

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 25 (1952)
Heft: I-II

Artikel: Streuung von schnellen Neutronen an O^{16}
Autor: Baldinger, E. / Huber, P. / Proctor, W.G.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-112305>

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: 16.05.2025

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

Streuung von schnellen Neutronen an O^{16}

von **E. Baldinger, P. Huber und W. G. Proctor.*)**

(1. IX. 1951.)

The differential cross-sections for the scattering of neutrons from O^{16} have been measured at various energies between 2 and 4 MeV, using an ionization chamber. These data, together with the known total cross-section, permit an analysis to be made for the partial wave phases responsible for the scattering. The analysis shows that four levels, given in Table I of the text, with suitable potential scattering, are responsible for the observed total and differential cross-sections.

Einleitung.

Bis heute ist eine grosse Menge von Daten über die Energieniveaus der leichten Kerne bekannt¹⁾. Die meisten Experimente geben aber nur eine Lokalisation der relativ scharfen Energiezustände. Es ist nun aber gerade im Hinblick auf das Schalenmodell und die Frage nach der Grösse der Spin-Bahnkopplung wichtig, auch den Charakter der Energiezustände und ihre Breite kennenzulernen. Streuexperimente von Neutronen bieten dazu eine geeignete Methode. Gewöhnlich werden totale Wirkungsquerschnitte σ_T gemessen. Aus ihnen kann, sofern das Neutronenspektrum gut monochromatisch ist, der totale Drehimpuls des Zwischenkerns berechnet werden²⁾. Indirekt kann aus der Halbwertsbreite der Zustände in gewissen Fällen auf den Bahndrehimpuls des Zwischenzustandes geschlossen werden³⁾. Diese Methode ist in letzter Zeit für einige Energiezustände mit Erfolg benutzt worden⁴⁾, obwohl Überlappung von Zuständen und Inhomogenität der Neutronenenergie vielfach eindeutige Zuordnungen verunmöglichen. Wenn nun aber für eine bestimmte Energie sowohl σ_T als auch der differentielle Wirkungsquerschnitt $\sigma(\theta)$ bekannt sind, ist es möglich, die Phasen der Streuwellen, die für die Streuung verantwortlich sind, zu berechnen. Aus dem Phasenverlauf der Streuwellen kann dann sehr einfach auf den Charakter des Niveaus geschlossen werden, sowohl was totalen und Bahn-Drehimpuls als auch Niveaubreite betrifft.

In jüngster Zeit haben BOCKELMAN, MILLER, ADAIR und BARSCHALL⁵⁾ im Energiegebiet von 0 bis 3,3 MeV den Verlauf des to-

*) Jetzt Stanford University, California.

talenen Wirkungsquerschnittes von Sauerstoff genau bestimmt, wobei sie mehrere Resonanzstellen identifizierten.

FREIER, FULK, LAMPI und WILLIAMS⁶⁾; RICAMO, ZÜNTI, BALDINGER und HUBER⁷⁾ und RICAMO und ZÜNTI⁸⁾ haben im Bereich von 2–4 MeV mehrere Resonanzstellen gefunden. In diesem Gebiet wurde von uns nun der differentielle Querschnitt für die $n-O^{16}$ -Streuung gemessen.

Zur Bestimmung von $\sigma(\theta)$ wird Sauerstoffgas mit monochromatischen Neutronen bestrahlt. Die Energieverteilung der Sauerstoff-Rückstöße liefert, wie weiter unten gezeigt wird, eine direkte Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes. Diese Methode wurde zuerst von BARSCHALL und KANNER⁹⁾ angegeben und beruht auf der Messung der Energieverteilung von Rückstosskernen, wie sie erstmals BALDINGER, HUBER und STAUB¹⁰⁾ gemessen haben. Diese Methode wurde bereits mehrfach benutzt, so für die Streuung von Neutronen an Deuteronen¹¹⁾¹²⁾, Helium¹¹⁾ und anderen leichten Gasen¹¹⁾¹³⁾. Die Methode kann natürlich, wenn $\sigma(\theta)$ bekannt ist, zur Messung des Neutronenspektrums verwendet werden, worauf BALDINGER, HUBER und STAUB¹⁰⁾ hinwiesen. Mit Wasserstoff als Streugas wird sie heute vielfach zur Ermittlung von Neutronenspektren angewandt¹⁴⁾.

Apparatur und Messmethode.

Als Neutronenquelle diente uns die $d-d$ -Reaktion. Ein Kaskadengenerator¹⁵⁾ mit einer maximalen Spannung von 1 MeV erzeugte die Beschleunigungsspannung. Der magnetisch ausgeblendete Kanalstrahl fällt auf eine dünne Target aus schwerem Eis. Diese Target wird durch Kondensation einer abmessbaren Menge von D_2O -Dampf auf einer mit flüssiger Luft gekühlten Kupferplatte erhalten. Die verwendete Targetdicke war derart, dass ein „long counter“¹⁶⁾, in einem Abstand von 2 m und in Vorwärtsrichtung aufgestellt, 20% der Intensität einer dicken Target mass. Unsere Neutronenenergie liegt somit ungefähr im oberen Fünftel der Energieverteilungskurve einer dicken Target¹⁵⁾¹⁷⁾. Zur Variation der Neutronenenergie im Gebiete von 2,0 bis 3,1 MeV wurde, bei konstanter Beschleunigungsspannung von 400 keV, der Beobachtungswinkel geändert, wobei die Distanz Target-Ionisationskammer mindestens 25 cm betrug. Messungen mit höheren Neutronenenergien erfolgten ausschliesslich in Vorwärtsrichtung und mit entsprechender Beschleunigungsspannung.

