Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 35 (1962)

Heft: IV-V

Artikel: Diefferentieller Wirkungsquerschnitt von Sauerstoff-16 für Neutronen im MeV-Energiebereich

Autor: Hunzinger, W. / Huber, P.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-113278

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 15.07.2025

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

Differentieller Wirkungsquerschnitt von Sauerstoff-16 für Neutronen im MeV-Energiebereich

von **W. Hunzinger** und **P. Huber**
Physikalische Anstalt der Universität Basel

(16. II. 1962)

Summary. Differential scattering cross section for neutrons on O^{16} have been measured at sixteen energies between 2,00 and 4,11 MeV. Using an ionisation chamber the energy distribution of the recoiling nuclei were observed with a 49-channel pulse height analyser. The results are represented graphically as angular distributions and tabulated as coefficients of Legendre polynomals.

1. Einleitung

Das Studium der Wechselwirkung von Nukleonen mit Atomkernen liefert wichtige Informationen über die Eigenschaften der Kerne. Die Wechselwirkung von Neutronen mit Kernen ist durch den Wegfall elektrostatischer Kräfte besonders einfach zu beschreiben.

Die Wirkungsquerschnitte von Kernreaktionen hängen von der Energie der einfallenden Nukleonen ab. Bei bestimmten Energien, den Resonanzenergien, kann der Wirkungsquerschnitt ausgeprägte Maxima aufweisen. Für diese Resonanzen sind angeregte Zustände eines bei der Reaktion kurzzeitig gebildeten Zwischenkernes verantwortlich. Resonanzen sind im Wirkungsquerschnitt nur zu beobachten, wenn die Resonanzbreite klein ist gegen den Abstand zweier aufeinander folgender Resonanzen. Für leichte Kerne trifft dies zu bei Energien bis zu einigen MeV.

Der totale Wirkungsquerschnitt gestattet im allgemeinen nur die Bestimmung von Energie und Breite des Niveaus im Zwischenkern. Spin und Parität der Niveaux lassen sich meist erst durch Messung der Winkelverteilung der Reaktion oder des Polarisationsgrades der emmitierten Teilchen ermitteln.

Unterhalb 3,7 MeV Neutronenenergie ist die elastische Streuung der einzig mögliche Prozess zwischen Neutronen und Sauerstoff-16. Bei 3,7 MeV setzt mit einem kleinen Wirkungsquerschnitt die $O^{16}(n, \alpha)C^{13}$-Reaktion ein. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion erreicht bei

4,1 MeV erst 90 mb[1]). Inelastische Streuung von Neutronen am Sauerstoff-16 wird erst oberhalb 6,5 MeV beobachtet[2]).

Der totale Streuquerschnitt von O^{16} für Neutronen im MeV-Bereich ist von verschiedenen Autoren gemessen worden[3])[4])[5])[6]), zuletzt von WALTON, CLEMENT und BORELLI 1957 und WILSON und BARSCHALL 1961[7]).

Die differentiellen Neutronenstreuquerschnitte des O^{16} wurden zuerst von BALDINGER, HUBER und PROCTOR[8]) im Energiegebiet von 2,0 bis 4,1 MeV gemessen. Später folgten Messungen bei tieferen Energien, so durch OKASAKI[6]), und durch FOWLER und COHN[9]) bis 2,1 MeV.

Es soll hier über neue Messungen des differentiellen Streuquerschnittes von Neutronen am Sauerstoff-16 berichtet werden, die sich von den früheren durch verbesserte Messtechnik unterscheiden. Überdies erlaubt die analytische Darstellung der gemessenen Winkelverteilungen mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate und die genauere Kenntnis des totalen Querschnittes die Angabe des absoluten differentiellen Streuquerschnittes.

2. Messmethode

Zur Messung von differentiellen Streuquerschnitten stehen im Prinzip zwei Möglichkeiten offen:

a) Bestrahlung eines festen Streukörpers mit monochromatischen Neutronen und Direktmessung der gestreuten Neutronen unter verschiedenen Winkeln im Laborsystem. Bei jedem Streuprozess ändert mit dem Streuwinkel gleichzeitig auch die Energie des gestreuten Neutrons, so dass die Energieabhängigkeit des Neutronendetektors genau bekannt sein muss. Auftretende Mehrfachstreuungen im Probekörper müssen rechnerisch korrigiert werden.

b) Gasrückstossmethode

Die Gasrückstossmethode[10])[11]) besteht darin, dass der Streukörper in eine Kammer gebracht wird und statt der Neutronen die Anzahl und Energie der Rückstosskerne gemessen werden. Die Energiebestimmung erfolgt dabei durch Messung der totalen Ionisation, die durch den Rückstosskern im Streugas erzeugt wird. Als Kammern können Proportionalzählrohre oder Ionisationskammern verwendet werden.

Die Energie des Rückstosskernes ist bei einem elastischen Streuprozess eine einfache Funktion des Streuwinkels:

$$E_{\text{Rückstoss}} = \frac{(1-\cos\theta)}{2} E_{\max} \quad \text{mit} \quad E_{\max} = \frac{4\,M}{(M+1)^2} E_n \,.$$

Dabei bedeuten: θ der Streuwinkel im Schwerpunktsystem, E_n die Energie des einfallenden Neutrons im Laborsystem, M die Masse des Streukernes.

Ein weiterer einfacher Zusammenhang zwischen der Energieverteilung der Rückstosskerne und dem differentiellen Streuquerschnitt gilt für jede beliebige Winkelverteilung eines elastischen Streuprozesses:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma_T E_{\max}}{4\pi} N(E)$$

wo $N(E)$ die Energieverteilung der Rückstosskerne im Laborsystem bedeutet.

Wegen der linearen Abhängigkeit der Rückstossenergie von $\cos\theta$ kann die gemessene Energieverteilung statt zwischen $E = 0$ und $E = E_{\max}$ direkt von $\cos\theta = +1$ bis $\cos\theta = -1$ aufgetragen werden. Mit der Kenntnis des totalen Querschnittes erhält man somit den absoluten differentiellen Querschnitt direkt aus den Energieverteilungen der Rückstosskerne.

Obwohl diese Methode eine messtechnische Vereinfachung bedeutet, verdienen noch einige Punkte besondere Aufmerksamkeit.

a) Die Energiemessung erfolgt sowohl im Proportionalzählrohr als auch in der Ionisationskammer über die Ionisation des Gases. Das hat zur Voraussetzung, dass die Arbeit pro Ionenpaar entweder konstant ist oder eine bekannte Energieabhängigkeit besitzt.

Messungen der Energieabhängigkeit der Ionisation durch Rückstosskerne liegen in der Literatur nur spärlich vor. ADAIR[12]) fand für Sauerstoff-Rückstosskerne in CO_2, dass die Rückstossenergie im Bereich von 100 bis 300 keV der Totalionisation proportional sei. Andere Autoren erhielten für Stickstoff-Rückstösse in Stickstoff bei 100 keV eine Arbeit pro Ionenpaar 15% höher als diejenige bei 600 keV[13]), und für Neon-Rückstösse in Neon bei 300 keV eine Arbeit pro Ionenpaar 10% höher als diejenige bei 600 keV.

