

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta

**Band:** 30 (1957)

**Heft:** I

**Artikel:** Streuung schneller Neutronen an Helium im Energiegebiet 2,61-4,09 MeV

**Autor:** Striebel, H.R. / Huber, P.

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-112804>

### **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:** 15.03.2025

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

## Streuung schneller Neutronen an Helium im Energiegebiet 2,61–4,09 MeV

von H. R. Striebel und P. Huber.

(11. XII. 1956.)

*Summary.* Relative differential scattering cross sections for neutrons on  $\text{He}^4$  have been measured at nine neutron energies between 2.61 and 4.09 MeV. Using an ionisation chamber the energy distributions of the recoiling He nuclei were observed with a 49-channel pulse height analyser, which is briefly described. The wall effect was reduced to a few percent by using collimated neutrons, an anticoincidence method and by the addition of argon to the chamber gas. The cross sections and the phase shifts are in good agreement with the predictions from results of the p-He scattering.

### 1. Einleitung.

Aus der genauen Kenntnis der differentiellen Streuquerschnitte für Protonen einerseits und Neutronen andererseits an Kernen, die Nukleonen nur paarweise enthalten, erwartet man Aussagen über die Symmetrie der Kernkräfte. Durch den Vergleich der Protonen- und Neutronenstreuphasen für einen Streuprozess an einem bestimmten Kern bei gleicher Energie der einfallenden Teilchen kann unter Berücksichtigung der Coulombkräfte die Symmetrie bzw. die Nichtsymmetrie zwischen der  $n$ - $n$ - und der  $p$ - $p$ -Wechselwirkung festgestellt werden. Leichte Kerne, namentlich  $\text{He}^4$ , sind dank ihres einfachen Kernaufbaues für solche Untersuchungen besonders geeignet<sup>1) 2)</sup>.

Bis zu Neutronenenergien von 3,1 MeV existieren für  $\text{He}^4$  verschiedene ältere Streumessungen<sup>3-6)</sup>. Neuerdings haben ADAIR<sup>7)</sup> und davon unabhängig HUBER und BALDINGER<sup>8)</sup> genauere Streumessungen mit monochromatischen Neutronen von 400 keV bis 2,73 MeV in einem Proportionalzähler bzw. von 3,1–4,1 MeV in einer Ionisationskammer durchgeführt. SEAGRAVE<sup>9)</sup> hat später die differentiellen Streuquerschnitte für 2,61; 4,53; 6,50 und 14,3 MeV angegeben. Qualitativ stimmen die Ergebnisse dieser drei Autoren überein.

Aus den differentiellen Streuquerschnitten für Protonen<sup>10-12)</sup> haben DODDER und GAMMEL<sup>13)</sup> die Neutronenquerschnitte berech-

net. Mit diesen Angaben stehen die Messungen von ADAIR<sup>7)</sup> und ein Teil der Messungen von SEAGRAVE<sup>9)</sup> im Einklang. Die Querschnitte von HUBER und BALDINGER<sup>8)</sup> mit 3,01—4,14 MeV-Neutronen und von SEAGRAVE mit 2,61 MeV-Neutronen liegen bei kleinen Streuwinkeln zu hoch. Dies führt dazu, dass HUBER und BALDINGER zur guten Wiedergabe des Streuquerschnittverlaufes nebst den *D*-Phasen eine zwei- bis dreimal grössere  $P_{\frac{1}{2}}$ -Phase benötigen als DODDER und GAMMEL<sup>13)</sup>.

Die vorliegende Arbeit soll den relativen differentiellen Streuquerschnitt im Neutronenenergiebereich 2,61—4,09 MeV\*) mit einer Rückstosskammer neu überprüfen, indem die Fehlerquellen untersucht und soweit es möglich ist, quantitativ erfasst werden sollen.

## 2. Messmethode und Apparatur.

2.1. *Messmethode.* Die differentiellen Streuquerschnitte werden nach einer schon früher beschriebenen Methode<sup>14)15)</sup> bestimmt, die auf der Messung der Energieverteilung der beim Streuprozess entstehenden Rückstoskerne beruht<sup>3)4)</sup>. Ein Impulsspektrograph mit 49 Kanälen misst und registriert die Ionisationskammerimpulse.

Um den Randeffekt zu vermindern, sind eine Antikoinzidenzkammer<sup>16)</sup> und ein Neutronenkollimator von grossem Nutzen.

2.2. *Neutronenquelle.* Als Neutronenquelle dient die *d-d*-Reaktion. Der Hochspannungsgenerator\*\*) und das Beschleunigungsrohr sind in verschiedenen Arbeiten<sup>17)18)</sup> beschrieben worden.

Es wird eine dünne D<sub>2</sub>O-Eis-Target verwendet, die eine Verschmierung der Neutronenenergie zwischen 40 und 90 keV bewirkt. Zu Beginn jeder Messreihe muss der kupferne Targetträger von Rückständen des Pumpenöles befreit, geschmirgelt und poliert werden, was die Haltbarkeit der Target wesentlich erhöht. Bei der *D*<sup>+</sup>-Energie von 1 MeV und der Stromstärke 10  $\mu$ A nahm die Neutronenintensität innerhalb 2,5 Stunden um die Hälfte ab.

Für die Berechnung der Neutronenenergien dienen die Tabellen von FOWLER und BROLLEY<sup>19)</sup>.

2.3. *Neutronenkollimator.* Für die Streumessungen mit Neutronen unter 0° zum *D*<sup>+</sup>-Strahl wird ein 30 cm langer Kollimator aus Eisen verwendet. Seine Gestalt entspricht zwei aufeinandergesetzten, quadratischen Pyramidenstümpfen (Fig. 1). Der Kollimator besitzt einen quadratischen Kanal von 9 × 9 mm<sup>2</sup> Querschnitt, und blen-

\*) Die Energieangaben beziehen sich auf das Laborsystem.

\*\*) Geliefert durch die Firma E. Haefely & Cie., Basel.

det ein enges Neutronenbündel mit einem Öffnungswinkel von  $4,7^\circ$  aus. In Vorwärtsrichtung variiert die Energie der Neutronen in diesem Raumwinkel für eine unendlich dünne Target und die  $D^+$ -Energie 1 MeV um 1,5 keV.

Bei der Formgebung wurde darauf geachtet, dass keine direkten Neutronen die Mantelflächen der kammerseitigen Pyramide treffen können, um den Anteil der Neutronen, die durch das Eisen in die Kammer gestreut werden, möglichst tief zu halten. Der Kollimator schirmt den grössten Teil der Kammer, namentlich die Elektroden und ihre Halterungen, vor einer direkten Neutronenbestrahlung ab.

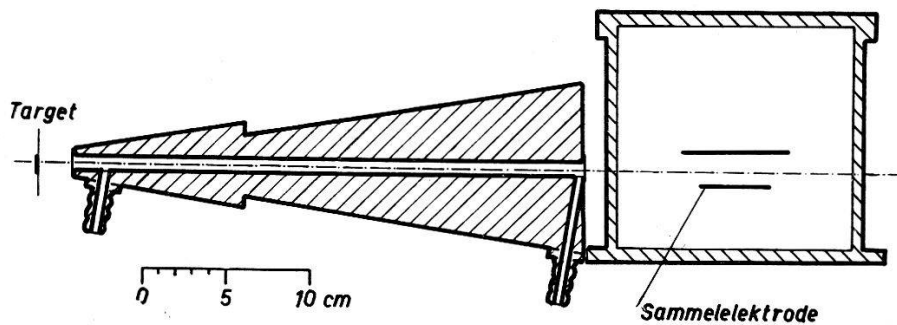


Fig. 1.

Neutronenkollimator und dessen Lage bezüglich Ionisationskammer und Target.

