

# Elastische und inelastische Streuung von 14,1-MeV-Neutronen an 16O und 18O

Autor(en): **Meier, D. / Brüllmann, M. / Jung, H.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **42 (1969)**

Heft 6

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-114097>

## **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.

## Elastische und inelastische Streuung von 14,1-MeV-Neutronen an $^{16}\text{O}$ und $^{18}\text{O}$

von **D. Meier**<sup>1)</sup>, **M. Brüllmann**, **H. Jung** und **P. Marmier**

Laboratorium für Kernphysik ETH, Zürich

(14. IV. 69)

*Summary.* Angular distributions for elastic and inelastic scattering of 14.1 MeV neutrons by  $^{16}\text{O}$  and  $^{18}\text{O}$  have been measured in the angular range  $7.5^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$  using a fast time-of-flight spectrometer and targets of  $\text{H}_2^{16}\text{O}$ ,  $\text{D}_2^{16}\text{O}$  and  $\text{D}_2^{18}\text{O}$ . Absolute differential cross sections were determined for the states or groups of states at 0, 6.1, 7 MeV in  $^{16}\text{O}$  and at 0, 1.98, 3.7, 5.3 MeV in  $^{18}\text{O}$  as well as the integrated cross sections for these levels and the levels at 6.3, 7.12, 7.62 MeV in  $^{18}\text{O}$ . The results are compared with optical model predictions and direct interaction theories. In the case of  $^{16}\text{O}$ , the experimental data are in good agreement with previous work. The angular distribution for neutrons inelastically scattered to the 6.1 MeV state differs from the corresponding proton data and is not well reproduced by theoretical curves. For  $^{18}\text{O}$  appreciably larger scattering cross sections were observed for  $Q = 0$  and  $-1.98$  MeV than in comparable proton measurements. It may be concluded, that the averaging over the level structure in these light nuclei is not sufficient. In a supplementary measurement the total cross section for  $^{18}\text{O}$  has been determined by a transmission experiment to  $1610 \pm 70$  mb, which is considerably higher than the previously reported value.

### 1. Einleitung

Die elastische Streuung von Nukleonen im MeV-Gebiet hat wesentlich zur Klärung und Stützung des optischen Kernmodells beigetragen. Es ist wohlbekannt, dass das gewöhnliche optische Potential nach BJORKLUND und FERNBACH [1] mit festen Parametern bei gleicher Einfallenergie in guter Übereinstimmung steht mit Neutronenstreudaten für die Kerne oberhalb Al. Einen umfassenderen Anwendungsbereich hat das nichtlokale Potential von PEREY und BUCK [2], welches mit einem einzigen Parametersatz die experimentellen Verhältnisse bei derselben Kernreihe im Energiebereich von 1 bis 25 MeV gut wiederzugeben vermag. Ähnlich erfolgreich ist die später von WILMORE und HODGSON [3] entwickelte äquivalente lokale Lösung, welche in der praktischen Anwendung einfacher ist. Neuere experimentelle Arbeiten an mittelschweren und schweren Kernen, z.B. [4, 5], bestätigen die Fruchtbarkeit dieser Potentiale aufs beste.

Im Bereich der leichten Kerne liegen eingehende Untersuchungen über die Anwendbarkeit des optischen Modells erst für das gewöhnliche Potential vor. Naturgemäß ist das Bild hier weniger günstig. Die Schwierigkeiten liegen vornehmlich in den relativ geringen Niveaudichten dieser Kerne begründet. Ist nämlich die Reaktionsenergie, bzw. die Energiebreite des einfallenden Teilchenstrahls, nicht genügend gross, um vollständige Mittelung über die Niveaustuktur zu erlauben, so zeigen die optischen Modellparameter eine nichtmonotone Energieabhängigkeit. Im Hinblick

<sup>1)</sup> Jetzige Adresse: Höhere Technische Lehranstalt (Ingenieurschule), Brugg-Windisch, 5200 Windisch.

auf einen Vergleich von Neutronen- und Protonenexperimenten ist zu bemerken, dass sich bei gleicher Einfallenergie wegen der Verschiedenheit der Zwischenkerne und Anregungsenergien im allgemeinen unterschiedliche Potentiale ergeben [6]. Abgesehen von Coulombeffekten müssen deshalb die Winkelverteilungen für Neutronen und Protonen nicht notwendigerweise übereinstimmen.

Für 14-MeV-Neutronen werden Abweichungen bezüglich der Rechnungen von BJORKLUND und FERNBACH durch eine Reihe von Experimenten an den Kernen  ${}^6\text{Li}$  bis  ${}^{16}\text{O}$  belegt [7–11]. Das übliche Vorgehen besteht nun darin, durch eine individuelle Analyse der experimentellen Daten das optische Potential auf einen bestimmten Kern zuzuschneiden. Wie NODVIK et al. [12] und andere [13–17] gezeigt haben, lassen sich so stets Potentialparameter finden, welche die differentiellen Wirkungsquerschnitte über mehrere MeV ausgezeichnet wiederzugeben vermögen. Allerdings verläuft die Energieabhängigkeit der Parameter nicht immer befriedigend, und es zeigt sich insbesondere die allgemeine Tendenz, dass die berechneten nichtelastischen Wirkungsquerschnitte je nach Berechnungsart teilweise erheblich zu klein ausfallen. Eine solche Analyse für die Streuung von 14-MeV-Neutronen an den Kernen  ${}^6\text{Li}$  bis  ${}^{16}\text{O}$  haben LUTZ et al. [18] unter Beachtung der experimentellen Reaktionsquerschnitte durchgeführt. Die berechneten Winkelverteilungen stimmen mit Ausnahme von  ${}^{12}\text{C}$  recht gut mit der Beobachtung überein.

Als weiteres Verfahren hat sich im Bereich mittlerer und schwerer Kerne [19, 20] die Methode der gekoppelten Gleichungen [21, 22] bewährt. Neuerdings sind solche Berechnungen auch auf leichte Kerne ausgedehnt worden [23, 24].

Die inelastische Streuung verläuft bei Einfallenergien um 14 MeV vorwiegend über direkte Wechselwirkung (DI). Der Zwischenkernbeitrag ist auch bei leichten Kernen zu gering, als dass er die Winkelverteilung merklich beeinflussen könnte [10, 25]. Messungen von absoluten differentiellen Wirkungsquerschnitten in diesem Energiebereich sind deshalb besonders geeignet zur Prüfung der verschiedenen im Rahmen der DI-Theorie verwendeten Kernmodelle und Approximationen.

Eine erste, gebräuchliche Methode zur Berechnung inelastischer Streuquerschnitte ist die DWBA. Für den Targetkern findet zum Teil das Schalenmodell [26, 27], vor allem aber das Kollektivmodell breite Anwendung, weil durch inelastische Streuung von Nukleonen bei mittleren Energien bevorzugt Kollektivzustände angeregt werden [28]. Für die Anregung von Quadrupol ( $2^+$ )- und Oktupol ( $3^-$ )-Zuständen mit 14-MeV-Neutronen bei Kernen von Mg bis Bi finden z. B. CLARKE und CROSS [10] und in einer umfassenden Arbeit STELSON et al. [29] gute Übereinstimmung bezüglich des Verlaufs der differentiellen Wirkungsquerschnitte; ebenso stimmen die experimentell ermittelten kollektiven Deformationsparameter  $\beta_\lambda$  mit denen aus elektromagnetischen Messungen überein. Bei den leichten Kernen sind die Resultate weniger zufriedenstellend [10, 25, 30].

Im Falle starker Kopplung zwischen den an der Reaktion beteiligten Kanälen erscheint die Methode der gekoppelten Gleichungen [21, 22] angezeigt. Sie vermag, wie aus den Arbeiten von BUCK [19] und anderen [5, 20, 22] hervorgeht, die experimentellen Verhältnisse gut wiederzugeben; insbesondere befriedigen die Ergebnisse auch bei einigen leichten Kernen [17, 24].

Neuere Versuche gehen dahin, inelastische Prozesse durch eine mikroskopische Theorie [31, 32] zu erfassen, in welcher die Wechselwirkung zwischen Projektil und

Targetkern durch eine Summe über einzelne Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen im Rahmen des Schalenmodells dargestellt wird.

Über die elastische und inelastische Streuung von 14-MeV-Neutronen an  $^{16}\text{O}$  liegen nur wenige neuere Experimente vor. PEREY [33] und McDONALD et al. [25] haben relative elastische sowie inelastische Winkelverteilungen für die Zustände bei 6 und 7 MeV, bzw. 6, 7 und 8,88 MeV bestimmt. Eine absolute Messung des elastischen differentiellen Streuquerschnittes stammt von BAUER et al. [11]. Für  $^{18}\text{O}$  sind im Energiebereich um 14 MeV keine Experimente mit Neutronen bekannt, hingegen haben STEVENS et al. [17] mit Protonen die elastische und die inelastische Winkelverteilung für Anregung des 1,98-MeV-Zustandes bei 11 Energien zwischen 7,9 und 16,3 MeV gemessen.

Die vorliegende Arbeit wurde in der Absicht unternommen, die Streuexperimente mit 14-MeV-Neutronen auf  $^{18}\text{O}$  auszudehnen, um so eine Lücke im Bereich der leichten Kerne zu schliessen. Das zur Verfügung stehende Streumaterial, hochangereichertes  $\text{D}_2^{18}\text{O}$ , erforderte gleichzeitige Messungen an  $\text{D}_2^{16}\text{O}$ , um den inelastischen  $^{18}\text{O}$ -Effekt vom Neutronenkontinuum der  $\text{D}(n, 2n)\text{H}$ -Reaktion abtrennen zu können. Das Experiment wurde deshalb in enger Verbindung mit einer Untersuchung über den Aufbruch des Deuterons [34] durchgeführt. Dabei konnten gleichzeitig elastische und inelastische Streuquerschnitte für  $^{16}\text{O}$  gewonnen werden, welche einen erwünschten Beitrag zur Kenntnis der Neutronenstreuung an diesem Kern darstellen. Die Messungen erfolgten mit Hilfe eines Flugzeitspektrometers, welches im Hinblick auf die geringen zeitlichen Abstände der verschiedenen Neutronengruppen und die kleinen Wirkungsquerschnitte für möglichst gute Zeitauflösung und grosse Quellstärke bei gleichzeitig günstigem Effekt/Untergrund-Verhältnis entwickelt wurde. Auf eine genaue Bestimmung der absoluten Ansprechwahrscheinlichkeit des Spektrometers sowie auf die Erfassung und Minimalisierung systematischer Fehler wurde besonderes Gewicht gelegt. Die Ergebnisse werden mit verschiedenen theoretischen Voraussagen verglichen.

## 2. Experimentelle Anordnung

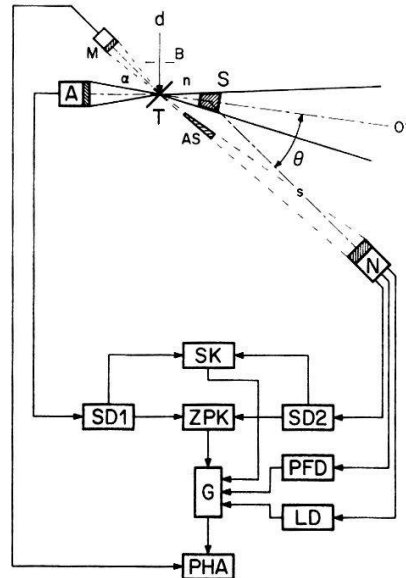
Das für die Messung der Neutronenenergiespektren verwendete Flugzeitspektrometer arbeitet nach der Methode der assoziierten Teilchen. In Figur 1 ist der experimentelle Aufbau schematisch dargestellt. Die wesentlichen Elemente: Neutronenquelle mit Startdetektor und Monitor, Messvorrichtung für Winkelverteilungen mit Streukörper und Neutronendetektor, und die Elektronik sollen nachstehend kurz beschrieben werden.

### 2.1. Neutronenquelle

Neutronen von  $14,14 \pm 0,08$  MeV werden mit Hilfe der  $\text{T}(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion erzeugt. Ein analysierter Deuteronenstrahl  $d$  trifft mit einer Energie von 120 keV auf ein unter  $45^\circ$  geneigtes, dickes TiT-Target T. Durch Blenden B wird der Strahl kollimiert und auf einen Durchmesser von 5 mm begrenzt. Damit sind Lage und Ausdehnung der Quelle definiert. Der Targetträger, bestehend aus einem 0,3 mm starken Kupferscheibchen, schliesst die Vakuumkammer nach aussen ab. In dieser Anordnung ist der Neutronenverlust durch Streuung in der Unterlage vernachlässigbar, und das Target kann leicht mit Luft gekühlt werden.



Unter einem Winkel von  $90^\circ$  zur Einfallsrichtung der Deuteronen und in 9 cm Abstand vom Target befindet sich der Startdetektor A. Er besteht aus einem  $50\ \mu\text{m}$  dicken Plastiksintillator NATON 136 und einem Photomultiplier 56 AVP. Der Szintillator ist mit 3 Aluminiumfolien von je  $150\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$  abgedeckt, welche gestreute Deuteronen vollständig absorbieren und gleichzeitig als Lichtreflektor dienen.



Figur 1

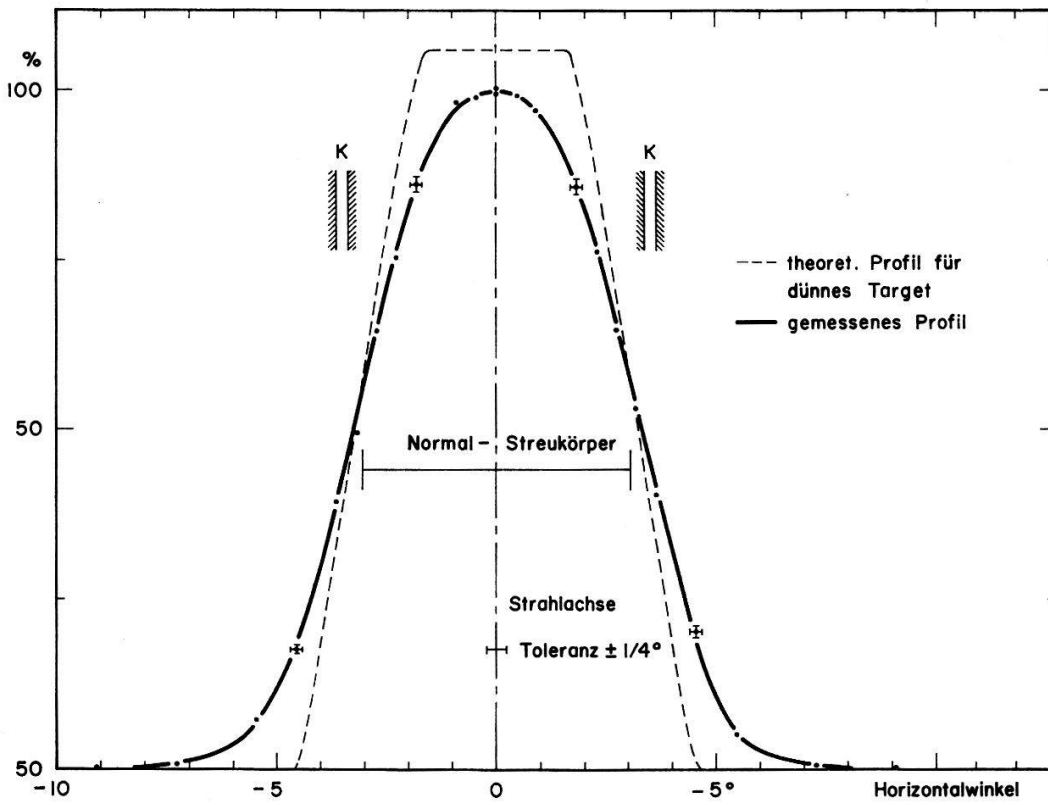
Flugzeitspektrometer, Prinzipschema.

