

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 32 (1959)
Heft: VI-VII

Artikel: Streuung und Polarisierungseffekte von 3,27-MeV-Neutronen an Deuteronen
Autor: Brüllmann, M. / Gerber, H.-J. / Meier, D.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-113013>

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: 20.01.2025

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

Streuung und Polarisationseffekte von 3,27-MeV-Neutronen an Deuteronen

von **M. Brüllmann, H.-J. Gerber***, **D. Meier** und **P. Scherrer**

Physikalisches Institut der ETH, Zürich

(15. VIII. 1959)

Summary: The differential cross section and the azimuthal asymmetry of neutrons scattered by deuterons have been measured for 6 angles between 53° and 161° in the centre-of-mass system, using a beam of D-D neutrons with an energy of 3,27 MeV in the laboratory system and a polarization P_e of 11%. The results are given in terms of «polarization $P(\vartheta)$ of an unpolarized neutron beam after scattering by deuterons». Only negligible values of this polarization $P(\vartheta)$ have been observed.

The experiment is described in detail. The scatterer itself acts as a scintillation counter consisting of deuterated benzene (C_6D_6) and detects the recoil deuterons. A plastic scintillator is used for detection of the neutrons. Coincidences and time distribution of the pulses of the two counters are observed, using a millimicrosecond time-to-pulse-height converter.

1. Einleitung

Ein wesentliches Ziel der Kernphysik besteht in der Erforschung der Kräfte, welche zwischen den Nukleonen herrschen und welche trotz grosser experimenteller und theoretischer Bemühungen noch immer eine Menge ungelöster Probleme bieten. Zunächst erscheint es naheliegend, diese Kräfte durch Experimente zu bestimmen, an denen nur zwei Nukleonen beteiligt sind. Will man nun aber die Wechselwirkung der Teilchen bei niedrigen kinetischen Energien (einige MeV) etwa durch ein Nukleon-Nukleon-Streuexperiment untersuchen, so stösst man auf natürliche Grenzen, die von der – im Vergleich zur Reichweite der Kräfte – grossen de Broglie-Wellenlänge herrühren. Dies hat zur Folge, dass Details des Kraftverlaufes durch die grosse Wellenlänge nicht aufgelöst werden können, dass also fast nur S-Streuung vorkommt, oder anders gesagt, dass hauptsächlich Teilchen mit Drehimpuls null zum Stoss kommen. Nun tragen aber gerade Streuprozesse mit höheren Bahndrehimpulsen wesentlich zur Kenntnis der Einzelheiten der Wechselwirkung – wie Austauschcharakter, Radialabhängigkeit und Abweichung von der Zentralsymmetrie – bei. Aus experimentellen Gründen ist ein Neutron-Neutron-Streuexperiment direkt nicht möglich, da sich kein Target

*) Jetzige Adresse: University of Illinois, Urbana, Illinois

hinreichender Dichte aus freien Neutronen herstellen lässt, so dass also nur p - p - und n - p -Streuung realisiert werden kann.

Anders liegen die Verhältnisse bei der Streuung von Nukleonen an Deuteronen, weil bereits bei Energien von einigen MeV höhere Bahndrehimpulse zur Streuung beitragen. Dies bedeutet zwar nicht unbedingt, dass diese Bahndrehimpulse auch zwischen den einzelnen Nukleonen auftreten, denn die Überlagerung von zwei S -Wellen, die von zwei verschiedenen Zentren ausgehen, ergibt im gesamten keine S -Welle mehr. Dadurch allein könnte also nicht mehr Information über die Wechselwirkung gewonnen werden. Numerische Rechnungen aber zeigen, dass die höheren Phasen der Nukleon-Deuteron-Streuung stark vom Austauschcharakter der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung abhängen, so dass also solche Experimente erwünschte Aufschlüsse über den Austauschcharakter der gesuchten Wechselwirkung ergeben. Auf die Abweichungen der Kräfte von der Zentralsymmetrie kommen wir unten zurück.

Aus mehreren Gründen ist das Nukleon-Deuteron-Problem komplizierter als das Nukleon-Nukleon-Problem:

Zunächst hat das Deuteron den Spin 1. Man überlegt sich leicht, dass für Bahndrehimpulse $1 \leq 3$ des einfallenden Nukleons formal 32, für $1 \leq 2$ 20 verschiedene Übergänge zwischen den 19 bzw. 13 Drehimpulszuständen möglich sind¹⁾. Dabei ist die Vereinfachung, die sich durch die Paritätserhaltung ergibt, berücksichtigt.

Sodann haben wir ein Dreikörperproblem vor uns, dessen Wellengleichungen derart kompliziert sind, dass es fast aussichtslos erscheint, sie in unserem Energiegebiet numerisch zu lösen. (Vgl. die De-Broglie-Wellenlänge $\lambda(E_{\text{Spt}} = 2,2 \text{ MeV}) = 19,3 \text{ f}$ mit dem Radius des Deuterons von rund 4 f.) Aus diesem Grunde führt man das Gleichungssystem im Sinne einer Näherung durch einen Ansatz in ein solches über, das einem Zweikörperproblem entspricht und das sich numerisch lösen lässt. Der Ansatz besteht darin, dass man die Abhängigkeit der gesuchten Wellenfunktion vom Neutron-Proton-Abstand im Deuteron während des ganzen Streuvorganges fest vorschreibt. Diese Reduktion wird «no polarization» Approximation genannt, da sie bedeutet, dass – abgesehen von der durch das Pauli-Prinzip verursachten «exchange polarization» – das Deuteron während der Streuung seine Form nicht ändert. SARTORI and RUBINOW²⁾ haben unter Verwendung einer Variationsmethode die Güte dieser Approximation dort, wo sie am ungenauesten ist, nämlich für kleine Energien des einfallenden Neutrons ausführlich diskutiert und die dadurch eingeführte Ungenauigkeit vernachlässigbar befunden.

