

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta

**Band:** 28 (1955)

**Heft:** I

**Artikel:** Elastische Streuung von Neutronen an Kohlenstoff im Energiegebiet  
1,92 MeV bis 3,84 MeV

**Autor:** Budde, R. / Huber, P.

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-112600>

### **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:** 19.11.2024

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

# Elastische Streuung von Neutronen an Kohlenstoff im Energiegebiet 1,92 MeV bis 3,84 MeV

von R. Budde\*) und P. Huber, Basel.

(13. I. 1955.)

*Summary:* The relative differential cross-section for elastic scattering of neutrons by carbon has been measured by means of an ionization chamber for neutrons of energy 1,92 MeV to 3,84 MeV. A phase analysis demonstrates the existence of three energy levels in the compound nucleus  $C^{13}$ , two of the  $D_{3/2}$ -type and one for which  $l > 1$ . At a deuteron energy of 600 keV and at an angle of neutron emission of  $45^\circ$  relative to the direction of the incident deuterons, the degree of polarization of the neutrons is  $(18 \pm 7)\%$ . The spin orientation of the polarized neutrons is parallel to the vector  $[\vec{v}_n, \vec{v}_d]$ . When  $CS_2$  vapor was employed as a gas in the ionization chamber, three groups of  $\alpha$ -particles were observed, corresponding to the reaction  $S^{32}(n, \alpha)Si^{29}$  leading to the ground state and the first two excited states of  $Si^{29}$ .

## 1. Einleitung.

Die Kenntnis der Energieniveaus der leichten Kerne ist von grosser Bedeutung, weil sich die Leistungsfähigkeit eines Ansatzes für die Kernkräfte oft durch die Berechnung dieser angeregten Zustände prüfen lässt. Die Lage der Niveaus ist bei vielen leichten Kernen schon recht genau bekannt, die Angaben über den Gesamtdrehimpuls und die Parität dieser Zustände sind jedoch noch sehr lückenhaft. Zur Untersuchung dieser letzteren Daten eignen sich besonders Streuexperimente. Die Streuung von Neutronen hat den Vorteil, dass die Coulomb-Streuung wegfällt. Die Auswertung von Streumessungen mit schnellen Neutronen gestaltet sich besonders einfach, wenn der streuende Kern den Spin 0 hat. Handelt es sich um Kerne, die leicht im gasförmigen Zustand untersucht werden können, so ist eine weitere Vereinfachung durch die Wahl einer für Gase geeigneten Messmethode möglich<sup>1)</sup>. Der Kohlenstoffkern ist nach dem schon öfters untersuchten Helium der leichteste Kern, der Spin 0 hat und von dem gut darstellbare gasförmige Verbindungen existieren. Man bekommt so durch Streuexperimente mit Neutronen Auskunft über die Niveaus des Zwischenkerns  $C^{13}$ , der beim Streu-

\*) Jetzige Adresse: CERN, Laboratory Group, Genf.

prozess vorübergehend gebildet wird. Die Kenntnis dieser Niveaus ist auch noch von Bedeutung, wenn man Kohlenstoff als Polarisator oder Analysator für Neutronen verwenden will<sup>2)3)</sup>. Sobald die Streuphasen bekannt sind, lässt sich daraus das Verhalten des Kohlenstoffs als Polarisator und Analysator angeben.

## 2. Apparatur und Messmethode.

**2.1. Neutronenquelle.** Als Neutronenquelle wurde die (d,d)-Reaktion verwendet. Genaue Angaben über den Neutronengenerator\*) finden sich in einer früheren Arbeit<sup>2)</sup>. Ergänzend sind noch zwei kleine Verbesserungen zu erwähnen. Die Hochfrequenzquelle liefert ausser den  $D^+$ -Ionen noch einen kleinen Anteil von  $D_2^+$ -Ionen. Diese werden vom Magneten weniger stark abgelenkt und fallen auf eine Blende. Durch das dauernde Auftreffen von Ionen auf dieser Blende entsteht mit der Zeit ein Target, von dem ein störender Neutronenstrom ausgeht. Wir haben nun über dem Ablenkmagneten eine Blende aus dünnem Wolframblech angebracht. In den einzelnen Nachbeschleunigungszyklindern sind zur Ablenkung etwa entstehender Sekundärelektronen kleine Permanentmagnete eingebaut<sup>4)</sup>. Durch diese Magnete wird auch der Ionenstrahl etwas aufgespalten, und zwar beträgt bei 500 kV Beschleunigungsspannung die Distanz zwischen  $D^+$ - und  $D_2^+$ -Ionenstrahl oberhalb des Ablenkmagneten etwa 5 mm. Die Wolframblende lässt sich nun so justieren, dass der grösste Teil der  $D_2^+$ -Ionen auf die Blende trifft. Durch die entstehende Wärme wird die sich bildende Target wieder ausgeheizt.

Die zweite Verbesserung betrifft die Eistarget. Das Targetblech wurde mit Hilfe einer Umwälzpumpe von unten dauernd mit flüssiger Luft gespült. Mit dieser forcierten Kühlung konnten wir bei dünner Target mit Stromdichten von etwa  $100 \mu A$  pro  $cm^2$  Targetfläche arbeiten. Dadurch liess sich das kontinuierliche Aufdampfen von  $D_2O$  vermeiden. Ein Widerstandsthermometer, das in die Rückleitung von der Target zur Umwälzpumpe eingebaut wurde, sorgt über ein Relais dafür, dass bei Ausbleiben der Kühlung die Hochspannung abgestellt wird. Die Verwendung einer Umwälzpumpe ermöglicht es weiter, das Vorratsgefäss für flüssige Luft in einer genügend grossen Distanz von der Target anzubringen. Dadurch lässt sich das Material um die Target, von dem Streuneutronen ausgehen, wesentlich verringern.

Die Bestimmung der Breite des Neutronenspektrums erfolgte in gewohnter Weise durch Intensitätsvergleich der Neutronen aus der

\*) Geliefert von der Firma E. Haefely & Cie AG., Basel.

verwendeten dünnen Target mit denen aus einer dicken Target; als Neutronenzähler dienten durchweg HORNÝAK-Detektoren<sup>5)</sup>. Um bei den Messungen sicher zu sein, dass die Neutronen weitgehend aus der aufgedampften dünnen Target stammen, wurde die Cu-Unterlage für die Eistarget jeweils nach einigen Betriebsstunden abgeschabt und damit die durch das Ionenbombardement gebildete Deuteriumtarget entfernt. Die in 50 cm Abstand von der Target und einem Winkel von  $0^\circ$  zum Deuteronenstrahl gemessene Neutronenintensität betrug bei geschabter Target einige Promille der Intensität aus einer dicken Target. Durch diese Messung wurden auch Neutronen erfasst, die an Blenden entstehen, sowie noch durch restliche  $D_2^+$ -Ionen erzeugte Neutronen und gestreute Neutronen. Bei allen Untersuchungen betrug die Distanz zwischen Target und Ionisationskammer höchstens 50 cm.

Die Messungen haben wir zwischen 2,95 MeV und 3,84 MeV unter  $0^\circ$  zum Deuteronenstrahl vorgenommen. Für kleinere Neutronenenergien variierten wir den Winkel.

*2.2. Messmethode.* Die Messung der Winkelverteilung der durch einen Kern gestreuten Neutronen lässt sich einmal durch die direkte Zählung der Streuneutronen durchführen, die vom Streukörper ausgehen. Sind die zu untersuchenden Kerne leicht gasförmig darstellbar, so bietet sich noch eine zweite Möglichkeit, die auf der Energiemessung der beim Streuprozess entstehenden Rückstoskerne beruht<sup>6)7)</sup>. In der von uns verwendeten Form wurde sie in einer früheren Arbeit beschrieben<sup>1)</sup>. Die Gründe, die uns zur Wahl dieser Methode führten, sollen im folgenden kurz diskutiert werden.