Die Ionisationskammer besteht aus 2 koaxialen Aluminiumzylindern, wobei die innere Elektrode einen Durchmesser von 1 cm

und die äussere Elektrode, bei einer Wandstärke von 2 mm, einen Innendurchmesser von 3 cm aufweist. Mit $16,2 \text{ cm}^3$ Zählvolumen und $40,7 \text{ cm}^2$ Oberfläche wird ein günstiges Verhältnis von Volumen zu Oberfläche erreicht. Ein Fülldruck von ca. 1 ata ergab die besten Messergebnisse. Bei kleinerem Druck wird der Wandeffect grösser und bei grösserem Druck können schnelle Elektronen mehr Energie im Zählvolumen der Kammer verlieren. Eine Abschätzung zeigte ferner, dass der Einfluss der Aluminiumrückstosskerne vernachlässigbar ist.

Die Ladung der von den Rückstosskernen erzeugten Ionen wurde mit Hilfe eines Verstärkers¹⁸⁾ ballistisch gemessen. Die Begrenzung des verstärkten Frequenzbandes erfolgte nach hohen und nach tiefen Frequenzen durch 2 RC-Glieder gleicher Zeitkonstante¹⁹⁾ und zwar so, dass das Maximum des Durchlassbereiches bei 100 Hz lag. Ein zu hohes Frequenzband würde keine einwandfreie ballistische Messung erlauben. Mit einer Ionisationskammer-Spannung von 2500 Volt hatten sowohl die ballistischen wie die Rekombinationsverluste keinen merklichen Einfluss auf die gemessenen Verteilungskurven.

Der Störpegel des Verstärkers, mit eingeschalteter Ionisationskammer-Spannung entsprach einem Effektivwert von ca. 10 keV, der bei 3 MeV Neutronenenergie mit der maximalen Rückstossenergie der Sauerstoffkerne von 664 keV zu vergleichen ist. Die Amplitudenverteilung der Ausgangsimpulse des Verstärkers wurde mit Hilfe eines 19-Kanal-Impulsspektrographen²⁰⁾ registriert. Die so gemessenen Verteilungskurven stellen, wie noch dargelegt wird, den differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von $x = \cos \Theta$ dar, wobei Θ der Streuwinkel des Neutrons im Schwerpunktsystem bedeutet. Der Impulsspektrograph war so eingestellt, dass der niedrigste Kanal nur noch ausnahmsweise Störimpulse, herührend vom Untergrund, registrierte. Der höchste Kanal lag genügend oberhalb der maximalen Rückstossenergie. Diese Einstellung entspricht bei 3 MeV Neutronenenergie einer Kanalbreite von 40 keV. Der Störpegel des Verstärkers bewirkt eine Verschmierung der wirklichen Verteilungskurven. Zum Vergleich einer theoretisch erhaltenen Kurve des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\sigma(x)$ mit dem Experiment, sollte deshalb die theoretische Kurve mit einer Glättungsfunktion $S(x' - x)$ ausgeglichen werden, die in diesem Falle als Gauss'sche Kurve betrachtet werden darf. Wir erhalten so eine neue Funktion

$$\sigma'(x) = \text{const.} \int \sigma(x') \cdot S(x' - x) dx' \quad (1)$$

Einen ähnlichen Einfluss übt das infolge der Gasentladungsspannung und der endlichen Dicke der Target entstehende Neutronenspektrum aus. Alle diese Einflüsse zusammen entsprechen bei einer Neutronenenergie von 3 MeV einer Verschmierung mit einer Gausschen Kurve von etwa 50 keV Halbwertsbreite.

Im folgenden wird noch gezeigt, wie aus der Energieverteilung der Rückstosskerne auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt geschlossen werden kann⁹⁾. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Neutron unter dem Winkel Θ (im Schwerpunktssystem) in den Raumwinkel $d\Omega$ gestreut wird, ist $\frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_T} d\Omega$. Dabei bedeutet σ_T den totalen Wirkungsquerschnitt. Jedes unter dem Winkel Θ gestreute Neutron verliert einen bestimmten Energiebetrag E (Laborsystem) an den Streukern. Die Wahrscheinlichkeit, dass der Rückstosskern eine Energie zwischen E und $E + dE$ erhält, sei durch $p(E)dE$ gegeben.

$$p(E) dE = \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_T} d\Omega. \quad (2)$$

Um aus der Energieverteilung $p(E)$ den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma(\Theta)$ zu erhalten, müssen wir den Zusammenhang zwischen dE und $d\Omega$ kennen. Unter der Voraussetzung elastischer Streuung kann dieser Zusammenhang leicht berechnet werden. Ein im Laborsystem unter dem Winkel ϑ gestreuter Rückstosskern erhält die Energie

$$E = \frac{4M}{(M+1)^2} E_0 \cos^2 \vartheta = E_{\max} \cos^2 \vartheta \quad (3)$$

E_0 : einfallende Neutronenenergie.