Die zentrale Öffnung ist zu beiden Seiten mit je einem Plättchen von 0,15 mm Dicke verschlossen. Durch ein ferngesteuertes Heben und Senken eines Wassergefässes kann der Kanal in 5 bis 10 s mit Wasser gefüllt oder entleert werden. Dabei bleiben der  $D^+$ -Strahl und die Anordnung der Apparaturteile in der Umgebung der Kammer unverändert.

Diese Einrichtung ermöglicht es in rascher Aufeinanderfolge abwechselungsweise das Rückstoßspektrum mit abgeschirmter und mit nicht abgeschirmter Kammer zu messen.

**2.4. Ionisationskammer.** Es wird eine Ionisationskammer mit planparallelen Elektroden im Abstand von 2 cm benützt (Fig. 2).

Das empfindliche Volumen ist in drei prismatische Räume unterteilt: Der zentrale als eigentliches Messvolumen (I) von  $43 \times 23 \times 20 \text{ mm}^3$ , der äussere als Antikoinzidenzvolumen (III) mit den Ausmassen 56,4 mm; 36,4 mm; 20,0 mm und der Zwischenraum (II) mit einer Breite von 0,4 mm.

Die Auffängerelektrode (1—3), die von einem Schutzring (4) umgeben wird, ist zweiteilig (Fig. 2). Überdies trennt ein geerdeter Metallstreifen (3) von 0,1 mm Dicke die beiden Auffängerelektroden und verringert die Kapazität zwischen ihnen soweit, dass keine messbare gegenseitige Influenzierung stattfindet.

Für die Wahl einer rechteckigen, ebenen Auffängerelektrode sind zwei Gesichtspunkte massgebend:

1. Das empfindliche Volumen über der Sammelelektrode wird ausschliesslich von ebenen Flächen begrenzt, die überdies in der vorliegenden Anordnung (Fig. 1) entweder parallel oder rechtwinklig zur Einfallsrichtung der Neutronen stehen. Dies ermöglicht eine

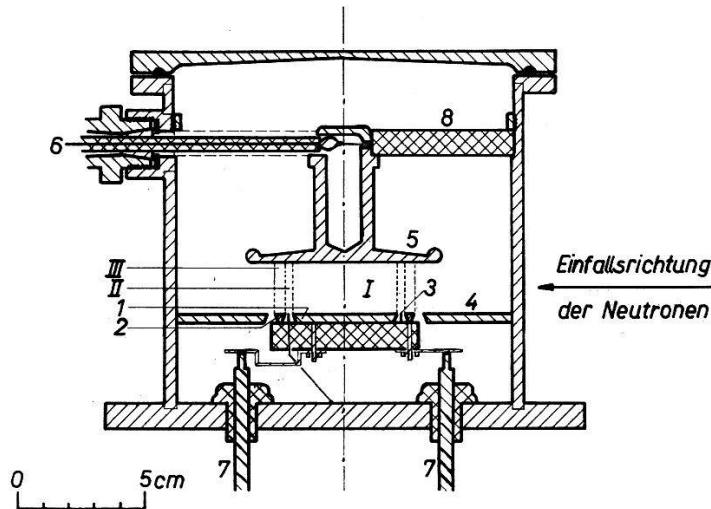


Fig. 2.

Ionisationskammer.

- |  |  |
|--|--|
| I Messvolumen                                | 4 Schutzring                           |
| II Zwischenvolumen                           | 5 Hochspannungselektrode               |
| III Antikoinzidenzvolumen                    | 6 Zuführung der Hochspannung           |
| 1 Sammelelektrode                            | 7 Ausgänge zum Vorverstärker           |
| 2 Antikoinzidenzelektrode                    | 8 Halterung der Hochspannungselektrode |
| 3 Geerdeter Metallstreifen                   |  |
| einfach schraffierte Fläche = Anticorrodal B |  |
| gekreuzt schraffierte Fläche = Steatit.      |  |

einfachere Abschätzung des Randeffektes als bei zylindrischen Kammern.

2. Durch die geeignete Wahl der drei Kantenlängen des empfindlichen Volumens, lässt sich erreichen, dass der prozentuale Randeffekt für das ganze Rückstoßspektrum mit Ausnahme der beidseitigen Enden angenähert gleich ist. Dies ist deshalb möglich, weil alle drei Kammerdimensionen unabhängig voneinander sind.

2.5. *Antikoinzidenzmethode.* Durch die Bestrahlung mit kollimierten Neutronen wird der Randeffekt an den vier zum einfallenden Neutronenstrahl parallelen Grenzflächen des Messvolumens wesentlich verringert. Der Neutronenfluss beträgt dort höchstens 5% der Intensität längs der Kammerachse (Fig. 3). Bei der Abschätzung des Randeffektes brauchen nur noch die beiden zum Neutronenstrahl rechtwinkligen Grenzflächen berücksichtigt zu werden.

Die Verwendung einer Antikoinzidenzmethode gestattet es, auch diesen restlichen Randeffekt auf wenige Prozente der Messwerte herabzudrücken. Diese Korrekturen wirken sich lediglich auf das energiereichere Ende des Spektrums merklich aus.

Im vorangehenden Abschnitt ist die Unterteilung des empfindlichen Kammerraumes angegeben worden. Rückstosskerne, die mindestens 100 keV ihrer Energie im Antikoinzidenzvolumen verlieren,

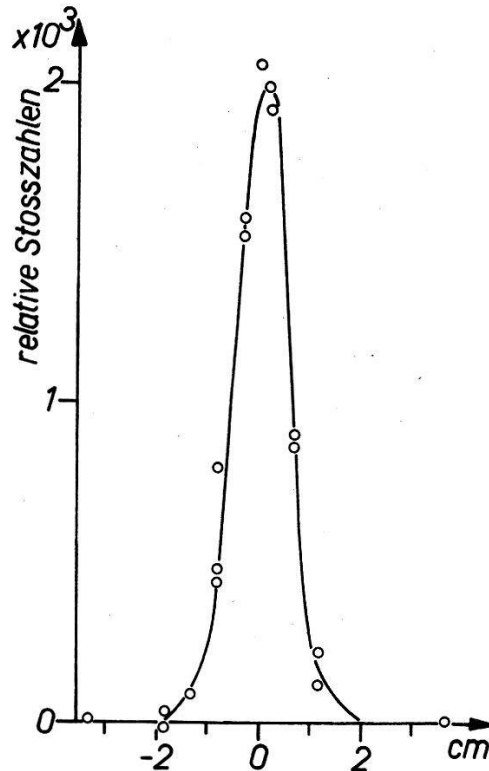


Fig. 3.

Neutronenverteilung hinter dem Kollimator am Orte der Kammer, gemessen mit einem Hornyak-Detektor von 1 cm Durchmesser. Die Verteilung ist nicht auf unendlich kleine Detektorausdehnung reduziert.

lösen einen Rechteckimpuls aus, der den Impulsspektrographen für ungefähr  $3 \times 10^{-3}$  s sperrt. Im Volumen zwischen Mess- und Antikoinzidenzraum verlieren die Rückstosskerne je nach ihrer Richtung und Energie 200–400 keV. Es werden daher keine Rückstosskerne registriert, die ausserhalb des Messvolumens mehr als ungefähr 300–500 keV abgeben.

*2.6. Verstärker und Impulsspektrograph.* Die Stromstösse auf die innere und die äussere negative Elektrode werden mit zwei langsamen RC-RC-Verstärkern ( $f_0 = 1/2 \pi RC = 180$  Hz) gleicher Bauart verstärkt. Das Rauschen, das im wesentlichen von der Vorstufe (E80F) herrührt, beträgt 50 keV.

Das Rückstoßspektrum wird von einem im Institut gebauten Im-



pulsspektrographen mit 49 Kanälen registriert, der nach dem Prinzip arbeitet, wie es erstmals WILKINSON<sup>20)</sup> realisierte. Ein 50. Kanal zählt die Summe der Impulse oberhalb des 49. Kanales.