Der Vorteil der Messung einer Winkelverteilung durch die Registrierung der Rückstoskerne mit Ionisationskammer und Impulsspektrograph liegt darin, dass man von Intensitätsschwankungen der Neutronenquelle unabhängig wird. Bei der Bestrahlung der Kammer mit Neutronen bekommt man in einer Messung die gesamte Winkelverteilung. Man muss also nicht zeitlich nacheinander vorgenommene Messungen miteinander vergleichen. Zudem ist es nicht mehr notwendig, einen Neutronenstrahl auszublenden, denn die Ionisationskammer registriert nur die Neutronen, die in der Kammer gestreut werden. Der gesamte Aufwand ist deshalb wesentlich geringer, ein Vorteil, der vor allem ins Gewicht fällt, wenn mit einer Neutronenquelle gleichzeitig noch andere Untersuchungen durchgeführt werden sollen.

Die Intensität der nicht aus der Target stammenden Neutronen muss klein gehalten werden, da durch sie die Winkelverteilung verzerrt wird. Wir haben diesen Effekt der indirekten Neutronen unter-

sucht, indem wir die Ionisationskammer mit einem Eisenstab von 3 cm Durchmesser und 40 cm Länge gegen die direkten Neutronen aus der Target abschirmten. Es ergab sich, dass durch den Neutronenuntergrund in den untersten Kanälen des Impulsspektrographen eine Korrektur von einigen Prozent erforderlich ist.

Die Ionisationskammermethode ist allerdings nur dann anwendbar, wenn man sicher sein kann, dass die registrierten Impulse nur von Rückstosskernen herrühren und dass der Streuprozess elastisch ist. Dass beim Kohlenstoff bei den Neutronenenergien, mit denen wir arbeiteten, noch keine Reaktionen auftreten, folgt aus den hohen  $Q$ -Werten für die möglichen Reaktionen. Der Querschnitt für inelastische Streuung ist für 2,5-MeV-Neutronen kleiner als 6 mb<sup>8)</sup>, für Neutronen mit einer Energie zwischen 3,2 MeV und 4,1 MeV ist er wahrscheinlich sehr klein. Die Autoren geben hierfür  $(80 \pm 100)$  mb an<sup>9)</sup>. Die Streuung darf also bei den von uns verwendeten Neutronenenergien wohl als elastisch aufgefasst werden.

Weiter muss die Arbeit pro Ionenpaar für die Rückstosskerne von der Rückstossenergie unabhängig sein. Aus den bekannten Daten, besonders für  $\alpha$ -Teilchen, scheint uns das hinreichend der Fall zu sein. In dem Energieintervall zwischen 540 keV und 1080 keV Rückstossenergie konnten wir diese Annahme bestätigen. Es wird darauf weiter unten noch näher eingegangen. Endlich sind der Ionisationskammermethode noch durch den Untergrund des Verstärkers Grenzen gesetzt, da das Verhältnis von Signal zu Untergrund nicht zu klein werden darf<sup>1)10)</sup>.

### 3. Messung der Winkelverteilungen.

Da die zu untersuchenden Kerne im gasförmigen Zustand vorliegen müssen, ist die Verwendung von Kohlenstoffverbindungen notwendig, das heisst, das Streugas enthält ausser Kohlenstoff noch andere Kerne. Sind diese schwerer als Kohlenstoff, so überdeckt die Energieverteilung ihrer Rückstosskerne nur einen Teil der Verteilung der Kohlenstoffkerne. In dieser Hinsicht wäre CS<sub>2</sub> brauchbar. Wegen der Rückstosskerne des Schwefels erhält man auf diese Weise allerdings nur etwa 60% der Winkelverteilung. Weiter besteht die Möglichkeit, die Streuung am Kohlenstoff als Differenz der Streuung an zwei gasförmigen Verbindungen zu messen, von denen die eine den Kohlenstoff enthält.

*3.1. Frühere Messungen. Einfluss der Reaktionen am Schwefel.*  
Wegen der geringen Genauigkeit einer Differenzmessung wurden erste Messungen mit CS<sub>2</sub> ausgeführt, die zu der Analyse der Streu-

phasen benutzt wurden<sup>11)12)</sup>. Bei dieser Phasenanalyse war die Einführung einer  $F_{5/2}$ -Phase notwendig, da die Winkelverteilungen nur so dargestellt werden konnten. Ob die dadurch nahegelegte  $F_{5/2}$ -Resonanz bei höheren Neutronenenergien tatsächlich existierte, konnte damals wegen des Fehlens von Messungen des totalen Streuquerschnitts oberhalb 3,8 MeV Neutronenenergie nicht entschieden werden. Eine Wiederholung aller Messungen ergab trotz verbesserter Genauigkeit im wesentlichen dieselben Energieverteilungen der Rückstoskerne. Es stellte sich dann heraus, dass die Unsymmetrie der Winkelverteilungen durch die (n,p)-Reaktion am Schwefel bewirkt wurde. Wegen des grossen Randeffektes für Protonen fallen die Protonenimpulse in das Gebiet der Impulse der Rückstoskerne. Der Wirkungsquerschnitt für die (n,p)-Reaktion am Schwefel ist schon so gross<sup>13-15)</sup>, dass durch die Protonen die Verteilungen der Rückstoskerne verzerrt werden.

Bei der Untersuchung des Einflusses der Reaktionen am Schwefel ergab sich noch ein unerwartetes Resultat, das mit der Messung der Winkelverteilungen nicht in Zusammenhang steht, hier aber doch erwähnt werden soll. HÜRLIMANN und HUBER<sup>15)</sup> konnten zeigen, dass bei der (n, $\alpha$ )-Reaktion am Schwefel zwei Gruppen von  $\alpha$ -Teilchen entstehen. Bei der Emission der Gruppe mit der niedrigeren Energie bleibt der Endkern  $\text{Si}^{29}$  in einem Niveau 1,28 MeV über dem Grundzustand zurück. Wir fanden in unserem Impulsspektrogramm nun noch eine weitere Gruppe von  $\alpha$ -Teilchen. Diese entsteht durch einen Übergang vom Zwischenkern  $\text{S}^{33}$  in ein Niveau des  $\text{Si}^{29}$ -Kerns, das 2,03 MeV über dem Grundzustand liegt. Beide Gruppen liegen oberhalb der Energieverteilung der Rückstoskerne. Figur 1 zeigt ein Impulsspektrogramm mit den drei  $\alpha$ -Teilchengruppen. Bei jeder Gruppe ist die Energie  $E_r$  der Endprodukte der Reaktion, also von  $\alpha$ -Teilchen und Siliziumkern, angegeben. Die Pfeile bei den beiden Maxima, die den  $\alpha$ -Gruppen mit niedrigerer Energie entsprechen, geben den Ort an, wo diese Gruppen im Impulsspektrogramm erscheinen sollten, wenn die stärkste Gruppe, die in den Grundzustand von  $\text{Si}^{29}$  führt, bei dem entsprechenden Pfeil angenommen wird. Die Lage der Pfeile wurde aus dem Niveauschema des  $\text{Si}^{29}$  bestimmt<sup>16)</sup>. Dass die beiden schwächeren Gruppen etwas nach tieferen Energien verschoben erscheinen, lässt sich verstehen, wenn die Arbeit pro Ionenpaar für den Siliziumkern nach kleineren Energien ansteigt. Erstaunlich ist die noch relativ grosse Intensität der dritten  $\alpha$ -Gruppe. Messungen über das Verzweigungsverhältnis haben wir jedoch nicht durchgeführt. HÜRLIMANN und HUBER konnten diese Gruppe nicht bemerken, da sie bei ihren Mes-

sungen durch die Protonen der (n,p)-Reaktion am Schwefel überdeckt wurde. Bei unseren Untersuchungen war wegen der kleineren Dimensionen der Ionisationskammer und des niedrigeren Druckes die Reichweite der Protonen grösser als die Kammerdimensionen, so dass im Impulsspektrogramm die Protonengruppe verwaschen und nach niedrigeren Energien verschoben wurde.