Der Querschnitt des koinzidenten Neutronenstrahls wird durch eine dem Alpha-szintillator vorgesezte Blende in der Form eines hochgestellten Rechtecks von  $10 \times 30\ \text{mm}$  definiert. Dies gestattet in Verbindung mit einem dem Strahl angepassten Streukörper (siehe 2.2.), die Quelle ohne Beeinträchtigung der Zeitaufösung optimal auszunützen, d.h. das Verhältnis von Effekt zu Untergrund im Flugzeitspektrum günstig zu halten. In Figur 2 und 3 sind theoretische und gemessene Profile des koinzidenten Strahls in horizontaler, bzw. vertikaler Richtung dargestellt.

Ein zweiter Alphadetektor M mit wesentlich kleinerem Raumwinkel, unter  $135^\circ$  zum d-Strahl in 62 cm Abstand vom Target angeordnet, dient als Monitor. Der Untergrund des mit einem CsJ-Szintillator von 0,125 mm Dicke versehenen Detektors beträgt in der  $\alpha$ -Linie lediglich 0,8%. Durch Vergleich mit der Monitorstossrate wird der Deuteronenstrom so gesteuert, dass die Neutronenproduktionsrate konstant bleibt. Der Zusammenhang zwischen der Monitorstosszahl  $Z_M$  und der Anzahl koinzidenter Strahlneutronen  $Z_S$  ist durch  $Z_S = M \cdot Z_M$  gegeben. Der Monitorfaktor  $M$  lässt sich wohl theoretisch berechnen [35], doch ergeben sich je nach Art der verwendeten Targets Abweichungen [36]; er wurde deswegen experimentell auf 1% bestimmt.

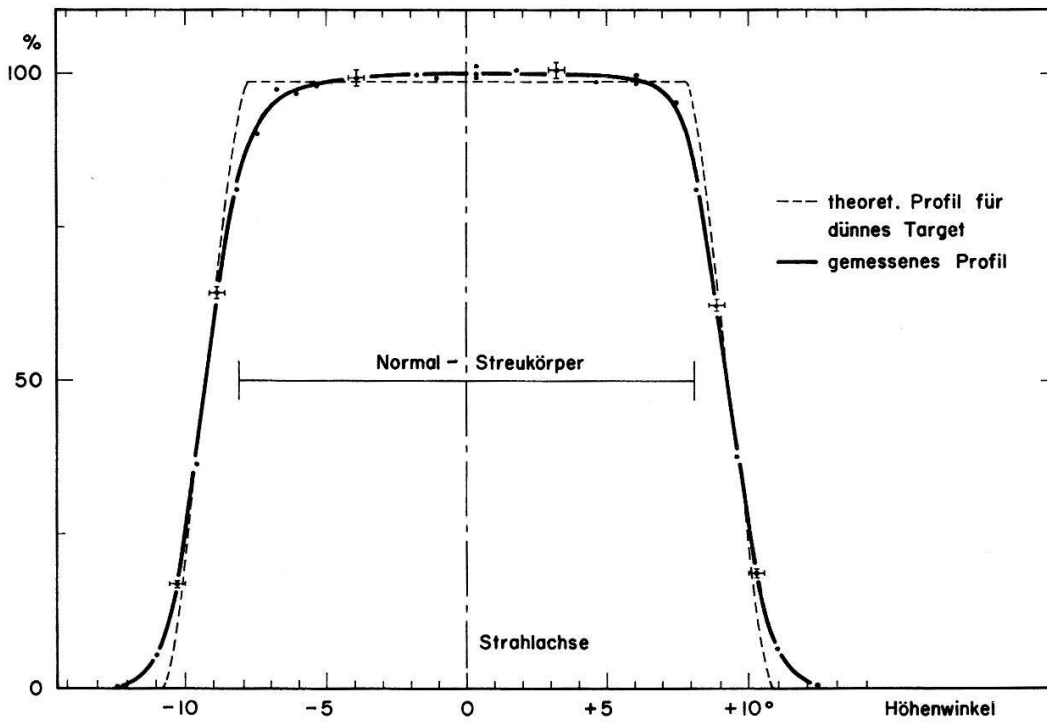
## 2.2. Streuapparatur

Die Streukörpergefäße zur Aufnahme der Streumaterialien  $\text{H}_2^{16}\text{O}$ ,  $\text{D}_2^{16}\text{O}$  und  $\text{D}_2^{18}\text{O}$  sind aus  $50\ \mu\text{m}$  starkem gewalztem Kupferblech hergestellt und haben die Form eines Pyramidenstumpfes, dessen Öffnungswinkel der Divergenz des koinzidenten Strahls entsprechen. Ihre Dimensionen betragen: Mittlere Breite und Höhe  $b_0 =$



Figur 2

Horizontalprofil des koinzidenten Neutronenstrahls.  
 K: Kontrollschlitze zur Überwachung der Strahlachsenlage.



Figur 3

Vertikalprofil des koinzidenten Neutronenstrahls.

17 mm, bzw.  $h_0 = 45$  mm, Länge  $a_0 = 40$  mm. Der Anteil des Fremdmaterials (Gefäß und Halterung) macht etwa 2,5% des Gefäßvolumens aus. Die Lage der Streukörper im koinzidenten Strahl geht aus Figur 2 und 3 hervor; der Abstand von der Neutronenquelle beträgt 160 mm.

Für die Anzahl der auf den Streukörper fallenden Neutronen  $Z_0$  ergibt sich:

$$Z_0 = \kappa Z_S = \kappa M Z_M. \quad (1)$$

Der Ausleuchtungsfaktor  $\kappa = Z_0/Z_S$  kann angenähert aus den Strahlprofilen bestimmt werden und beträgt im vorliegenden Fall rund 0,7.

Diese geometrischen Verhältnisse bedingen eine konstante, präzise Lage der Strahlachse in der Streuebene. Eine Winkelabweichung von  $1^\circ$  verursacht, abgesehen von der Verschiebung des Nullpunktes der Streuwinkelmessung, bereits eine Änderung von 4% in  $Z_0$ . Bei längerem Betrieb ist es aber unvermeidlich, dass die Oberfläche des Targets an Tritium verarmt, wodurch die Energie der zur Reaktion gelangenden Deuteronen abnimmt und so die Achse des koinzidenten Strahls um etwa  $1^\circ$  pro 30 keV nach grösseren Reaktionswinkeln verschoben wird. Als Gegenmassnahme wurde an zwei symmetrischen, geometrisch fixierten Stellen K des Horizontalprofils (siehe Figur 2) periodisch die in einen Winkelbereich von  $0,33^\circ$  fallende Intensität gemessen. Durch entsprechendes Nachstellen der Deuteronenenergie kann so die Strahlachse auf besser als  $\pm 0,25^\circ$  reproduziert werden. Die verbleibende Schwankung der Einfallintensität  $Z_0$  liegt dann unter 0,5%.

Der Neutronendetektor N besteht aus einem flüssigen Szintillator NE 213 (Dicke  $d = 3,8$  cm, Durchmesser  $D = 11,4$  cm) und einem Photomultiplier XP 1040. Ein je nach Winkel 10 bis 20 cm langer Eisenkonus AS schirmt den Szintillator gegen direkte Quellenneutronen ab. Im vorliegenden Experiment wurde normalerweise mit einem Flugweg  $s = 2$  m gearbeitet. Die zugehörige Winkelstreuung beträgt  $\pm 3^\circ$  für 85% der registrierten Neutronen.

### 2.3. Elektronik

Die Anodenimpulse von Alpha- und Neutronendetektor gelangen vorerst auf zwei schnelle Diskriminatoren SD1 und SD2. Der alphaseitige Diskriminator SD1 [37] dient der Abtrennung der  $\alpha$ -Linie vom intensiven niederenergetischen Untergrund und erlaubt Messungen mit hohen Stossraten ( $> 10^6 \alpha/s$ ). Der Diskriminator SD2 [38] kompensiert die durch das kontinuierliche Impulshöhenspektrum des Neutronendetektors induzierte Zeitdispersion und gleichzeitig den eigenen Schwelleneffekt. Die Ausgangssignale der beiden Diskriminatoren werden einerseits dem Zeit-Impulshöhenkonverter ZPK [39], andererseits einer schnellen Koinzidenzstufe SK zugeführt. Das Zeitspektrum wird auf einem 200-Kanal-Impulshöhenanalysator PHA registriert. Zwischen ZPK und PHA befindet sich ein Gate G, das durch den neutronenseitigen Lineardiskriminator LD, den Impulsformdiskriminator PFD und die schnelle Koinzidenz SK gesteuert wird. Der Lineardiskriminator legt die Schwellenenergie  $E_S$  des Neutronendetektors fest, welche in der üblichen Weise mittels  $\gamma$ -Quellen eingestellt wurde. Durch den Impulsformdiskriminator, der nach einer schnellen Reflexionsmethode [40] arbeitet, werden etwa 99,9% der  $\gamma$ -Quanten ausgeschieden [38]. Die schnelle Koinzidenzstufe legt die Reihenfolge der Zeitsignale fest und reduziert so die Anzahl der zufälligen Ereignisse im Flugzeitspektrum auf die Hälfte.

Für  $E_S = 1,5$  MeV und einen 1 cm dicken Szintillator beträgt die Zeitauflösung (FWHM) im Flugzeitspektrum des koinzidenten Neutronenstrahls 0,66 ns. Mit dem im Experiment verwendeten Szintillator ( $d = 3,8$  cm) erhöht sie sich auf 0,90 ns. Die Stabilität des Zeitspektrums auf dem Impulshöhenanalysator ist bei kontinuierlichem Betrieb über mehrere Tage besser als  $\pm 0,5$  Kanalbreiten, entsprechend  $\pm 1/8$  ns. Weitere Einzelheiten der elektronischen Apparatur und eine ausführliche Beschreibung der Eigenschaften des Flugzeitspektrometers finden sich in früheren Arbeiten [34, 38].

### 3. Mess- und Auswerteverfahren, Korrekturen

#### 3.1. Messverfahren

Bei jedem eingestellten Streuwinkel  $\theta$  wurde für eine vorgegebene Monitorstosszahl je ein Flugzeitspektrum mit gefülltem und leerem Streukörpergefäß gemessen. Die Untergrundspektren bestanden überwiegend aus zufälligen Ereignissen, erst für  $\theta \leq 30^\circ$  trat der Beitrag des Gefässmaterials im Bereich der elastischen Linien merklich in Erscheinung. Wegen zeitlichen Schwankungen in der Zählrate des Neutronendetektors wurde der Zeitbereich mittels der schnellen Koinzidenzstufe so eingestellt, dass oberhalb von 14 MeV im Flugzeitspektrum ein genügend breites Gebiet zur Ermittlung der zufälligen Ereignisse zur Verfügung stand. Zusammengehörige Spektren wurden auf Übereinstimmung in diesem Bereich geprüft; allenfalls wurde bei der Subtraktion eine entsprechende Korrektur angebracht. Der nach Abzug des Untergrundes verbleibende Effekt  $Z_j(\theta)$  einer Reaktion  $j$ , korrigiert auf Totzeitverluste und dividiert durch die Monitorstosszahl, ergibt die experimentelle Winkelverteilung:

$$z_j(\theta) = Z_j(\theta)/Z_M. \quad (2)$$

Die Totzeitverluste betragen bei einer Normalquellstärke von  $10^5$   $\alpha/s$  etwa 2%.

#### 3.2. Ermittlung absoluter differentieller Streuquerschnitte

Die nun folgende Betrachtung bezieht sich auf eine bestimmte Reaktion  $j$  (Streuung an bestimmtem Kern und Niveau). Zugrundegelegt wird ein Streumaterial, bestehend aus  $l$  Komponenten mit Teilchendichten  $n_l$  und totalen Wirkungsquerschnitten  $\sigma_l^T$ . Die zugehörigen Absorptionskoeffizienten für die Einfallenergie  $E_0$ , bzw. die Neutronenenergie  $E$  nach der Streuung seien:  $\mu_0 = \sum_l n_l \sigma_l^T(E_0)$  und  $\mu = \sum_l n_l \sigma_l^T(E)$ .

Die auf die einfallende Intensität bezogene Anzahl der Neutronen, welche den Streukörper in der Streuebene unter dem Winkel  $\theta$  in den Raumwinkel 1 verlassen, lässt sich schreiben:

$$N_j(\theta) = \alpha_j(E, \theta) I_j \sigma_j(\theta). \quad (3)$$

Der Faktor  $\alpha_j$  enthält die Korrekturen für die Absorption der einfach gestreuten Neutronen (Sekundärabsorption) und die Mehrfachstreuung.  $I_j$  ist eine vom Streumaterial und der Geometrie des Streukörpers abhängige Intensitätsgrösse, welche die Absorption der Primärneutronen berücksichtigt. Für die experimentelle Winkelverteilung folgt mit (1) und (2):

$$z_j(\theta) = \kappa M \Omega_n \eta(E, E_S) N_j(\theta). \quad (4)$$

Darin bedeutet  $\Omega_n$  den Raumwinkel des Neutronendetektors und  $\eta(E, E_S)$  dessen Ansprechwahrscheinlichkeit für die Schwellenenergie  $E_S$ . Es werden nun alle apparativen Grössen zusammengefasst und als integrale Ansprechwahrscheinlichkeit  $\varepsilon$  des Flugzeitspektrometers definiert:

$$\varepsilon(E, E_S) = \varkappa M \Omega_n \eta(E, E_S). \quad (5)$$

Die experimentelle Bestimmung dieser Grösse wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

Aus diesen Beziehungen ergibt sich schliesslich die Auswerteformel für differentielle Streuquerschnitte:

$$\sigma_j(\theta) = \frac{1}{\varepsilon(E, E_S) \alpha_j(E, \theta) I_j} z_j(\theta). \quad (6)$$

Da die Streukörperform dem Öffnungswinkel des koinzidenten Strahls angepasst ist, lässt sich die totale Anzahl Ereignisse pro einfallendes Neutron nach dem Exponentialgesetz berechnen:

$$N^T = 1 - e^{-\mu_0 a_0}. \quad (7)$$

$a_0$  ist die Länge des Streukörpers. Die dabei gemachte Annahme einer punktförmigen Neutronenquelle ist für das Ergebnis bedeutungslos. Für die durch (3) definierte Grösse  $I_j$  folgt damit:

$$I_j = \frac{n_j}{\mu_0} (1 - e^{-\mu_0 a_0}). \quad (8)$$

Der Korrekturfaktor  $\alpha_j$  wird in Abschnitt 3.4 behandelt.

### 3.3. Integrale Ansprechwahrscheinlichkeit $\varepsilon$ des Flugzeitspektrometers

Durch Messung der Winkelverteilung an einem Kern mit gut bekanntem differentiellem Streuquerschnitt lässt sich  $\varepsilon$  für die auftretenden Neutronenenergien nach (6) bestimmen. Wie üblich wurde dazu die  $n, p$ -Streuung verwendet. Im Hinblick auf die Messung kontinuierlicher Neutronenspektren [34] wurde eine hohe Genauigkeit in einem grossen Energiebereich angestrebt.