Da der Spektrograph auch für die Analyse der Spektren von Ionisationskammern mit Ionensammlung bestimmt ist, müssen Impulse mit der Anstiegszeit bis zu der Grössenordnung von  $10^{-2}$  s registriert werden. Unter diesen Umständen bietet die unmittelbare Umformung der Eingangssignale ( $U_0$ ) in Impulse mit einer der ursprünglichen Höhe  $U_0$  proportionalen Dauer  $t_4 = \alpha \cdot U_0$  (Fig. 4) grosse

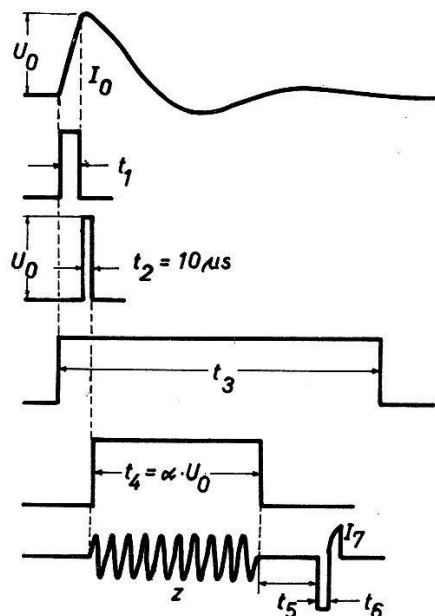


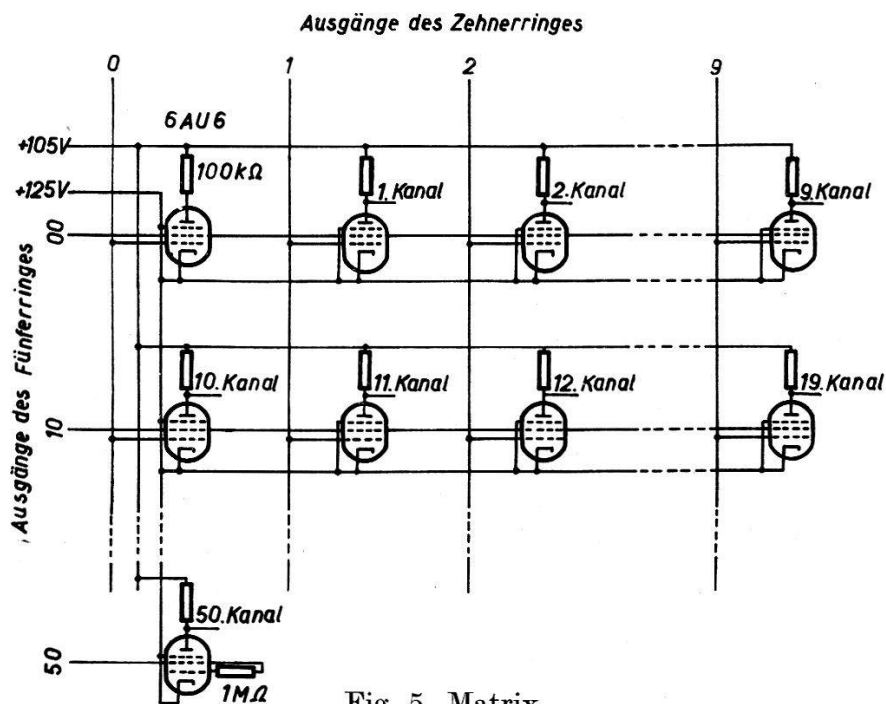
Fig. 4.

Programmimpulse des Impulsspektrographen.

Schwierigkeiten. Wie in einer schon früher verwendeten Schaltung<sup>21)22)</sup> wird auch hier jedes Eingangssignal vorerst in einen 10- $\mu$ s-Impuls ( $t_2$ ) gleicher Höhe  $U_0$  umgewandelt. Eine Antikoinzidenzstufe, die von Rechteckimpulsen, herrührend vom Antikoinzidenzvolumen, gesteuert wird, unterdrückt die Auslösung des 10- $\mu$ s-Impulses in der Modulatorschaltung und damit die Registrierung des entsprechenden Eingangsimpulses.

Aus dem 10- $\mu$ s-Impuls ( $t_2$ ) erhält man nun nach einer bekannten Methode<sup>20)23)</sup> eine der ursprünglichen Impulshöhe  $U_0$  proportionale Anzahl Schwingungen  $z$  ( $f = 100$  kHz). Zwei Untersetzer, ein Zehner- und ein Fünfering mit zehn bzw. fünf Ausgängen registrieren diese Zahl. Diese Ausgänge sind mit einer Matrix von Koinzidenzröhren (6AU6 mit gesteuertem  $G_1$  und  $G_2$ ) verbunden. Entsprechen einem Eingangsimpuls der Höhe  $U_0$  beispielsweise 38 Schwingungen, so erscheint am Ausgang 8 des Zehner- und am Ausgang 30 des Fünferinges (vgl. Fig. 5) je ein positives Signal. Die zum Kanal 38

gehörende Röhre der Matrix leitet, sobald der negative Zählimpuls ( $t_6 = 15 \mu\text{s}$ ) das Kathodenpotential absenkt. Alle anderen Röhren der Matrix bleiben gesperrt, da bei jeder mindestens eines der gesteuerten Gitter negativ vorgespannt bleibt. Ein Rückstellimpuls  $I_7$  ( $t_7 = 10 \mu\text{s}$ ) bringt die Schaltung wieder in die Ausgangslage.



Jedem Ausgang der Matrix ist ein achtfacher Untersetzter mit einem mechanischen Zählwerk angeschlossen. Die Untersetzung ist von achtfacher auf zweifache Untersetzung umschaltbar, indem bei den ersten zwei Scalestufen je einem Steuergitter eine negative Spannung aufgedrückt wird, so dass die Stufe den Eingangsimpuls auf die nächste überträgt, ohne zu kippen.

Eine Reihe weiterer Programmimpulse in bestimmter zeitlicher Aufeinanderfolge (Fig. 4) steuert den Spektrographen. Das Eingangssignal der Höhe  $U_0$  lädt während der Anstiegszeit  $t_1$  einen Kondensator auf die Spannung  $U_0$  auf. Gleichzeitig mit dem Anstiegsimpuls wird ein Sperrimpuls der Dauer  $t_3$  ausgelöst, der den Impulsspektrographen so lange sperren soll, bis das Eingangssignal abgeklungen ist.  $t_1$  und  $t_3$  sind wählbar. Vor der Registrierung eines Eingangssignales im  $z$ -ten Kanal mit Hilfe des Impulses ( $t_6$ ) wird anschliessend an die letzte der  $z$ -Schwingungen eine Pause von  $70 \mu\text{s}$  Dauer ( $t_5$ ) eingeschaltet. Während dieser Zeit wird den entsprechenden Gittern die positive Vorspannung aufgedrückt. Der Spektrograph ist mindestens so lange gesperrt, bis die Matrix wieder in der Ruhelage ist. Nach Ablauf der Anstiegszeit benötigt der



Apparat ungefähr 0,6 ms um einen Impuls im 49. Kanal zu registrieren. Diese Zeit setzt sich aus  $t_2$ ,  $t_4$  und  $t_5$  zusammen.

Bestimmte Messungen lassen es wünschenswert erscheinen, nur einen Teil des Spektrums auf alle Kanäle auszudehnen. Dazu wurde ein Window-Amplifier<sup>24)</sup> gebaut, der an die Stelle des Eingangsverstärkers tritt.

Nach 1,5 Stunden Einbrenndauer schwankt die Kanalbreite noch um weniger als 1%, und der Ansprechpegel ändert sich hernach um höchstens 5% der Kanalbreite pro Stunde. Dieser Gang ist für unsere Messung gegenüber dem Rauschen des Verstärkers (50 keV) vernachlässigbar.

Der Spektrograph enthält ungefähr 360 Röhren und nimmt eine Leistung von ca. 1,8 kW auf.

2.7. *Stromintegrator und Neutronenmonitor.* Zur Normierung der verschiedenen Teilmessungen ist es notwendig, den relativen Neutronenfluss einerseits und den  $D^+$ -Strom andererseits zu kennen.

