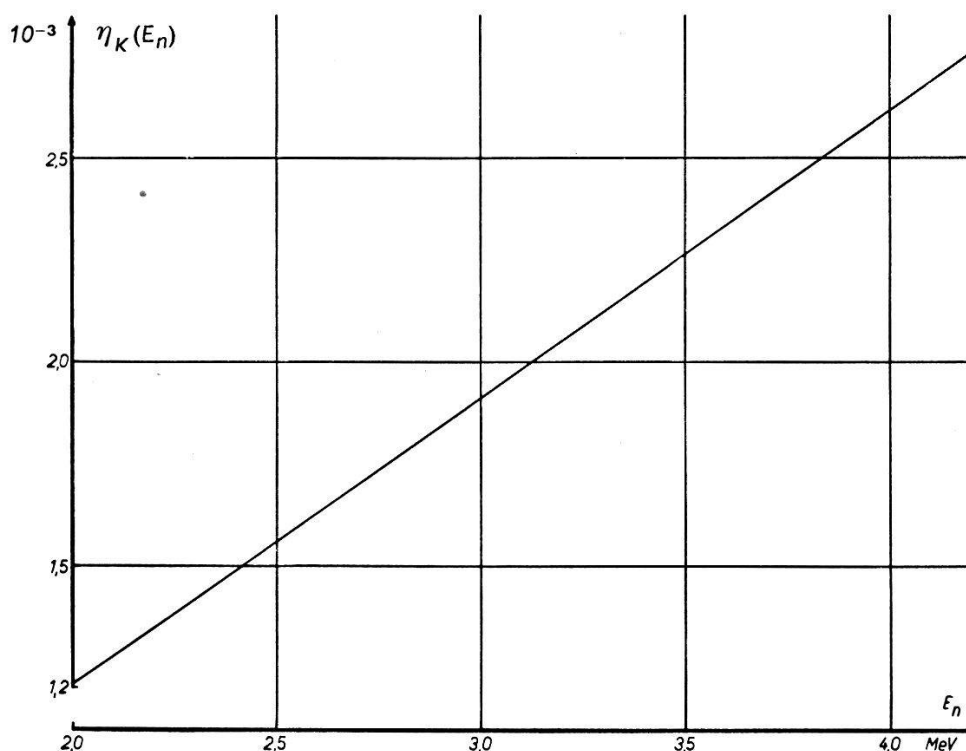


Fig. 6.

Wirkungsgrad η_K der Protonrückstoss-Kammer.

wir wegen der Streuneutronen in der Eichkurve des HORNYAK-Zählers (Fig. 7) angebracht haben, betragen im Energieintervall von $E_n = 3,2$ MeV bis $E_n = 4,2$ MeV 3% und steigen dann mit sinkender Neutronenenergie bis zu 32% bei $E_n = 2,2$ MeV. Die Unsicherheit der Eichkurve wird noch durch die folgenden Fehler beeinflusst: Der Fehler der Neutronenenergie hängt ab von der Unsicherheit in der Bestimmung der Beschleunigungsspannung der Deuteronen, der Targetdicke und des Winkels zwischen Neutronenzähler und Deuteronenstrahlrichtung. Diese Fehler können so klein gehalten werden, dass sie wegen des flachen Verlaufs der Eichkurve nicht berücksichtigt zu werden brauchen. Statistische Schwankungen können infolge der gemessenen hohen Stosszahlen für den Wirkungsgrad des HORNYAK-Zählers ausser acht gelassen werden. Auch Schwankungen der Empfindlichkeit, hervorgerufen durch Verände-

rungen in der Multiplier-Vervielfachung oder des Breitbandverstärkers überschreiten einige $\frac{0}{100}$ nicht. Somit rührt die Unsicherheit der Eichkurve nur noch von der Wirkungsgradkurve der Protonrückstoss-Kammer ab, von der Interpretation der Impulsverteilungskurven und schliesslich von den mehr oder weniger unsicheren Korrekturen infolge der Streuneutronen. Diese Fehler sind in Fig. 7 eingezeichnet.