M : Atomgewicht des Streukerns.

$E_{\max}$: maximale Energie des Rückstosskernes.

Unter Berücksichtigung der Beziehung

$$2 \vartheta = 180^\circ - \Theta$$

folgt daraus

$$dE = \frac{1}{2} E_{\max} \sin \Theta d\Theta = \frac{E_{\max}}{4\pi} d\Omega \quad (4)$$

so dass schlussendlich der gesuchte Zusammenhang¹⁴⁾

$$\sigma(\Theta) = \frac{E_{\max}}{4\pi} \sigma_T p(E) \quad (5)$$

erhalten wird.

Ergebnisse und Diskussion.

Der totale Wirkungsquerschnitt, wie er von FREIER, FULK, LAMPI und WILLIAMS⁶⁾, RICAMO und ZÜNTI⁸⁾ und BOCKELMAN⁵⁾ et al. gemessen wurde, ist in Fig. 1 wiedergegeben. Die Genauigkeit dieser Querschnitte beträgt ca. $\pm 5\%$. Das breite Maximum von σ_T zwischen 3 und 4 MeV kommt offenbar von zwei breiten, sich überlappenden Resonanzen, wie dies bereits von FREIER et al.⁶⁾ vermutet wurde. Denselben Eindruck erhält man aus den differentiellen Querschnittsmessungen von BALDINGER, HUBER, RICAMO und ZÜNTI¹³⁾. Diese Autoren fanden in der Gegend von 3,3 MeV eine grosse Anisotropie der Rückstossverteilung, d. h. eine starke Rückwärtsstreuung

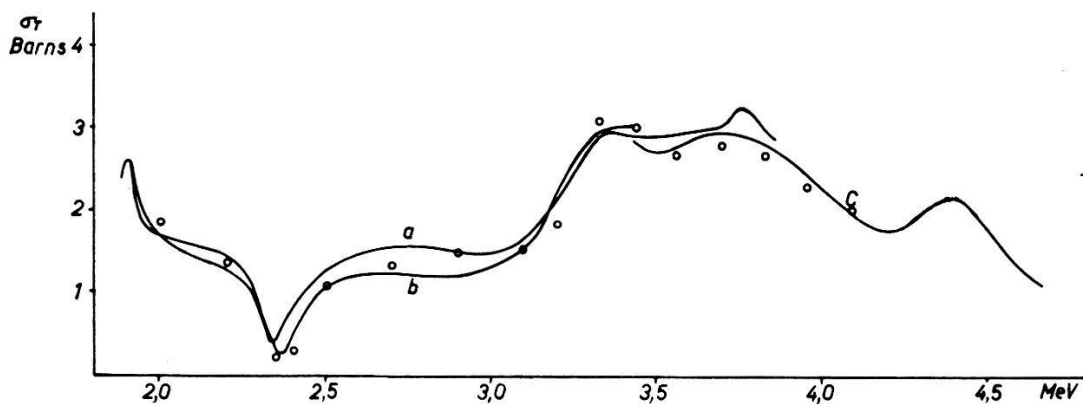


Fig. 1. Totaler Wirkungsquerschnitt von O^{16} von 2,0 bis 4,5 MeV.

a: RICAMO und ZÜNTI, *Helv. Phys. Acta*, **24**, 419 (1951).

b: BOCKELMAN, MILLER, ADAIR und BARSCHALL, *Phys. Rev.* **84**, 73, 1951.

c: FREIER, FULK, LAMPI und WILLIAMS, *Phys. Rev.* **78**, 508, 1949.

ung der Neutronen im Schwerpunktssystem gegenüber einer Streuung von 90° , während bei 3,7 MeV kein Unterschied gefunden wurde. Neu gemessene differentielle Querschnitte $\sigma(\Theta)$ im Energiegebiet von 2–4 MeV zeigen die Fig. 3–16. Die $\sigma(\Theta)$ -Kurven, oder was gleichbedeutend ist, die Energieverteilungskurven der Sauerstoff Rückstösse sind als Stufenkurven aufgetragen. Jede Stufe entspricht der Zahl der Impulse pro Kanal des Impulsspektrographen. Da jeder Kanal einen 4-fach Untersetzter enthält, ist die Zahl der Rückstösse 4mal grösser als die aufgetragenen Ordinaten. Die differentiellen Querschnittskurven zeigen, dass die starke Anisotropie bei 3,33 MeV etwas tiefer liegt als das erste Maximum von σ_T . Bei dieser Energie und bei allen Verteilungen mit starker Anisotropie liegt das Minimum von $\sigma(\Theta)$ ziemlich genau bei $\Theta = 90^\circ$. Das zweite Maximum von σ_T bei 3,75 MeV entspricht einer Verteilung, wo $\sigma(180^\circ)$ und $\sigma(90^\circ)$ gleich gross sind. Weiter haben

ZÜNTI und RICAMO festgestellt⁸⁾, dass die negative Resonanz bei 2,3 MeV mit grösster Wahrscheinlichkeit eine $S_{\frac{1}{2}}$ -Resonanz ist, da bei dieser Energie die S -Potentialstreuung ungefähr -90° sein wird. Diese Kenntnisse vereinfachten die Analyse der $\sigma(\Theta)$ -Messkurven wesentlich. Eine rein rechnerische Bestimmung der Phasen enthielt zu viel numerische Rechenarbeit, so dass die Ermittlung des Phasenverlaufs der Streuwellen durch Probieren erfolgte.