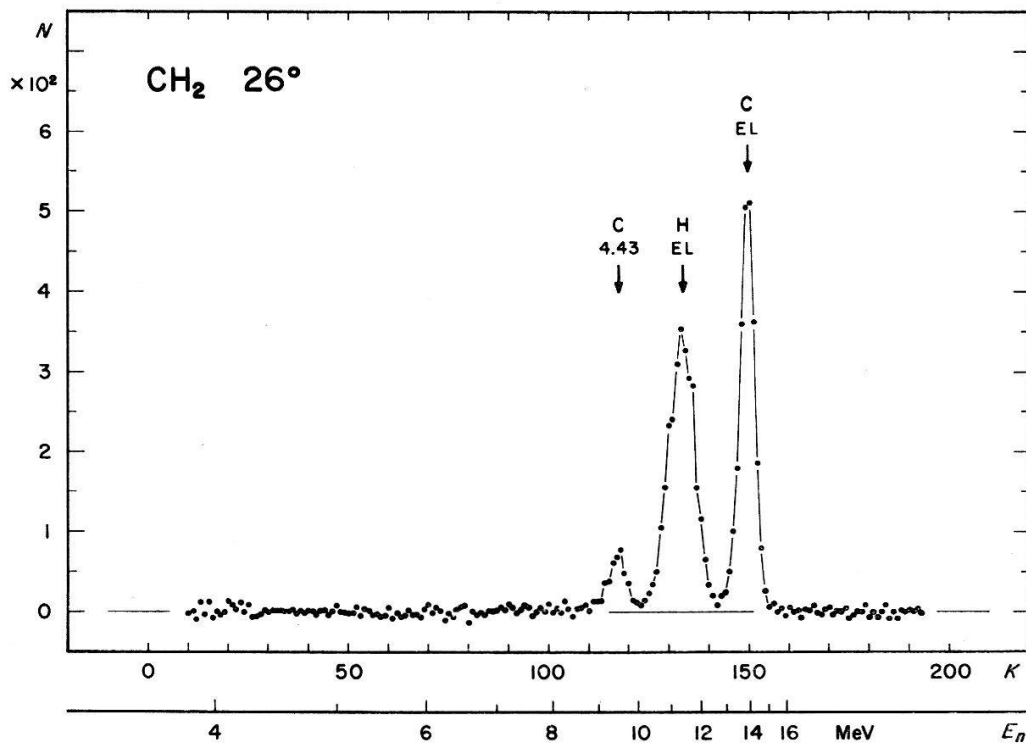
Als Streumaterial diente  $\text{CH}_2$  in der Form von Polyäthylen. Um die Zeitdispersion der gestreuten Neutronen und den Korrekturfaktor  $\alpha_j$  klein zu halten, wurde die mittlere Breite des Streukörpers unter Beibehaltung der übrigen Dimensionen auf 11 mm reduziert. Dies vermindert die Winkelstreuung auf  $\pm 2^\circ$  und ermöglicht so für  $\theta \geq 20^\circ$  eine einwandfreie Trennung der H- und C-Linien. Die Messungen erstreckten sich über einen Winkelbereich von  $10^\circ$  bis  $68^\circ$  bei den Schwellenenergien  $E_S = 5, 3$  und  $1,5$  MeV. Figur 4 zeigt als typisches Beispiel ein Flugzeitspektrum von  $\text{CH}_2$  bei  $26^\circ$ . Die Ansprechwahrscheinlichkeit für den Spezialstreukörper wird nach der Gleichung

$$\varepsilon^0(E, E_S) = \frac{1}{\alpha^0(E, \theta) I^0 \sigma(\theta)} z^0(\theta) \quad (9)$$

erhalten.

Die  $n, p$ -Winkelverteilung lieferte Werte im Bereich von 2,0 bis 12,65 MeV. Zwei weitere Werte bei 13,7 und 13,9 MeV wurden aus der Überlagerung H+C bei  $15^\circ$ , bzw. der elastischen Streuung an  $^{12}\text{C}$  bei 6 Winkeln zwischen  $20^\circ$  und  $40^\circ$  gewonnen. Für den  $n, p$ -Streuquerschnitt im Schwerpunktsystem wurde in Anlehnung an experimentelle Resultate [41] der Ansatz  $\sigma_{\text{CM}}(\theta_{\text{CM}}) = A_0 + A_2 \cos^2 \theta_{\text{CM}}$  gemacht. Wird





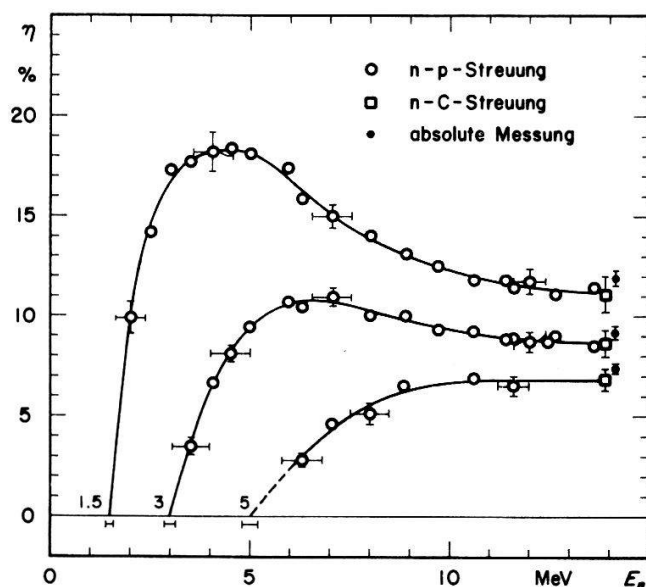
Figur 4

Flugzeitspektrum von  $\text{CH}_2$  bei  $26^\circ$ .  $s = 2$  m,  $E_S = 3$  MeV,  $k = 0,25$  ns/K.

ein totaler Wirkungsquerschnitt von 700 mb [42] zugrunde gelegt, ergibt sich:  $A_0 = 54,2$  mb/sr und  $A_2 = 4,67$  mb/sr. Unter Berücksichtigung der Unsicherheit der Grösse  $A_2/A_0$  ist der Fehler im Verlauf des Laborstreuquerschnittes  $< 1\%$  für  $\theta \geq 20^\circ$ . Bei Winkeln, wo die H-Linie und eine der inelastischen C-Linien mit  $Q = -4,4$ , bzw.  $-9,6$  MeV überlappen, wurde für den Beitrag der letzteren korrigiert. Dazu wurden die bei anderen Winkeln gemessenen inelastischen Effekte mit Hilfe des Streuquerschnittverlaufes umgerechnet. Dieser wurde im Falle der 4,4-MeV-Linie aus verschiedenen Arbeiten [9, 10, 30, 43] gemittelt und bei der 9,6-MeV-Linie als isotrop vorausgesetzt [30]. Der elastische Streuquerschnitt für  $^{12}\text{C}$  wurde aus denselben Arbeiten entnommen und auf Grund der vorliegenden Differenzen eine Unsicherheit von 5% eingesetzt. Aus (9) ergibt sich mit (5) die nur zu Vergleichszwecken interessierende Detektoransprechwahrscheinlichkeit:

$$\eta(E, E_S) = \frac{1}{\kappa^0 M \Omega_n} \varepsilon^0(E, E_S). \quad (10)$$

Das Ergebnis ist in Figur 5 dargestellt. Die an einigen Messpunkten als Beispiele eingetragenen Fehler enthalten neben einem statistischen Anteil von typisch 4% alle energie- und winkelabhängigen Unsicherheiten der Streuquerschnitte und Korrekturen. Die für die Auswertung massgebende relative Genauigkeit der durchgelegten Kurven wird auf 2–3% für  $E_S = 5$  und 3 MeV, bzw. 3–4% für  $E_S = 1,5$  MeV geschätzt. Zusätzlich sind die absoluten  $\eta$ -Werte mit einem konstanten relativen Fehler von 7% behaftet, herrührend hauptsächlich von der Unsicherheit in der Bestimmung des Ausleuchtungsfaktors  $\kappa^0$  und des Detektorraumwinkels  $\Omega_n$ . Bei 14,1 MeV sind schliesslich absolute Werte eingetragen, welche mit Hilfe des koinzidenten Neutronenstrahls gemessen wurden.



Figur 5

Ansprechwahrscheinlichkeit  $\eta(E, E_S)$  des Neutronendetektors für die Schwellenenergien  $E_S = 5, 3$  und  $1,5$  MeV ( $E \equiv E_n$ ).

Für die Auswertung des Experimentes wird die auf den Normalstreakörper bezogene integrale Ansprechwahrscheinlichkeit benötigt. Sie ergibt sich aus  $\varepsilon^0$  nach der Beziehung:

$$\varepsilon(E, E_S) = \frac{\varkappa}{\varkappa^0} \varepsilon^0(E, E_S) = \beta \varepsilon^0(E, E_S). \quad (11)$$

Da sich die Ausleuchtungsfaktoren zuwenig genau bestimmen lassen, wurde der Normierungsfaktor  $\beta$  aus Messungen mit dem  $\text{H}_2^{16}\text{O}$ -Normalstreakörper ermittelt:

$$\beta = \frac{1}{\varepsilon^0(E, E_S) \alpha_H(E, \theta) I_H \sigma_H(\theta)} z_H(\theta). \quad (12)$$

$\beta$  ergab sich als Mittelwert aus 8 Messungen bei 4 verschiedenen Winkeln und den Schwellenenergien 3 und 1,5 MeV mit einer Genauigkeit von  $\pm 2\%$ . Auf diese Weise wird zusätzlich erreicht, dass in die Berechnung von  $\sigma_j(\theta)$  nach (6) nur die Fehler von  $\alpha_j$  und  $I_j$  relativ zu  $\alpha_H$  und  $I_H$  eingehen.

### 3.4. Korrekturen

Nachdem die Absorption der Primärneutronen bereits in  $I_j$  enthalten ist, sind noch die durch  $\alpha_j$  erfassten Korrekturen zu behandeln:

$$\alpha_j(E, \theta) = 1 - A_j(E, \theta) + M_j(E, \theta). \quad (13)$$

Der erste Term berücksichtigt die Sekundärabsorption, der zweite stellt den relativen Anteil der Mehrfachereignisse im Energiebereich  $\Delta E_j$  des Flugzeitspektrums dar. Um die Berechnung zu vereinfachen, wird ein quaderförmiger Streukörper mit den mittleren Lineardimensionen  $a_0, b_0, h_0$  des im Experiment verwendeten Pyramidenstumpfes und ein parallel einfallender, homogener Neutronenstrahl angenommen. Diese Geometrie ist zur Messgeometrie analog und nur insofern eine Näherung, als die Intensität der einfallenden Neutronen nicht über das ganze Streukörpervolumen

konstant ist. Die Korrekturen werden dadurch nur unwesentlich beeinflusst. Im weitern wird die Abschwächung des Primärstrahls ausser acht gelassen. Diese Vernachlässigung wird unten diskutiert.

### 3.4.1. Sekundärabsorption

In Figur 6 sind Schnitte durch den Streukörper dargestellt: a) senkrecht zur Strahlachse und b) parallel zur Strahlachse unter einem Winkel  $\varphi$  zur Streuebene. Die Zahl der aus dem in Figur 4b schraffierten Volumenelement in Richtung  $(\theta, \varphi)$  austretenden einfach gestreuten Neutronen beträgt:

$$dN_j^1(\theta, \varphi) = C n_j \sigma_j(\theta) dx dz \int_0^{y_0} e^{-\mu(y_0-y)} dy. \quad (14)$$

Entwickeln des Integrals in eine Potenzreihe und Integration über  $x$  und  $z$  liefert in sehr guter Näherung:

$$N_j^1(\theta, \varphi) = C n_j \sigma_j(\theta) a_0 b_0 h_0 \left(1 - \mu \varrho + \frac{2}{3} \mu^2 \varrho^2\right). \quad (15)$$

Darin bedeutet  $\varrho$  die über das Streukörpervolumen  $V$  gemittelte Wegstrecke nach der 1. Streuung:

$$\varrho(\theta, \varphi) = \frac{\bar{y}_0}{2} = \frac{1}{2V} \int_V y_0(\theta, \varphi, x, z) dV. \quad (16)$$

Der Klammerausdruck in (15) enthält die Absorption für eine beliebige Richtung. Die Absorptionskorrektur in der Streuebene ( $\varphi = 0$ ) ergibt sich daraus mit  $\varrho_0(\theta) = \varrho(\theta, \varphi = 0)$ :

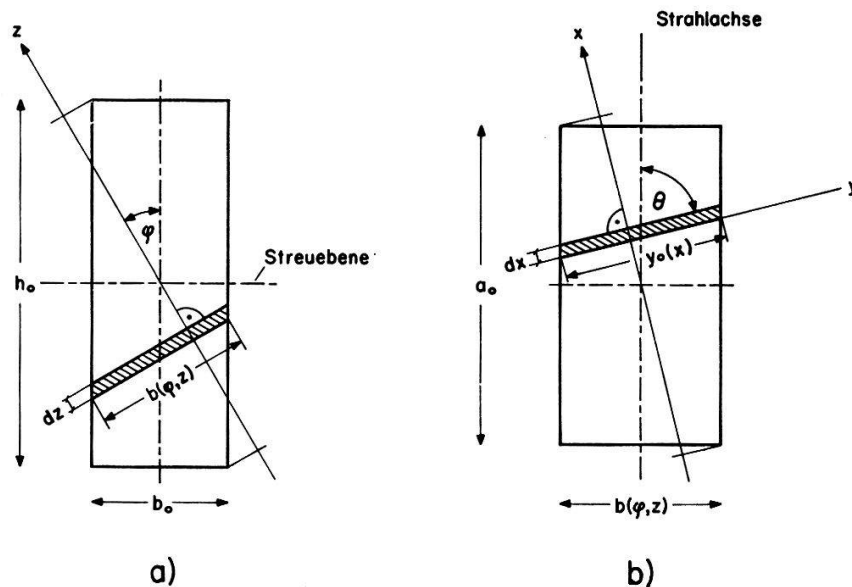
$$A_j(E, \theta) = \mu(E) \varrho_0(\theta) - \frac{2}{3} \mu^2(E) \varrho_0^2(\theta). \quad (17)$$

Der Intensitätsverlust der einfallenden Neutronen im Streukörper beträgt rund 35%. Wegen der Vernachlässigung dieser Tatsache liefert (17) für  $\theta < 90^\circ$  zu kleine, für  $\theta > 90^\circ$  zu grosse Werte. Eine genauere Berechnung für einige typische Fälle zeigt allerdings, dass für  $35^\circ < \theta < 145^\circ$  die Auswertergebnisse nur unbedeutend beeinflusst werden. Im restlichen Winkelbereich ergibt sich je nach der Grösse von  $A_j$  eine systematische Abweichung von 1 bis 1,5%, welche korrigiert wurde.

### 3.4.2. Mehrfachstreuung

Während für die Absorption der Neutronen im Streukörper verhältnismässig einfach und sicher korrigiert werden kann, bietet die Erfassung der Mehrfachstreuung grössere Schwierigkeiten. Je nach experimentellen Verhältnissen sind in der Literatur eine Reihe von Methoden für die Berechnung der Mehrfachstreuokorrektur herangezogen worden. Meistens beschränkt sich die Behandlung auf elastische Streuung; auf eine Korrektur bei inelastischen Winkelverteilungen wird verzichtet. Ein von BLOK und JONKER [44] angegebenes analytisches Verfahren wurde z. B. in [45] auf ein zweikomponentiges Streumaterial angewendet und von RETHMEIER [46] eingehend diskutiert. Abgesehen von den vereinfachenden Annahmen besteht der wesentliche Nachteil dieser Methode bei Flugzeitmessungen darin, dass sie nicht in der Lage ist, über das Energiespektrum der Mehrfachereignisse Aufschluss zu geben. Dies ist zwar

für schwere Kerne unerheblich, wirkt sich aber bei guter Zeitauflösung bereits bei  $^{16}\text{O}$  und in verstärkter Masse bei D und H aus. WÄCHTER et al. [47] haben aus diesem Grunde mit einer Monte-Carlo-Technik Energiespektren mehrfach an  $\text{CD}_2$  und  $^{16}\text{O}$  gestreuter Neutronen berechnet. Die Dimensionen der Streukörper waren ähnlich den in dieser Arbeit verwendeten; die Einfallsenergie lag bei 1 MeV. Eine modifizierte Monte-Carlo-Rechnung wurde von JOSEPH et al. [30] beschrieben und auf ein Streuexperiment mit 14-MeV-Neutronen an einem verhältnismässig grossen  $^{12}\text{C}$ -Streukörper angewendet. Diese mit beträchtlichem Aufwand verknüpften Verfahren erscheinen bei den vorliegenden experimentellen Verhältnissen als nicht lohnend, weil erheblich kleinere Korrekturen zu erwarten sind. Es wird deshalb eine mehr direkte näherungsweise Berechnung vorgenommen, welche die Eigenheiten der Flugzeitmethode berücksichtigt. Überdies wird nur Doppelstreuung einbezogen, da der Anteil der mehr als zweifach gestreuten Neutronen nicht mehr ins Gewicht fällt.