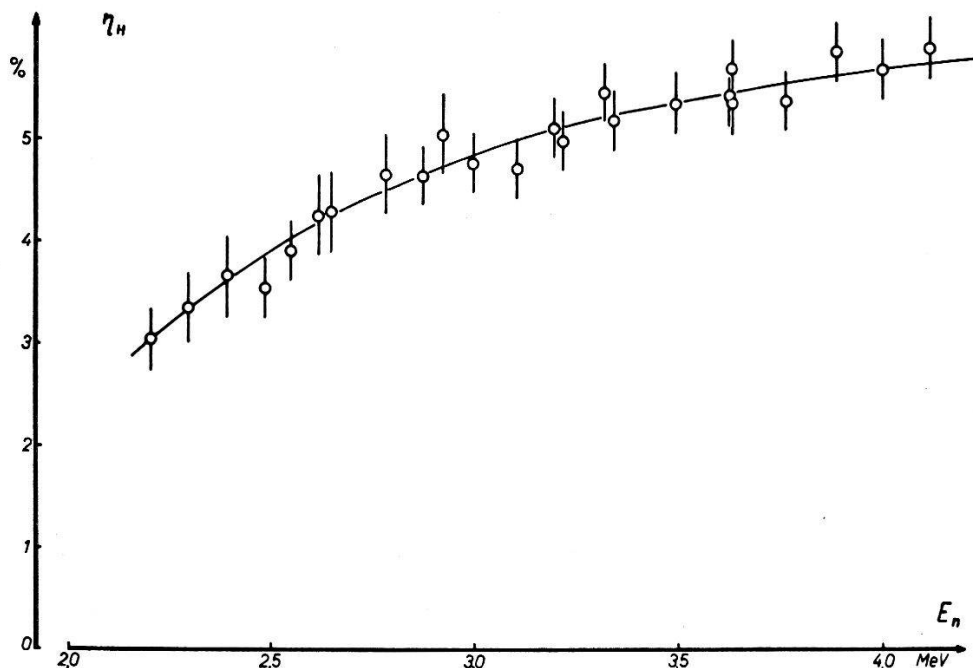


Fig. 7.

Wirkungsgrad η_H des HORNYAK-Zählers.

3.5. Einfluss der $S(n, p)$ -Reaktion auf die Empfindlichkeit des HORNYAK-Zählers.

KEEPIN¹⁶⁾ hat angegeben, dass ein ZnS-Lucite-Zähler nicht nur Rückstossprotonen, sondern zu einem nicht unwesentlichen Teil auch Protonen der $S(n, p)$ -Reaktion zählt. Er findet ihren Anteil zu 30%. Zur Kontrolle dieses Ergebnisses untersuchten wir die relative Empfindlichkeit des HORNYAK-Zählers mit Neutronen im Energie-Intervall von $E_n = 3,65$ bis $E_n = 4,1$ MeV. Als Neutronenmonitor wurde hier ein Anthracen-Scintillator verwendet. Obwohl in diesem Energiegebiet sowohl die $S(n, p)$ - als auch die $S(n, \alpha)$ -Reaktion kräftige Resonanzen zeigen — der Wirkungsquerschnitt ändert sich um mehr als 40%⁶⁾ —, weist die Empfindlichkeit des HORNYAK-Zählers einen glatten Verlauf auf. Eine resonanzartige Empfindlichkeitsänderung von 3% hätten wir noch sicher nachweisen können. Wir schliessen daraus, dass in unserem HORNYAK-Zähler die Schwefel-Reaktionen mit weniger als 10% beteiligt sind.

4. Wirkungsquerschnitt der Reaktion $O^{16}(n, \alpha)C^{13}$.

4.1. Methode.

Die Reaktion wird in einer mit Sauerstoff gefüllten Ionisationskammer ausgelöst. Die von den α -Teilchen herrührenden, elektrischen Impulse werden verstärkt und in einem 19-Kanal-Impulsspektrographen registriert.

4.2. Apparatur.

Wir verwendeten die bereits in ⁵⁾ beschriebene Parallelplatten-Ionisationskammer. Die Füllung der Kammer erfolgte mit 99,96prozentigem Sauerstoff bei einem Gasdruck von (2886 ± 5) mm Hg, der mit einem Quecksilber-Manometer gemessen wurde. Die Kammer-spannung betrug 7,5 kV. Das Kammervolumen beträgt $13,55 \text{ cm}^3$ und ist auf 2% genau festgelegt.

Wegen des Randeffektes wird nur ein gewisser Bruchteil aller im empfindlichen Volumen stattfindenden Reaktionen mit der richtigen Energie registriert. Wir haben versucht, den Randeffekt unter

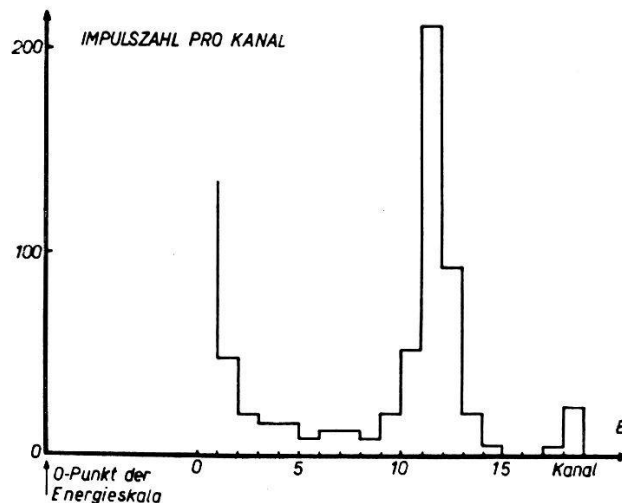


Fig. 8.