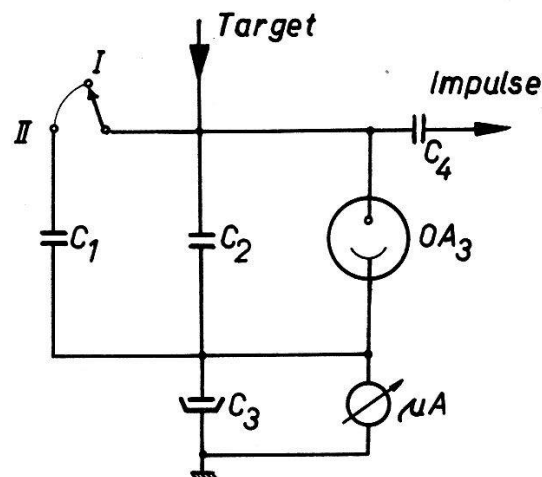


Fig. 6.

$$C_1 = 1 \mu\text{F} \quad C_3 = 50 \text{ mF}$$

$$C_2 = 0,1 \mu\text{F} \quad C_4 = 50 \text{ pF}$$

Stellung I:  $1 \mu\text{A}$  entspricht 16 Impulsen/Minute.

Stellung II:  $9 \mu\text{A}$  entspricht 16 Impulsen/Minute.

Da es sehr schwierig ist, den Ionenstrom über längere Zeit genau konstant zu halten, wird ein einfacher Stromintegrator verwendet (Fig. 6). Der Integrator stellt eine Kippschaltung dar, deren Frequenz proportional zum Targetstrom ist. Ein Zählwerk registriert die Anzahl Schwingungen.

Als Neutronenzähler dient ein Hornyak-Detektor<sup>25)</sup>, der schon bei früheren Messungen<sup>26)</sup> verwendet wurde. Er ist unter  $90^\circ$  zum  $D^+$ -Strahl in 1 m Abstand von der Target so aufgestellt, dass eine Beeinflussung des Monitors durch die Wasserfüllung des Kollimators möglichst vermieden wird.

### 3. Fehlerquellen.

*3.1. Neutronenspektrum.* Das Neutronenspektrum in jedem Punkte des empfindlichen Volumens wird durch verschiedene Faktoren bestimmt. Es sind dies die Energieverschmierung der  $D^+$ -Ionen, die endliche Targetdicke, Neutronen, die nicht in der  $D_2O$ -Eisschicht erzeugt werden, gestreute Neutronen und der endliche Raumwinkel zwischen Target und Kammer.

Die  $D^+$ -Ionen erhalten eine Energieverschmierung durch die der Hochspannung überlagerte Wechselspannung (15 kV) und durch Schwankungen der Hochspannung (3 kV). Die Hochfrequenzionenquelle<sup>27)</sup> liefert einen vernachlässigbaren Beitrag zur Verbreiterung des  $D^+$ -Ionenspektrums.

Massgebend für die Verschmierung der Neutronenenergie ist die Targetdicke. Sie wird durch den Vergleich der Neutronenintensitäten von dünner und dicker Target abgeschätzt. Die Berechnung erfordert bekannte Empfindlichkeit des benützten Neutronenzählers<sup>26)</sup> und den Wirkungsquerschnitt für die  $d-d$ -Reaktion<sup>19)</sup>. Für einige Energien wird sie auf folgende Weise gemessen: Man bestrahlt eine gesättigte Target nacheinander mit Deuteronen der Energien  $E$  und  $(E - 50 \text{ keV})$ . Die Differenz der Intensitäten liefert die Neutronenergiebigkeit einer 50 keV dicken  $D_2O$ -Eistarget. Aus dem Vergleich dieser Differenz mit der Intensität einer dünnen Target lässt sich die Targetdicke ermitteln. Bei beiden Messmethoden muss der ohne  $D_2O$ -Target vorhandene Neutronenfluss abgezogen werden.

Für monochromatische  $D^+$ -Ionen und unter festem Beobachtungswinkel wird für eine dünne Target ein angenähert rechteckig verlaufendes Neutronenspektrum erwartet<sup>28)</sup>. Seine Breite beträgt in unserem Falle zwischen 50 und 100 keV.

Eine weitere Verbreiterung erfährt das Spektrum durch Streuung der Neutronen am Material der Target. Eine Abschätzung zeigt, dass dieser Einfluss auf die Energiehomogenität der Neutronen vernachlässigbar ist.

Beträchtlich ist der Anteil der Neutronen, die von Materialien in der Umgebung von Kammer und Target gestreut werden. Unter  $0^\circ$  zum  $D^+$ -Strahl beträgt er 10% des gesamten Neutronenflusses und steigt bei  $90^\circ$  auf 40% an.

Alle die Streuneutronen, die nicht durch die Kollimatoröffnung gelangen, können erfasst werden. Dazu wird in Intervallen von 5 bis 20 Minuten das Rückstoßspektrum für direkte und gestreute Neutronen je 15–50mal pro Gesamtmessung nebeneinander gemessen,

indem zwischen zwei Messungen mit freiem, eine Messung mit Wasser gefülltem Kollimator eingeschoben wird. Alle weiteren Teile der Apparatur bleiben bei dieser Streumessung unverändert. Als Beispiel sind die so gemessenen Spektren für die Neutronenenergie 3,57 MeV in Fig. 7 aufgezeichnet.

Bei den Messungen mit Neutronen unter  $70^\circ$  und  $90^\circ$  werden die Streuneutronen mit Hilfe eines Absorbers bestimmt, indem abwechselungsweise ein 25 cm langer Eisenstab von 3 cm Durchmesser in den Neutronenstrahl ein- und ausgeschwenkt wird. Fig. 8 zeigt als Beispiel die Impulsverteilungen für  $E_n = 2,61$  MeV.

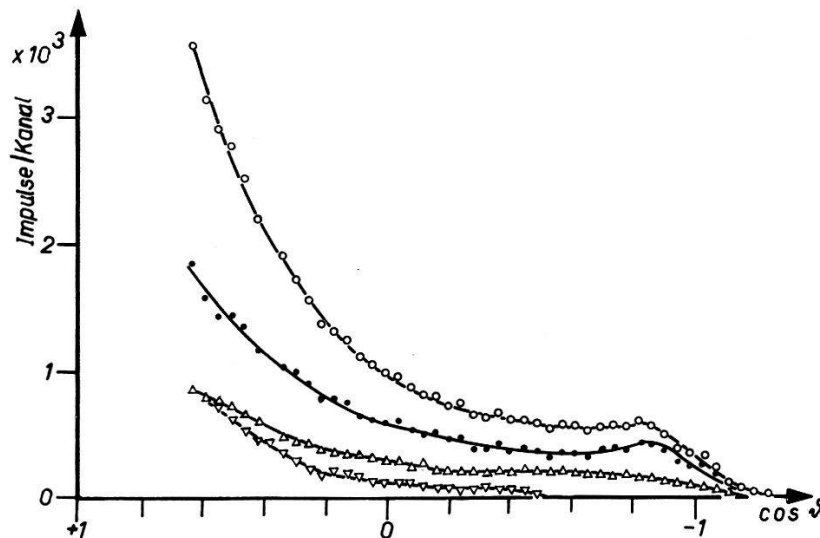


Fig. 7.

Impulsverteilungen für  $E_n = 3,57$  MeV:

- $\sigma_{\text{rel}}(\cos \vartheta)$ ;    ○  $S(\cos \vartheta)$ ;    ▽  $R(\cos \vartheta)$ ;    △  $S'(\cos \vartheta) - R'(\cos \vartheta)$ .