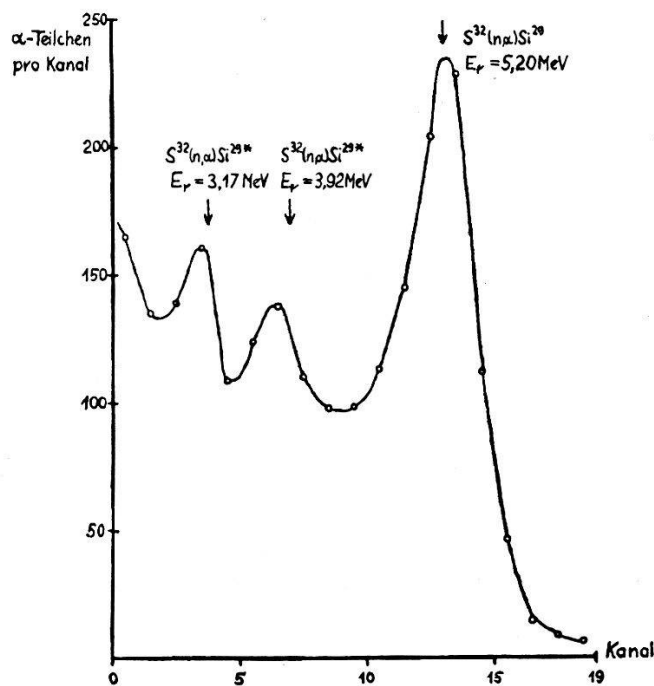


Fig. 1.

$\alpha$ -Teilchen-Gruppen der Reaktion  $S^{32}(n, \alpha)Si^{29}$  bei 3,67 MeV Neutronenenergie. Näheres siehe Seite 53.

**3.2. Die Differenzmethode.** Aus dem angeführten Grund sahen wir uns nun veranlasst, die Winkelverteilung am Kohlenstoff mit einer Differenzmethode zu messen. Es wurden die Gase  $CO_2$  und  $O_2$  benützt, da die Energieverteilungen der Sauerstoffrückstosskerne bereits eingehend studiert wurden<sup>1)</sup>. Die Verwendung von Kohlenwasserstoffen ist ungünstig, weil der Streuquerschnitt von Wasserstoff grösser ist als der des Sauerstoffs.

Die Messung der Winkelverteilungen haben wir mit einer früher angegebenen Anordnung<sup>1)</sup> unter Verwendung der dort beschriebenen Ionisationskammer durchgeführt. Das Sättigungsdefizit konnte durch Füllung der Kammer mit nur 0,5 ata sehr klein gehalten werden. Der Randeffekt der Rückstosskerne machte sich bei diesem Druck noch nicht störend bemerkbar. Dies wurde durch Variation von Fülldruck und Kammeranspannung festgestellt. Den Gesamtuntergrund bei Bestrahlung der Kammer mit Neutronen bestimm-

ten wir aus der Breite der Gauss-Verteilung, die durch  $\delta$ -Stöße (Eichimpulse) auf den Eingang des Verstärkers im Impulsspektrogramm entsteht. Die Halbwertsbreite dieser Verteilung betrug 65 keV in  $O_2$  und 75 keV in  $CO_2$ . Dies ist zu vergleichen mit einer Maximalenergie der Kohlenstoffrückstosskerne von 850 keV bei 3,0 MeV Neutronenenergie.

Bei gleichem Druck und gleicher Temperatur der Füllgase  $CO_2$  und  $O_2$  in der Ionisationskammer müssen für eine Differenzmessung noch die Neutronenintensitäten miteinander verglichen werden, mit denen die Kammer bei der Messung von  $CO_2$  und  $O_2$  bestrahlt wurde. Dies geschah mit einem HORNYAK-Detektor<sup>5)</sup>, dessen Konstanz wir vor und nach jeder Einzelmessung mit einer Ra-Be-Neutronenquelle kontrolliert haben. Damit können dann die beiden Winkelverteilungen, von denen die Differenz zu bilden ist, auf gleiche Neutronenzahlen normiert werden.

Nun ist noch bei der Differenzbildung darauf zu achten, dass die Arbeit pro Ionenpaar  $W$  in  $CO_2$  und  $O_2$  verschieden ist. Für Po- $\alpha$ -Teilchen ergibt sich ein Verhältnis der Arbeit pro Ionenpaar<sup>17)</sup> in  $O_2$  und  $CO_2$

$$\frac{W_{O_2}}{W_{CO_2}} = 0,96 \pm 0,01,$$

für Pu<sup>239</sup>- $\alpha$ -Teilchen<sup>18)</sup> ein Verhältnis

$$\frac{W_{O_2}}{W_{CO_2}} = 0,94 \pm 0,01.$$

Nimmt man zunächst für Rückstosskerne dasselbe Verhältnis an, so bedeutet  $W_{CO_2} > W_{O_2}$ , dass im Energiemaßstab einer Sauerstoff-Winkelverteilung die Winkelverteilung, die in  $CO_2$  gemessen wurde, um etwa 5% zusammengedrängt erscheint. Es sind also die Sauerstoffrückstosskerne der  $CO_2$ -Verteilung jeweils um etwa 5% nach tieferen Energien verschoben gegenüber den Rückstosskernen der  $O_2$ -Verteilung. Die Differenz darf erst gebildet werden, wenn dieser Effekt korrigiert ist. Die Verhältnisse sind aus Figur 2 zu ersehen. Man erkennt in der  $CO_2$ -Verteilung deutlich den Abfall, wo die Rückstosskerne des Sauerstoffs aufhören. Nach der Korrektur muss dieser Abfall in der  $O_2$ - und der  $CO_2$ -Verteilung an derselben Stelle liegen. Es zeigte sich nun, dass eine Korrektur von 5% nicht genügte, um dies zu erreichen. Wir haben deshalb bei jeder Neutronenenergie so korrigiert, dass die  $O_2$ -Verteilungen in  $CO_2$  und  $O_2$  sich deckten. Diese Verschiebungskorrekturen variierten dabei zwischen 8% und 15%. Dass eine Korrektur von 5% nicht ausreicht, lässt auf eine leichte Ladungsabhängigkeit der Arbeit pro Ionenpaar schliessen.



Dass in  $\text{CO}_2$  die Arbeit pro Ionenpaar für Sauerstoffrückstoskerne grösser ist als für Kohlenstoffrückstoskerne, ergibt sich auch schon direkt aus der  $\text{CO}_2$ -Verteilung. Bei gleicher Arbeit pro Ionenpaar müsste, entsprechend dem Massenverhältnis von Sauerstoff und Kohlenstoff, der Abfall der  $\text{O}_2$ -Verteilung näher an dem Abfall der C-Verteilung liegen.