Impulsspektrogramm der $O^{16}(n, \alpha)C^{13}$ -Reaktion bei $E_n = 4,11 \text{ MeV}$.

vereinfachenden Annahmen zu berechnen. Wir vernachlässigen zunächst einmal die endliche Reichweite der C-Rückstöße. Als Reichweite der α -Teilchen wird eine „mittlere Reichweite“ von 0,17 cm angenommen. Unter der weiteren Voraussetzung, dass die Emission der α -Teilchen im Laborsystem kugelsymmetrisch ist, lässt sich der Randeffekt nach der bei ADLER et al.¹⁷⁾ angegebenen Formel berechnen. Für unsere Verhältnisse und 4-MeV-Neutronen beträgt der Anteil der mit der vollen Energie registrierten Reaktionen 87,6%, während die in ROSSI und STAUB¹¹⁾ angegebene Näherung 87,2% ergibt.

4.3. Ergebnisse und Fehlerquellen.

Die Ionisationskammer-Impulse werden mit der in ⁵⁾ beschriebenen Anordnung verstärkt und dann im 19-Kanal-Impulsspektrograph aufgenommen.

Ein Beispiel einer solchen Aufnahme ist in Fig. 8 wiedergegeben. Die Impulsenergie stimmt bei den entsprechenden Neutronen-Energien jeweils überein mit der Energie, die aus dem von P. HUBER et al.¹⁸⁾ gemessenen Q -Wert zu erwarten ist. Weitere Impulsgruppen haben wir nicht gefunden.

Die Bestimmung des Reaktionsquerschnittes erfolgt durch Auszählung der im Spektrogramm registrierten α -Impulsgruppe und aus der mit dem HORN-
YAK-Zähler bestimmten Neutronenzahl. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte sind für jede Neutronen-Energie in Fig. 9 aufgezeichnet. Ausserdem sind die statistischen Fehler und die Breite des Neutronenspektrums angegeben. Nicht eingezeichnet sind diejenigen Fehler, die von Gasdruck,