Wenn der Targetträger ohne Eisschicht bestrahlt wird (im Folgenden als Messung ohne Target bezeichnet), baut sich dort in kurzer Zeit eine Target auf, die auch bei kleinem Strom in Bruchteilen einer Stunde einen Sättigungswert erreicht. Die Neutronenausbeute einer so erzeugten Target entspricht ungefähr dem 30. Teil einer dicken  $D_2O$ -Target und besitzt dasselbe Spektrum wie diese. Alle Messungen unter null Grad werden bezüglich der Neutronen ohne Target korrigiert. Bei der Bestimmung dieser Korrektur wird die  $D^+$ -Energie so gewählt, dass der Energieverlust der  $D^+$ -Ionen in der zugehörigen dünnen Eisschicht berücksichtigt ist.

Die Spektren unter null Grad werden durch drei Messungen erhalten, entsprechend den drei wesentlichen Anteilen am Neutronenfluss:  $\sigma_{\text{rel}}(\cos \vartheta) = S(\cos \vartheta) - R(\cos \vartheta) - \{S'(\cos \vartheta) - R'(\cos \vartheta)\}$ , wobei  $S(\cos \vartheta)$  und  $S'(\cos \vartheta)$  die Rückstossverteilungen mit bzw. ohne  $D_2O$ -Target bei geöffnetem,  $R(\cos \vartheta)$  und  $R'(\cos \vartheta)$  diejenigen bei Wasser gefülltem Kollimator bedeuten (Fig. 7).

Die Energie der Neutronen unter  $70^\circ$  und  $90^\circ$  ist nur wenig von derjenigen der einfallenden Deuteronen abhängig, so dass sich in diesen Fällen eine Korrektur für die Neutronen, die im Targetträger entstehen, erübrigt (Fig. 9).

Die Verbreiterung des Neutronenspektrums durch die Targetdicke und die Verzerrung der Rückstossverteilungen durch das Rauschen wird nicht an den experimentellen Kurven auskorrigiert. Es ist aber leicht, die Auswirkungen dieser Einflüsse auf eine theoretische unverzerrte Kurve zu untersuchen. Zu diesem Zweck wird für die Neutronenenergie 3,57 MeV der Verlauf des differentiellen Streuquerschnittes nach den Phasen von DODDER und GAMMEL<sup>13)</sup>

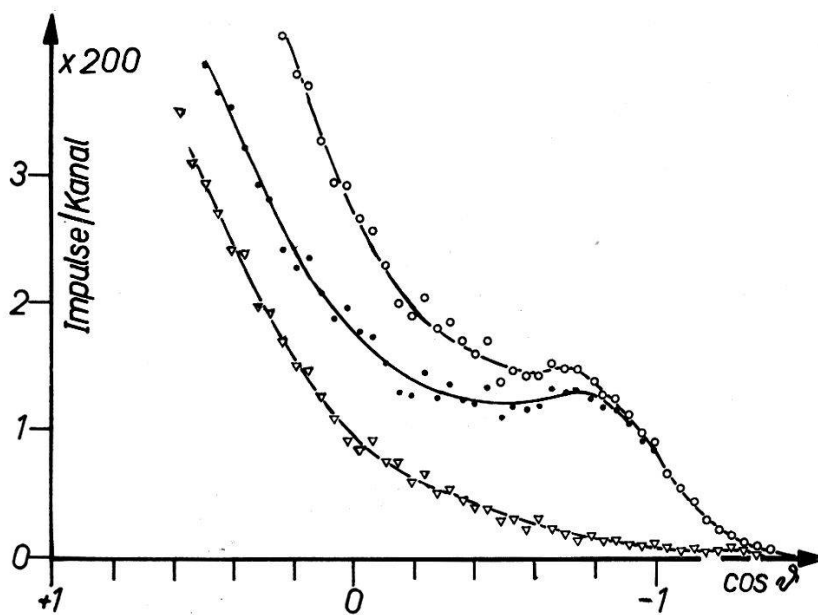


Fig. 8.

Impulsverteilungen für  $E_n = 2,61$  MeV:

•  $\sigma_{\text{rel}}(\cos \vartheta)$ ; ○  $S(\cos \vartheta)$ ; ▽  $R(\cos \vartheta)$ .

berechnet und mit dem Neutronenspektrum (80 keV) sowie hernach mit dem Rauschen (50 keV) verschmiert. Ein merklicher Einfluss tritt nur am oberen Ende des Rückstoßspektrums auf (Fig. 9). Die so erhaltene Kurve stimmt gut mit dem gemessenen Verlauf des Streuquerschnittes überein, nachdem an der experimentellen Kurve alle übrigen Korrekturen ausser den zwei hier erwähnten angebracht sind.

**3.2. Randeffekt.** Rückstoskerne, die das empfindliche Zählvolumen verlassen, geben nur einen Teil ihrer Energie an das Kammergas ab und erzeugen somit einen zu kleinen Stromstoss auf der Sammelelektrode. Dieser Randeffekt ist im allgemeinen von vielen

Faktoren abhängig. Durch drei besondere Massnahmen wird er in der vorliegenden Anordnung klein gehalten:

a) Der Zusatz von Argon vermindert die Reichweite der Rückstosskerne und damit auch den Randeffekt. Allerdings wird durch diese Beimengung wie auch durch die Verunreinigungen des Heliums ( $N_2$  und  $O_2$ ) das Rückstosspektrum bei kleinen Streuwinkeln

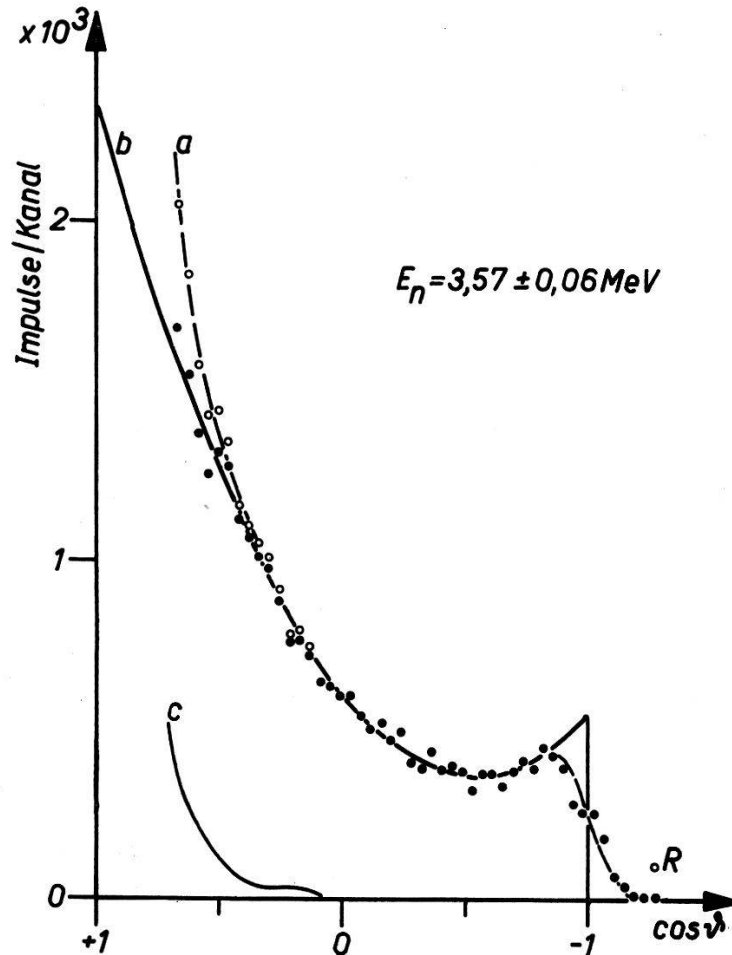


Fig. 9. Rückstosspektren.

a Rückstosspektrum des Gasgemisches (He, A und  $N_2$ ).

b He-Spektrum, berechnet.

c A- und  $N_2$ -Rückstosspektrum.

R Zahl der  $N^{14}(n, p) C^{14}$ - und  $N^{14}(n, \alpha) B^{11}$ -Reaktionen.