Figur 6

Zur Berechnung der Absorptions- und Mehrfachstreuungskorrektur (s. Text).

Zu berechnen ist die Anzahl derjenigen zweifach gestreuten Neutronen pro einfallendes Neutron, welche den Streukörper in Richtung  $(\theta, \varphi = 0)$  in den Raumwinkel 1 verlassen und deren Energie  $E_2$  (nach der zweiten Streuung) im Intervall  $E_{max} - E_{min}$  liegt. Dieses ist bestimmt durch die betrachtete Reaktion  $j$  und entspricht dem ausgewerteten Energiebereich  $\Delta E_j$  der Linie  $j$  im experimentellen Flugzeitspektrum.

Die Anzahl Neutronen, deren 1. Streuung vom Typus  $i$  ist und in Richtung  $(\theta_1, \varphi_1)$  ins Raumwinkelelement  $d\Omega_1$  erfolgt, beträgt:

$$dN_i^1(\theta_1, \varphi_1) = I_i \sigma_i(\theta_1) d\Omega_1. \quad (18)$$

Für die zweifachen Ereignisse, deren 2. Streuung unter dem Winkel  $\theta_2$  in den Raumwinkel 1 vom Typus  $k$  ist, ergibt sich daraus in linearer Näherung und unter Vernachlässigung der Absorption:

$$dN_{ik}^2 = I_i \sigma_i(E_0, \theta_1) n_k \sigma_k(E_1, \theta_2) \varrho(\theta_1, \varphi_1) d\Omega_1. \quad (19)$$

Der Winkel  $\theta_2$  wird durch die Richtung der 1. Streuung und den Einstellwinkel  $\theta$  festgelegt. Durch Integration über den der Energiebedingung genügenden Raumwinkel  $\Delta\Omega_1(\Delta E_j, \theta)$  erhält man diejenigen zweifachen Ereignisse vom Streutypus  $(i, k)$ , welche im Energiebereich  $\Delta E_j$  der betrachteten Linie  $j$  des Flugzeitspektrums registriert werden:

$$N_{ik}^2(\Delta E_j, \theta) = I_i n_k \int_{\Delta\Omega_1} \sigma_i(E_0, \theta_1) \sigma_k(E_1, \theta_2) \varrho(\theta_1, \varphi_1) d\Omega_1. \quad (20)$$

Die Gesamtzahl der zweifach gestreuten Neutronen ergibt sich durch Summation über alle in Betracht kommenden Kombinationen  $(i, k)$ :

$$N_j^2(\theta) = \sum_{i,k} N_{ik}^2(\Delta E_j, \theta). \quad (21)$$

Für den Mehrfachstreuanteil elastischer Linien spielen aus Intensitäts- und Energiegründen nur zweifach elastische Ereignisse eine Rolle, z.B. für O in  $D_2O$  die Stautypen: O-O, O-D, D-O und D-D. Durch die Art der Auswertung (siehe 4.1.2) bei inelastischen Linien, wird der rein elastische Mehrfachstreuanteil von vornherein in Abzug gebracht. Somit fallen hier nur noch gemischte Ereignisse in Betracht, also z.B. für O' in  $D_2O$  die Kombinationen: O'-O, O'-D, O-O', D-O'. Während die Linearisierung in (19) das Resultat nur unbedeutend beeinflusst, hat die Vernachlässigung der Absorption nach der 2. Streuung zur Folge, dass die so berechneten Werte etwa 10% zu gross sind. Dies kann näherungsweise als implizite Berücksichtigung der höheren Mehrfachereignisse betrachtet werden.

Für den relativen Mehrfachstreuanteil  $M_j(\theta)$  in der Linie  $j$ , bezogen auf die mindestens einfach unter  $\theta$  gestreuten Neutronen folgt schliesslich unter Beachtung von (8) und (18):

$$M_j(\theta) = \frac{N_j^2(\theta)}{N_j^1(\theta)} = \frac{1}{n_j \sigma_j(\theta)} \sum_{i,k} n_i n_k \int_{\Delta\Omega_1} \sigma_i(E_0, \theta_1) \sigma_k(E_1, \theta_2) \varrho(\theta_1, \varphi_1) d\Omega_1. \quad (22)$$

Die Integrale in (22) wurden unter Verwendung der nach (16) bestimmten Grösse  $\varrho$  mit Hilfe eines Rechenautomaten berechnet. Für die Streuquerschnitte wurden soweit verfügbar experimentelle Daten aus [41] und unkorrigierte Messwerte aus dieser Arbeit eingesetzt. Fehlende Werte wurden graphisch interpoliert.

Das Ergebnis zeigt, dass  $M(\theta)$  verhältnismässig wenig winkelabhängig ist. Für die elastische  $^{16}O$ -Linie in  $D_2^{16}O$  z.B. liegt  $M$  zwischen 4 und 15%, wobei der Wert 10% nur im ersten Minimum und für  $\theta > 110^\circ$  überschritten wird. Bei den inelastischen Linien bewegen sich die Korrekturen zwischen 5 und 10%. Wegen der stärkeren Winkelabhängigkeit der an H gestreuten Neutronen ergeben sich für  $H_2^{16}O$  entsprechend kleinere  $M$ -Werte. Vergleicht man diese Korrekturgrössen mit dem im ganzen Raumwinkel und Energiebereich vorhandenen relativen Mehrfachstreuanteil von etwa 15%, so wird der günstige abschwächende Einfluss der leichten Kerne H und D augenfällig. Der relative Fehler von  $M$  wird auf 10 bis höchstens 20% geschätzt, was eine Unsicherheit in den differentiellen Streuquerschnitten von maximal 1 bis 3% bedingt.



## 4. Messungen und Auswertung

### 4.1. Differentielle Streuquerschnitte

Die verwendeten Streumaterialien wiesen folgende Isotopengehalte auf:  $D_2^{16}O$ : 99,8% D;  $D_2^{18}O$ <sup>2)</sup>: 97,85% D, 2,15% H, 89,75%  $^{18}O$ , 0,78%  $^{17}O$ , 9,47%  $^{16}O$ .

#### 4.1.1. Flugzeitspektren

Bei jedem Streuwinkel wurden die Flugzeitspektren für  $D_2^{16}O$ ,  $D_2^{18}O$  und leeres Streukörpergefäß während je 8 h registriert. Im Winkelbereich  $\theta \leq 75^\circ$  wurde zusätzlich  $H_2^{16}O$  gemessen. Die Schwellenenergie  $E_S$  betrug 3 MeV und die Quellstärke  $10^5 \alpha/s$  für  $\theta \leq 50^\circ$ , bzw.  $5 \cdot 10^4 \alpha/s$  bei den übrigen Winkeln.

In den Figuren 7 bis 12 sind einige typische Flugzeitspektren nach Abzug des Leerspektrums dargestellt. Auf der Abszisse ist die Kanalnummer  $K$  und die zugehörige Neutronenenergie  $E_n$ , entsprechend einer Konversionskonstanten  $k = 0,25 \text{ ns/Kanal}$ , aufgetragen. Die berechnete Lage der verschiedenen Linien im Zeitspektrum ist durch Pfeile angegeben. Bei eng benachbarten Niveaus, deren Neutronengruppen nicht aufgelöst erscheinen, ist die mittlere Energie markiert. Dies betrifft die beiden Dubletts von  $^{16}O$  bei 6,1 und 7,0 MeV, sowie die  $^{18}O$ -Linien bei 3,7 MeV (3 Niveaus), 5,3 MeV (5) und 6,3 MeV (3).

Als Beispiel für einen Winkel, bei dem die elastischen Linien beider Komponenten überlappen und die inelastischen auf dem Kontinuum der Aufbruchneutronen des Deuteriums sitzen, sind in den Figuren 7 bis 9 die Zeitspektren von  $H_2^{16}O$ ,  $D_2^{16}O$  und  $D_2^{18}O$  bei  $7,5^\circ$  dargestellt. Zur Illustration der Auswertung für die inelastischen Linien von  $^{18}O$  ist in Figur 9 der mittlere Verlauf des Aufbruchkontinuums gestrichelt eingetragen. Der Effekt des 1,98-MeV-Niveaus lässt sich trotz der mehr als 100mal intensiveren elastischen Linie bestimmen. Als Beispiel für einen mittleren Streuwinkel zeigen Figur 10 und 11 die Spektren von  $D_2^{16}O$  und  $D_2^{18}O$  bei  $60^\circ$ . Hier wird ein Teil der inelastischen Linien von der D-Linie überdeckt, in deren Bereich eine Auswertung wegen der grossen Intensitätsunterschiede nicht möglich ist. Dieser Fall liegt für  $15^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$  vor und ist verantwortlich für die bei den Ergebnissen bestehenden Lücken. Figur 12 gibt das  $D_2^{18}O$ -Spektrum bei  $100^\circ$ , ein Beispiel ohne Überlagerungen. Aus den Spektren ist ersichtlich, dass bei  $^{18}O$  inelastische Neutronengruppen für alle Niveaus bis 7,62 MeV in Erscheinung treten. Allerdings sind die Effekte für die Niveaus oberhalb 5,3 MeV zu schwach, um bei der vorliegenden statistischen Unsicherheit mehr als nur grobe Resultate zu liefern. Ein Beitrag des 4,45-MeV-Zustandes ist lediglich bei kleinen Winkeln andeutungsweise erkennbar (siehe Fig. 9).

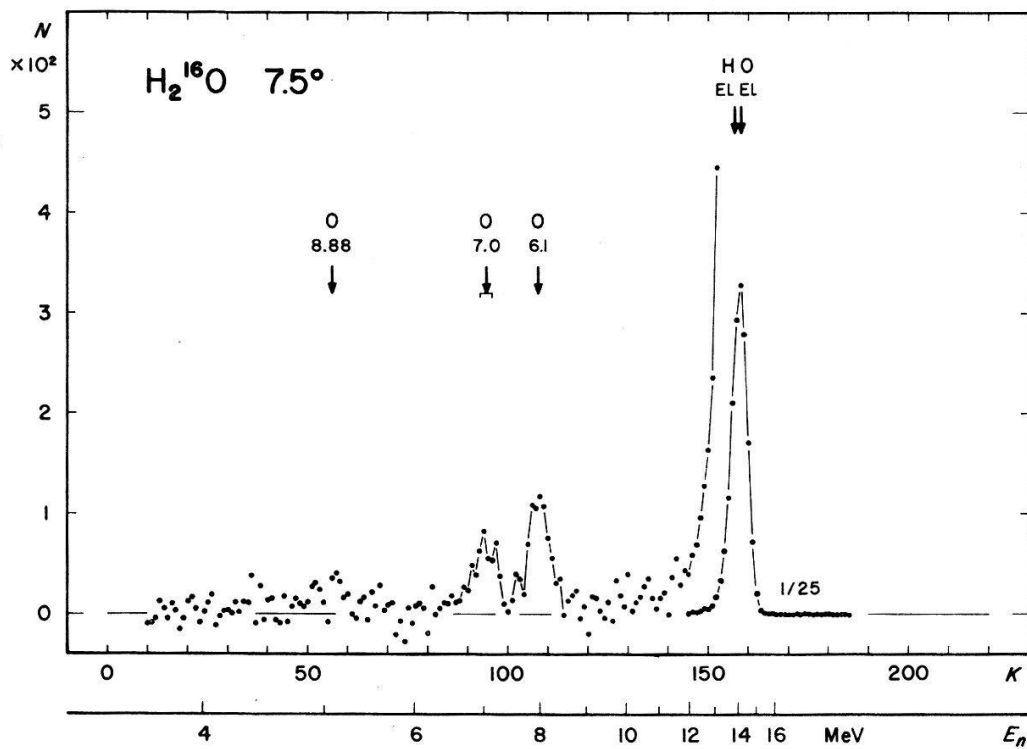
#### 4.1.2. Bestimmung der differentiellen Streuquerschnitte

Für Reaktionen, deren Effekt sich nicht direkt durch Subtraktion des Untergrundspektrums bestimmen lässt, wird das Auswerteverfahren nachfolgend angegeben.

Elastische Streuung:

$^{16}O$ : Für  $\theta \leq 20^\circ$  Ermittlung des Effektes aus  $H_2^{16}O$ -Spektren durch Subtraktion des H-Anteils von der Summenlinie  $H + ^{16}O$ . Dieser wurde nach (6) unter Verwendung

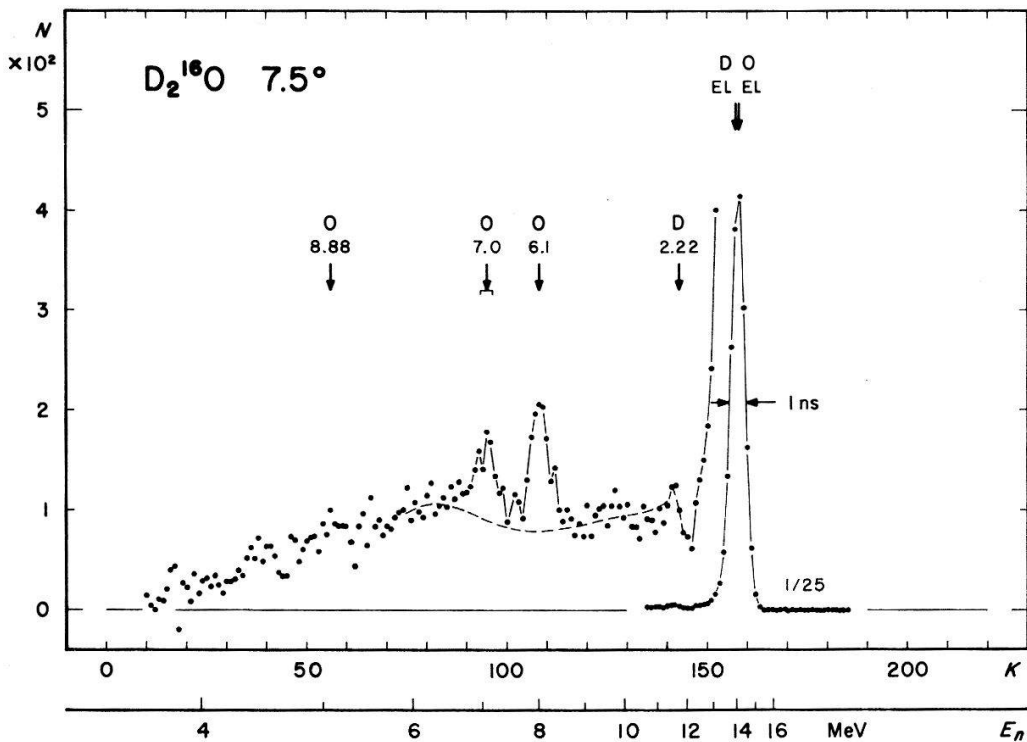
<sup>2)</sup> Das  $D_2^{18}O$ , aus den Beständen des Schweiz. Nationalfonds, wurde uns in verdankenswerter Weise von PD Dr. P. BAERTSCHI leihweise zur Verfügung gestellt. Dem E.I.R. Würenlingen danken wir für die Durchführung der Isotopenanalyse.