Bei den vorliegenden Messungen wird die Arbeit pro Ionenpaar für die auftretenden Rückstossenergien als Konstant angenommen.

b) Die Bahn des Rückstosskernes muss innerhalb des Messvolumens der Ionisationskammer enden. Ionisation über die Grenzen des Messvolumens hinaus kann man durch Antikoinzidenzanordnungen eliminieren, wobei allerdings in Kauf genommen werden muss, dass die Grösse des Messvolumens von der Rückstossenergie abhängig wird. Es sind Antikoinzidenzanordnungen sowohl in Proportionalzählrohren[14])[15]) als auch in Ionisationskammern[16])[17]) beschrieben worden. Eine andere Möglichkeit zur Eliminierung des Randeffektes, wenigstens auf vier Seiten des Messvolumens, besteht in der Verwendung eines kollimierten Neutronenstrahls, dessen Öffnung kleiner ist als die Ausdehnung des Messvolumens senkrecht zum Strahl. Auch rechnerische Korrekturen des Randeffektes sind angegeben worden[18])[19]).

c) Eine weitere Voraussetzung zur Messung von differentiellen Streuquerschnitten in der Ionisationskammer ist, dass das Sättigungsdefizit von der Richtung des Rückstosses – und damit von der Energie – unabhängig sei. Ein Sauerstoff-Rückstosskern von 730 keV senkrecht zum Feld der Kammer hat bei 4 kV/cm 8,8 % Sättigungddefizit (s. Abschnitt 3.3). Bei einem Rückstoss parallel zum Feld ist das Sättigungsdefizit wegen vermehrter Rekombination noch grösser.

Eine ausführliche Diskussion der Gasrückstossmethode zur Bestimmung von differentiellen Streuquerschnitten wird demnächst erscheinen (BIEDENHARN, WILLARD, HUBER und BAUMGARTNER[20]).

3. Apparatur

3.1 *Neutronenquelle*

Als Neutronenquelle dient die *d-d*-Reaktion. Hochspannungsgenerator und Beschleunigungsrohr sind in verschiedenen Arbeiten bereits beschrieben worden[21][22]). Das Target besteht aus einer dünnen Schicht D_2O-Eis, das auf einer mit flüssiger Luft dauernd gekühlten, kupfernen Unterlage kondensiert ist. Über die Bestimmung der Targetdicke siehe Abschnitt 4.1.

Neutronenenergien oberhalb 3,2 MeV werden in Vorwärtsrichtung des D^+-Strahles, die kleineren Energien unter Winkeln von 60 bis 135° erhalten. Zur Angabe der Neutronenenergie dienten die Tabellen von FOWLER und BROLLEY[23]).

3.2 *Kollimator*

Für die Messungen mit Neutronen unter 0° wird ein von STRIEBEL und HUBER[17]) beschriebener, 30 cm langer Eisenkollimator verwendet, dessen quadratische Öffnung mittels Fernbedienung mit Wasser gefüllt und entleert werden kann ohne die übrige Messanordnung zu verändern. Diese Einrichtung erweist sich für die Aufnahme der Korrekturspektren (s. Abschnitt 4.1) als sehr nützlich. Bei Messungen unter grösserem Winkel tritt aus Intensitätsgründen an Stelle des Kollimators ein ausschwenkbarer Paraffinkörper.

Kollimator und Ionisationskammer können mit optischen Hilfsmitteln auf 1 mm genau in die Achse des D^+-Strahls – für die Messungen unter 0° – justiert werden, so dass die einfallenden Neutronen einen Minimalbestand von 2 mm von den Platten der Ionisationskammer besitzen. Dieser Minimalbestand genügt, um das Auftreten eines Randeffektes senkrecht zur Einfallsrichtung zu verhindern.

3.3 *Ionisationskammer*

Es findet die in Figur 1 im Schnitt dargestellte Ionisationskammer aus Antikorrodal mit parallelen Platten im Abstand von 2 cm Verwendung. Der Neutronenstrahl verläuft parallel zu den Platten. Das Messvolumen beträgt 17,6 cm³, bei Verwendung des Kollimators 6,8 cm³. Die Kammer ist mit 2 ata reinen Sauerstoffs gefüllt. Chemische Reinheit: 99,98%. Ein stabilisierter Gleichrichter liefert 8 kV zum Betrieb der Ionisationskammer. Diese Spannung wird durch ein spezielles Siebglied geglättet. Das Sättigungsdefizit für Rückstösse senkrecht zum Feld beträgt 8,8% bei 4 kV/cm. Es ist durch Messung von E_{max} bei 3,29 MeV Neutronenenergie mit Feldstärken zwischen 2 und 4 kV/cm gemessen worden.

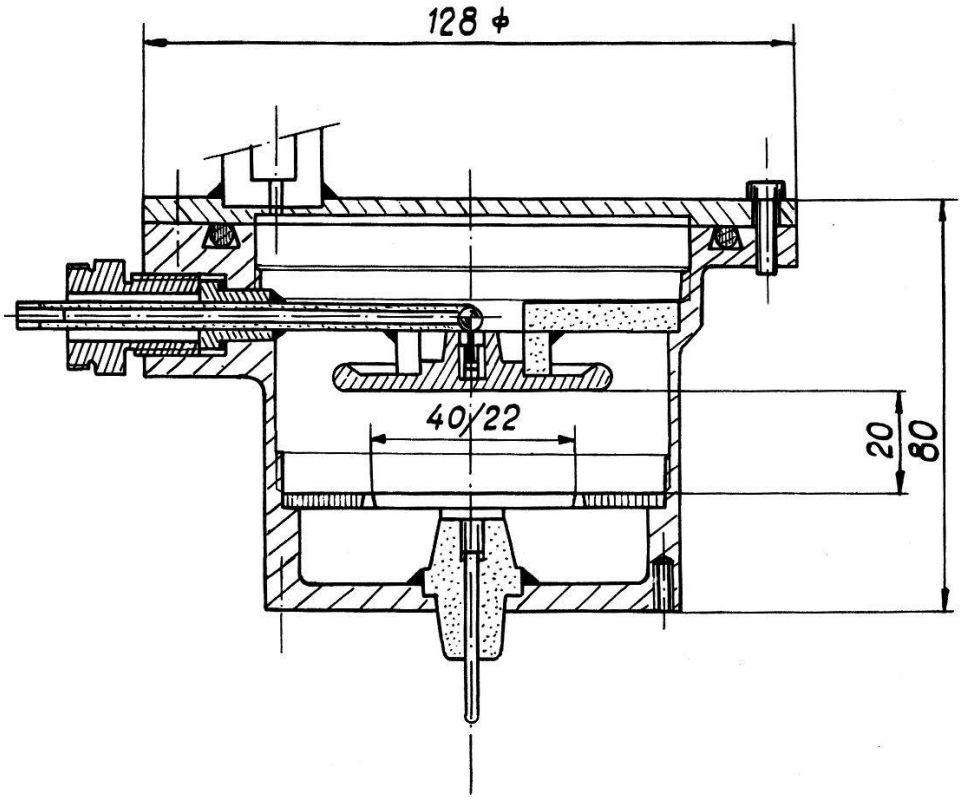

Fig. 1
Schnitt durch die Ionisationskammer. Masse in mm. Neutronenstrahl in Schnittebene.

3.4 *Verstärker und Impulsspektrograph*

Die Ausgangsimpulse der Ionisationskammer werden in einem RC-RC-Verstärker ($f_0 = 180$ Hz) verstärkt. Das Rauschen des Verstärkers, herrührend von der Vorstufe, beträgt 34 keV. Die Rückstosspektren werden in einem Impulsspektrographen mit 49 Kanälen registriert, deren Ausgänge wahlweise auf zwei Zählwerkbatterien geschaltet werden können, was die Aufnahme von Differenzspektren über längere Zeit angenehm erleichtert[17]).