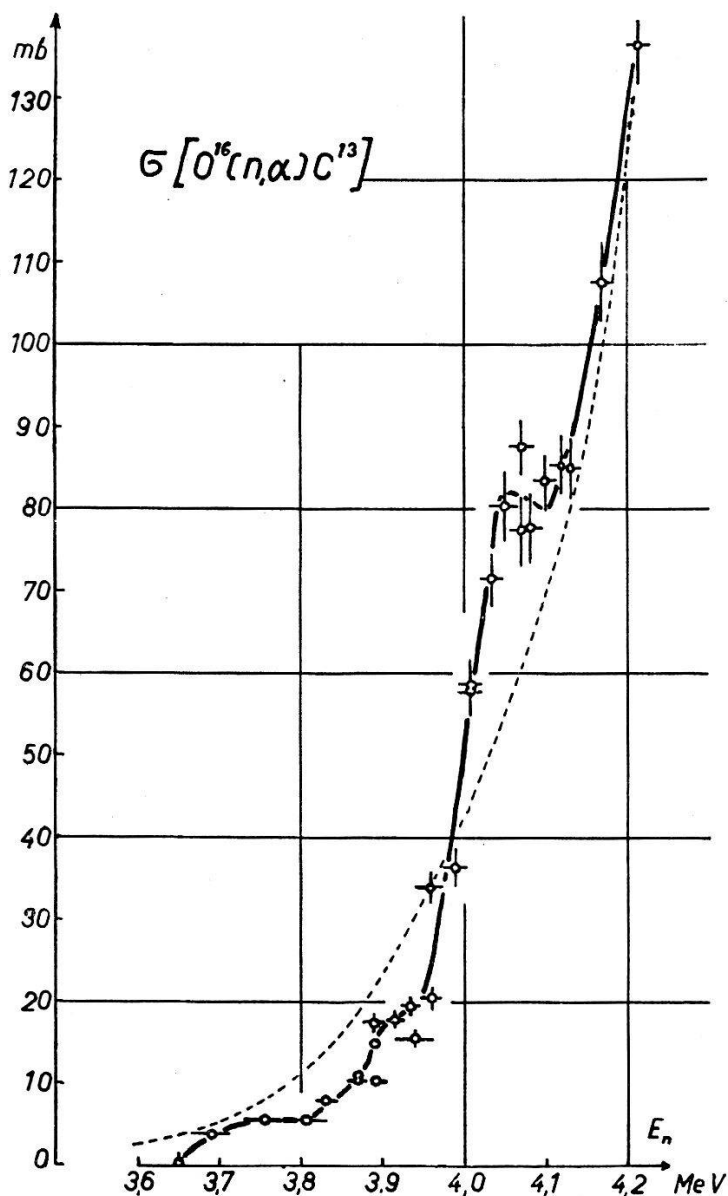


Fig. 9.

Wirkungsquerschnitt für die $O^{16}(n, \alpha)C^{13}$ -Reaktion.

- Gemessener Wirkungsquerschnitt.
 Durchdringungswahrscheinlichkeit des α -Teilchens durch die Coulomb-Barriere, berechnet unter den in Abschnitt 5.1 gemachten Annahmen.

Kammervolumen und Randeffekt herrühren (totaler Fehler schätzungsweise 4%), und die durch Fehler der Eichkurve des HORN-
YAK-Zählers bedingt sind.

5. Diskussion.

5.1. Coulomb-Barriere.

Der allgemeine Verlauf der σ_α -Kurve legt die Vermutung nahe, dass für den Reaktionsquerschnitt im hier untersuchten Energiegebiet im wesentlichen die Coulomb-Barriere für das emittierte α -Teilchen verantwortlich ist. Die Wahrscheinlichkeit für die Bildung des O^{17} -Zwischenkernes sollte in dem Energie-Intervall von 3,6 bis 4,2 MeV nur um wenige Prozent abnehmen.

Wir haben die Durchdringungs-Wahrscheinlichkeit des α -Teilchens durch die Coulomb-Barriere des C^{13} -Restkernes numerisch berechnet unter der Annahme, dass das α -Teilchen mit $l = 0$ emittiert wird, und dass der Radius des C^{13} -Kernes $R = (1,2 \cdot A^{1/3} + 1,2) \cdot 10^{-13} \text{ cm} = 4,02 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ beträgt. Die Übereinstimmung mit dem gemessenen Reaktionsquerschnitt ist, wie aus Fig. 9 hervorgeht, befriedigend.

5.2. Energieniveaus im O^{17} -Kern.

Der Verlauf der σ_α -Kurve zeigt bei den Neutronenenergien $E_n = 3,90$ und $4,05$ MeV je eine Resonanzstelle. Sie müssen angeregten Zuständen im O^{17} -Zwischenkern zugeordnet werden. Die Bindungsenergie des Neutrons im O^{17} -Kern beträgt $E_b = 4,143 \text{ MeV}^{19)}$. Demnach liegen die Energieniveaus $(7,81 \pm 0,02)$ bzw. $(7,95 \pm 0,02) \text{ MeV}$ über dem Grundzustand des O^{17} -Kernes.

BURROWS et al.²⁰⁾ haben mit Hilfe der Reaktionen $F^{19} (d, \alpha) O^{17}$ und $O^{16} (d, p) O^{17}$ die Niveaus des O^{17} -Kernes studiert, jedoch ist das Auflösungsvermögen zu klein, um so eng liegende Resonanzen zu trennen. Von JONES et al.²¹⁾ wurde die Reaktion $C^{13} (\alpha, n) O^{16}$ untersucht. Obwohl das Auflösungsvermögen wenige keV beträgt, sind von ihnen keine den unsrigen entsprechenden Resonanzen gefunden worden.

5.3. Neutroneneinfang beim Verlangsamen von Ra-Be-Neutronen in H_2O .

Quellstärkemessungen von Ra-Be-Neutronenquellen werden meist so ausgeführt, dass die emittierten, schnellen Neutronen in einem Moderator verlangsamt werden. Darauf wird der Fluss der langsamen Neutronen mit Detektoren quantitativ bestimmt. DE TROYER und TAVERNIER⁴⁾ haben die Quellstärke einer Ra-Be-Quelle untersucht mit H_2O und Paraffinöl als Moderator. Diese Messungen führten zu verschiedenen Resultaten, und zwar wurde

die Quellstärke im Wasser zu $(2,5 \pm 0,3)\%$ kleiner bestimmt als im Paraffinöl. Da der Unterschied grösser als der experimentelle Fehler ist, vermuteten die Autoren, dass ein Teil der schnellen Neutronen mit dem Sauerstoff des Wassers die Reaktion $O^{16}(n, \alpha)$ auslöst und so für die Quellstärkenbestimmung verloren geht.