Figur 7

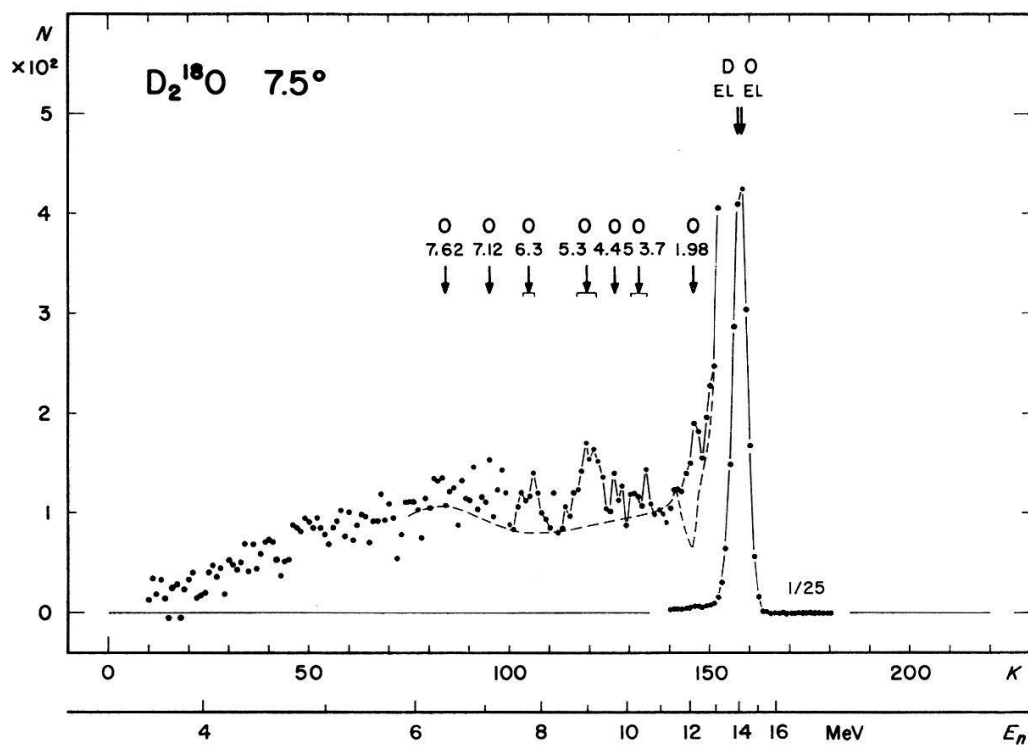
Flugzeitspektrum für  $\text{H}_2^{16}\text{O}$  bei  $\theta = 7,5^\circ$ .

$s = 2 \text{ m}$ ,  $E_S = 3 \text{ MeV}$ ,  $h = 0,25 \text{ ns/K}$  (diese Daten gelten auch für Fig. 8-12).



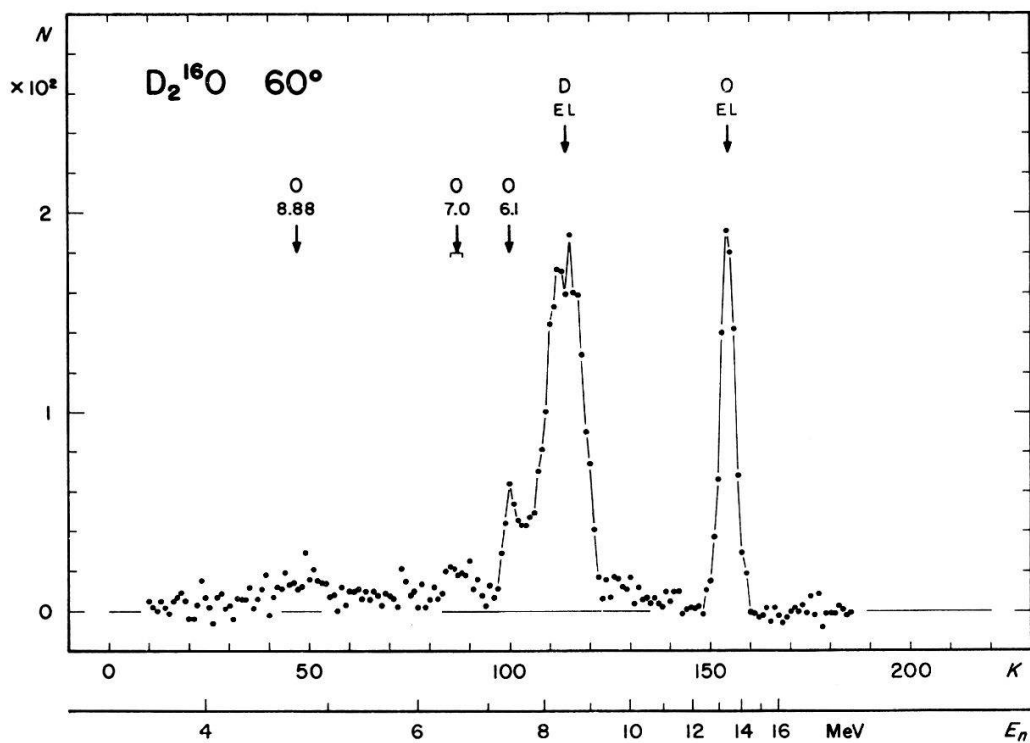
Figur 8

Flugzeitspektrum für  $\text{D}_2^{16}\text{O}$  bei  $\theta = 7,5^\circ$ .



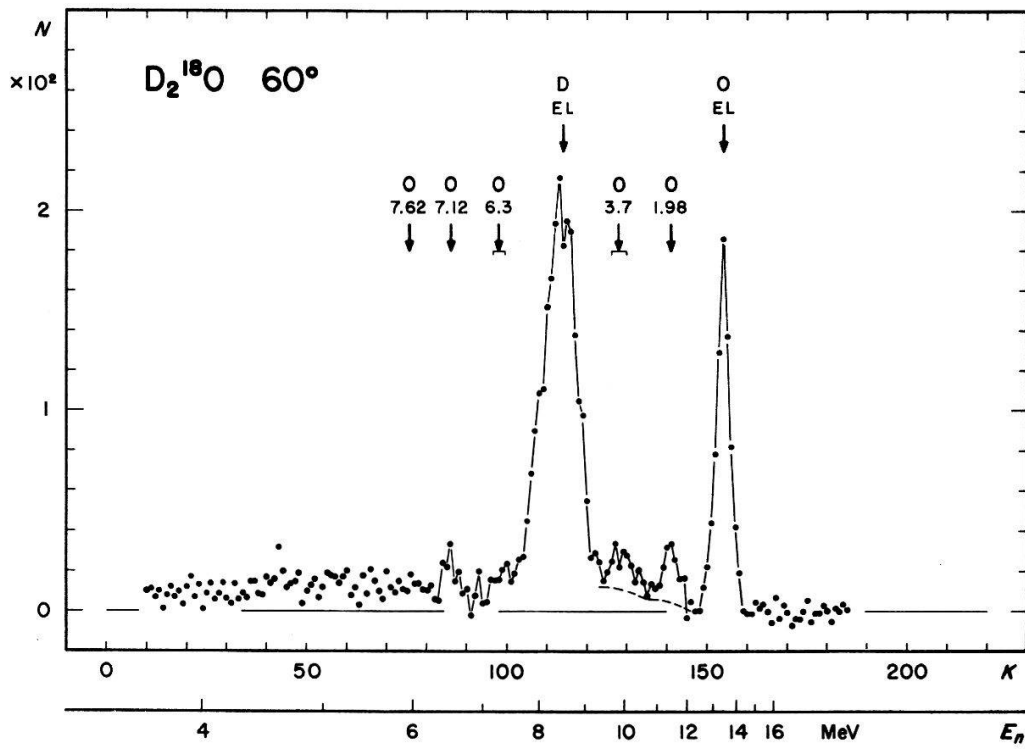
Figur 9

Flugzeitspektrum für  $D_2^{18}O$  bei  $\theta = 7,5^\circ$ .



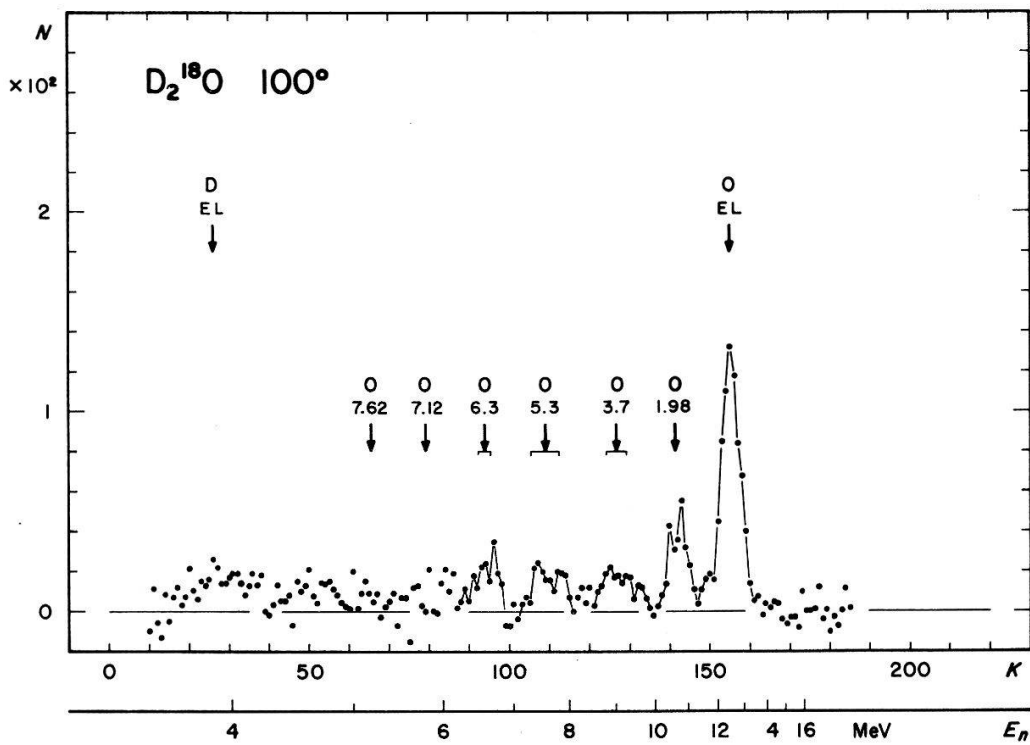
Figur 10

Flugzeitspektrum für  $D_2^{16}O$  bei  $\theta = 60^\circ$ .



Figur 11

Flugzeitspektrum für D<sub>2</sub><sup>18</sup>O bei  $\theta = 60^\circ$ .



Figur 12

Flugzeitspektrum für D<sub>2</sub><sup>18</sup>O bei  $\theta = 100^\circ$ .

der gemessenen Ansprechwahrscheinlichkeit  $\varepsilon$  und des bekannten Streuquerschnittes (siehe 3.3) berechnet.

$^{18}\text{O}$ : Im Bereich  $\theta \leq 30^\circ$  muss der O-Effekt aus Überlagerungen mit D bestimmt werden. Dazu wurde zuerst der D-Effekt aus dem  $\text{D}_2^{16}\text{O}$ -Spektrum durch Subtraktion des nun bekannten  $^{16}\text{O}$ -Anteils gewonnen, auf den  $\text{D}_2^{18}\text{O}$ -Streukörper umgerechnet und von der Summenlinie  $\text{D} + ^{18}\text{O}$  in Abzug gebracht. Der Beitrag des 1,98-MeV-Niveaus, welcher für  $15^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$  ebenfalls in der Summenlinie enthalten ist, wurde berücksichtigt. Schliesslich wurde für die Beimischung von  $^{16}\text{O}$  mit Hilfe des gemessenen Streuquerschnittes korrigiert. Dieses etwas umständliche Verfahren lässt sich wegen des bei kleineren Winkeln mangelhaft bekannten D-Streuquerschnittes nicht umgehen und ist die Ursache für die etwas grösseren Fehler in diesem Bereich. Die auf diese Weise gleichzeitig gewonnenen Werte für den elastischen  $n$ -D-Streuquerschnitt sind gesondert veröffentlicht worden [48].

### Inelastische Streuung

$^{16}\text{O}$ : Im Bereich der Überlagerungen mit dem Aufbruchkontinuum, bzw. der D-Linie, Bestimmung aus  $\text{H}_2^{16}\text{O}$ -, bei den übrigen Winkeln aus  $\text{D}_2^{16}\text{O}$ -Spektren. Der Linienuntergrund wurde aus benachbarten Gebieten des Effektspektrums entnommen und enthält deshalb neben dem Beitrag des Gefässes auch den kontinuierlich verteilten Mehrfachstreuanteil, der überwiegend elastischer Natur ist (vgl. 3.4.2).

$^{18}\text{O}$ : Der Effekt einer Linie ergab sich hier durch direkte Subtraktion des entsprechenden Bereiches im  $\text{D}_2^{16}\text{O}$ -Spektrum. Um dies zu ermöglichen, wurden die Messzeiten so gewählt, dass sich mit beiden Streukörpern gleich grosse D-Effekte ergaben. Diese Methode versagt im Bereich der 6,1- und 7,0-MeV-Linien von  $^{16}\text{O}$ , doch konnte hier der Verlauf des Aufbruchkontinuums aus den Messungen über den Aufbruch des Deuterons entnommen werden [34]. Ebenso wie bei  $^{16}\text{O}$  wird damit der Anteil elastischer Mehrfachereignisse von vornherein abgezogen.

Mit den so aus den Spektren ermittelten Effekten  $z_j(\theta)$  wurden die differentiellen Streuquerschnitte nach (6) und (13) berechnet. Die Absorptionskorrektur  $A_j(E, \theta)$  ist nur wenig vom Streumaterial abhängig und beträgt für  $E = 14$  MeV, bzw. 7 MeV, je nach Winkel 9 bis 16%, bzw. 12 bis 22%. Die Grösse der Mehrfachstreu Korrektur wurde bereits im Abschnitt 3.4.2 erwähnt; sie liegt für elastische Linien zwischen 4 und 15% und beträgt für inelastische Linien 5 bis 10%.

### 4.2. Totale Wirkungsquerschnitte

Für die Bestimmung absoluter Streuquerschnitte werden die totalen Wirkungsquerschnitte der Streumaterialien bei 14,1 MeV benötigt (siehe 3.2). Eine Kontrollmessung an  $\text{D}_2^{18}\text{O}$  ergab einen totalen Wirkungsquerschnitt für  $^{18}\text{O}$ , der erheblich von den Ergebnissen von SALISBURY et al. [49] abwich. Aus diesem Grund wurde eine systematische Untersuchung durchgeführt.