Die theoretische Beschreibung des Streuprozesses an Kernen mit Spin Null mit Einschluss einer Spin-Bahnkopplung wurde von BLOCH²¹⁾ und anderen gegeben. Für Neutronenstreuung im Schwerpunktsystem wurde als differentieller Wirkungsquerschnitt

$$k^2 \sigma(\Theta) = \left| \sum_l (2l+1)^{-\frac{1}{2}} [(l+1) e^{i\eta_{l+\frac{1}{2}}} \sin \eta_{l+\frac{1}{2}} + l e^{i\eta_{l-\frac{1}{2}}} \sin \eta_{l-\frac{1}{2}}] Y_l^0 \right|^2 + \left| \sum_l \left(\frac{l(l+1)}{2l+1} \right)^{\frac{1}{2}} [e^{i(\eta_{l+\frac{1}{2}} + \eta_{l-\frac{1}{2}})} \sin(\eta_{l+\frac{1}{2}} - \eta_{l-\frac{1}{2}})] Y_l^1 \right|^2 \quad (6)$$

angegeben. Dabei bedeuten $\eta_{l \pm \frac{1}{2}}$ die Phasen der Streuwellen, l den Bahndrehimpuls und Y_l^0 und Y_l^1 die normierte und ihre zugeordnete Kugelfunktion 1. Art. Integriert man den differentiellen Querschnitt über den ganzen Winkelraum, so erhält man den totalen Streuquerschnitt σ_T :

$$\sigma_T = \frac{4\pi}{k^2} \sum_l [(l+1) \sin^2 \eta_{l+\frac{1}{2}} + l \sin^2 \eta_{l-\frac{1}{2}}]. \quad (7)$$

In der Nähe einer Resonanzstelle erwartet man folgenden Verlauf der Phasen:

$$\eta_{l,J} = \arctg \frac{\Gamma_{l,J}/2}{E_{l,J} + \Delta_{l,J} - E} + \varphi_{l,J} \quad (8)$$

$\Gamma_{l,J}$ ist eine experimentelle, die Halbwertsbreite der Resonanz bestimmende Konstante, $E_{l,J}$ die Energie des l, J -Niveaus*) und $\varphi_{l,J}$ ist die Phase der Potentialstreuung, die natürlich auch den Abfall anderer Resonanzstellen mit denselben l und J enthalten kann. Die Veränderung von $\Gamma_{l,J}$ mit k kann vernachlässigt werden, wenn das betrachtete Energiegebiet in der Nähe der Resonanzenergie $E_{l,J}$ liegt. In diesem Falle kann $\varphi_{l,J}$ auch konstant angenommen werden.

Wie bei der Bestimmung der Resonanzstellen vorgegangen wurde, sei kurz angedeutet. Gleichung (7) und der experimentelle Verlauf von σ_T begrenzt die Grösse von J . Ist J gewählt, so kann aus dem Verlauf des differentiellen Querschnitts in der Nähe der

*) $\Delta_{l,J}$ ist eine von verschiedenen Dingen abhängige Energieverschiebung des Niveaus (siehe R. G. THOMAS, Phys. Rev. **81**, 148, 1951).

Resonanz auf den Bahndrehimpuls l geschlossen werden. Die Gleichung (8) gibt dann den Phasenverlauf in der Nähe der Resonanzstelle. Wenn man z. B. annimmt, dass der Buckel von σ_T bei 3,5 MeV von zwei sich überlappenden Resonanzstellen herrührt, zusammen mit einer starken S -Potentialstreuung, was ja durch die negative Resonanzstelle bei 2,3 MeV sich aufdrängt, so verlangt Gleichung (7) für beide Niveaus $J = 3/2$. Nimmt man für das tiefere der beiden Niveaus $l = 2$ an, so zeigt Gleichung (6), dass nur gerade Potenzen von $\cos \Theta$ vorkommen, so dass die Verteilung zu $\Theta = 90^\circ$ symmetrisch sein muss, was auch beobachtet wird. In dieser Weise wurden die Phasen zu bestimmen versucht. Als Kriterium der Resultate dienen die auf Grund dieser Phasen berechneten σ_T als auch $\sigma(\Theta)$ -Kurven.