4. Fehlerquellen und Korrekturen

4.1 *Neutronen*

Für die Energiebreite der einfallenden Neutronen sind zur Hauptsache zwei Effekte verantwortlich: Die endliche Targetdicke und der Öffnungswinkel des Kollimators, resp. des Messvolumens, wenn ohne Kollimator gemessen wird. Daneben verschwinden Verschmierungen durch langzeitige Schwankungen der Hochspannung und eine der Hochspannung überlagerte Wechselspannung.

Die Targetdicke wird bestimmt durch Messung der Neutronenintensität einer dicken Target für zwei D^+-Energien, die z. B. 50 keV auseinander liegen. Die Differenz der zwei Neutronenintensitäten liefert die Neutronenergiebigkeit einer 50 keV dicken Target. Aus dem Vergleich dieser Ergiebigkeit mit derjenigen der für die Spektren verwendeten dünnen Target ergibt sich deren Dicke. Den Messungen der Neutronenintensitäten dienen zwei HORNYAK-Zähler. Der eine – mit bekannter Empfindlichkeit[1]) – findet Aufstellung anstelle der Ionisationskammer und dient zur Bestimmung der einer bestimmten Targetdicke entsprechenden Neutronenintensität. Der andere HORNYAK-Zähler ist als Referenzzähler an einem festen Ort unter 115° zur D^+-Strahlrichtung aufgestellt und erlaubt die Targetdicke während der Aufnahme eines Spektrums laufend zu messen. Er dient auch dazu, Korrekturspektren für Streuneutronen (s. unten) auf denselben integrierten Neutronenfluss zu beziehen. Die verwendeten Targetdicken und Öffnungswinkel hatten eine Verschmierung der Neutronen zwischen 10 und 51 keV zur Folge.

Je nach Aufstellung der Ionisationskammer im Raum kann ein beträchtlicher Anteil der Neutronen, die in die Kammer gelangen, von Streuungen an Material in der Umgebung von Kammer und Target herrühren. Dieser Anteil Streuneutronen am gesamten Neutronenfluss in der Kammer beträgt bei Messungen unter 0° 15–40%, unter 94° 67%. Bei Messungen unter 135° wird er durch eine Rohrverlängerung von 50 cm zwischen Ablenkmagnet und Target auf 60% gebracht.

Der Einfluss der Streuneutronen auf das Rückstossspektrum wird durch Subtraktion einer Messung mit wassergefülltem Kollimator korrigiert. Für jedes Spektrum wird mindestens je 5 mal abwechslungsweise das Target- und das Streuneutronenspektrum in der Weise aufgenommen, dass der Gesamtneutronenfluss der Target für das Gesamt- und das Streuspektrum gleich gross werden.

Bei der Benützung einer dünnen D_2O-Target als Neutronenquelle gelangt ein Teil der Deuteronen in den Eisträger. In diesem baut sich eine neue Deuteriumtarget auf, deren Neutronenausbeute einige % derjenigen der verwendeten Eistargets ausmachen kann. Um den Anteil

dieser «falschen Target»-Neutronen zu korrigieren, wird nach jeder Messung ein Spektrum mit Neutronen ohne D_2O-Eis aufgenommen und von ersterer subtrahiert. Auch das «ohne-Eis»-Spektrum besteht aus der Differenz zweier Spektren, eines Gesamtspektrums und eines Streuspektrums. Die «mit Eis»- und «ohne Eis»-Spektren werden jeweils auf denselben integrierten D^+-Strom normiert.

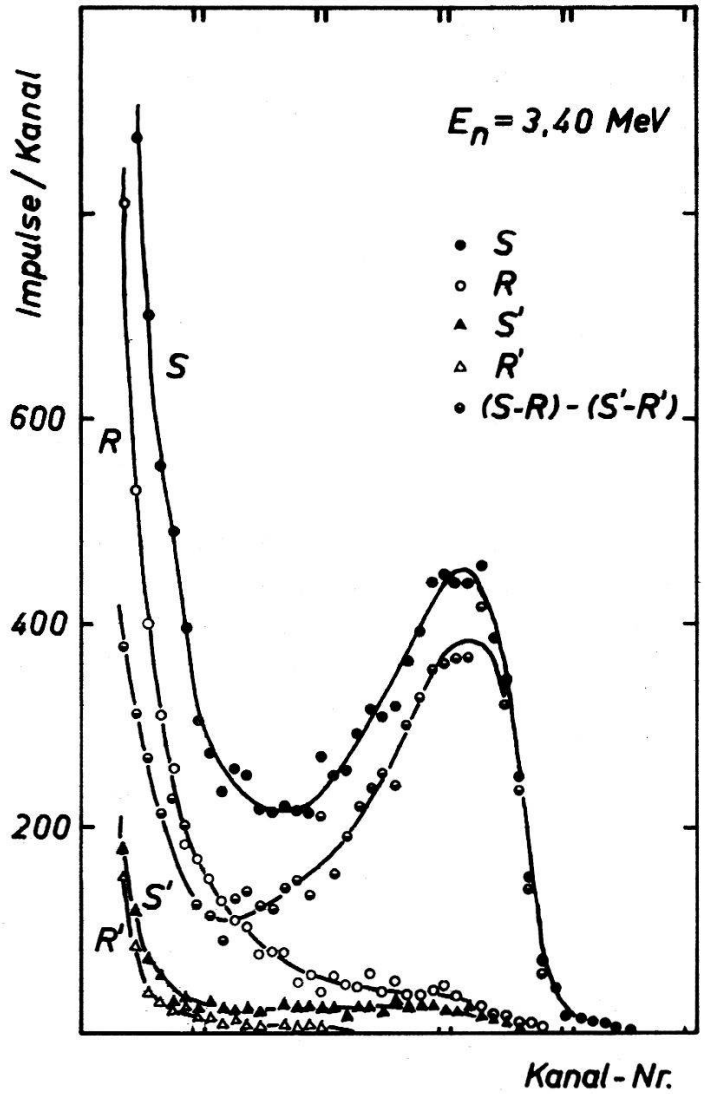

Fig. 2

Gemessene Spektren bei E_n = 3,40 MeV. S = Spektrum, gemessen mit Eistarget und geöffnetem Kollimator; R = Spektrum, gemessen mit Eistarget und wassergefülltem Kollimator; S' = Spektrum, gemessen ohne Eistarget und geöffnetem Kollimator; R' = Spektrum, gemessen ohne Eistarget und wassergefülltem Kollimator; $(S - R) - (S' - R')$ = korrigiertes Spektrum.

Um ein Spektrum zu erhalten, ist die Aufnahme von vier Rückstossspektren notwendig, je ein Spektrum mit und ohne D_2O-Target, wovon jedes korrigiert wird um den Anteil der Streuneutronen. Bei Messungen

unter einem Winkel von 60° oder mehr zum Deuteronenstrahl wird auf ein Korrekturspektrum für «falsche Target»-Neutronen verzichtet, weil sich die Neutronenenergie mit der Deuteronenenergie nur wenig ändert und somit dickere Eistargets zugelassen sind. Figur 2 und 3 zeigen zwei Beispiele der gemessenen Spektren bei 3,40 und 2,76 MeV und des korrigierten Spektrums.