Das obere Ende der Kurve a erhält man aus der berechneten durch Verschmieren mit Rauschen und Neutronenspektrum.

gestört (Fig. 9). Die differentiellen Querschnitte sind deshalb nur bis zu  $\cos \vartheta$ -Werten von ca. + 0,5 ( $\vartheta = 60^\circ$ ) messbar.

b) Durch die enge Kollimierung des Neutronenstrahles entsteht ein Randeffekt nur noch an der Ein- und Austrittsfläche der Neutronen. Infolge der Antikoinzidenzeinrichtung wirkt sich dieser Effekt im wesentlichen auf das energiereiche Ende des Rückstosspektrums aus.

c) Die Antikoinzidenzmethode hat zur Folge, dass Heliumkerne, die den grösseren Teil ihrer Energie ausserhalb des Messvolumens verlieren, nicht mehr registriert werden.

Wegen dieser Massnahmen kann der Randeffect durch eine einzige Korrektur für jedes Streuwinkelintervall berücksichtigt werden. Durch die vordere, zum Neutronenstrahl rechtwinklige Grenzfläche gelangen Heliumkerne in das Zählvolumen, die nicht mehr ihre volle Energie besitzen. Die Massnahme c) bewirkt in den meisten Fällen, dass diese Impulse nicht gezählt werden. Die restlichen Heliumkerne aber werden registriert, weil sie nur wenig Energie (nach Abschnitt 2.5. weniger als 300—500 keV) ausserhalb des Zählvolumens verlieren. Ihr Spektrum ist (um 0—500 keV) nach kleineren Energien verschoben gegenüber dem unverzerrten Spektrum. Dieser letztere Anteil aber ist nicht grösser als 1% und wird deshalb vernachlässigt.

An der gegenüberliegenden Grenzfläche sind die Verhältnisse unübersichtlicher. Ein Rückstosskern der Energie  $E_\nu$  besitzt eine Reichweite  $R(E_\nu)$  und eine Stossrichtung, die mit der Einfallsrichtung der Neutronen den Winkel  $\alpha_\nu$  einschliesst (im Laborsystem gemessen). Die Bahn jedes Heliumrückstosses der Energie  $E_\nu$  liegt auf dem Mantel eines Kegels, der die Höhe  $h = R(E_\nu) \cdot \cos \alpha_\nu$  besitzt. Ist der Entstehungsort des Rückstosses, also auch die Kegelspitze, näher an der Austrittsfläche als im Abstand  $h$ , so wird der Impuls entweder wegen der Massnahme c) nicht gezählt oder entsprechend den Verhältnissen an der Eintrittsfläche etwas zu tief registriert. Diese letzteren Fälle werden ebenfalls vernachlässigt, weil ihr Einfluss unterhalb 1% bleibt. Dem  $\nu$ -ten Kanal gehen demnach alle Impulse im Volumen  $R(E_\nu) \cdot \cos \alpha_\nu \cdot F$  verloren ( $F$  = Austrittsfläche). Der Quotient aus dieser Grösse und aus dem gesamten Zählvolumen  $V = F \cdot L$  ( $L$  ist die Kammerdimension rechtwinklig zu  $F$ ) ist offensichtlich dem relativen Zählverlust  $\frac{\Delta z_\nu}{z_\nu}$  im  $\nu$ -ten Kanal gleich. Diese Korrektur  $\Delta z_\nu = z_\nu (R(E_\nu) \cdot \cos \alpha_\nu / L)$  wird an allen Messungen angebracht und ist nie grösser als 9%.

3.3. *Gasfüllung der Kammer.* Das Kammergas enthält 48% Helium, 50% Argon und 2% Verunreinigungen, die im wesentlichen aus Stickstoff bestehen. Der Stickstoffgehalt lässt sich aus der Anzahl der registrierten Reaktionen  $N^{14}(n, p)C^{14}$  und  $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$  abschätzen, da die Protonen und  $\alpha$ -Teilchen im 50. Kanal gezählt werden. Um den Argonanteil am Rückstosspektrum festzustellen, wird bei der Neutronenenergie 3,57 MeV das Spektrum mit einer Kammerfüllung von 3 ata Argon gemessen. Der vom Stickstoff herführende Anteil wird auf Grund früherer Messungen<sup>29)30)</sup> korrigiert.



Alle diese Korrekturen fallen in das Gebiet mit  $\cos \vartheta$ -Werten grösser als  $+0,5$ . Darum wird bei allen Messungen das Rückstoßspektrum nur bis zu Werten berücksichtigt, die unterhalb von  $\cos \vartheta = +0,5$  liegen.

**3.4. Statistische Fehler.** Die Messung differentieller Streuquerschnitte mit Ionensammlung bedingt eine kleine Zählgeschwindigkeit und damit eine lange Messdauer. Bei der Bildung mehrerer Differenzen von normierten Grössen wie in unserem Falle sind merkliche Zählverluste unzulässig. Da der Verlauf des Rückstoßspektrums glatt ist, kann auf grosse Stosszahlen in den einzelnen Kanälen verzichtet werden, womit die Messdauer sich in vernünftigen Grenzen hält. Bei den Neutronenenergien 3,57 und 3,67 MeV werden Messkurven bestimmt mit einem statistischen Fehler, der höchstens 6% beträgt. Bei den übrigen Messungen begnügt man sich mit einem maximalen statistischen Fehler von 13%.

#### 4. Messungen und ihre Darstellung durch Streuphasen.

Die Festlegung der Neutronenenergien erfolgt nach den Tabellen von FOWLER und BROLLEY<sup>19</sup>). Als Energie der Deuteronen wird diejenige der beschleunigten  $D^+$ -Ionen vermindert um den halben Energieverlust in der  $D_2O$ -Target benützt.

**4.1. Neutronenenergien im Bereich 3,06—4,09 MeV.** Die Messungen in diesem Energiebereich werden mit Neutronen unter null Grad und bei Verwendung des Neutronenkollimators durchgeführt. Da nur eine allmähliche Veränderung der differentiellen Streuquerschnitte in Funktion der Neutronenenergie erwartet wird, genügt es in Abständen von 150—200 keV Neutronenenergie zu messen. Eine Target von 40—90 keV Dicke ist daher zulässig.

**4.2. Messungen bei 2,61 und 2,86 MeV Neutronenenergie.** Die Neutronen werden hier unter  $90^\circ$  bzw. unter  $70^\circ$  verwendet. Auf die Benützung des Kollimators wird verzichtet. Die Messungen ohne Target erweisen sich in diesen Fällen als überflüssig, da auch bei gesättigter Target das Neutronenspektrum nicht breiter als 60 bzw. 100 keV ist. Dementsprechend ist auch eine relativ dicke Target zulässig.

**4.3. Graphische Darstellung der differentiellen Streuquerschnitte.** Bei allen Messungen werden Streuneutronen und Randeffect, bei denjenigen unter null Grad überdies die Neutronen ohne Target berücksichtigt. Einzig für die Neutronenenergie 3,57 MeV (Fig. 9) wird ein

Rückstoßspektrum angegeben, bei dem das Spektrum des Argon und des Stickstoffs abgezogen ist. In Fig. 9—17 sind die so korrigierten Messwerte der differentiellen Streuquerschnitte bei neun verschiedenen Neutronenenergien dargestellt. Auf der Ordinate sind