Wenn das Energiespektrum einer Ra-Be-Quelle und der Wirkungsquerschnitt der $O^{16}(n, \alpha)$ -Reaktion über das ganze Energiegebiet bekannt wäre, so könnte der Prozentsatz der eingefangenen, schnellen Neutronen berechnet werden. Da aber σ_α -Werte nur bis

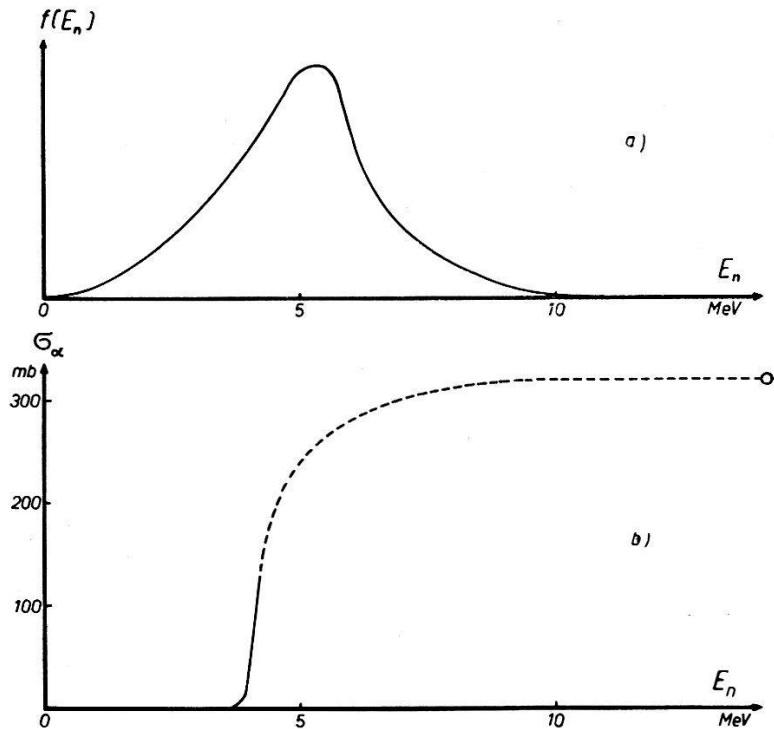


Fig. 10.

a) Energiespektrum für Ra-Be-Neutronen (RACEY et al.²²).

b) Wirkungsquerschnitt für die $O^{16}(n, \alpha)$ -Reaktion.

— unsere Messergebnisse.

○ Messpunkt von LILLIE¹).

----- Willkürliche Interpolation, um zu einer Abschätzung über den Anteil der vom Sauerstoff eingefangenen Neutronen zu gelangen.

zu 4,2 MeV verfügbar sind, haben wir mit folgenden Annahmen und Angaben eine Abschätzung versucht:

a) das von RACEY et al.²²) angegebene Energiespektrum für Ra-Be-Neutronen (Fig. 10a);

b) die aus Fig. 10b ersichtliche, teilweise interpolierte Kurve für den Sauerstoff-Reaktionsquerschnitt σ_α ;

c) den Sauerstoffstreuquerschnitt $\sigma_{s,O}^{23}$;

d) den Wasserstoffstreuquerschnitt $\sigma_{s,H}^{15}$).

Der Rechnung legen wir den von GLASSTONE und EDLUND²⁴⁾ beschriebenen Ansatz für die „resonance escape probability“ zugrunde und erhalten mit den oben erwähnten Annahmen für den Anteil der vom Sauerstoff eingefangenen Ra-Be-Neutronen 3%. Dieser Prozentsatz ist für das angenommene Ra-Be-Neutronenspektrum nicht stark abhängig von der Art der Interpolation des $O^{16}(n, \alpha)$ -Querschnittes (in Fig. 10b gestrichelt eingezeichnet).

ANHANG.

Impulsverteilung und Empfindlichkeit der Wasserstoffrückstoss-Kammer.

Die Empfindlichkeit einer Wasserstoffrückstoss-Kammer bzw. die entsprechende Impulsverteilung sowohl für dicken als auch für dünnen Radiator wurde schon verschiedentlich unter zum Teil vereinfachenden Annahmen berechnet^{11) 25)}.

Nach einer mündlichen Mitteilung von K. HALBACH kann die Impulsverteilung allgemein berechnet werden, sofern die Winkelverteilung der Rückstosskerne, die Reichweite-Energie-Beziehung der Radiator-Substanz für den Rückstosskern und die Schichtdicke gegeben sind.