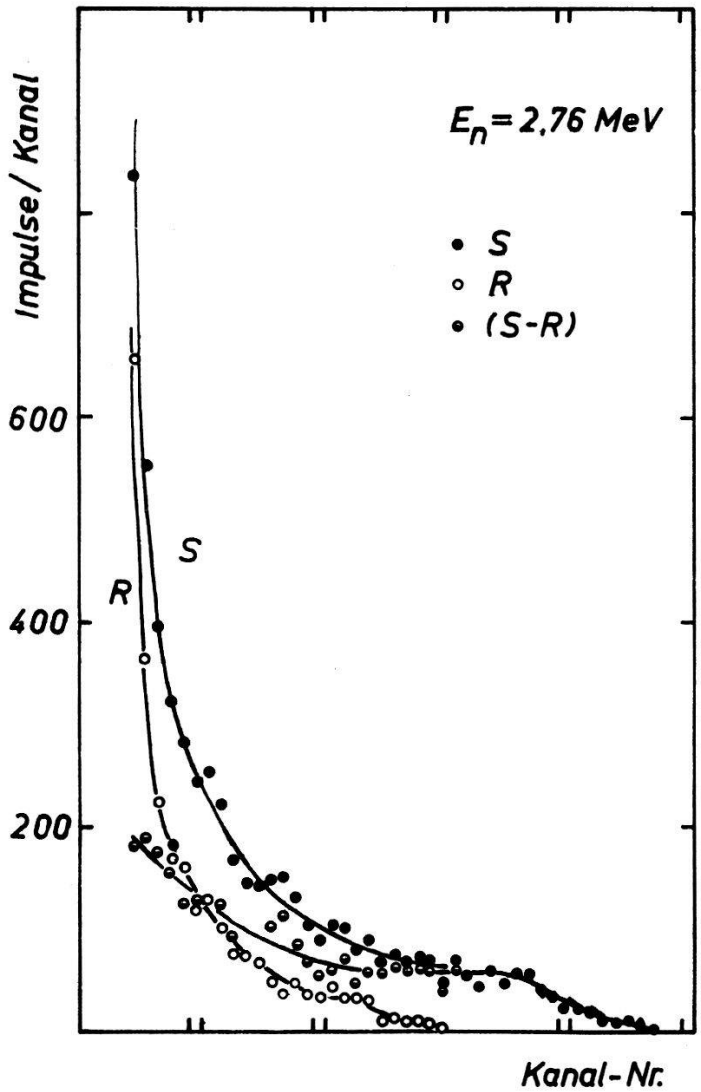

Fig. 3

Gemessene Spektren bei 2,76 MeV. S = Spektrum ohne Paraffinkörper; R = Spektrum mit Paraffinkörper zwischen Target und Kammer; $(S - R)$ = korrigiertes Spektrum.

4.2 *Verschmierung der Rückstossspektren*

Die zu messenden Spektren werden nicht nur durch die Neutronenbreite verschmiert, sondern in höherem Masse noch durch das Rauschen des Verstärkers. Die totale Verschmierung der gemessenen Spektren beträgt 35 bis 41 keV oder 4,2 bis 7,9 % von E_{max}. Die Verschmierung wird

an den gemessenen Spektren nicht auskorrigiert. Sie ist nur von Einfluss am oberen Spektrumende, wie eine graphische Verschmierung einer theoretischen Verteilungskurve mit ausgeprägter Anisotropie zeigt (Fig. 4). Für die Auswertung der gemessenen Winkelverteilungen werden daher stets die obersten Messpunkte unberücksichtigt gelassen.

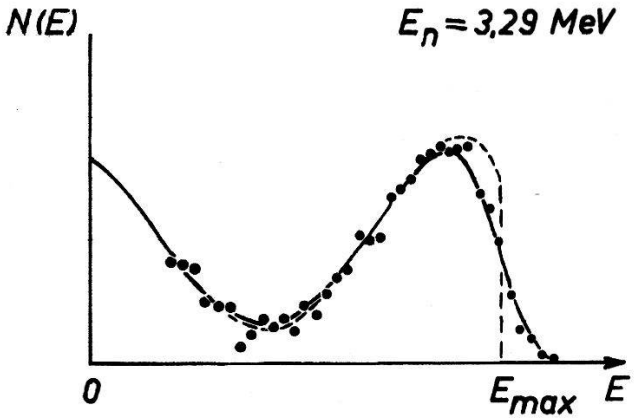

Fig. 4

• = gemessene Winkelverteilung bei $E_n = 3{,}29$ MeV. – – – gestrichelte Kurve = angenommene theoretische Winkelverteilung. —— ausgezogene Kurve = mit 38 keV verschmierte Winkelverteilung, wiedergibt die gemessene Verteilung.

4.3 *Kanalbreite*

Die nicht konstante Kanalbreite des Impulsspektrographen wird an den gemessenen Spektren korrigiert. Die ersten vier Kanäle werden nicht benützt.

4.4 *Randeffekt*

Durch die vordere und die hintere Grenzfläche des Zählvolumens, beide senkrecht zum Neutronenstrahl, treten Rückstosskerne, deren Energie nicht voll registriert wird. Ein gemessenes Rückstossspektrum enthält somit eine zu grosse Anzahl kleiner Energien und eine zu geringe Anzahl höherer Energien, zwei Effekte, die sich nur zum Teil kompensieren. Der Einfluss des Randeffektes auf das Rückstossspektrum lässt sich mit der Kenntnis der Reichweite der Rückstosskerne berechnen.

Ausgehend von der Annahme einer Proportionalität zwischen Reichweite und Geschwindigkeit der Rückstosskerne,

$$R = a_0 \, v \, ,$$

erhält man eine Reichweite der Rückstosskerne bei den vorliegenden Messungen von

$$R = 0{,}15 \text{ cm} \quad \text{bei} \quad E_n = 4{,}11 \text{ MeV} \, .$$

$a_0 = 0{,}90 \cdot 10^{-9}$ cm/cm/s für Sauerstoff-Rückstösse in Luft von 1 ata[24]).

Aus dieser Reichweite errechnet sich ein maximaler Randeffekt von 5,8 % bei den kleinsten Rückstossenergien für $E_n = 4{,}11$ MeV und isotroper Winkelverteilung.

Dieser Randeffekt findet bei den vorliegenden Messungen keine Berücksichtigung.

4.5 *Statistische Fehler*

Die relativ langsame Methode der Ionensammlung in der Ionisationskammer bedingt für grosse Impulszahlen pro Kanal eine lange Messdauer. Um die Messzeiten in vernünftigen Grenzen zu halten, wird ein statistischer Fehler von bis zu 10 % in einem Messkanal in Kauf genommen, insbesondere dort, wo die Streuneutronen aus dem Raum in grossen Beträgen an den gemessenen Spektren in Abzug kommen. Die statistischen Fehler der Anzahl Impulse pro Kanal sind in der Darstellung der Messergebnisse in den Figuren 5 bis 20 für je drei Kanäle, in der Mitte und an jedem Ende des Spektrums, eingezeichnet. Dieselben statistischen Messfehler finden ihren Niederschlag in den beigefügten Fehlern der Legendrepolynom-Koeffizienten der Tabelle und der Figur 21.