Zur Interpretation der Winkelverteilungen muss nun noch bekannt sein, an welcher Stelle im Impulsspektrogramm die Rückstoskerne des Kohlenstoffs mit maximaler Energie liegen, das heisst, welcher Ort  $\cos \vartheta = -1$  entspricht ( $\vartheta$  = Streuwinkel der Neutronen

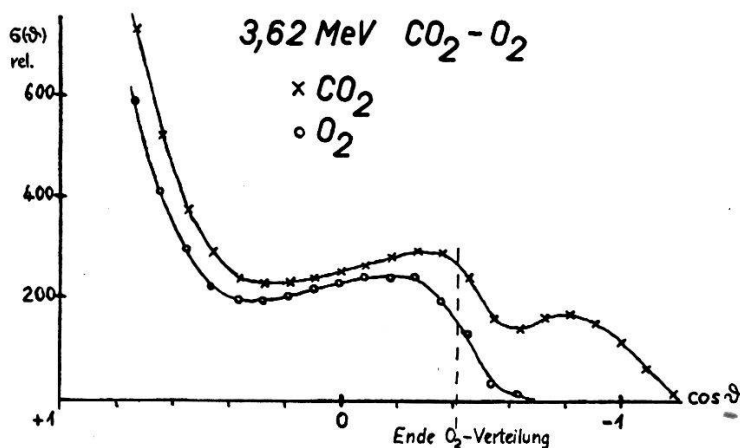
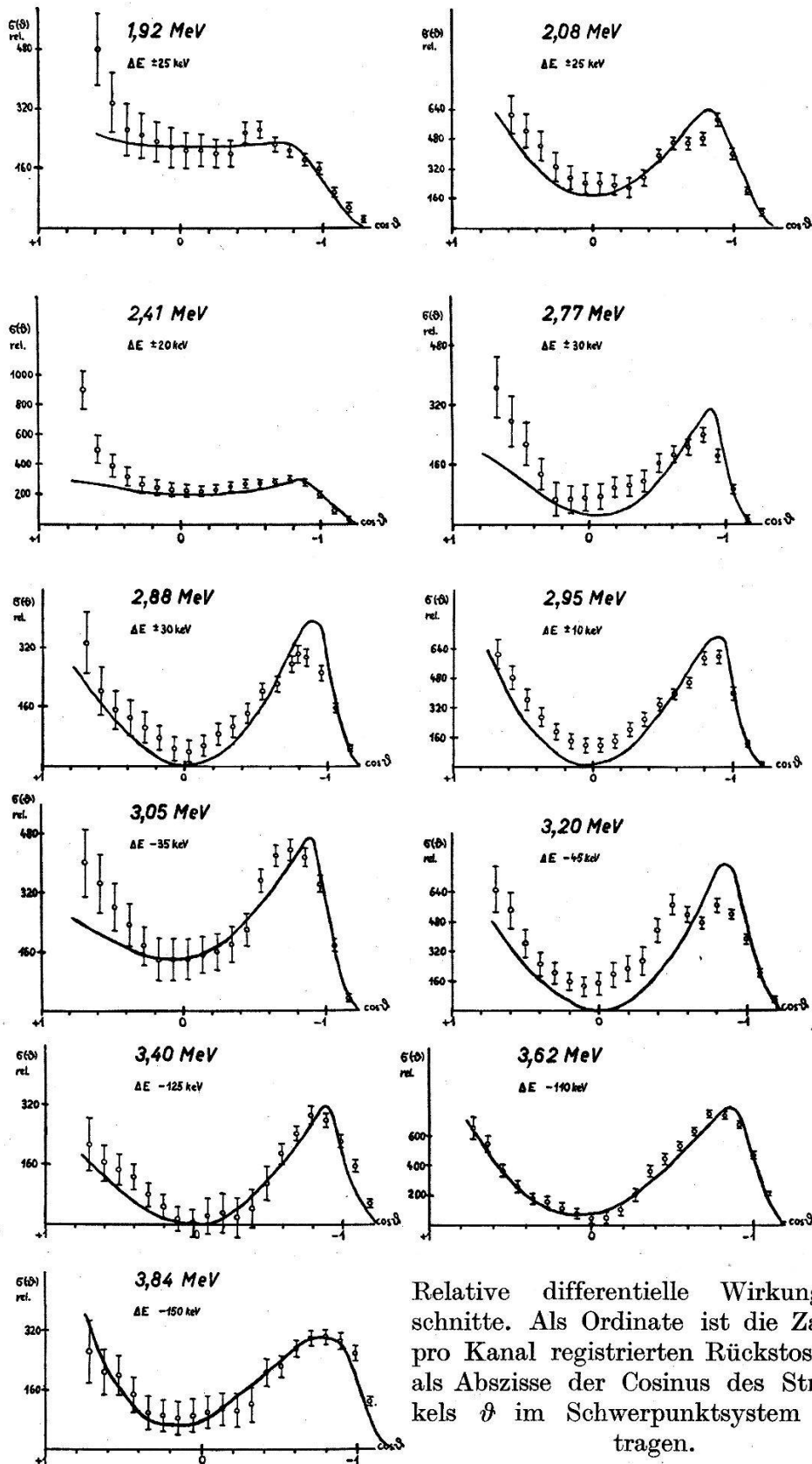


Fig. 2.

Winkelverteilungen in  $\text{CO}_2$  und  $\text{O}_2$  nach Anbringen der Verschiebungskorrektur.  
 Ordinate = Anzahl der pro Kanal registrierten Rückstoskerne,  
 Abszisse = Cosinus des Streuwinkels  $\vartheta$ .

im Schwerpunktsystem). Dies lässt sich angeben, wenn bei einer Neutronenenergie unter Verwendung der gemessenen Winkelverteilung die Streuphasen näherungsweise gefunden werden können. Durch Vergleich der aus den Streuphasen berechneten Winkelverteilung mit dem Experiment ist die Stelle, an der in der gemessenen Verteilung  $\cos \vartheta = -1$  ist, festgelegt. Bei der Resonanz, die im totalen Streuquerschnitt des Kohlenstoffs bei 2,95 MeV Neutronenenergie auftritt, ist nun das Aufsuchen von Näherungswerten für die Streuphasen nicht schwierig. Die daraus folgende Winkelverteilung haben wir benützt, um in der experimentellen Verteilung  $\cos \vartheta = -1$  festzulegen. Damit lässt sich aus den bekannten Beziehungen zwischen Neutronenenergie und Maximalenergie der Rückstoskerne für jede weitere Neutronenenergie angeben, wo in der entsprechenden Verteilung der Rückstoskerne  $\cos \vartheta = -1$  ist. Jede Differenz zwischen den so errechneten und den beobachteten Werten würde zeigen, dass die Arbeit pro Ionenpaar der Rückstoskerne von ihrer Energie abhängt. Derartige Abweichungen konnten



Relative differentielle Wirkungsquerschnitte. Als Ordinate ist die Zahl der pro Kanal registrierten Rückstosskerne, als Abszisse der Cosinus des Streuwinkels  $\vartheta$  im Schwerpunktsystem aufgetragen.

Fig. 3.

o = Messwerte, glatte Kurven = gerechnete Werte.  $\Delta E$  = Breite des Neutronenspektrums. Energieangaben im Lab.-System.

nicht bemerkt werden, wie dies aus Figur 3 ersichtlich ist. Die Arbeit pro Ionenpaar für C-Rückstoskerne ist also in dem betrachteten Energieintervall zwischen 540 keV und 1080 keV Rückstossenergie auf besser als 5% konstant. Es ist deshalb wohl anzunehmen, dass grössere Abweichungen, falls überhaupt, dann erst bei so kleinen Energien der Rückstoskerne auftreten, die schon dem Untergrund der Anordnung entsprechen.