Wir führen folgende Bezeichnungen ein:

- E_0 Maximal-Energie der Rückstosskerne.
 ϑ Winkel zwischen Einfallsrichtung der Neutronen und Bahn des Rückstosskernes.
 z $z = \cos \vartheta$.
 $E_0 g(z)$ Energie des unter dem Winkel ϑ gestreuten Rückstosskernes ($g(1) = 1$).
 E Energie, welche der Rückstosskern im Zählvolumen der Kammer abgibt.
 $R(E)$ Reichweite des Rückstosskernes mit der Energie E in der Radiator-Substanz.
 σ_s Totaler Streuquerschnitt der Rückstosskerne.
 $\sigma(\cos \vartheta)$ Differentieller Streuquerschnitt der Rückstosskerne im Laborsystem mit der Normierung:

$$2\pi \int_0^\pi \sigma(\cos \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta = \sigma_s.$$

- $W(E)dE$ Zahl der Rückstosskerne pro sec, die in der Kammer eine Energie zwischen E und $E + dE$ abgeben.
 $P(E)$ Zahl der Rückstosskerne pro sec, die in der Kammer eine Energie $\geq E$ abgeben mit

$$P(E) = \int_E^{E_0} W(E) dE.$$

x	Koordinate für den Ort des Streuprozesses im Radiator.
D	Dicke des Radiators.
F	Fläche des Radiators.
n	Anzahl Atomkerne pro cm^3 der Radiator-Substanz.
ν	Neutronenfluss.

Unter der Voraussetzung, dass die Neutronen senkrecht zum Radiator einfallen und dass der Streuprozess unabhängig ist vom Azimutwinkel, ist die Zahl der Rückstosskerne pro sec, die in das Raumwinkelement $2\pi \sin \vartheta d\vartheta$ gestreut werden und im Gas eine Energie $\geq E$ abgeben

$$\begin{aligned} dP(E) &= \nu n F x(E, z) 2\pi \sigma(\cos \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta \\ &= -\nu n F x(E, z) 2\pi \sigma(z) dz \end{aligned} \quad (1)$$

Hierin ist $x(E, z)$ durch die Relation

$$x = z [R(E_0 g(z)) - R(E)] \quad (2)$$

bestimmt (siehe Fig. 11a).

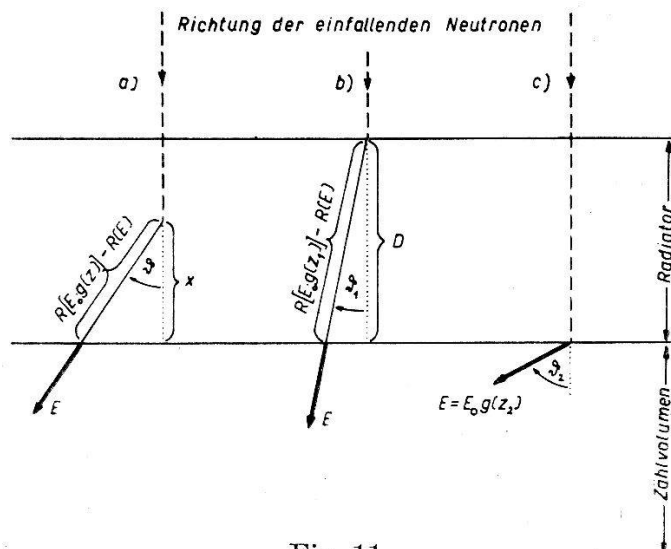


Fig. 11.

Zur Bedeutung der im Text benützten Größen x , z , z_1 , z_2 .

- Weg des Neutrons.
- Weg des Rückstosskernes im Radiator.
- Weg des Rückstosskernes im Zählvolumen der Kammer.

Durch Integration von (1) über z erhalten wir die Gesamtzahl der Rückstoss-Kerne pro sec, die im Gas eine Energie $\geq E$ abgeben.