5. Ergebnisse

Auf die oben beschriebene Weise werden 16 Winkelverteilungen für die $O^{16}(n, n)O^{16}$-Streuung im Energiebereich von 2,00 bis 4,11 MeV (gemessen im Laborsystem) aufgenommen. Die Resultate sind als Punkte in den Figuren 5 bis 20 aufgetragen.

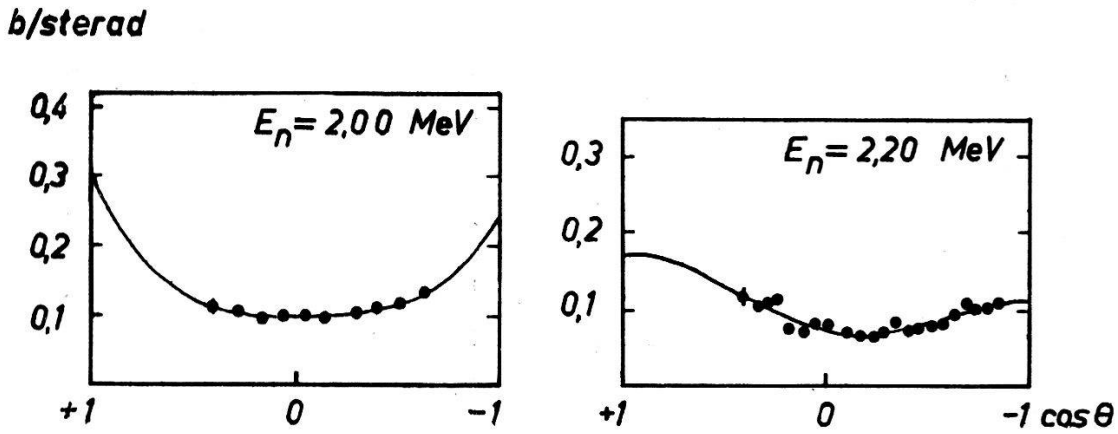

Fig. 5 und 6

Differentielle Streuquerschnitte bei $E_n = 2{,}00$ und 2,20 MeV.

Nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate wird durch die Punkte einer gemessenen Winkelverteilung eine Kurve von der Form

$$N(E) = C_1 + C_2 \cos\theta + C_3 \cos^2\theta + C_4 \cos^3\theta + C_5 \cos^4\theta$$

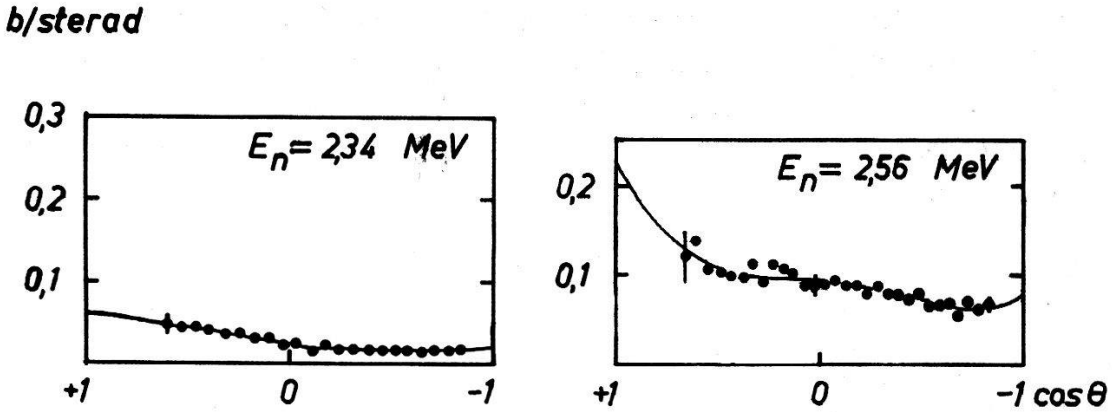

Fig. 7 und 8

Differentielle Streuquerschnitte bei E_n = 2,34 und 2,56 MeV.

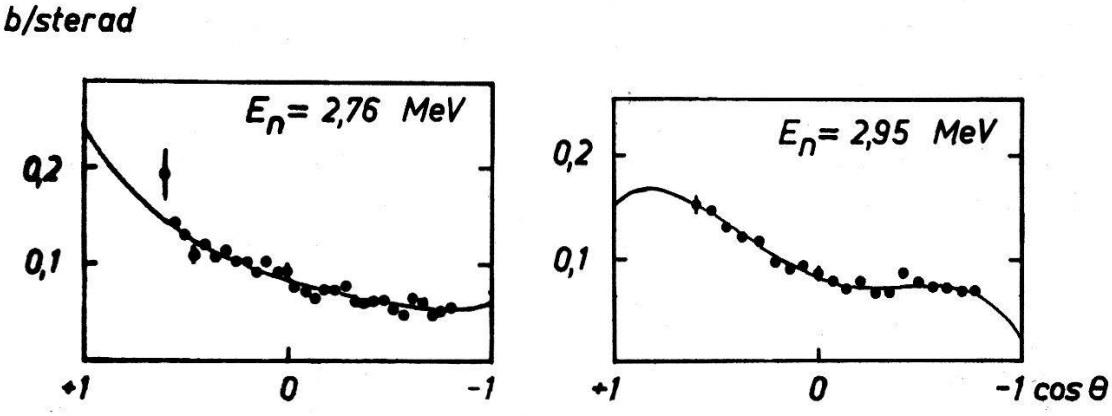

Fig. 9 und 10

Differentielle Streuquerschnitte für E_n = 2,76 und 2,95 MeV.

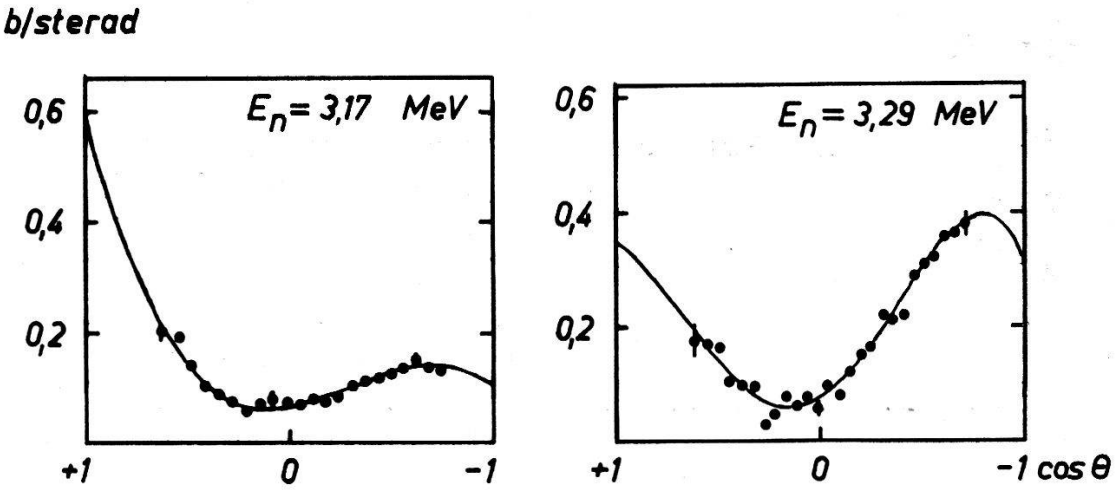

Fig. 11 und 12

Differentielle Streuquerschnitte für E_n = 3,17 und 3,29 MeV.

gelegt. Diese Rechnung wurde ermöglicht durch eine Programmierung für den Mercury-Ferranti Computer des CERN, die von DERADO und VAN DE WALLE stammt[25]). Die Besonderheit dieses Programmes liegt

darin, dass Messpunkte in beliebiger Verteilung im Winkelintervall verarbeitet werden können*).