Die mit Hilfe des totalen und differentiellen Querschnitts erhaltenen Phasen sind in Fig. 2 als Punkte eingezeichnet. Die aus-

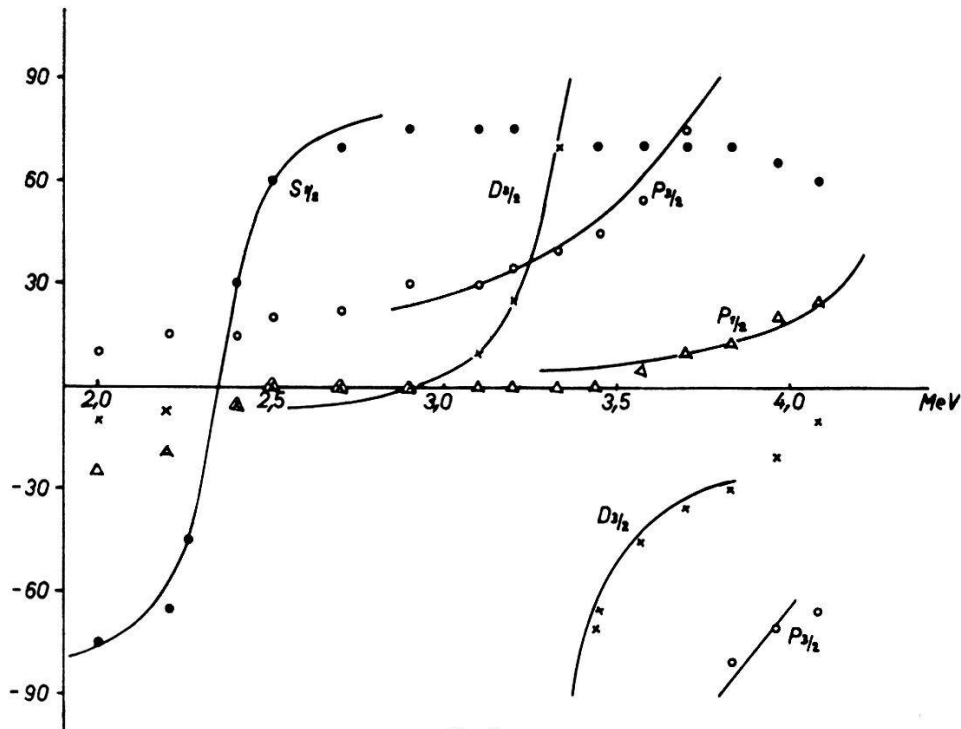
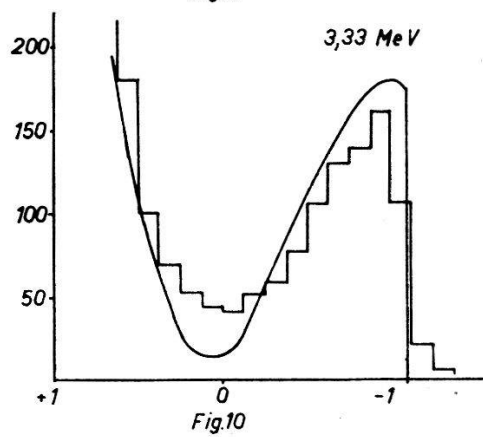
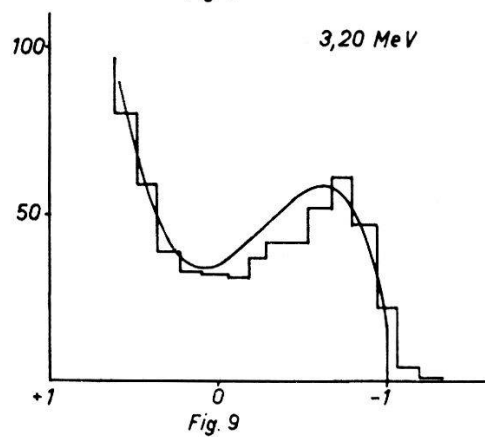