Wir betrachten zunächst den Fall, dass

$$D \leq R(E_0) - R(E) \quad \text{ist} \quad (3)$$

und definieren z_1 und z_2 durch die Gleichungen

$$D = z_1 [R(E_0 g(z_1)) - R(E)] \quad (\text{Fig. 11b}) \quad (4)$$

$$E = E_0 g(z_2) \quad (\text{Fig. 11c}) \quad (5)$$

Beachten wir nun, dass die Grösse $x(E, z)$ nur im Intervall $z_2 \leq z \leq z_1$ durch die Relation (2) definiert, im Intervall $z_1 \leq z \leq 1$ jedoch wegen (3) $x = D$ zu nehmen ist, so erhalten wir für das gesuchte Integral

$$P(E) = -2 \pi v n F \left\{ \int_1^{z_1} D \sigma(z) dz + \int_{z_1}^{z_2} x(E, z) \sigma(z) dz \right\}. \quad (6)$$

Gilt in (3) das Gleichheitszeichen, so ist gemäss (4) $z_1 = 1$, d. h. das erste Integral in (6) verschwindet. Damit wird dann gleichzeitig auch die Rückstosskammer mit $D > R(E_0) - R(E)$ beschrieben, da aus $x > R(E_0) - R(E)$ ausgelöste Rückstosskerne zu wenig Energie besitzen, um im Kammergas eine Energie $\geq E$ abzugeben.

Die differentielle Impulsverteilung erhalten wir durch Differentiation von $P(E)$ nach E , wobei, wie man leicht einsieht, die Differentiation nach den Integrationsgrenzen keinen Beitrag gibt. Es resultiert

$$W(E) = 2 \pi v n F \int_{z_1}^{z_2} \sigma(z) \frac{\partial x}{\partial E} dz. \quad (7)$$

Aus (2) erhält man für $\partial x / \partial E$

$$\frac{\partial x}{\partial E} = -z \frac{dR(E)}{dE} = -z R'(E),$$

so dass die differentielle Impulsverteilung in der Kammer durch

$$W(E) = 2 \pi v n F R'(E) \int_{z_2}^{z_1} \sigma(z) z dz \quad (8)$$

gegeben ist.

Sobald also $R(E)$, $g(z)$ und $\sigma(z)$ bekannt sind, lässt sich die Impulsverteilung in der Kammer berechnen. Die Ableitung ist nicht nur für Rückstosskerne anwendbar, sondern gilt auch für die Impulsverteilung von Reaktionsprodukten, die von im Radiator ausgelösten Kernreaktionen herrühren.

Für den Spezialfall einer Protonrückstoss-Kammer mit dickem Radiator gilt

$$E_0 = E_n, \quad g(z) = z^2, \quad z_1 = 1, \quad (9)$$

und aus (5) und (9) ergibt sich

$$z_2 = \sqrt{\frac{E}{E_n}}.$$

Für die im Schwerpunktsystem isotrope Neutron-Proton-Streuung gilt im Laborsystem

$$\sigma(z) = \frac{z}{\pi} \sigma_s.$$

Wird dies in (8) eingesetzt, so lautet die differentielle Impulsverteilung in der Wasserstoffrückstoss-Kammer

$$W(E) = 2 \pi v n F R'(E) \int_{\sqrt{\frac{E}{E_n}}}^1 \frac{z^2}{\pi} \sigma_s dz = \frac{2}{3} v n F \sigma_s(E_n) R'(E) \left[1 - \left(\frac{E}{E_n} \right)^{3/2} \right]. \quad (10)$$

Die von WILKINSON¹⁴⁾ angegebene Reichweite-Energie-Beziehung für Protonen in Polyäthylen gehorcht mit guter Approximation dem Gesetz

$$R(E) = R(E_n) \left(\frac{E}{E_n} \right)^{7/4}.$$

Setzt man diesen Ausdruck in (10) ein, so folgt für die Impulsverteilung in der Kammer

$$W(E) = \frac{7}{6} v n F R(E_n) \sigma_s(E_n) \frac{1}{E_n} \left(\frac{E}{E_n} \right)^{3/4} \left[1 - \left(\frac{E}{E_n} \right)^{3/2} \right]. \quad (11)$$

Die Anzahl $P(E)$ der in der Kammer pro sec registrierten Impulse mit der Energie $\geq E$ ist

$$P(E) = \int_E^{E_n} W(E) dE.$$

Der Einfachheit halber wählen wir aber die untere Integrationsgrenze zu $E = 0$, obwohl wir ja im Prinzip keine beliebig kleinen Impulse nachweisen können. Da wir jedoch die Impulsverteilung mit einem Impulsspektrographen aufnehmen und die theoretische Impulsverteilung genau kennen, dürfen wir die gemessenen Impulsverteilungen gegen $E = 0$ extrapolieren und auf sie die sehr einfache, für die Energie $E = 0$ gültige Formel anwenden:

$$A = \int_0^{E_n} W(E) dE = \frac{4}{13} v n F R(E_n) \sigma_s(E_n). \quad (12)$$