Für die Darstellung von differentiellen Streuquerschnitten als Koeffizienten einer Entwicklung ist diejenige nach Legendrepolynomen physikalisch sinnvoller als die Potenzreihe, weil sich daraus die höchsten vor-

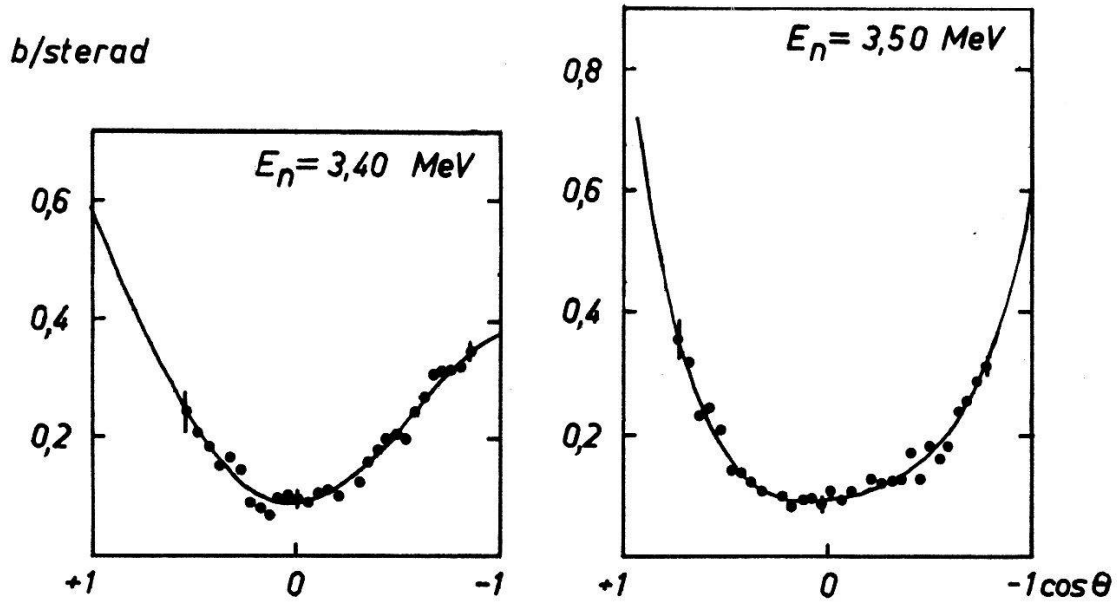

Fig. 13 und 14

Differentielle Streuquerschnitte für E_n = 3,40 und 3,50 MeV.

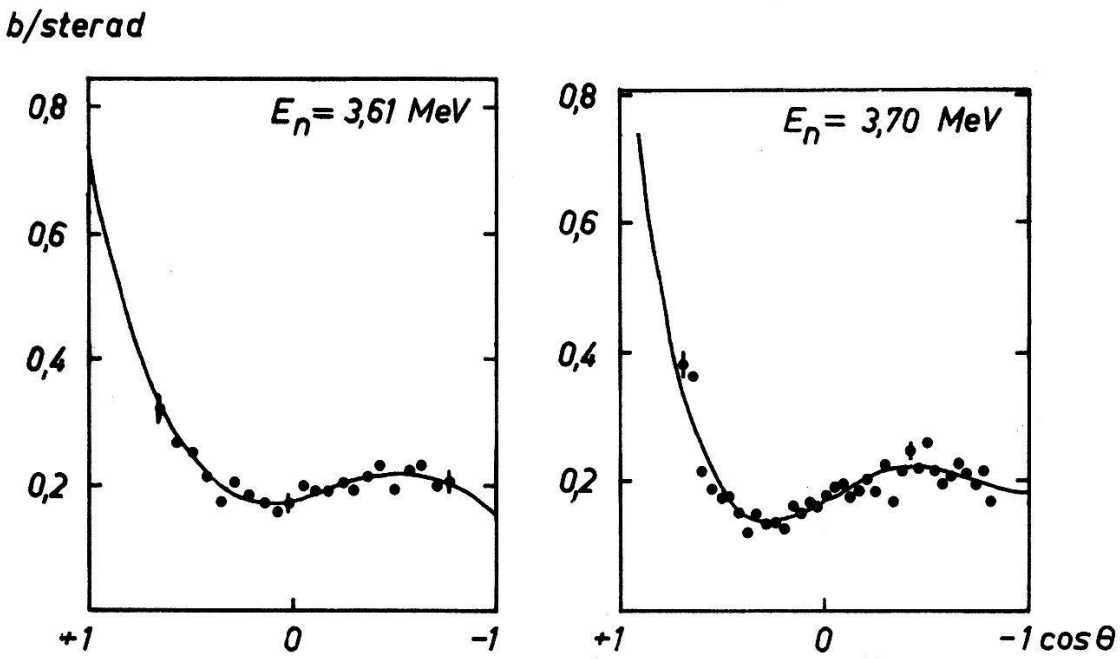

Fig. 15 und 16

Differentielle Streuquerschnitte für E_n = 3,61 und 3,70 MeV.

---

*) Den Herren Van de Walle und Derado sei auch an dieser Stelle für die Durchführung der Rechnungen am Computer herzlich gedankt.

kommenden Streuphasen sofort ersehen lassen. Für die Streuung an Spin-0-Kernen ist

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\, k^2 = \sum_{L=0}^{\infty} A_L\, P_L\,(\cos\theta) \quad \text{und} \quad \sigma_T\, k^2 = 4\,\pi\, A_0\,.$$

$k/2\,\pi$ bedeutet die reziproke de-Broglie-Wellenlänge des streuenden Neutrons im Schwerpunktsystem. Die Koeffizienten A_L der Legendreschen Polynomen 1. Art (Normierung $P_L(1) = 1$) sind Funktionen des Bahndrehimpulses, des totalen Drehimpulses und der zugehörigen Streuphasenwinkel[26]). Der höchste von Null verschiedene Koeffizient $A_{L_{\max}}$ steht mit dem höchsten an der Reaktion beteiligten Bahndrehimpuls $l_{\max}$ in folgendem Zusammenhang:

Für gerade L ist $l_{\max} = L_{\max}/2$ und
für ungerade L ist $l_{\max} = (L_{\max} + 1)/2$.

Die C_i der Potenzentwicklung lassen sich leicht in Legendrepolynomkoeffizienten überführen.