**3.3. Resultate.** Die Resultate sind in Figur 3 dargestellt. Die Abszisse ist der Cosinus des Streuwinkels der Neutronen im Schwerpunktsystem, die Ordinaten sind relative Werte des differentiellen Streuquerschnitts. Die an der Ordinate angegebenen Zahlen bedeuten die Anzahl der Kohlenstoffkerne, die pro Kanal des 19-Kanal-Impulsspektrographen für die entsprechende Winkelverteilung registriert wurde. Sie dienen lediglich zur Angabe der statistischen Genauigkeit. Die eingezeichneten Fehlergrenzen wurden aus der Statistik und den Kanalbreiteschwankungen des Impulsspektrographen bestimmt. Dass die Messpunkte auf glatten Kurven liegen,

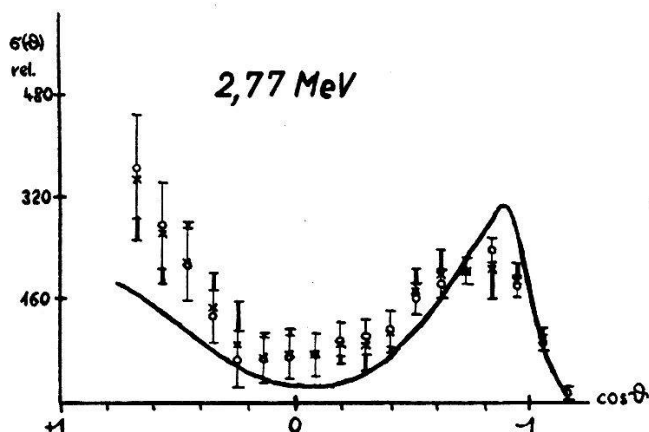


Fig. 4.

Einfluss der Verschiebungskorrektur auf die Winkelverteilung bei 2,77 MeV.  $\bar{I}$  = Messwert und Fehlergrenze ohne Berücksichtigung der Variation der Verschiebungskorrektur.  $\times$  = neuer Messwert nach Berücksichtigung dieser Variation, zusätzlicher Fehler dick eingetragen.

rührt davon her, dass vor der Bildung der Differenz durch die Messpunkte der Winkelverteilungen von  $O_2$  und  $CO_2$  je eine glatte Kurve gezeichnet wurde. Eine weitere Fehlerquelle ist die schon besprochene Unsicherheit der Verschiebungskorrektur. Die dadurch verursachten Abweichungen sind aber kleiner als die statistischen Schwankungen, sodass wir sie nicht bei jeder Winkelverteilung eingetragen haben. Figur 4 zeigt den Einfluss der Unsicherheit der Verschiebungskorrektur auf die Verteilung bei 2,77 MeV Neutronenenergie. Die dick eingezeichneten zusätzlichen Fehlergrenzen

geben die Differenz der beiden Winkelverteilungen an, die man durch das Anbringen einer Verschiebungskorrektur von 8% für die eine und 15% für die andere Verteilung erhält. Bei jeder Winkelverteilung ist noch die Breite  $\Delta E$  des Neutronenspektrums angegeben, mit dem wir die Verteilung gemessen haben. Sie wurde bestimmt aus der Dicke der verwendeten Eistarget und dem Raumwinkel, den die Ionisationskammer aufspannt.

#### 4. Bestimmung der Streuphasen.

Zur Beschreibung des Streuprozesses haben wir die BLOCHSche Streuformel<sup>19)</sup> gewählt. Die daraus folgenden Gleichungen für die Streuphasen lassen sich nur schwer lösen, die Phasen wurden deshalb durch Probieren gefunden. Dies wird sehr erleichtert durch das von BALDINGER<sup>20)</sup> für dieses Problem entwickelte Analogierechengerät. Wir haben versucht, bei dem Aufsuchen der Streuphasen mit möglichst wenig Annahmen auszukommen. Bedingung war lediglich, dass der totale Streuquerschnitt, die Winkelverteilungen und die Resultate der Polarisationsmessungen durch die Phasen wiedergegeben werden und dass die Phasen stetige Funktionen der Neutronenenergie sein sollen. Die Phasen der Potentialstreuung, wie sie aus der Streuung an einer harten Kugel folgen, haben wir nur als Anhaltswerte genommen.

Für den totalen Streuquerschnitt haben wir die Daten von BOCKELMAN<sup>21)</sup> und anderen, von RICAMO und ZÜNTI<sup>22)</sup>, sowie Werte der Neutron Cross Section-Tabelle<sup>23)</sup> zugrunde gelegt. Zur Deutung der beiden Resonanzen bei 2,95 MeV und 3,6 MeV haben schon BOCKELMAN<sup>21)</sup> und andere vermutet, dass es sich dabei um zwei Niveaus des  $C^{13}$ -Kerns mit gleicher Parität und Gesamtdrehimpuls  $3/2$  handeln könnte. Wir hatten bei unserer schon besprochenen ersten Analyse der Messungen an  $CS_2$  diese Deutung versucht, sahen uns aber wegen der Asymmetrie der Winkelverteilung bei 3,6 MeV dazu veranlasst, eine  $S_{1/2}$ -Resonanz bei 3,05 MeV anzunehmen. Die mit der Differenzmethode gefundenen Winkelverteilungen sind aber symmetrisch, sodass bei 2,95 MeV und 3,6 MeV nur je eine  $D_{3/2}$ -Resonanz in Frage kommt. Der Einschnitt im totalen Streuquerschnitt bei 3,05 MeV kommt also durch eine Interferenz zustande.

Kehrt man das Vorzeichen aller Streuphasen gleichzeitig, so reproduzieren sich die Werte des totalen und des differentiellen Streuquerschnitts. Das Vorzeichen muss deshalb durch eine gesonderte Betrachtung gewonnen werden. Wir haben es durch die plausible Annahme festgelegt, dass die bei der (d,d)-Reaktion entstehenden

polarisierten Neutronen und Protonen dieselbe Spinrichtung haben. Die Spinrichtung der Protonen folgt aus den Resultaten der Streuung von (d,d)-Protonen an Helium von BISHOP<sup>24)</sup> und anderen und den Analysatoreigenschaften des Heliums für polarisierte Protonen<sup>25)</sup>. Sie ergibt sich parallel dem Vektor  $[\vec{v}_p, \vec{v}_d]$ , wenn  $\vec{v}_d$  die Geschwindigkeit der einfallenden Deutronen,  $\vec{v}_p$  die Geschwindigkeit der aus der Target austretenden Protonen bedeuten. Für die Spinrichtung der (d,d)-Neutronen haben wir die Resultate der Polarisationsmessungen von BAUMGARTNER und HUBER<sup>2)</sup> verwendet. Die damit auch im Vorzeichen festgelegten Streuphasen haben wir bereits in einem kurzen Bericht veröffentlicht<sup>26)</sup>. Sie sind in Figur 5 dargestellt. Die  $D_{3/2}$ -Phase wurde unter der Annahme einer  $D_{3/2}$ -Resonanz bei 2,08 MeV eingezeichnet. Dies ist nicht sicher, beeinflusst aber den Verlauf der  $D_{3/2}$ -Phase wegen der geringen Breite dieser Resonanz nur im Gebiet um 2,08 MeV. Wir kommen darauf noch in der Diskussion zurück.