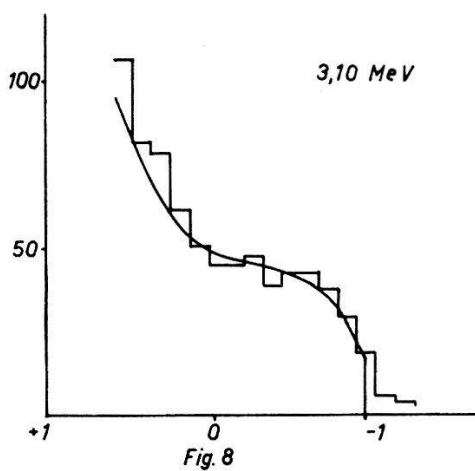
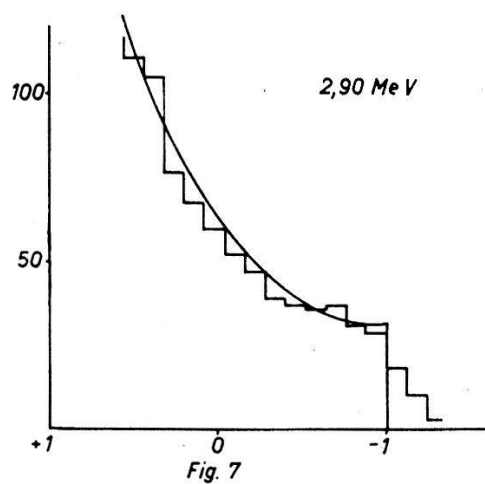
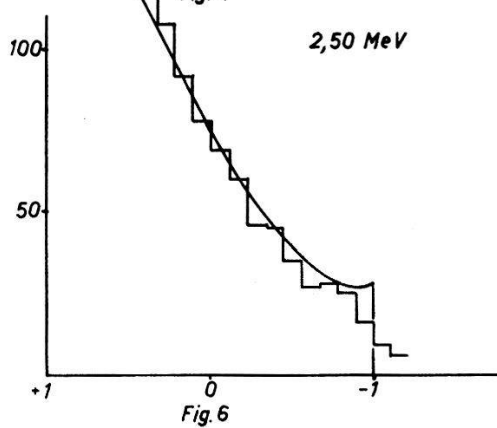
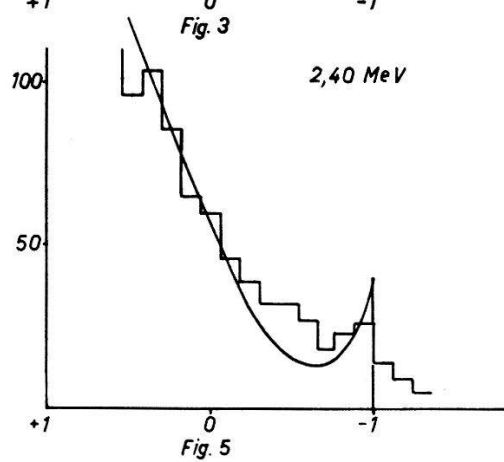
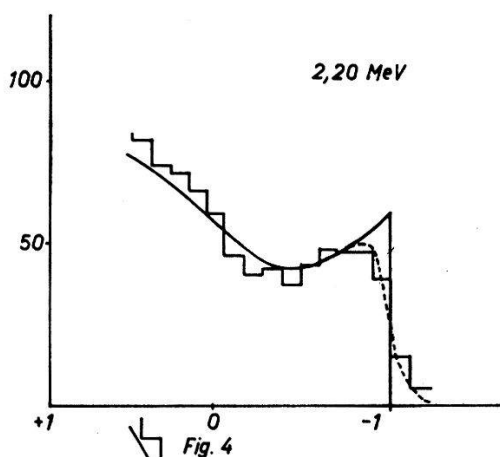
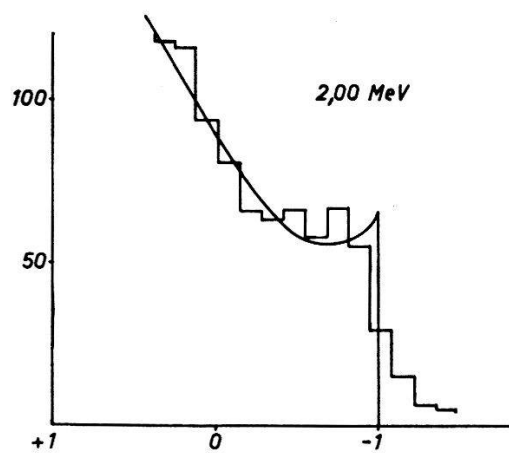