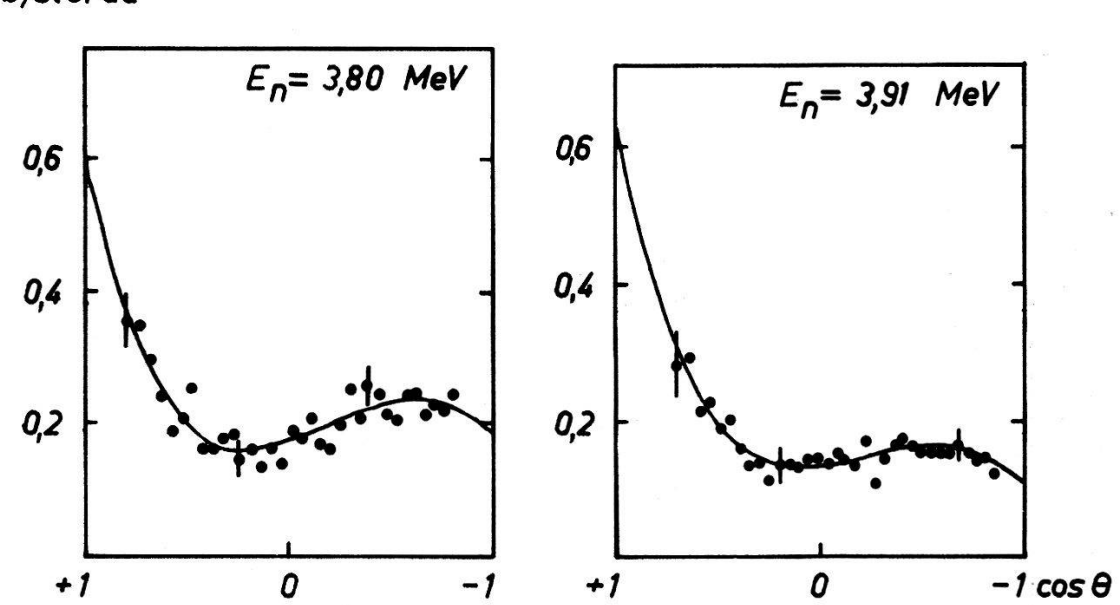

Fig. 17 und 18
Differentielle Streuquerschnitte für E_n = 3,80 und 3,91 MeV.

Die Darstellung der Messergebnisse ist in Form von A_L in der Tabelle und in Figur 21 ausgeführt. Die Darstellung als Legendrepolynom-Koeffizienten lässt erkennen, dass unterhalb 2,9 MeV A_3 und A_4 praktisch Null sind. Bis zu dieser Energie kann die Streuung durch nur drei Phasen beschrieben werden[27]). Oberhalb 3 MeV werden A_3 und A_4 von Null verschieden, so dass zur Phasenanalyse D-Phasen oder noch höhere herangezogen werden müssen. Einen Hinweis auf die Anwesenheit von

F-Phasen oberhalb 3,2 MeV bieten die Fehlergrenzen der A_L. Oberhalb dieser Energie sind die Fehler der A_L wesentlich grösser als unterhalb, obwohl die statistischen Fehler der Messpunkte praktisch gleich geblieben sind.

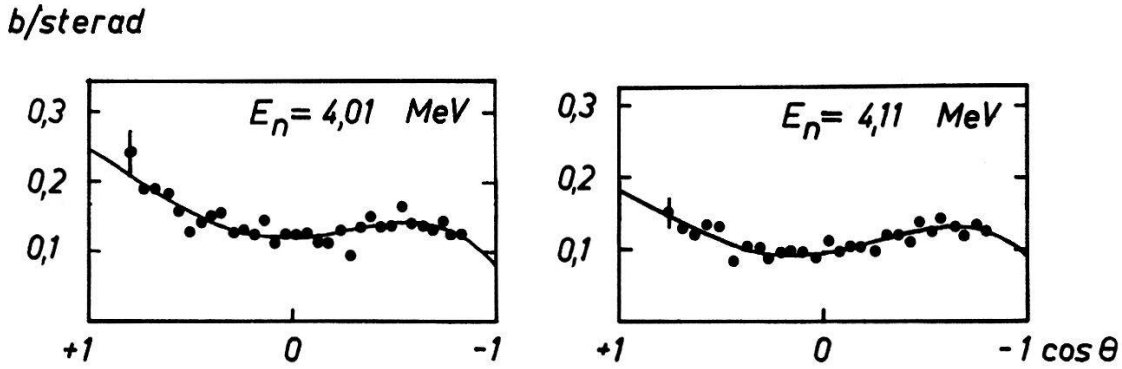

Fig. 19 und 20

Differentielle Streuquerschnitte für E_n = 4,01 und 4,11 MeV.

Tabelle

Legendre Polynom Koeffizienten der differentiellen Streuquerschnitte von Neutronen am Sauerstoff-16 zwischen 2,00 und 4,11 MeV Neutronenenergie.

E_n (MeV)	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4
2,00 ± 0,010	1,06 ± 0,05	0,16 ± 0,96	0,81 ± 1,31	0,12 ± 0,62	0,21 ± 0,51
2,20 ± 0,012	0,91 ± 0,02	0,36 ± 0,84	0,43 ± 0,72	−0,86 ± 0,55	−0,16 ± 0,28
2,34 ± 0,025	0,26 ± 0,02	0,25 ± 0,17	0,10 ± 0,16	−0,04 ± 0,10	−0,01 ± 0,06
2,56 ± 0,042	1,04 ± 0,01	0,60 ± 0,14	0,33 ± 0,51	0,20 ± 0,26	0,23 ± 0,19
2,76 ± 0,043	1,19 ± 0,03	0,98 ± 0,13	0,51 ± 0,57	0,14 ± 0,26	0,09 ± 0,21
2,95 ± 0,051	1,22 ± 0,03	0,83 ± 0,12	2,05 ± 0,57	0,00 ± 0,22	0,37 ± 0,21
3,17 ± 0,035	2,10 ± 0,32	1,79 ± 0,12	2,54 ± 0,75	1,76 ± 0,23	0,04 ± 0,27
3,29 ± 0,038	3,33 ± 0,11	−1,01 ± 0,88	3,2 ± 2,3	1,33 ± 0,58	−1,55 ± 0,86
3,40 ± 0,025	3,45 ± 0,05	0,84 ± 1,39	4,0 ± 1,7	0,76 ± 0,88	−0,55 ± 0,62
3,50 ± 0,048	3,55 ± 0,05	1,02 ± 0,59	5,6 ± 1,2	1,10 ± 0,32	1,65 ± 0,43
3,61 ± 0,042	3,70 ± 0,05	2,37 ± 0,82	2,5 ± 1,5	2,20 ± 0,50	0,26 ± 0,55
3,70 ± 0,048	3,80 ± 0,20	2,86 ± 0,74	3,7 ± 1,2	3,86 ± 0,44	1,33 ± 0,41
3,80 ± 0,048	3,70 ± 1,2	1,39 ± 0,68	2,3 ± 1,2	2,12 ± 0,38	0,24 ± 0,41
3,91 ± 0,036	2,95 ± 0,10	2,35 ± 0,71	2,2 ± 1,1	2,06 ± 0,42	0,34 ± 0,36
4,01 ± 0,040	2,65 ± 0,15	0,83 ± 0,53	0,7 ± 1,1	0,58 ± 0,30	−0,46 ± 0,36
4,11 ± 0,044	1,50 ± 0,30	0,22 ± 0,47	0,44 ± 0,67	0,58 ± 0,27	−0,21 ± 0,23

Ein Vergleich der vorliegenden Winkelverteilungen mit den früheren Messungen[8]) zeigt, dass im wesentlichen dieselben Verteilungen gefunden wurden mit Ausnahme der Streuung in Vorwärtsrichtung, die bei den älteren Messungen einen grösseren Anteil ausmachen. Dies ist dadurch zu verstehen, dass die vorliegenden Messungen eine Korrektur für die Streuneutronen aus dem Raum enthalten.