Bei den mit diesen Phasen berechneten Winkelverteilungen müssen zum Vergleich mit den Messresultaten noch der Einfluss des Untergrundes und des Neutronenspektrums berücksichtigt werden. Der Untergrund bewirkt eine Verschmierung der Winkelverteilungen. Die aus den Phasen berechneten Winkelverteilungen wurden deshalb mit der Glättungsfunktion ausgeglichen, die man vom Impulsspektrographen aufgezeichnet bekommt, wenn man  $\delta$ -Stöße auf den Verstärkereingang gibt (siehe Seite 55). Randeffekt und Sättigungsdefizit werden durch diese Korrektur zwar nicht erfasst, sie konnten aber vernachlässigt werden, da ihr Einfluss, wie schon erwähnt, sich nur unmerklich äusserte. Die Breite des Neutronenspektrums haben wir bei den Neutronenenergien berücksichtigt, bei denen die Phasen sich über ein Energieintervall entsprechend der Breite des Spektrums wesentlich ändern. Dies ist bei sieben der elf Winkelverteilungen für die  $D_{3/2}$ -Phase der Fall. Zur Korrektur haben wir hier jeweils drei Winkelverteilungen mit drei benachbarten Werten der  $D_{3/2}$ -Phase aus dem durch das Neutronenspektrum gegebenen Energieintervall berechnet und die Winkelverteilungen addiert. Die auf diese Weise bezüglich der  $D_{3/2}$ -Phase über das Neutronenspektrum gemittelte Winkelverteilung ist nach dem Ausgleichen durch die Glättungsfunktion mit dem Experiment vergleichbar.

Ausser den hier mitgeteilten Resultaten haben wir zur Analyse der Streuphasen noch die Ergebnisse der Polarisationsmessungen der (d,d)-Neutronen verwendet. Sie dienten vor allem zur Festlegung des Verlaufs der  $S_{1/2}$ -Phase. Die Winkelverteilungen sind auf Änderungen dieser Phase in der Regel wenig empfindlich. Ist

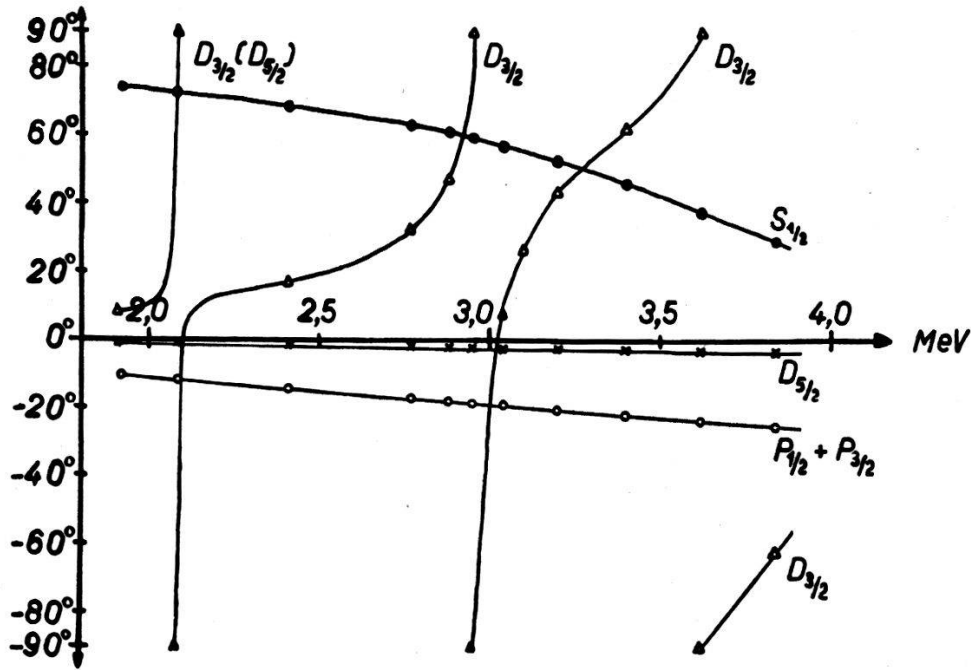


Fig. 5.

Phasenverlauf der Streuwellen zwischen 1,92 und 3,84 MeV.  
Energieangaben im Lab.-System.

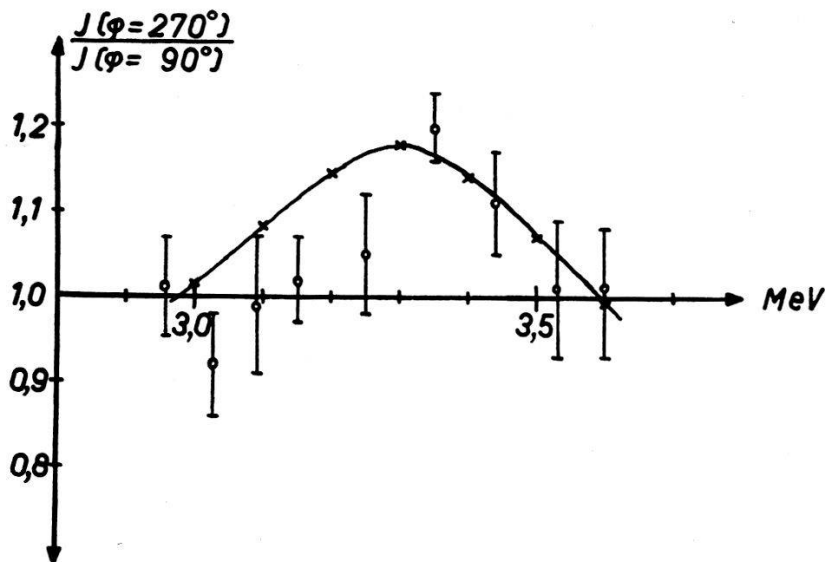


Fig. 6.

Verhältnis der Streuintensitäten für  $\varphi = 270^\circ$  und  $\varphi = 90^\circ$  ( $\varphi =$  Azimut, gemessen mit (d,d)-Neutronen unter  $45^\circ$  zum Deuteronenstrahl). o exp. Werte.  $\times$  berechneter Verlauf auf Grund der Phasenanalyse und variablem Polarisationsgrad. Energie im Lab.-System.

dagegen das Verhalten des Kohlenstoffs als Analysator für polarisierte Neutronen bekannt, so lässt sich daraus auf die Streuphasen schliessen. BAUMGARTNER und HUBER<sup>2)</sup> haben nun das Verhältnis des relativen Streuquerschnitts  $J_{270^\circ}/J_{90^\circ}$  für die beiden Azimute  $\varphi = 90^\circ$  und  $\varphi = 270^\circ$  und den Streuwinkel  $\vartheta = (79 \pm 11)^\circ$  bei verschiedenen Neutronenenergien gemessen, wobei sie die polarisierten Neutronen der (d,d)-Reaktion verwendeten. Aus diesen Resultaten lässt sich die  $S_{1/2}$ -Phase recht gut bestimmen. Figur 6 zeigt die gemessene Energieabhängigkeit des Verhältnisses  $J_{270^\circ}/J_{90^\circ}$ <sup>2)</sup>. Die theoretische Kurve wurde aus den Phasen der Figur 5 gewonnen. Da die Messungen mit dicker Target und unter einem Streuwinkel  $\vartheta = (79 \pm 11)^\circ$  durchgeführt wurden, müssen bei der Berechnung dieser theoretischen Kurve die bereits beschriebenen<sup>2)</sup> Korrekturen wegen des Streuwinkels und des Neutronenspektrums angebracht werden. Der Polarisationsgrad ergibt sich mit unseren Phasen, auch unter Anwendung dieser Korrekturen, zu  $(18 \pm 7)\%$  bei 600 keV Deuteronenenergie und einem Winkel von  $45^\circ$  zwischen  $\vec{v}_d$  und  $\vec{v}_n$ . Hier bedeuten  $\vec{v}_d$  und  $\vec{v}_n$  die Geschwindigkeit der Deuteronen bzw. Neutronen. Dieser Wert für den Polarisationsgrad folgte zufällig schon aus den früheren Streuphasen, die aus den Messungen an CS<sub>2</sub> gewonnen worden waren. Die Spinrichtung der Neutronen ist, wie schon bemerkt, parallel dem Vektor  $[\vec{v}_n, \vec{v}_d]$ , das heisst gleich der Spinrichtung der Protonen aus der (d,d)-Reaktion, denn durch diese Forderung war ja das Vorzeichen der Streuphasen festgelegt worden.