Fig. 2

Phasenverlauf der Streuwellen zwischen 2,0 und 4,1 MeV.

gezogenen glatten Kurven in den Fig. 3—16 sind die auf Grund dieser Phasenverläufe berechneten differentiellen Querschnitte. Infolge des Untergrundes ist die gemessene gegenüber der theoretischen Verteilung verschmiert. Zum Vergleich müssen daher die theoretischen Kurven mit dem gleichen Untergrund ausgeglättet werden. Die Wirkung des Untergrundes macht sich besonders bei Spitzen in der theoretischen Verteilungskurve bemerkbar, wie das



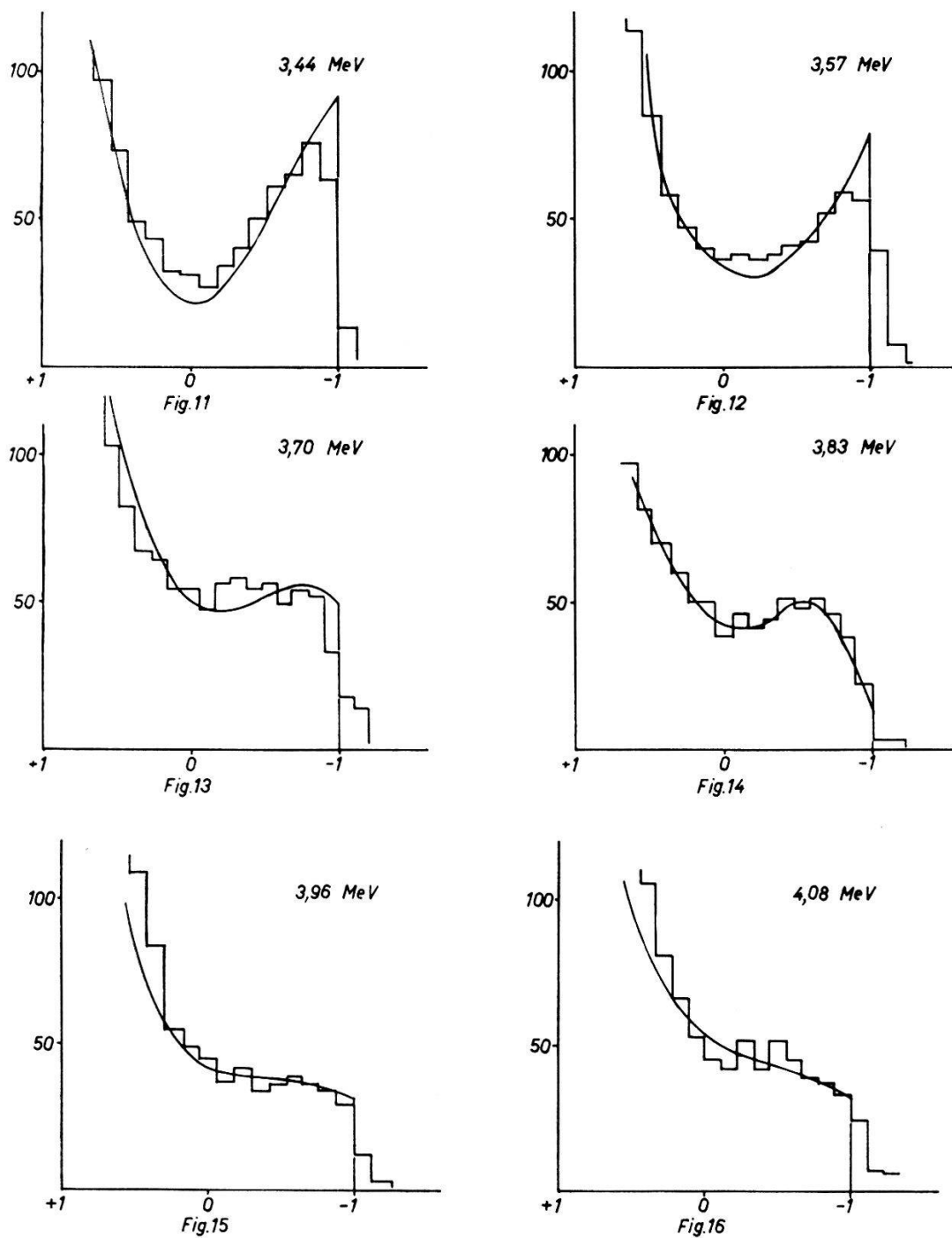


Fig. 3—16.

Differentielle Wirkungsquerschnitte. Als Abszisse ist $\cos \Theta$, als Ordinate ein Viertel der Impulszahl/Kanal aufgetragen.

Stufenkurven = gemessene Werte. Glatte Kurven = gerechnete Werte.

Beispiel in Fig. 4 (gestrichelte Linie) zeigt. Die Phasen wurden, mit Ausnahme von einigen kritischen Fällen, nur bis auf 5° genau bestimmt. Dies war zulässig, da Phasenänderungen von 1° die differentiellen Querschnittskurven meistens nur sehr wenig ändern. Um den Phasenverlauf in Fig. 2 möglichst gedrängt zeichnen zu

können, wurden für die $D_{3/2}$ und $P_{3/2}$ Streuwelle die Phasen $> 90^\circ$ von -90° bis 0 eingetragen, was wohl zu keinen Missverständnissen Anlass bieten dürfte. Die ausgezogenen Kurven in Fig. 2 geben den Phasenverlauf wieder, wie er nach Gleichung (8) vorgeschrieben wird. Die Konstanten in Gleichung (8), mit deren Werten diese Kurven berechnet wurden, sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst.

Niveau	Energie*) des Niveaus in MeV	Γ in keV	φ
$P_{1/2}$	1,9	—	—
$S_{1/2}$	2,35	180	-90°
$D_{3/2}$	3,33	220	-15°
$P_{3/2}$	3,80	800	0°
$P_{1/2}$	4,40	280	0°

Die Energieniveaus sind auf ca. 30 keV, die Halbwertsbreite Γ auf ca. 10% und die Phasen der Potentialstreuung auf ca. 5° genau. Diese relativ grosse Unbestimmtheit kommt zur Hauptsache daher, dass die Phasen lediglich durch Probieren gefunden wurden.

Die Phase der $S_{1/2}$ -Streuwellen erreicht den asymptotischen Wert von 90° nicht ganz, weil die Phase $\varphi_{S_{1/2}}$ der Potentialstreuung mit wachsendem k abnimmt. Obschon nur im Energiegebiet von 2–4 MeV gemessen wurden, lassen sich die angrenzenden Resonanzstellen bei 1,9 und 4,4 MeV ziemlich eindeutig als $P_{1/2}$ -Zustände erkennen. Aus der Grösse von σ_T bei 1,9 MeV muss auf $J = \frac{1}{2}$ geschlossen werden. Ein $S_{1/2}$ -Zustand ist auszuschliessen, da die Phase $\varphi_{S_{1/2}}$ der Potentialstreuung eine negative Resonanz erzeugen würde. Analoge Überlegungen führen beim 4,4-MeV-Zustand zu einem $P_{1/2}$ -Niveau.