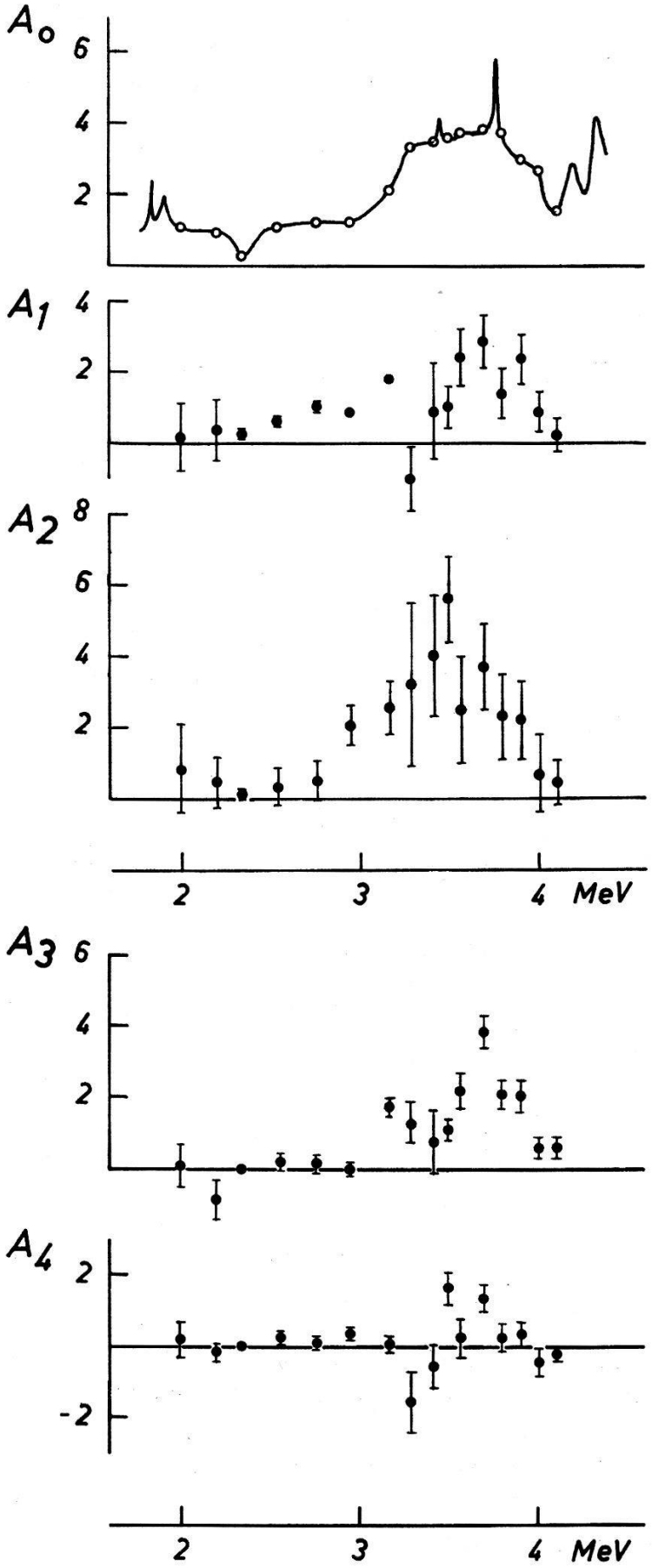

Fig. 21
Differentielle Streuquerschnitte von Neutronen am Sauerstoff-16 in Form von Legendrepolynom-Koeffizienten als Funktion der Neutronenenergie.

Bei 3,51 und 4,05 lassen sich die gemessenen differentiellen Streuquerschnitte mit denjenigen von BOSTROM *et al.* vergleichen[8a]). Die Übereinstimmung ist befriedigend.

Herrn Prof. Dr. E. BAUMGARTNER sind wir für viele wertvolle Diskussionen und Hinweise zu Dank verpflichtet.

Die vorliegende experimentelle Arbeit wurde ermöglicht dank einem Entgegenkommen von Seiten der REAKTOR AG., Würenlingen, und mit finanzieller Unterstützung durch die Schweizerische Kommission für Atomforschung.

Literaturverzeichnis

1) P. HUBER und J. SEITZ, Helv. Phys. Acta *28*, 227 (1955).
2) D. J. HUGHES und R. B. SCHWARTZ, Neutron Cross Sections, BNL-325 (1958).
3) R. B. WALTON, J. D. CLEMENT und F. BORELI, Phys. Rev. *107*, 1065 (1957).
4) R. RICAMO und W. ZUENTI, Helv. Phys. Acta *24*, 419 (1951).
5) C. K. BOCKELMAN, D. W. MILLER, R. K. ADAIR und H. H. BARSCHALL, Phys. Rev. *84*, 69 (1951).
6) A. OKASAKI, Phys. Rev. *99*, 55 (1955).
7) D. B. FOSSAN, R. L. WALTER, W. E. WILSON und H. H. BARSCHALL, Phys. Rev. *123*, 209 (1961).
8) E. BALDINGER, P. HUBER und W. G. PROCTOR, Helv. Phys. Acta *25*, 142 (1952).
8a) N. A. BOSTROM, I. L. MORGAN, J. T. PRUD'HOMME und A. R. SATTAR, WADC Technical Report 57–446 (1957).
9) J. L. FOWLER und H. O. COHN, Phys. Rev. *109*, 89 (1958).
10) E. BALDINGER, P. HUBER und H. STAUB, Helv. Phys. Acta *11*, 245 (1938).
11) H. H. BARSCHALL und M. H. KANNER, Phys. Rev. *58*, 590 (1940).
12) R. K. ADAIR, Phys. Rev. *92*, 1491 (1953).
13) J. L. FOWLER und C. H. JOHNSON, Phys. Rev. *98*, 728 (1955).
14) C. P. SIKKEMA, Thesis Groningen 1958.
15) R. W. P. DREVER, A. MOLJK und S. C. CURRAN, Nucl. Instr. *1*, 41 (1957).
16) W. STETTER und W. BOTHE, Zs. f. Naturf. *6A*, 61 (1951).
17) H. R. STRIEBEL und P. HUBER, Helv. Phys. Acta *30*, 67 (1957).
18) B. B. ROSSI und H. H. STAUB, Ionisation Chambers and Counters, McGraw-Hill 1949.
19) T. H. R. SKYRME, P. R. TUNICLIFFE und A. G. WARD, Rev. Sci. Instr. *23*, 204 (1952).
20) L. C. BIEDENHARN, H. B. WILLARD, P. HUBER und E. BAUMGARTNER, in: Fast Neutron Physics, Part II, Interscience Publishers, New York, im Druck.
21) H. BICHSEL, W. HAELG, P. HUBER und A. STEBLER, Helv. Phys. Acta *25*, 119 (1952).
22) E. BAUMGARTNER und P. HUBER, Helv. Phys. Acta *26*, 545 (1953).
23) J. L. FOWLER und J. E. BROLLEY, Rev. Mod. Phys. *28*, 103 (1952).
24) P. M. S. BLACKETT und D. S. LEES, Proc. Royal Soc. *134A*, 658 (1952).
25) J. DERADO und R. VAN DE WALLE, CERN-Report 60–21 (1960).
26) J. M. BLATT und L. C. BIEDENHARN, Rev. Mod. Phys. *24*, 258 (1952).
27) P. HUBER und W. HUNZINGER, Helv. Phys. Acta *33*, 570 (1960).