Mit dem Flugzeitspektrometer wurde in der im Abschnitt 2 beschriebenen geometrischen Anordnung ( $s = 2$  m, Streukörperlänge  $a_0 = 40$  mm) die Transmission des koinzidenten Neutronenstrahls für die Materialien  $\text{H}_2^{16}\text{O}$ ,  $\text{D}_2^{16}\text{O}$ ,  $\text{D}_2^{18}\text{O}$ ,  $^{12}\text{CH}_2$  und  $^{12}\text{C}$  gemessen. Der Neutronendetektor registrierte dabei einen Kegel mit dem halben Öffnungswinkel  $1,5^\circ$ . Da solche Messungen leicht durch Einstreueffekte systematisch



verfälscht werden, wurde in einer zweiten Messreihe der koinzidente Neutronenstrahl durch eine entsprechende kreisförmige  $\alpha$ -Blende auf einen Kegel mit dem halben Öffnungswinkel von ca.  $2^\circ$  begrenzt. Bei dieser Strahlgeometrie wird nur gerade das für die Transmissionsmessung massgebende Streukörpervolumen ausgeleuchtet. Die Messresultate beider Geometrien sind in bester Übereinstimmung, wodurch eine Beeinflussung durch Einstreuung ausgeschlossen werden kann. Eine Zusammenstellung der erhaltenen totalen Wirkungsquerschnitte wird in Abschnitt 5.3 gegeben.

## 5. Ergebnisse und Diskussion

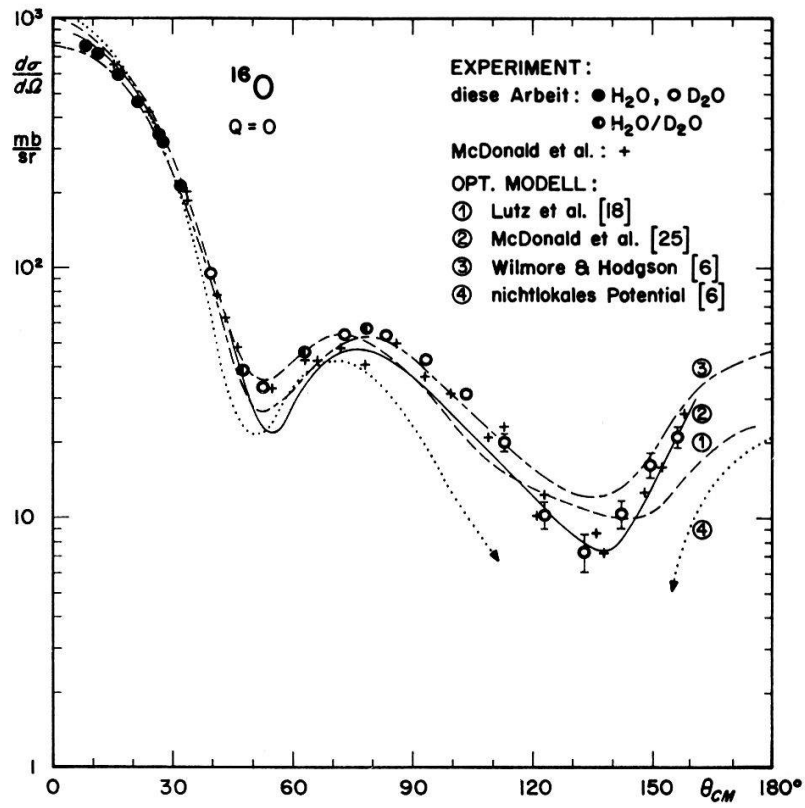
### 5.1. Elastische Streuquerschnitte

Die gemessenen differentiellen Streuquerschnitte sind in den Figuren 13 und 14 im Schwerpunktsystem dargestellt. Die eingetragenen Fehler enthalten die statistischen Beiträge sämtlicher in die Auswertung eingehenden Stosszahlen sowie die Unsicherheiten in der Untergrundsubtraktion. Im Bereich der Maxima sind die Fehler kleiner als die gezeichneten Punkte; sie betragen im vorderen Winkelbereich 1–2% für  $^{16}\text{O}$ , bzw. 2,5–3,5% für  $^{18}\text{O}$ . Dazu kommt eine systematische Unsicherheit betreffend die Form der Winkelverteilungen, welche sich aus den winkelabhängigen Fehlern der Absorptions- und Mehrfachstreuorkorrekturen sowie den Unsicherheiten in der Monitorierung der Neutronenquelle und der Totzeitkorrektur zusammensetzt. Dieser Anteil beträgt im Mittel 3,5–4%. Schliesslich sind die absoluten Werte der Streuquerschnitte mit einer systematischen Unsicherheit relativ zu  $\sigma_H^T = 700$  mb behaftet, welche durch die Fehler der Ansprechwahrscheinlichkeit  $\varepsilon$ , des Intensitätsfaktors  $I$  und den konstanten Anteil des Korrekturfaktors  $\alpha$  bedingt ist und sich maximal für  $^{16}\text{O}$  auf 9%, für  $^{18}\text{O}$  auf 10,5% beläuft.

#### $^{16}\text{O}$

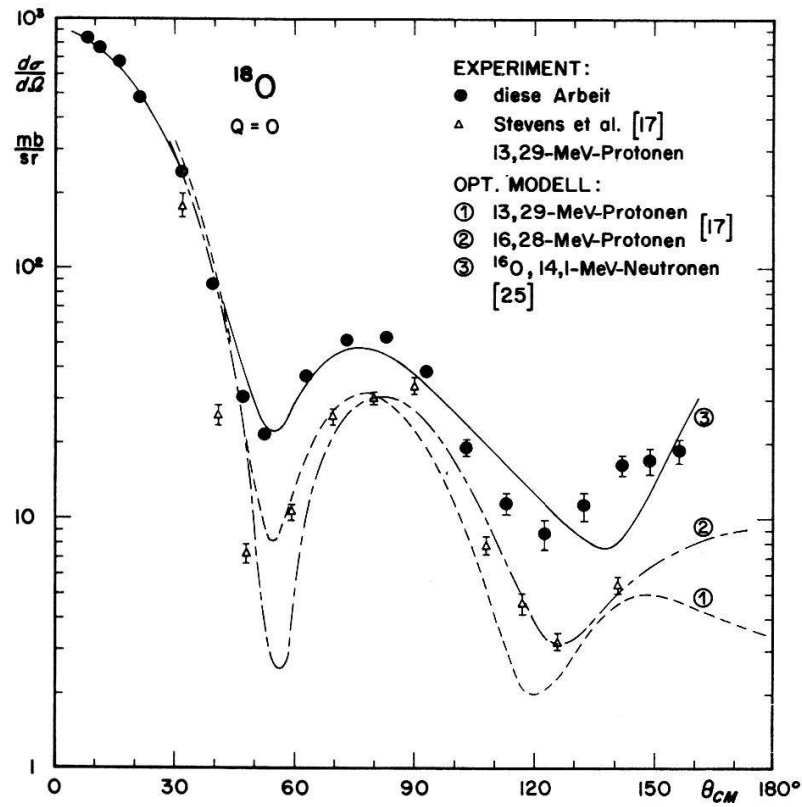
Die eigenen Messpunkte in Figur 13 sind entsprechend den verwendeten Streumaterialien bezeichnet. Zum Vergleich ist die von McDONALD et al. [25] gemessene und auf einen totalen elastischen Streuquerschnitt  $\sigma_{el} = 870$  mb normierte Winkelverteilung (ohne Fehlergrenzen) eingetragen. Die Übereinstimmung der beiden Experimente ist ausgezeichnet. BAUER et al. [11] haben im Winkelbereich  $20^\circ \leq \theta_{CM} \leq 140^\circ$  gemessen. Ihre Werte, der Übersichtlichkeit wegen nicht eingetragen, liegen durchwegs auf der theoretischen Kurve von LUTZ et al. [18], welche auf einer Analyse dieses Experimentes beruht. Kleinere Abweichungen gegenüber den beiden anderen Arbeiten sind im hinteren Winkelbereich ersichtlich.

Bezüglich der Beschreibung der Streuung durch das optische Modell mit gewöhnlichem Potential (Kurven 1 bis 3) wird die bekannte Tatsache bestätigt, dass sich eine gegebene Winkelverteilung stets durch geeignete Wahl der Parameter wiedergeben lässt (1 und 2). Die von McDONALD et al. berechnete Kurve 2 liegt allerdings im mittleren Winkelbereich etwas zu tief. Kurve 3 ist einer Arbeit von WILMORE und HODGSON [6] entnommen. Der Berechnung liegen die von DUKE [13] für Protonen bestimmten Parameter bei der äquivalenten Energie von 17,6 MeV zu Grunde. Die Neutronenwinkelverteilung bei 14 MeV wird durch dieses Potential recht gut beschrieben, lediglich im Gebiet des zweiten Minimums liegt die theoretische Kurve deutlich zu hoch. In Tabelle 1 sind zum Vergleich die Parameter dieser drei Potentiale nebst den berechneten elastischen und nichtelastischen Wirkungsquerschnitten  $\sigma_{el}$



Figur 13

Elastischer differentieller Streuquerschnitt für 14,1-MeV-Neutronen an  $^{16}\text{O}$ .



Figur 14

Elastischer differentieller Streuquerschnitt für 14,1-MeV-Neutronen an  $^{18}\text{O}$ .

und  $\sigma_{ne}$  zusammengestellt. Die zum Teil recht verschiedenen Werte der Parameter deuten daraufhin, wie WILMORE und HODGSON in einer das nichtlokale Potential betreffenden Arbeit [3] bemerken, dass das Berechnungsverfahren bei der Analyse das Ergebnis nicht unwesentlich beeinflusst. Ein Vergleich mit den experimentellen Werten von Tabelle 2 zeigt, dass die berechneten Reaktionsquerschnitte, wie in der Einleitung bemerkt, allgemein zu klein ausfallen. In dieser Hinsicht schneidet das Potential von LUTZ et al. besser ab. Bemerkenswert erscheint schliesslich, dass das in keiner Weise angepasste nichtlokale Potential (Kurve 4 nach WILMORE und HODGSON [6]) den Verlauf der Winkelverteilung verhältnismässig befriedigend wiedergibt, jedenfalls erheblich besser als das Potential von BJORKLUND und FERNBACH (siehe BAUER et al. [11]). Es wäre deshalb von Interesse, durch eine systematische Untersuchung abzuklären, inwieweit sich nichtlokale Potentiale für die Beschreibung der elastischen Streuung an leichten Kernen eignen würden.

Tabelle 1  
Optische Modellparameter bei 14 MeV

Kern	Kurve s. Fig. 13	$r_0$	$a$ [fm]	$b$	$V$	$W$ [MeV]	$V_S$	$\sigma_{el}$ [mb]	$\sigma_{ne}$
$^{16}\text{O}$	1	1,2	0,71	1,0	-48,46	-7,06	5	893	684
	2	1,25	0,52	1,0	-47,2	-5,7	3	870	610
	3	1,25	0,52	0,8	-47,6	-5,7	4	-	-
$^{18}\text{O}$	[17]	1,25	0,6	1,0	-46	-9	6	-	-

$^{18}\text{O}$

Das in Figur 14 dargestellte Messergebnis kann in beschränktem Ausmass mit den Protonendaten von STEVENS et al. [17] verglichen werden. Diese Autoren haben 11 Winkelverteilungen zwischen 7,89 und 16,28 MeV gemessen und mit Hilfe des gewöhnlichen optischen Modells analysiert. Die Untersuchung zeigte, entsprechend analogen Arbeiten an  $^{12}\text{C}$  und  $^{16}\text{O}$  [12, 13], dass für optimale Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment die Potentialparameter bei jeder Energie gesondert angepasst werden müssen und die resultierende Energieabhängigkeit weder schwach noch monoton ist. Im Sinne eines Kompromisses gelang es STEVENS et al., mit linear variierendem Realteil  $V$  und im übrigen festen Parametern (siehe Tab. 1) generelle Übereinstimmung im ganzen Energiebereich zu erzielen. Die beiden der Energie 14 MeV benachbarten, mit diesem Potential berechneten Winkelverteilungen sind in Figur 14 eingetragen (Kurven 1 und 2), ebenso die Messpunkte bei der nächstliegenden Energie. Die experimentellen Werte bei 16,28 MeV werden gut durch Kurve 2 wiedergegeben. STEVENS et al. weisen darauf hin, dass eine ebenfalls durchgeführte Berechnung mittels gekoppelter Gleichungen oberhalb etwa 12 MeV, wo keine erhebliche Resonanzstruktur mehr zu beobachten ist, äquivalente Winkelverteilungen ergab. Der differentielle Streuquerschnitt für 14-MeV-Neutronen zeigt zwar einen ähnlichen Verlauf, doch liegen die Messwerte im ganzen vergleichbaren Winkelbereich merklich höher als die Protonendaten. Differenzen zwischen Neutronen- und Protonenwinkelverteilungen sind auch für  $^{12}\text{C}$  [43] und  $^{16}\text{O}$  [11] in allerdings geringerem Ausmass festgestellt worden. Die Abweichungen lassen insbesondere bei  $^{18}\text{O}$  darauf schliessen, dass

die Mittelung über die Niveaustruktur ungenügend ist. Aus den Anregungskurven von STEVENS et al. lässt sich dafür kein Hinweis gewinnen, da die Zwischenkerne für Neutronen und Protonen im Falle von  $^{18}\text{O}$  keine Spiegelkerne sind. Ein Vergleich der Neutronenwinkelverteilungen für  $^{18}\text{O}$  und  $^{16}\text{O}$  zeigt keine wesentlichen Unterschiede; bei  $^{18}\text{O}$  ist das zweite Maximum etwas ausgeprägter. Wie aus Figur 14 hervorgeht, wird der differentielle Streuquerschnitt von  $^{18}\text{O}$  auch recht gut durch die von McDONALD et al. für  $^{16}\text{O}$  berechnete Kurve (3) wiedergegeben.

Die auf  $0^\circ$  extrapolierten Streuquerschnitte sind für beide Kerne in Tabelle 2 aufgeführt. Die Übereinstimmung mit der Beziehung  $\sigma_{\text{LAB}}(0^\circ) = (\sigma^T/4\pi\lambda)^2$ , welche sich für viele Kerne bestätigt hat [50, 11, 9], ist gut.

Tabelle 2

Totale elastische und nichtelastische Wirkungsquerschnitte,  $0^\circ$ -Streuquerschnitte für  $^{16}\text{O}$  und  $^{18}\text{O}$

Kern	Ref.	$\sigma_{el}$ Exp. [mb]	$\sigma^T$ [mb]	$\sigma_{ne} = \sigma^T - \sigma_{el}$ [mb]	$\sigma_{ne}$ Exp. [mb]	$\sigma_{\text{LAB}}(0^\circ)$ Exp. [mb/sr]	$(\sigma^T/4\pi\lambda)^2$ [mb/sr]
$^{16}\text{O}$	a)	$890 \pm 90$	$1580 \pm 30$	$690 \pm 100$	750 <sup>c)</sup>	$1000 \pm 40^{\text{d)}$	$1080 \pm 40$
	b)	$880 \pm 90$	$1610 \pm 30$	$730 \pm 100$			
$^{18}\text{O}$	a)	$870 \pm 100$	$1610 \pm 70$	$740 \pm 130$		$1080 \pm 30^{\text{d)}$	$1120 \pm 100$

a) Diese Arbeit.

b) BAUER et al. [11].

c) FLEROV und TALYZIN [52] korrigiert von MACGREGOR et al. [51].

d) Ohne systematische Unsicherheit von 9 bzw. 10,5%.