Die Genauigkeit der Streuphasen ist schwer anzugeben. Der Einfluss von Änderungen der einzelnen Phasen auf die Winkelverteilungen ist für jede Phase anders und hängt zudem vom Wert aller Phasen ab. Wir müssen deshalb von einer Fehlerangabe absehen.

## 5. Diskussion.

Der Verlauf der Streuphasen zeigt die schon aus dem totalen Streuquerschnitt erwarteten drei Resonanzen bei 2,08 MeV, 2,95 MeV und 3,62 MeV. Die erste kann vom Typ  $D_{3/2}$ -sein, es kann sich aber auch um ein  $D_{5/2}$ -Niveau oder ein Niveau mit einem Bahndrehimpuls  $l > 2$  handeln. Eine  $P_{3/2}$ -Resonanz kommt wegen der Winkelverteilung, die im wesentlichen mit der von RICAMO<sup>27)</sup> gefundenen übereinstimmt, nicht in Frage. Da die Breite dieser Resonanz geringer ist als die Breite unseres Neutronenspektrums, konnte eine weitere Entscheidung nicht gefällt werden. Der in den Neutron Cross Sections<sup>23)</sup> angegebene Wert für den maximalen Streuquerschnitt deckt sich mit dem Wert, den man mit einer  $D_{3/2}$ -

Resonanz bei 2,08 MeV erhält. Wir haben deshalb die eingezeichnete Winkelverteilung unter der Annahme einer  $D_{3/2}$ -Resonanz berechnet. Bei 2,95 MeV und 3,62 MeV liegt je eine  $D_{3/2}$ -Resonanz, sodass der Einschnitt im totalen Streuquerschnitt bei 3,05 MeV durch eine Interferenzerscheinung gedeutet werden kann.

Der Verlauf der Streuphasen, wie er bereits in einer früheren Arbeit angegeben wurde<sup>26)</sup>, stimmt im wesentlichen mit den Ergebnissen von MEIER, SCHERRER und TRUMPY<sup>3)</sup> überein, die unter Verwendung der eingangs erwähnten Methode der direkten Zählung der an einem Streukörper gestreuten Neutronen entstanden sind. Einige Unterschiede gegenüber unseren Resultaten sind noch zu erwähnen. Die  $S_{1/2}$ -Phase weicht bei unserer Analyse von den Werten ab, die man aus der Potentialstreuung erwarten würde. Dies ist wohl nicht verwunderlich, da bei Neutronenenergien unter 2 MeV der totale Streuquerschnitt wesentlich höher liegt, als man bei reiner Potentialstreuung erwarten würde. THOMAS<sup>28)</sup> hat hier zur Erklärung eine Interferenz der  $S_{1/2}$ -Phase mit einem breiten  $S_{1/2}$ -Niveau des  $C^{13}$ -Kerns bei 3,09 MeV Anregungsenergie vermutet, sodass auch bei höheren Neutronenenergien ein Abweichen der  $S_{1/2}$ -Phase von der reinen Potentialstreuung plausibel ist. Für unsere Werte dieser Phase war ausschlaggebend, dass das Verhältnis  $J_{270^\circ}/J_{90^\circ}$  bei etwa 3,5 MeV Neutronenenergie zu 1 wird (siehe Figur 6). Diese Bedingung konnte mit der aus der Potentialstreuung folgenden  $S_{1/2}$ -Phase nicht erfüllt werden.

Die  $P$ -Phase entspricht einer reinen Potentialstreuung. Der eingezeichnete Verlauf ergibt sich aus der Streuung an einer harten Kugel, wenn man für den Radius  $R = 3,4 \cdot 10^{-13}$  cm einsetzt. Auf eine kleine Aufspaltung der  $P$ -Phase in eine  $P_{1/2}$ - und eine  $P_{3/2}$ -Phase sind die Winkelverteilungen wenig empfindlich. Eine grössere Aufspaltung haben wir nicht vorgenommen, da dies zur Interpretation unserer Winkelverteilungen nicht erforderlich war. Auch bestehen dafür noch zu wenig theoretische Anhaltspunkte.

Die Extrapolation der  $D_{3/2}$ -Phase nach niedrigeren Neutronenenergien, wie sie von MEIER<sup>3)</sup> und anderen vorgenommen wird, erscheint uns unsicher. Unsere Winkelverteilungen bei 1,92 MeV und 2,41 MeV sind nahezu isotrop, erlauben also ohne grössere Änderungen der  $P$ -Phase keinen wesentlichen Beitrag einer  $D_{3/2}$ -Phase. Auch LITTLE<sup>29)</sup> 30) und andere finden bei 2,77 MeV mit dicker Target eine Winkelverteilung, die mit unseren Resultaten im wesentlichen übereinstimmt, von den Ergebnissen von MEIER<sup>3)</sup> und anderen jedoch abweicht. Es sind daher in diesem Energiebereich wohl noch weitere Untersuchungen zur Abklärung der Situation erforderlich.



Für die Winkelverteilungen bei 2,77 MeV, 3,05 MeV und 3,20 MeV ist es uns nicht gelungen, Phasen zu finden, die die Messresultate befriedigend zu erklären vermögen. Bei den letzteren beiden Neutronenenergien liegt die Ursache wohl darin, dass die Winkelverteilung des  $O_2$  in wiederholten Messungen nur schlecht zu reproduzieren war, sodass dadurch bei der Bildung der Differenz Abweichungen entstanden sein können. Die Ursache dafür könnten schmale Resonanzen im totalen Streuquerschnitt des Sauerstoffs sein, die bisher noch unbekannt waren. Wenn das Neutronenspektrum nicht genügend konstant ist, können solche Resonanzen bei der Wiederholung von Messungen der Winkelverteilung Abweichungen gegenüber früheren Ergebnissen verursachen. Nun sind aus den Untersuchungen der Reaktionen  $F^{19}(d, \alpha)O^{17}$  <sup>31)</sup> und  $C^{13}(\alpha, n)O^{16}$  <sup>32)</sup> schmale Niveaus des  $O^{17}$ -Kerns bekannt, die sich durch Resonanzen im Streuquerschnitt des  $O^{16}$  für Neutronen gerade bei 3,05 MeV und 3,20 MeV Neutronenenergie bemerkbar machen könnten. Dass solche Resonanzen bis jetzt nicht gefunden wurden, spricht für eine sehr geringe Breite. Sie können aber doch unter Umständen bei Messungen mit einem im Verhältnis zur Resonanz breiten Neutronenspektrum die Winkelverteilung beeinflussen.