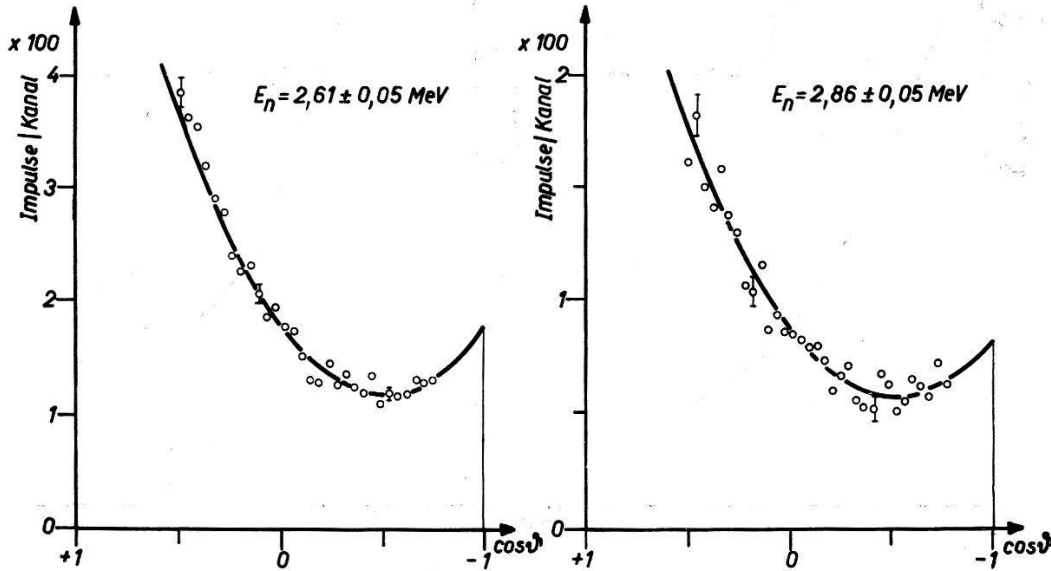


Fig. 10.

Fig. 11.

Fig. 10—17:  $\sigma_{\text{rel}}(\cos \vartheta)$ .

○: Messpunkte; ausgezogene Kurve: nach den Phasen von DODDER und GAMMEL<sup>13)</sup> berechneter Streuquerschnitt.

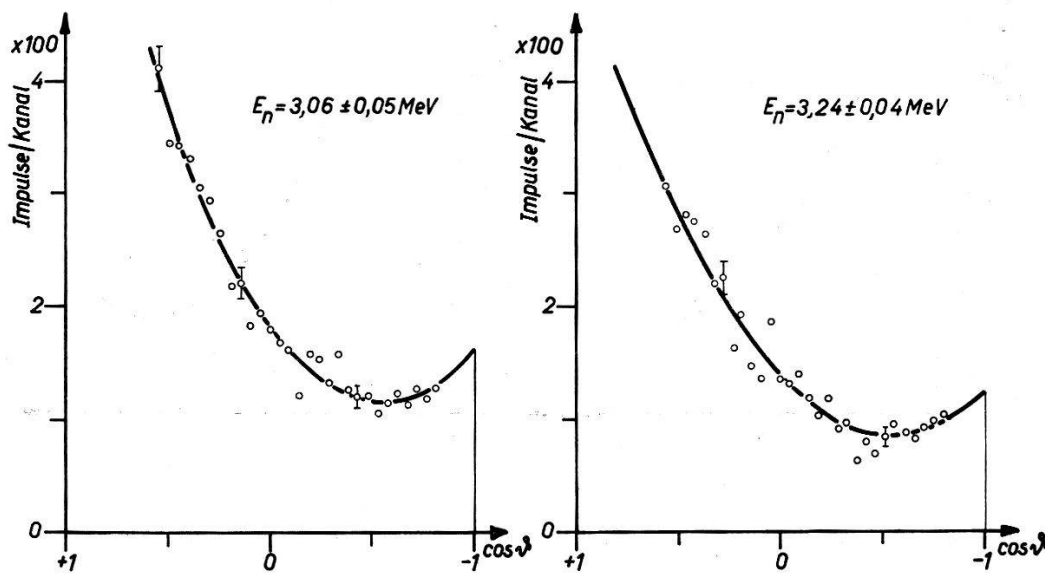


Fig. 12.

Fig. 13.

die Stosszahlen pro Kanal linear aufgetragen. Die Abszisse trägt die  $\cos$ -Werte des Streuwinkels im Schwerpunktsystem. Für einige Messpunkte sind als Beispiel die statistischen Fehler eingetragen. Bei 3,57 und 3,67 MeV Neutronenenergie ist die Messgenauigkeit

wesentlich besser als in den andern Fällen. Die experimentellen Werte oberhalb  $\cos \vartheta = +0,5$  und unterhalb  $-0,8$  sind nicht auf-

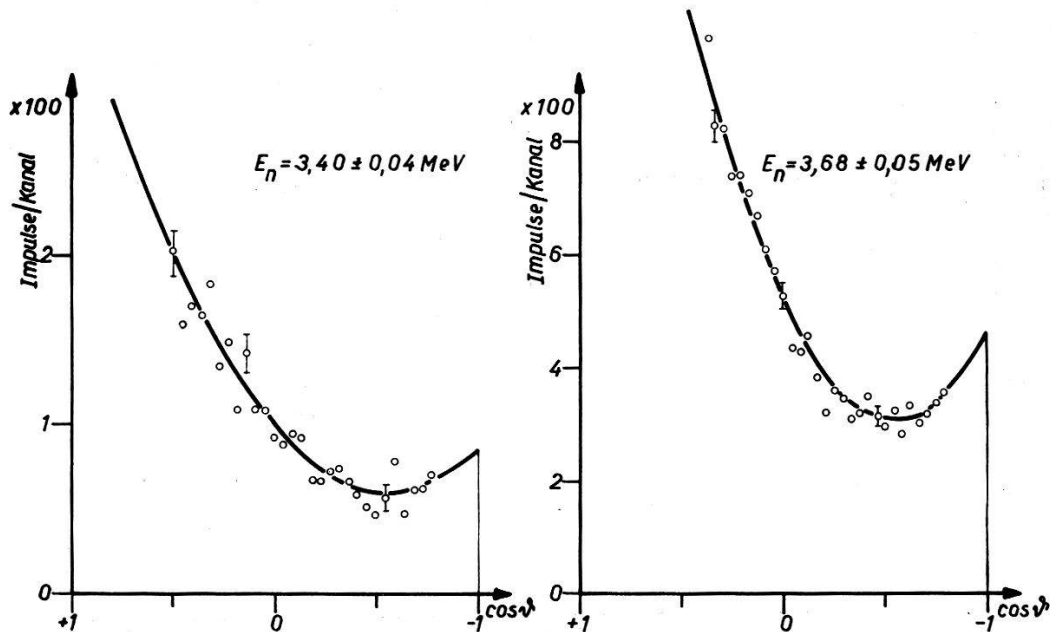


Fig. 14.

Fig. 15.

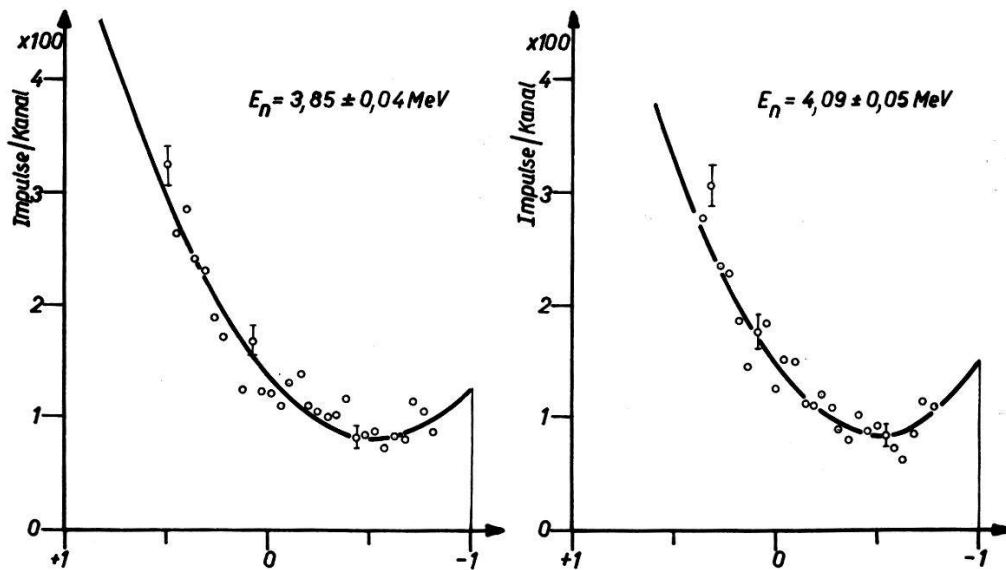


Fig. 16.