Die hier identifizierten Zustände gehören dem Kern O^{17} an. Die Energien über dem Grundzustand von O^{17} werden erhalten, indem man zu den in der Tabelle aufgeführten Werten, umgerechnet auf das Schwerpunktssystem, 4,15 MeV addiert. Man kommt dann zu den Werten 5,94; 6,36; 7,28; 7,73 und 8,29 MeV. In diesem Energiebereich sind die Energien der O^{17} -Niveaus aus O^{16} (d, p) und F^{19} (d, α)-Reaktionen bekannt: sie betragen²²⁾ 5,76; 6,24; 6,89; 7,51 und 8,27 MeV**).

*) Angegeben ist die zum Niveau (s. Fig. 2) gehörige Neutronenenergie im Lab-System. Die Energie der Niveaus sind weiter unten berechnet.

**) Wegen der Unbestimmtheit der $\Delta_{l,j}$ sind unsere Energiewerte für die Niveaus nicht so sicher wie die aus den Reaktionen bestimmten Werte.

Bei der Analyse der Messergebnisse wurden $D_{5/2}$ -Wellen und Streuwellen mit höheren l und J nicht berücksichtigt. Wenn die Phasen solcher Streuwellen auch nur wenige Grad betragen würden, so könnten sie den Verlauf von $\sigma(\Theta)$ beträchtlich ändern. Ausserdem ist nicht gezeigt worden, ob die Phasen in Fig. 2 die einzig möglichen sind. Bei der Analyse der p -He-Streuung durch CRITCHFIELD and DODDER²³⁾ sind z. B. zwei mit den Experimenten verträgliche Phasenverläufe angegeben worden. Wir glauben aber, dass die hier angegebenen Argumente, die bei der Wahl der Phasen benutzt wurden und die gute Übereinstimmung der berechneten und gemessenen $\sigma(\Theta)$ und σ_T -Kurven für die in dieser Arbeit angegebenen Phasen sprechen.

Die Verfasser möchten Prof. H. H. BARSCHALL und Dr. R. K. ADAIR und Drs. R. RICAMO und W. ZÜNTI für die Zustellung der σ_T -Ergebnisse, Herrn Prof. M. FIERZ für wertvolle Diskussionen danken.

Literaturverzeichnis.

- 1) W. F. HORNYAK, T. LAURITSEN, P. MORRISON und W. A. FOWLER, Rev. Mod. Phys. **22**, 291 (1950).
- 2) Siehe z. B. FESHBACH, PEASLEE und WEISSKOPF, Phys. Rev. **71**, 145 (1947).
- 3) R. K. ADAIR, Rev. Mod. Phys. **22**, 249 (1950).
- 4) C. K. BOCKELMAN, Phys. Rev. **80**, 1011 (1950).
- 5) C. K. BOCKELMAN, D. W. MILLER, R. K. ADAIR und H. H. BARSCHALL, Phys. Rev. **84**, 69, 1951.
- 6) FREIER, FULK, LAMPI und WILLIAMS, Phys. Rev. **78**, 508 (1950).
- 7) RICAMO, ZÜNTI, BALDINGER und HUBER, Helv. Phys. Acta **23**, 508 (1950).
- 8) W. ZÜNTI und R. RICAMO, Helv. Phys. Acta **24**, 419 (1951).
- 9) H. H. BARSCHALL und M. H. KANNER, Phys. Rev. **58**, 590 (1940).
- 10) BALDINGER, HUBER und STAUB, Helv. Phys. Acta **11**, 245 (1938).
- 11) J. H. COON und H. H. BARSCHALL, Phys. Rev. **70**, 592 (1946).
- 12) J. H. COON und R. F. TASCHEK, Phys. Rev. **76**, 710, 1949.
- 13) BALDINGER, HUBER, ZÜNTI und RICAMO, Helv. Phys. Acta **23**, 503 (1950).
- 14) B. ROSSI und H. H. STAUB, Ionization Chambers and Counters: Experimental Techniques, McGRAW-HILL, New York, 1949, p. 135.
- 15) BICHSEL, HÄLG, HUBER und STEBLER, Helv. Phys. Acta **25**, 119 (1952).
- 16) A. O. HANSON und J. L. MCKIBBEN, Phys. Rev. **72**, 673 (1947).
- 17) D. L. LIVESEY und D. H. WILKINSON, Proc. Roy. Soc. A. **195**, 123 (1948).
- 18) BALDINGER, HÄLG, HUBER und STEBLER, Helv. Phys. Acta **19**, 423 (1946).
- 19) W. C. ELMORE, Nucleonics 2, March 1948, p. 16.
- 20) E. BALDINGER und R. CASALE, Helv. Phys. Acta **21**, 172 (1948).
- 21) F. BLOCH, Phys. Rev. **58**, 829 (1940).
- 22) H. B. BURROWS, C. F. POWELL und J. ROTBLATT, Proc. Roy. Soc. **209**, 478 (1951).
- 23) C. L. CRITCHFIELD und D. C. DODDER, Phys. Rev. **76**, 602 (1949).