Nach WILKINSON¹⁴⁾ ist das molekulare Bremsvermögen für Protonen in Polyäthylen und in Äthylen das gleiche. Wir können daher in (12) an Stelle der Reichweite-Energie-Beziehung $R(E_n)$ von Protonen in Polyäthylen die Reichweite-Energie-Beziehung $R^*(E_n)$ von Protonen in Äthylen einführen. Berücksichtigen wir ferner, dass ein Äthylen-Molekül vier H-Atome besitzt, so gilt

$$n \cdot R(E_n) = 4 n^* \cdot R^*(E_n),$$

worin $n^* = 2,547 \cdot 10^{19}$ die Anzahl der Moleküle eines Gases pro

cm³ bei 15° C und 760 mm Hg Druck bedeutet. Definieren wir schliesslich den Wirkungsgrad η_K der Kammer durch

$$\eta_K = \frac{A}{v},$$

so resultiert

$$\eta_K = \frac{16}{13} n^* F R^*(E_n) \sigma_s(E_n). \quad (13)$$

Herrn Dr. K. HALBACH sei für wesentliche Hilfe bei den Rechnungen des Anhanges und den Herren H. WEYENETH und E. MERZ für den Bau der Wasserstoffrückstosskammer herzlicher Dank ausgesprochen.

Literaturverzeichnis.

- 1) A. B. LILLIE, Phys. Rev. **87**, 716 (1952).
- 2) G. v. GIERKE, Z. Naturf. **8a**, 567 (1953); K. KIMURA, R. ISHIWARI, M. SAKISAKA, I. KUMABE, S. YAMASHITA und K. MIYAKE, Bull. Inst. Res. Kyoto Univ. **31**, 204 (1953).
- 3) E. WILHELMY, Z. Phys. **107**, 769 (1937).
- 4) A. DE TROYER und G. C. TAVERNIER, Bull. Acad. Roy. Belg. Cl. Sci. **40**, 150 (1954).
- 5) H. BICHSEL, W. HÄLG, P. HUBER und A. STEBLER, Helv. Phys. Acta **25**, 119 (1952); E. BAUMGARTNER und P. HUBER, Helv. Phys. Acta **26**, 545 (1953).
- 6) T. HÜRLIMANN und P. HUBER, Helv. Phys. Acta **27**, 33 (1955).
- 7) C. W. LI, W. WHALING, W. A. FOWLER, C. C. LAURITSEN, Phys. Rev. **83**, 512 (1951).
- 8) W. F. HORNYAK, Rev. Sci. Instr. **23**, 264 (1952).
- 9) O. BUNEMANN, T. E. CRANSHAW, I. A. HARVEY, Can. J. Res. **A 27**, 191 (1949).
- 10) W. N. ENGLISH und G. C. HANNA, Can. J. Phys. **31**, 768 (1953).
- 11) Siehe z. B.: B. B. ROSSI und H. H. STAUB, „Ionization Chambers and Counters“.
- 12) E. BALDINGER und R. CASALE, Helv. Phys. Acta **21**, 172 (1948).
- 13) R. SHERR und I. B. GERHART, Rev. Sci. Instr. **23**, 771 (1952).
- 14) D. H. WILKINSON, Proc. Cambr. Phil. Soc. **44**, 114 (1948).
- 15) „Neutron Cross Sections“ AECU 2040, Suppl. 1 (Nov. 1952).
- 16) G. R. KEEPIN, Rev. Sci. Instr. **25**, 30 (1954).
- 17) H. ADLER, P. HUBER und W. HÄLG, Helv. Phys. Acta **26**, 349 (1953).
- 18) P. HUBER, E. BALDINGER und W. G. PROCTOR, Helv. Phys. Acta **24**, 302 (1951).
- 19) F. AJZENBERG und T. LAURITSEN, Rev. Mod. Phys. **24**, 321 (1952).
- 20) H. B. BURROWS, C. F. POWELL und I. ROTBLAT, Proc. Roy. Soc. **A 209**, 478 (1951).
- 21) G. A. JONES und D. H. WILKINSON, Proc. Phys. Soc. Ld. **66 A**, 1176 (1953).
- 22) E. RACEY, R. W. PAINE und C. GOODMAN, „Nuclear Shielding Studies III“, Technical Report **23**, AEC File No. N. P. 1243 (1949).
- 23) „Neutron Cross Sections“ AECU 2040, Suppl. 2 (Juni 1953).
- 24) S. GLASSTONE und M. C. EDLUND, „Nuclear Reactor Theory“, Chapter VI.
- 25) N. FEATHER, Brit. Rep., B. R. 512, BDDA 60 P 660 (27. 9. 1944); I. AXNER, Ark. Fys. **3**, 491 (1951).