Fig. 17.

gezeichnet, da sie durch den Argonuntergrund bzw. durch das Rauschen verfälscht sind.

Die ausgezogenen Kurven sind die nach den Phasen von DODDER und GAMMEL<sup>13)</sup> berechneten Streuquerschnitte.

4.4. Darstellung der Messungen mit Hilfe der Streuphasen von DODDER und GAMMEL. F. BLOCH<sup>31)</sup> hat gezeigt, dass differentielle

Streuquerschnitte durch Streuphasen dargestellt werden können. Die vorliegenden Messungen lassen sich durch die Streuphasen, die von DODDER und GAMMEL<sup>13)</sup> aus der  $p$ -Helium-Streuung berechnet wurden und in den Arbeiten von SEAGRAVE<sup>9)</sup> und E. V. d. SPUY<sup>2)</sup> graphisch dargestellt sind, ausgezeichnet wiedergeben. Zudem wird durch diese Phasen auch der totale Streuquerschnitt, den BASHKIN, MOORING und PETREE<sup>32)</sup> und HUGHES und HARVEY<sup>33)</sup> gemessen haben, gut dargestellt. Eine Anpassung der Phasen von DODDER und GAMMEL an unsere Messwerte erweist sich deshalb als unnötig.

Die Abweichungen unserer Ergebnisse gegenüber denjenigen von HUBER und BALDINGER<sup>8)</sup> und gegenüber dem Querschnittsverlauf bei  $E_n = 2,61$  MeV, wie ihn SEAGRAVE<sup>9)</sup> gemessen hat, scheinen auf eine ungenügende Berücksichtigung des Neutronenuntergrundes zurückführbar zu sein. Mit den übrigen Messungen von SEAGRAVE und denjenigen von ADAIR<sup>7)</sup> sind die vorliegenden Ergebnisse in guter Übereinstimmung. Adairs Streuquerschnitte wurden neuerdings von CLEMENTEL und VILLI<sup>34)</sup> analysiert. Ihre Streuphasen stimmen mit denjenigen von DODDER und GAMMEL praktisch überein, im Gegensatz zu den von ADAIR selbst publizierten.

## 5. Diskussion.

Die Übereinstimmung der vorliegenden Messungen mit den Voraussagen auf Grund der  $p$ -Helium-Streuung zeigt erneut die Gleichheit zwischen der  $p$ - $p$ - und der  $n$ - $n$ -Wechselwirkung bezüglich der Kernkräfte. Daraus folgt, dass auch Spiegelkerne unter diesem Gesichtspunkt identisch sind, was schon aus andern Ergebnissen hervorgeht.

Unsere Streumessungen lassen keine Aussagen über die  $D$ -Phasen zu, da es möglich ist, den Verlauf der Streuquerschnitte innerhalb der Messgenauigkeit mit den  $S$ - und  $P$ -Phasen allein darzustellen. Um die  $D$ -Phasen in die Diskussion miteinzubeziehen, ist es notwendig, die Streumessungen bis zu wesentlich höheren Energien auszudehnen<sup>9) 35) 36)</sup>.

Für die Planung und die Mithilfe beim Bau des Impulsspektrographen sei den Herren Prof. Dr. E. BALDINGER, Dr. T. HÜRLIMANN sowie Herrn ABT, bester Dank ausgesprochen. Die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit verdanken wir der Schweizerischen Kommission für Atomforschung.

**Literaturverzeichnis.**

- 1) B. H. BRANDSEN, J. S. C. MCKEE, *Phil. Mag.* **45**, 869 (1954) *et al.*
  - 2) E. v. d. SPUY, *Nucl. Phys.* **1**, 381 (1956).
  - 3) E. BALDINGER, P. HUBER und H. STAUB, *Helv. Phys. Acta* **11**, 245 (1938).
  - 4) H. H. BARSCHALL und M. H. KANNER, *Phys. Rev.* **58**, 590 (1940).
  - 5) H. STAUB und H. TATEL, *Phys. Rev.* **57**, 936 (1940).
  - 6) T. A. HALL und P. A. KOONTZ, *Phys. Rev.* **72**, 196 (1947).
  - 7) R. K. ADAIR, *Phys. Rev.* **86**, 155 (1952).
  - 8) P. HUBER und E. BALDINGER, *Helv. Phys. Acta* **25**, 435 (1952).
  - 9) J. D. SEAGRAVE, *Phys. Rev.* **92**, 1222 (1953).
  - 10) G. FREIER, E. LAMPI, W. SLEATOR und J. H. WILLIAMS, *Phys. Rev.* **75**, 1345 (1949).
  - 11) T. M. PUTNAM, University of California Radiation Laboratory Report UCRL-1447, unveröffentlicht.
  - 12) W. E. KREGER, R. O. KERMAN und W. K. JENTSCHKE, *Phys. Rev.* **86**, 593 (1952).
  - 13) D. C. DODDER und J. L. GAMMEL, *Phys. Rev.* **88**, 520 (1952).
  - 14) E. BALDINGER, P. HUBER und W. G. PROCTOR, *Helv. Phys. Acta* **25**, 142 (1952).
  - 15) R. BUDDE und P. HUBER, *Helv. Phys. Acta* **28**, 49 (1955).
  - 16) W. STETTER und W. BOTHE, *Zeitschr. f. Nat.forschung* **6a**, 61 (1951).
  - 17) H. BICHSEL, W. HÄLG, P. HUBER und A. STEBLER, *Helv. Phys. Acta* **25**, 119 (1952).
  - 18) E. BAUMGARTNER und P. HUBER, *Helv. Phys. Acta* **26**, 545 (1953).
  - 19) J. L. FOWLER und J. E. BROLLEY, *Rev. Mod. Phys.* **28**, 103 (1956).
  - 20) D. H. WILKINSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **46**, 508 (1950).
  - 21) E. BALDINGER und R. CASALE, *Helv. Phys. Acta* **21**, 172 (1948).
  - 22) E. BALDINGER und W. HAEBERLI, *Erg. Ex. Natw.* **27**, 249 (1953).
  - 23) E. GATTI, *Nuovo Cim.* **7**, 655 (1950).
  - 24) E. BREITENBERGER, *Phil. Mag.* **44**, 987 (1953).
  - 25) W. F. HORNYAK, *Rev. Sci. Instr.* **23**, 264 (1952).
  - 26) J. SEITZ und P. HUBER, *Helv. Phys. Acta* **28**, 227 (1955).
  - 27) R. BUDDE und P. HUBER, *Helv. Phys. Acta* **25**, 459 (1952).
  - 28) T. HÜRLIMANN und P. HUBER, *Helv. Phys. Acta* **28**, 33 (1956).
  - 29) P. HUBER und H. R. STRIEBEL, *Helv. Phys. Acta* **27**, 157 (1954).
  - 30) J. L. FOWLER und C. H. JOHNSON, *Phys. Rev.* **98**, 728 (1955).
  - 31) F. BLOCH, *Phys. Rev.* **58**, 829 (1940).
  - 32) S. BASHKIN, F. P. MOORING und B. PETREE, *Phys. Rev.* **82**, 378 (1951).
  - 33) D. J. HUGHES und J. A. HARVEY, *Neutr. Cross Sect.*, Brookh. Nat. Lab., Upton, N. Y., 1. Juli 1955, p. 63.
  - 34) F. CLEMENTEL und C. VILLI, *Nuovo Cim.* **10**, 1121 (1955).
  - 35) C. SCHWARTZ, *Phys. Rev.* **86**, 73 (1952).
  - 36) P. TANNENWALD, *Phys. Rev.* **89**, 508 (1953).
-