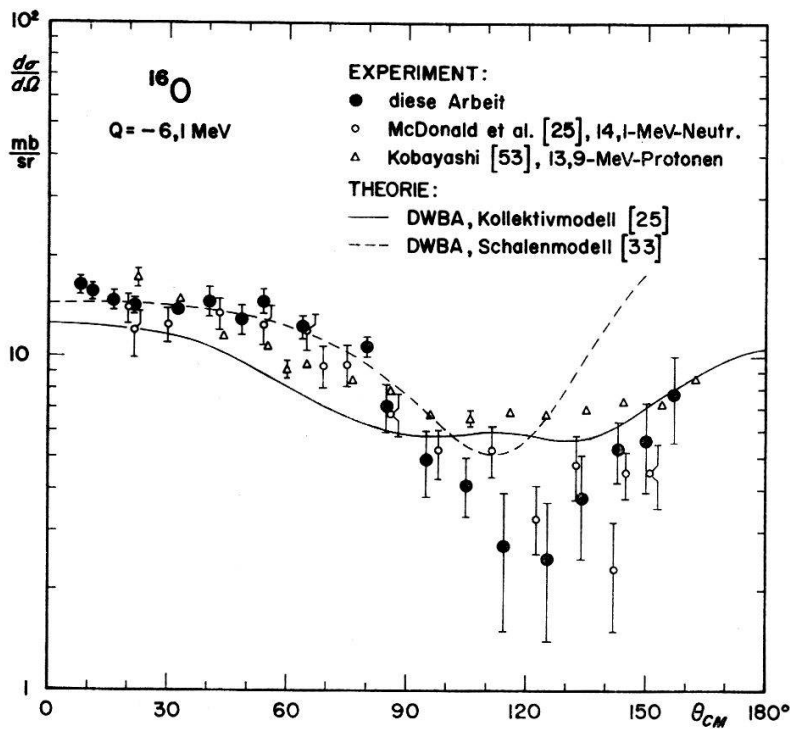
Die durch Integration der Winkelverteilungen erhaltenen totalen elastischen Streuquerschnitte  $\sigma_{el}$  sind in Tabelle 2 zusammengestellt, ebenso die nichtelastischen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{ne}$ , welche sich als Differenz zu den totalen Wirkungsquerschnitten (siehe 5.3) ergeben. Die Werte für  $^{16}\text{O}$  stimmen mit denjenigen von BAUER et al. [11] und dem durch MACGREGOR et al. [51] korrigierten Messwert  $\sigma_{ne}$  von FLEROV und TALYZIN [52] überein.

### 5.2. Inelastische Streuquerschnitte

Die gemessenen Winkelverteilungen sind in den Figuren 15–19 in gleicher Weise wie die elastischen Ergebnisse dargestellt. Der Verlauf der differentiellen Streuquerschnitte ist hier mit einer systematischen Unsicherheit von 3–5% behaftet, und der Fehler der absoluten Werte beträgt rund 9% für  $^{16}\text{O}$ , bzw. 10–12% für  $^{18}\text{O}$ .

$^{16}\text{O}$

Figur 15 und 16 zeigen die Messergebnisse für die Niveaudoublets 6,06/6,13 MeV, bzw. 6,92/7,12 MeV. Zum Vergleich sind experimentelle Werte von McDONALD et al. [25] für 14,1-MeV-Neutronen und von KOBAYASHI [53] für 13,9-MeV-Protonen eingetragen. Bezüglich der Winkelverteilung für  $Q = -6,1$  MeV stimmen die beiden Neutronenexperimente bestens überein und zeigen ein ausgeprägtes Minimum bei  $120^\circ$ , während der Streuquerschnitt für Protonen offensichtlich anders verläuft. Für  $Q = -7$  MeV hingegen decken sich die Ergebnisse für Neutronen und Protonen recht gut. Wie schon bei der elastischen Streuung bemerkt, sind Unterschiede zwischen



Figur 15

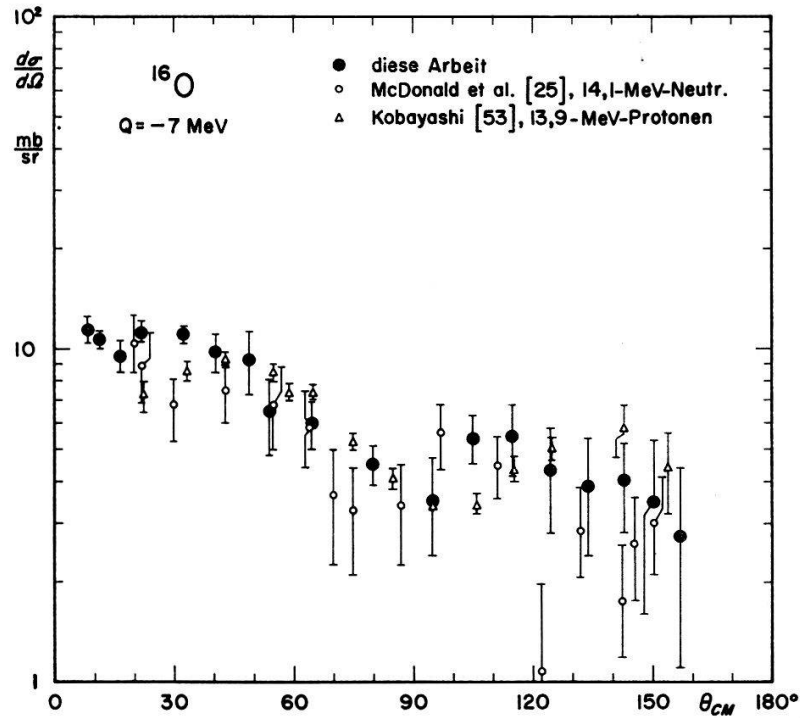
Inelastischer differentieller Streuquerschnitt für  $^{16}\text{O}$ ,  $Q = -6,1$  MeV.

Neutronen- und Protonendaten wegen der geringen Niveaudichte bei leichten Kernen ohne weiteres möglich.

Um abzuklären, welche Zustände an der Streuung beteiligt sind, wurde bei  $30^\circ$  ein Zeitspektrum mit einem Flugweg  $s = 3$  m aufgenommen (siehe Figur 17). Das Ergebnis zeigt, dass bei 7 MeV beide Niveaus einen Beitrag liefern, weshalb ein Vergleich mit der Theorie nicht möglich ist, während bei 6,1 MeV keine merkliche Linienverbreiterung feststellbar ist. Dies stimmt mit der theoretisch zu begründenden [28] und durch die Erfahrung bestätigten Tatsache überein, dass Kollektivzustände bevorzugt angeregt werden. Es scheint deshalb naheliegend, die erste inelastische Linie dem  $3^-$ -Niveau bei 6,13 MeV zuzuschreiben. Allerdings kann ein allfällig bei kleineren Winkeln zu erwartender merklicher Beitrag des  $0^+$ -Zustandes bei 6,06 MeV von der experimentellen Seite her wegen des geringen Energieunterschiedes nicht ganz ausgeschlossen werden.

Eine von SATCHLER in DWBA mit komplexer Kopplung berechnete Winkelverteilung, entnommen aus der Arbeit von McDONALD et al., ist in Figur 15 eingezeichnet. Während der durch Normalisation gewonnene kollektive Deformationsparameter  $\beta$  mit dem elektromagnetischen Wert verträglich ist [25] und die Protonenwinkelverteilung von KOBAYASHI bei entsprechender Normierung sehr gut wiedergegeben wird, stimmt die theoretische Kurve mit dem Verlauf des differentiellen Neutronenstreuquerschnittes nicht befriedigend überein. Die Abweichung wird im hinteren Winkelbereich noch ausgeprägter, wenn nur reelle Kopplung berücksichtigt wird [25]. Dasselbe haben SATCHLER et al. [54] für die Streuung von 19-MeV-Protonen an diesem Niveau festgestellt. Die Berücksichtigung des Zwischenkernbeitrages, nach McDONALD et al. 1–2 mb/sr, verschlechtert das Bild noch. Ganz ähnlich verhält sich auch die inelastische Streuung am 4,43-MeV-Niveau von  $^{12}\text{C}$  [10]. PAYNE und SNIDER [55] haben ebenfalls in DWBA die Winkelverteilung für inelastische Streuung von 14-MeV-Neutronen an einem kollektiven Oktupolzustand bei 6,13 MeV berechnet.

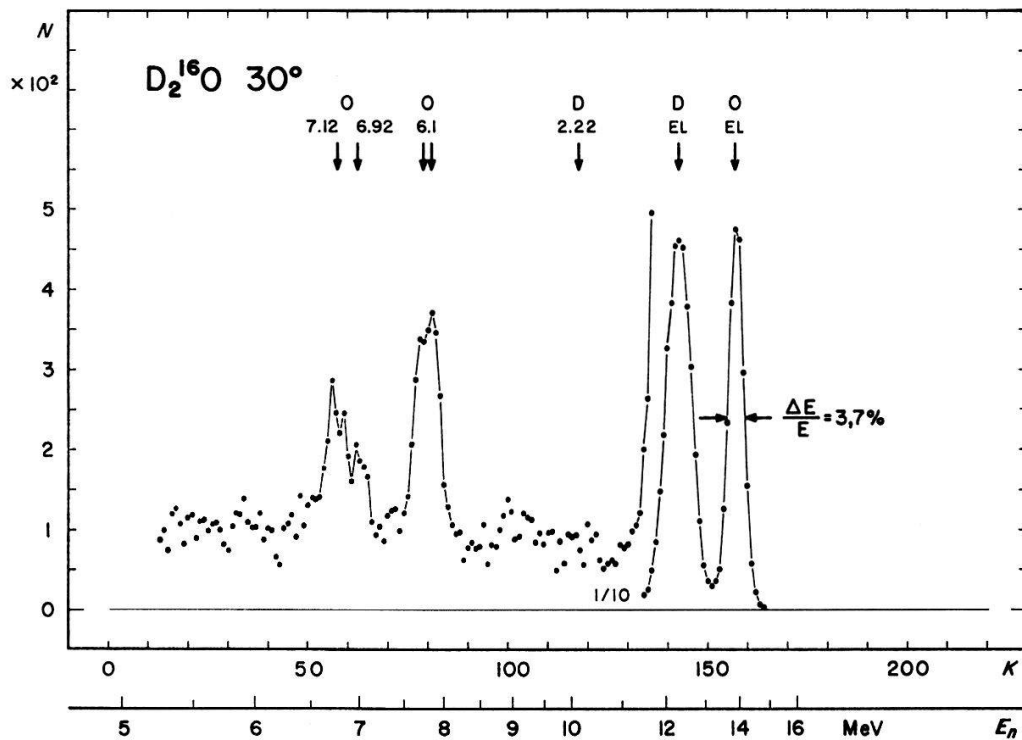




Figur 16

Inelastischer differentieller Streuquerschnitt für  $^{16}\text{O}$ ,  $Q = -7$  MeV.

Sie verwenden ein etwas anderes Potential mit einem extrem hohen Wert für  $r_0$  und beschränken sich auf reelle Kopplung. Da ihre Kurve überhaupt keine Ähnlichkeit mit dem experimentellen Verlauf aufweist, wurde auf eine Wiedergabe verzichtet. Schliesslich ist in Figur 15 eine von PEREY [33] nach der Theorie von GLENDENNING



Figur 17

Flugzeitspektrum für  $\text{D}_2^{16}\text{O}$  bei  $\theta = 30^\circ$ ,  $s = 3$  m,  $E_S = 3$  MeV,  $h = 0,25$  ns/K.

Tabelle 3

Totale inelastische Streuquerschnitte  $\sigma_{in}$  für  $^{16}\text{O}$  in mb

Experiment	$Q = -6,1 \text{ MeV}$	$Q = -7 \text{ MeV}$
diese Arbeit	$102 \pm 13$	$70 \pm 11$
McDONALD et al. [25]	$96 \pm 10$	$58 \pm 7$
(14,1-MeV-Neutronen)	$95 \pm 30^a)$	$41 \pm 15^a)$
KOBAYASHI [53]	$110 \pm 12$	$70 \pm 7$
(13,9-MeV-Protonen)		

a) Aus Messung der  $\gamma$ -Ausbeute.

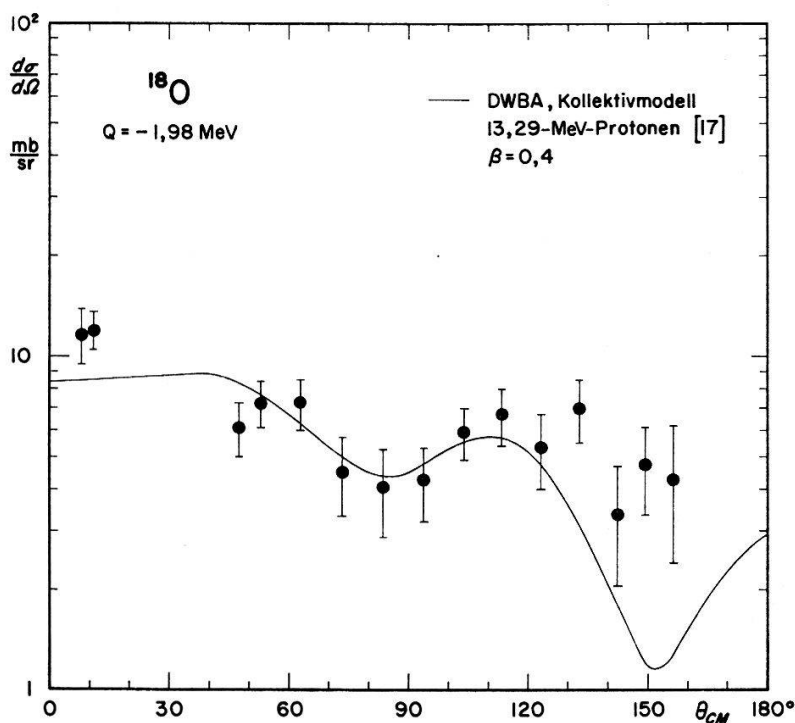
[27] berechnete und im vorderen Winkelbereich an die vorliegenden Messungen angepasste Kurve eingetragen. Sie gibt den Verlauf der Neutronenwinkelverteilung im Prinzip richtig wieder, liegt aber für  $\theta_{CM} > 90^\circ$  deutlich zu hoch.

Die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment deuten darauf hin, dass einerseits das Kollektivmodell möglicherweise eine allzu starke Vereinfachung für einen so leichten Kern wie  $^{16}\text{O}$  darstellt [54], während andererseits in der Schalenmodellbeschreibung [33] kollektive Effekte unberücksichtigt bleiben. Es ist aber auch denkbar, dass eine Berechnung mittels gekoppelter Gleichungen wie im Falle des 4,43-MeV-Niveaus von  $^{12}\text{C}$  [24] ein befriedigenderes Resultat liefern würde.

In Tabelle 3 sind die integrierten inelastischen Streuquerschnitte  $\sigma_{in}$  mit Vergleichswerten aus anderen Arbeiten zusammengestellt.

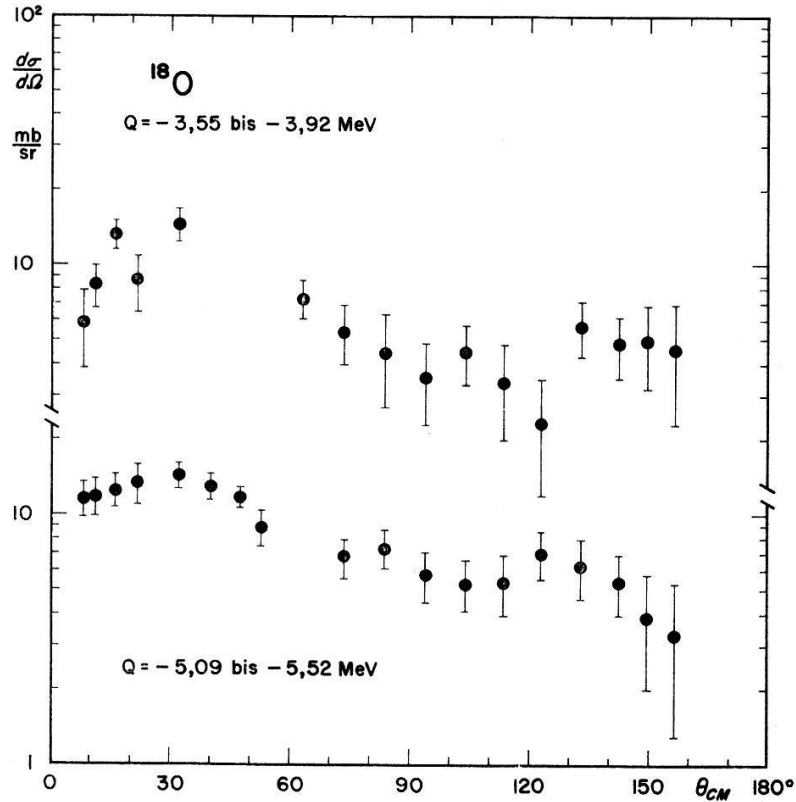
$^{18}\text{O}$

In den Figuren 18 und 19 sind die gemessenen differentiellen Streuquerschnitte für den 1,98-MeV-Zustand sowie die Niveaugruppen bei 3,7 und 5,3 MeV dargestellt.