Die Winkelverteilung bei 2,77 MeV stimmt, wie bereits erwähnt, recht gut mit dem Resultat von LITTLE<sup>30)</sup> und anderen überein, lässt sich aber nur durch grössere Werte der  $P$ -Phase darstellen. Wegen des totalen Streuquerschnitts ist dies aber nur mit kleineren Werten der  $S_{1/2}$ - oder  $D_{3/2}$ -Phase möglich. Dasselbe gilt für die drei Messungen unter 2,77 MeV, von denen die schon erwähnten Winkelverteilungen bei 1,92 MeV und 2,41 MeV auch für die Vorwärtsrichtung der gestreuten Neutronen etwas zu hohe Werte aufweisen. Eine Ursache dafür liegt hier in dem höheren Untergrund bei den Messungen an  $CO_2$ .

Mit der Annahme gleicher Spinrichtung von Neutronen und Protonen der  $(d, d)$ -Reaktion zeigt also das Experiment, dass die Resonanzstreuung mit positiven Phasen beginnt, die Potentialstreuung mit negativen. Das anomale Verhalten der  $S_{1/2}$ -Phase, die wir in Figur 5 aus Gründen der Darstellung um  $+180^\circ$  verschoben eingezeichnet haben, wurde bereits diskutiert. Das Vorzeichen der Phasen lässt sich experimentell auch aus anderen Streumessungen bestimmen; die Kenntnis des Vorzeichens einer Phase genügt dazu. Aus der Streuung langsamer Neutronen bekommt man das Vorzeichen der  $S_{1/2}$ -Phase bei Potentialstreuung. Die Totalreflexion solcher Neutronen zeigt<sup>33)</sup>, dass die Streulänge für Kohlenstoff und die meisten anderen Elemente positiv ist. Damit ergibt sich aus dem

Zusammenhang zwischen Streulänge und Phase<sup>34</sup>), dass die Streuphase, in diesem Fall die  $S_{1/2}$ -Phase, negativ ist. Auch die Streuung von Protonen lässt die Bestimmung des Vorzeichens der Phasen zu. Die durch den Kern verursachte Abweichung von der reinen Coulomb-Streuung erlaubt es, das Vorzeichen des für diese Abweichung verantwortlichen Potentials relativ zum Coulomb-Potential anzugeben. Das Vorzeichen des Coulomb-Potentials ist aber bekannt, so dass man das Vorzeichen des Streupotentials und damit das der Streuphasen absolut bekommt. Die Streuung von Protonen an Kohlenstoff zeigt<sup>35</sup>), dass bei einer  $S_{1/2}$ -Resonanz die Phase der Resonanzstreuung mit positiven Werten beginnt. Die Übereinstimmung des Vorzeichens in all diesen Ergebnissen ist ein weiterer Hinweis auf die Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte.

In der folgenden Tabelle sind die aus den Streuphasen resultierenden Niveaus des  $C^{13}$ -Kerns zusammengestellt. Als Niveauenergie wird jene Energie angegeben, bei der die entsprechende Phase den Wert  $+90^\circ$  annimmt.

Niveau	Neutronenenergie in MeV	Anregungsenergie des $C^{13}$ -Kerns in MeV
$l > 1$	2,08	6,87
$D_{3/2}$	2,95	7,67
$D_{3/2}$	3,62	8,30

Den Herren Prof. Dr. BALDINGER, Prof. Dr. FIERZ und Dr. BAUMGARTNER möchten wir für wertvolle Diskussionen danken. Ebenfalls sind wir der Schweizerischen Kommission für Atomenergie für finanzielle Unterstützung zu Dank verpflichtet.

#### Literatur.

- 1) E. BALDINGER, P. HUBER und W. G. PROCTOR, *Helv. Phys. Acta* **25**, 142 (1952).
- 2) E. BAUMGARTNER und P. HUBER, *Helv. Phys. Acta* **26**, 545 (1953).
- 3) R. W. MEIER, P. SCHERRER und G. TRUMPY, *Helv. Phys. Acta* **27**, 577 (1954).
- 4) A. STEBLER und P. HUBER, *Helv. Phys. Acta* **21**, 59 (1948).
- 5) W. F. HORNYAK, *Rev. Scient. Instr.* **23**, 264 (1952).
- 6) H. H. BARSCHALL und M. H. KANNER, *Phys. Rev.* **58**, 590 (1940).
- 7) E. BALDINGER, P. HUBER und H. STAUB, *Helv. Phys. Acta* **11**, 245 (1938).
- 8) L. E. BEGHIAN, M. A. GRACE, G. PRESTON und H. HALBAN, *Phys. Rev.* **77**, 286 (1950).
- 9) M. WALT und J. R. BEYSTER, *Bull. Am. Phys. Soc.* **29**, Nr. 8, 31 (1954).
- 10) E. BALDINGER und W. HAEBERLI, *Erg. ex. Natw.* **27**, 248 (1953).
- 11) E. BALDINGER, P. HUBER, R. RICAMO und W. ZÜNTI, *Helv. Phys. Acta* **23**, 503 (1950).
- 12) P. HUBER, E. BALDINGER und R. BUDDE, *Helv. Phys. Acta* **25**, 444 (1952).

- 13) E. LÜSCHER, R. RICAMO, P. SCHERRER und W. ZÜNTI, *Helv. Phys. Acta* **23**, 561 (1950).
  - 14) E. D. KLEMA und A. O. HANSON, *Phys. Rev.* **73**, 106 (1948).
  - 15) T. HÜRLIMANN und P. HUBER, *Helv. Phys. Acta.* **28**, 33 (1955).
  - 16) D. M. VAN PATTTER und W. W. BUECHNER, *Phys. Rev.* **87**, 51 (1952).
  - 17) W. HAEBERLI, P. HUBER und E. BALDINGER, *Helv. Phys. Acta* **26**, 145 (1953).
  - 18) T. E. BORTNER und G. S. HURST, *Phys. Rev.* **93**, 1236 (1954).
  - 19) F. BLOCH, *Phys. Rev.* **58**, 829 (1940).
  - 20) E. BALDINGER, *Helv. Phys. Acta* **25**, 446 (1952).
  - 21) C. K. BOCKELMAN, D. W. MILLER, R. K. ADAIR und H. H. BARSCHALL, *Phys. Rev.* **84**, 69 (1951).
  - 22) R. RICAMO und W. ZÜNTI, *Helv. Phys. Acta* **24**, 419 (1951).
  - 23) Neutron Cross Section Compilation (AECU-2040) Supplement 2, Juni 1953.
  - 24) G. R. BISHOP, J. M. WESTHEAD, G. PRESTON und H. HALBAN, *Nature* **170**, 113 (1952).
  - 25) M. HEUSINKVELD und G. FREIER, *Phys. Rev.* **85**, 80 (1952).
  - 26) P. HUBER und R. BUDDE, *Helv. Phys. Acta* **27**, 512 (1954).
  - 27) R. RICAMO, *Nuovo Cimento* **10**, 1607 (1953).
  - 28) R. G. THOMAS, *Phys. Rev.* **88**, 1109 (1952).
  - 29) R. N. LITTLE, C. P. CADENHEAD, B. P. LEONARD, J. T. PRUD'HOMME, L. D. VINCENT und J. E. WILLS, *Phys. Rev.* **94**, 807 (1954).
  - 30) R. N. LITTLE, private Mitteilung.
  - 31) H. A. WATSON und W. W. BUECHNER, *Phys. Rev.* **88**, 1324 (1952).
  - 32) G. A. JONES und D. H. WILKINSON, *Proc. Phys. Soc.* **66 A**, 1176 (1953).
  - 33) E. FERMI und L. MARSHALL, *Phys. Rev.* **71**, 666 (1947).
  - 34) E. FERMI, *Nuclear Physics*, University of Chicago Press 1950, p. 119.
  - 35) H. L. JACKSON und A. I. GALONSKY, *Phys. Rev.* **89**, 370 (1953).
-