Figur 18

Inelastischer differentieller Streuquerschnitt für  $^{18}\text{O}$ ,  $Q = -1,98 \text{ MeV}$ .



Figur 19

Inelastische differentielle Streuquerschnitte für  $^{18}\text{O}$ ,  $Q = -3,55$  bis  $-3,91$  MeV und  $Q = -5,09$  bis  $-5,52$  MeV.

Auf eine Wiedergabe der Winkelverteilungen für die höher liegenden Zustände wird wegen der grossen statistischen Fehler verzichtet. Hingegen sind die durch Integration gewonnenen totalen inelastischen Streuquerschnitte für sämtliche beobachteten Niveaus, bzw. Niveaugruppen in Tabelle 4 aufgeführt.

Die Ergebnisse für den  $2^+$ -Zustand bei 1,98 MeV können in beschränktem Umfang mit der Arbeit von STEVENS et al. [17] verglichen werden. Diese Autoren haben unter der Annahme eines kollektiven Quadrupolzustandes theoretische differentielle Streuquerschnitte für dieses Niveau in DWBA berechnet. Sie finden bei individueller An-

Tabelle 4

Totale inelastische Streuquerschnitte  $\sigma_{in}$  für  $^{18}\text{O}$  in mb

$-Q$ [MeV]	$\sigma_{in}$ [mb]
1,98	$75 \pm 12$ 38 <sup>a)</sup> 50 <sup>b)</sup>
3,55–3,91 (3)	$75 \pm 15$
5,09–5,52 (5)	$95 \pm 16$
6,19–6,39 (3)	$33 \pm 10$
7,11	$27 \pm 10$
7,62	$23 \pm 10$

a), b) Protonen 13,29 MeV, bzw. 16,28 MeV [17].

passung an die experimentellen Winkelverteilungen generelle Übereinstimmung im Energiebereich von 7,89 bis 16,28 MeV mit vernünftigen Werten für die Deformationsparameter. Eine gute Wiedergabe der Messdaten liefern die DWBA-Voraussagen für Energien oberhalb 11 MeV. Dasselbe trifft nach STEVENS et al. für Berechnungen mittels gekoppelter Gleichungen zu. In Figur 18 ist die von STEVENS et al. für 13,29 MeV berechnete DWBA-Kurve mit  $\beta = 0,4$  eingetragen. Sie unterscheidet sich wegen der geringen Energieabhängigkeit nicht wesentlich vom Verlauf bei 14 MeV. Die Übereinstimmung mit der experimentellen Neutronenwinkelverteilung ist mit Ausnahme des Gebietes um  $150^\circ$  recht gut. Hingegen ist der verwendete Deformationsparameter, der sich als Mittelwert aus den Protonendaten von STEVENS et al. ergibt, grösser als der für den Energiebereich oberhalb 12 MeV ermittelte Wert von 0,34. Der in der vorliegenden Arbeit mit Neutronen bestimmte Streuquerschnitt liegt somit höher als der für Protonen (vgl. Tab. 4).

In einer theoretischen Arbeit von REIF [56] über inelastische Streuung von Protonen an  $^{18}\text{O}$  wird nach der mikroskopischen Theorie [31, 32] für den Targetkern eine Schalenmodell-Beschreibung verwendet und für die Wechselwirkung eine Summe effektiver 2-Teilchen-Wechselwirkungen angesetzt. Die mit reeller Wechselwirkung berechneten Winkelverteilungen für das 1,98-MeV-Niveau stimmen nicht mit den experimentellen Ergebnissen von STEVENS et al. überein. Daraus wird der Schluss gezogen, dass für die Beschreibung der inelastischen Streuung in diesem Energiebereich die Notwendigkeit besteht, eine komplexe effektive Wechselwirkung zu verwenden.

### 5.3. Totale Wirkungsquerschnitte bei 14,1 MeV

Die aus der Transmission direkt bestimmten totalen Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 5 zusammengestellt. Die angegebenen Fehler enthalten neben einem statistischen Anteil von 1% die systematischen Unsicherheiten der Absorptionsstrecken  $a_0$  und der Teilchendichten  $n$ .

Werden die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_H^T = 700$  mb [42] und  $\sigma_D^T = 820$  mb [59, 48] zugrunde gelegt, ergeben sich für Sauerstoff die Werte von Tabelle 6. Für  $^{16}\text{O}$  ist der Mittelwert aus den Messungen an  $\text{H}_2^{16}\text{O}$  und  $\text{D}_2^{16}\text{O}$  aufgeführt. Dieser Wert wurde auch zur Korrektur des  $^{16}\text{O}$ -Anteils in  $\text{D}_2^{18}\text{O}$  verwendet.

Die Ergebnisse von Tabelle 5 sind in bester Übereinstimmung mit anderen Arbeiten. Wie aus Tabelle 6 hervorgeht, trifft dies auch für  $^{16}\text{O}$  zu mit Ausnahme des

Tabelle 5  
Totale Wirkungsquerschnitte der gemessenen Materialien in mb

Material	Experiment	andere Arbeiten
$\text{H}_2^{16}\text{O}$	$2970 \pm 40$	$3020 \pm 40^{\text{a}}$
$\text{D}_2^{16}\text{O}$	$3230 \pm 40$	$3248^{\text{a}}$
$\text{D}_2^{18}\text{O}$	$3240 \pm 65$	
$\text{CH}_2$	$2680 \pm 50$	$2677 \pm 9^{\text{a}}$
C	$1305 \pm 26$	$1279 \pm 4^{\text{a}}$ $1290 \pm 20^{\text{b}}$ $1300 \pm 20^{\text{c}}$

a) Poss et al. [57]    b) Cook et al. [58]    c) BNL 325 (1964) [42].

Tabelle 6  
Totale Wirkungsquerschnitte für Sauerstoff in mb

Kern	Experiment	andere Arbeiten
$^{16}\text{O}$	$1580 \pm 30$	$1640 \pm 40^{\text{a}}$ $1650 \pm 50^{\text{b}}$ $1600^{\text{c}}$ $1470 \pm 45^{\text{d}}$
$^{18}\text{O}$	$1610 \pm 70$	$1250 \pm 130^{\text{e}}$
	<sup>a)</sup> POSS et al. [57] <sup>b)</sup> COOK et al. [58] <sup>c)</sup> BNL 325 (1960) [60]	
	<sup>d)</sup> FOSSAN et al. [61] <sup>e)</sup> SALISBURY et al. [49].	

Wertes von FOSSAN et al. [61], der zu tief zu liegen scheint. Bei  $^{18}\text{O}$  dagegen besteht eine beträchtliche Abweichung gegenüber dem einzigen bekannten Vergleichswert von SALISBURY et al. [49]. Der in der vorliegenden Arbeit bestimmte Wert wird gestützt durch den Grenzwert des differentiellen elastischen Streuquerschnittes  $\sigma_{\text{LAB}}(0^\circ)$  (vgl. Tab. 2).

Diese Arbeit wurde durch Kredite des Schweizerischen Nationalfonds und des Zentnarfonds der ETH ermöglicht. Herrn B. STADELMANN danken wir für seine wertvolle Mithilfe auf apparativem Gebiet.

### Literaturverzeichnis

- [1] F. BJORKLUND and S. FERNBACH, UCRL 4926-T (1957); Phys. Rev. *109*, 1295 (1958).
- [2] F. G. PEREY and B. BUCK, Nucl. Phys. *32*, 353 (1962).
- [3] D. WILMORE and P. E. HODGSON, Nucl. Phys. *55*, 673 (1964).
- [4] J. MARTIN and D. T. STEWART, Nucl. Phys. A *113*, 564 (1968).
- [5] C. D. ZAFIRATOS, T. A. OLIPHANT, J. S. LEVIN and L. CRANBERG, Phys. Rev. Lett. *14*, 913 (1965).
- [6] D. WILMORE and P. E. HODGSON, Proc. of the Int. Conf. on the Study of Nuclear Structure with Neutrons, Antwerp, Paper No. 155 (1965).
- [7] C. WONG, J. D. ANDERSON and J. W. McCLURE, Nucl. Phys. *33*, 680 (1962).
- [8] M. P. NAKADA, J. D. ANDERSON, C. C. GARDNER and C. WONG, Phys. Rev. *110*, 1436 (1958).
- [9] K. TESCH, Nucl. Phys. *37*, 412 (1962).
- [10] R. L. CLARKE and W. G. CROSS, Nucl. Phys. *53*, 177 (1964).
- [11] R. W. BAUER, J. D. ANDERSON and L. J. CHRISTENSEN, Nucl. Phys. *47*, 241 (1963).
- [12] J. S. NODVIK, C. B. DUKE and M. A. MELKANOFF, Phys. Rev. *125*, 975 (1962).
- [13] C. B. DUKE, Phys. Rev. *129*, 681 (1963).
- [14] R. B. BATCHELOR and J. H. TOWLE, Nucl. Phys. *47*, 385 (1963).
- [15] B. JOHANNSON, Nucl. Phys. *67*, 289 (1965).
- [16] R. W. BAUER, J. D. ANDERSON, H. F. LUTZ, C. WONG, J. W. McCLURE and B. A. POHL, Nucl. Phys. A *93*, 673 (1967).
- [17] J. STEVENS, H. F. LUTZ and S. F. ECCLES, Nucl. Phys. *76*, 129 (1966).
- [18] H. F. LUTZ, J. B. MASON and M. D. KARVELIS, Nucl. Phys. *47*, 521 (1963).
- [19] B. BUCK, Phys. Rev. *130*, 712 (1963).
- [20] B. BALDONI und A. M. SARUIS, Nuovo Cim. *33*, 1145 (1964).
- [21] D. M. CHASE, L. WILETS and A. R. EDMONDS, Phys. Rev. *110*, 1080 (1958).
- [22] T. TAMURA, Rev. Mod. Phys. *37*, 679 (1965).
- [23] F. J. BLOORE and S. BRENNER, Nucl. Phys. *69*, 320 (1965).
- [24] G.-A. GRIN, C. JOSEPH, C. Y. WONG and T. TAMURA, Phys. Lett. *25 B*, 387 (1967).

- [25] W. J. McDONALD, J. M. ROBSON and R. MALCOLM, Nucl. Phys. 75, 353 (1966).
- [26] C. A. LEVINSON and M. K. BANERJEE, Ann. Phys. 2, 471 (1957); 3, 67 (1958).
- [27] N. K. GLENDENNING, Phys. Rev. 114, 1297 (1959).
- [28] W. T. PINKSTON and G. R. SATCHLER, Nucl. Phys. 27, 270 (1961).
- [29] P. H. STELSON, R. L. ROBINSON, H. J. KIM, J. RAPAPORT and G. R. SATCHLER, Nucl. Phys. 68, 97 (1965).
- [30] C. JOSEPH, G.-A. GRIN, J.-C. ALDER und B. VAUCHER, Helv. phys. Acta 40, 693 (1967).
- [31] G. R. SATCHLER, Nucl. Phys. 77, 481 (1966).
- [32] M. B. JOHNSON, L. W. OWEN and G. R. SATCHLER, Phys. Rev. 142, 748 (1966).
- [33] F. G. J. PEREY, Thèse, Faculté des Sciences, Université de Montréal (1960).
- [34] M. BRÜLLMANN, H. JUNG, D. MEIER und P. MARMIER, Phys. Lett. 25 B, 269 (1967); Nucl. Phys. A 117, 419 (1968).
- [35] J. D. SEAGRAVE, D(*d, n*)He<sup>3</sup> and T(*d, n*)He<sup>4</sup> Neutron-Source Handbook, LAMS-2162 (1958).
- [36] J. BENVENISTE, A. C. MITCHELL, C. D. SCHRADER and J. H. ZENGER, Nucl. Instr. Meth. 7, 306 (1960).
- [37] H. JUNG, M. BRÜLLMANN und D. MEIER, Nucl. Instr. Meth. 32, 109 (1965).
- [38] H. JUNG, M. BRÜLLMANN und D. MEIER, Nucl. Instr. Meth. 55, 301 (1967).
- [39] H. JUNG, Nucl. Instr. Meth. 24, 197 (1963).
- [40] J. RETHMEIER, H. J. BOERSMA and C. C. JONKER, Nucl. Instr. Meth. 10, 240 (1961).
- [41] M. D. GOLDBERG, V. M. MAY and J. R. STEHN, *Angular Distributions in Neutron induced Reactions*, BNL 400 Vol. I (1962).
- [42] J. R. STEHN et al., *Neutron Cross Sections*, BNL 325 Suppl. No. 2 (1964).
- [43] R. BOUCHEZ, J. DUCLOS and P. PERRIN, Nucl. Phys. 53, 177 (1964).
- [44] J. BLOK and C. C. JONKER, Physica 18, 804 (1952).
- [45] M. BRÜLLMANN, H.-J. GERBER, D. MEIER und P. SCHERRER, Helv. phys. Acta 32, 511 (1959).
- [46] J. RETHMEIER, Dissertation Vrije Universiteit Amsterdam (1961).
- [47] M. H. WÄCHTER, J. WEBER and L. E. BEGHIAN, Nucl. Instr. Meth. 24, 316 (1963).
- [48] M. BRÜLLMANN, H. JUNG, D. MEIER und P. MARMIER, Helv. phys. Acta 41, 435 (1968).
- [49] S. R. SALISBURY, D. B. FOSSAN and F. J. VAUGHN, Nucl. Phys. 64, 343 (1965).
- [50] J. H. COON, R. W. DAVIS, H. E. FELTHAUSER and D. B. NICODEMUS, Phys. Rev. 111, 250 (1958).
- [51] M. H. MACGREGOR, W. P. BALL and R. BOOTH, Phys. Rev. 108, 726 (1957).
- [52] N. N. FLEROV and V. M. TALYZIN, Atom. Energ. 1, 155 (1956).
- [53] S. KOBAYASHI, J. Phys. Soc. Japan 15, 1164 (1960).
- [54] G. R. SATCHLER, R. H. BASSEL and R. M. DRISKO, Phys. Lett. 5, 256 (1963).
- [55] G. L. PAYNE and D. R. SNIDER, Nucl. Phys. 33, 626 (1962).
- [56] R. REIF, Bericht Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf bei Dresden, DDR (1966).
- [57] H. L. POSS, E. O. SALANT, G. A. SNOW and LUKE C. L. YUAN, Phys. Rev. 87, 11 (1952).
- [58] C. F. COOK and T. W. BONNER, Phys. Rev. 94, 651 (1954).
- [59] D. J. HUGHES and R. B. SCHWARTZ, Neutron Cross Sections, BNL 325 (1958).
- [60] D. J. HUGHES et al., Neutron Cross Sections, BNL 325 Suppl. No. 1 (1960).
- [61] D. B. FOSSAN, R. L. WALTER, W. E. WILSON and H. H. BARSCHALL, Phys. Rev. 123, 209 (1961).