Zusammenfassende Darstellungen der Probleme und Ergebnisse finden sich bei VERDE³⁾ über das Dreikörperproblem der Kernphysik allgemein, bei MASSEY⁴⁾ und CHRISTIAN and GAMMEL⁵⁾ über n - d - und p - d -Streuung und bei BOSE⁶⁾ hauptsächlich über n - d -Streuung.

Es ergibt sich folgendes Bild: Als Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung wird üblicherweise ein zentralsymmetrisches Potential mit beliebigem Austauschcharakter aber mit gemeinsamer Radialabhängigkeit angesetzt.

$$V = V_0(r) \cdot (\omega + mM + bB + hH)$$

$V_0(r)$ ist eine Funktion des Nukleonabstandes und wird als Exponential-, Gauss- oder Yukawa-Funktion gewählt. M , B und H sind die Operatoren der Orts-, Spin- und Teilchenvertauschung. ω , m , b und h sind reelle Konstanten. Für numerische Streurechnungen werden davon spezielle Sätze gewählt, die möglichst mit den p - p -Streudaten und den Bindungsenergien des Deuterons und des Tritons verträglich sind, und die entsprechenden Kräfte tragen die Namen «Ordinary force», «Majorana-Heisenberg force», «Symmetrical exchange force» und «Serberforce». Der Vergleich der Theorie mit den p - d - und n - d -Streuxperimenten zeigt, dass für $V_0(r) = A \cdot e^{-2r/a}$ nur die Symmetrische Austauschkraft oder die Serberkraft die differentiellen Wirkungsquerschnitte einigermaßen wiedergeben^{7) 8)}. Die erste stimmt z. B. mit den p - d -Daten bei 5 MeV ausserordentlich gut überein⁴⁾, während die zweite die n - d -Querschnitte bei 14 MeV besser wiedergibt⁹⁾, hingegen sind Abweichungen bezüglich der Absolutwerte der differentiellen p - d -Querschnitte bei diesen Energien vorhanden.

Einen andern Standpunkt nimmt die Arbeit von CHRISTIAN and GAMMEL⁵⁾ ein. Unter Verwendung der damals viel genaueren p - d -Daten zwischen 0 und 10 MeV werden differentielle Wirkungsquerschnitte für n - d -Streuung berechnet. Besonders beachtenswert dabei ist, dass diese differentiellen Wirkungsquerschnitte bei unseren Energien unempfindlich auf die Stärke der Neutron-Neutron-Wechselwirkung sind, so dass man aus Messungen bei einigen MeV darüber nichts erfahren kann.

Ein Vergleich von berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitten mit unseren Messungen findet sich in Fig. 19.

Eine notwendige Verbesserung und zugleich eine erhebliche Erweiterung der Theorie bedeutet die Berücksichtigung von Nichtzentralkräften. Einerseits weiss man, dass die Wechselwirkung zwischen den Nukleonen keine reine Zentralkraft ist. Andererseits bestehen die oben erwähnten Abweichungen zwischen der Theorie mit Zentralpotential und den Experimenten. Somit ist es naheliegend, durch Einführung von Nichtzentralkräften zu versuchen, diese Abweichungen zu beheben. Zu diesem Zweck kann man zum Zentralpotential eine Tensorkraft oder eine explizite Spinbahnkopplung zufügen. In diesem Zusammenhang sind Analysen der Nukleon-Nukleon-Streuxperimente bei hohen Energien sehr bemerkenswert, indem sie zuerst zur Auffassung geführt haben, dass zur Beschreibung der Wechselwirkung der Nukleonen beide Zusätze gleich-

zeitig nötig sind¹²⁾). Neuere Rechnungen¹³⁾ hingegen liefern Argumente dafür, dass bei der Einführung eines «hard core» die LS-Kopplung überflüssig sei.

Wegen des enormen Aufwandes, den die Einführung von Nichtzentralkräften beim Nukleon-Deuteron-Streuproblem mit sich bringt, liegen bis heute für Energien von einigen MeV nur wenige Arbeiten vor, die eine Tensorkraft^{10) 11)} oder eine explizite Zweiteilchen-Spinbahnwechselwirkung⁶⁾ hinzunehmen.

Numerische Resultate mit Nichtzentralkräften, die mit unserem Experiment vergleichbar sind, werden nur in der Arbeit von DELVES and BROWN¹⁰⁾ gegeben. Ihre Rechnungen beruhen auf einem halbklassischen Modell und sind dank vereinfachender Annahmen leichter durchführbar. Dementsprechend sind die Ergebnisse als Näherungen anzusehen. Für den Vergleich mit unserem Experiment siehe Fig. 20.

BRANDSEN, SMITH and TATE¹¹⁾ stellen numerische Resultate in Aussicht, die mit der «no polarization» Approximation mit berücksichtigter Tensorkraft aus den (reduzierten) Dreikörpergleichungen gewonnen werden. Diese würden eine sehr erwünschte Erweiterung der bisherigen theoretischen Arbeiten über Nukleon-Deuteron-Streuung darstellen*).

Eine unmittelbare *Folge der Nichtzentralkräfte* ist, dass ein unpolarisierter Teilchenstrahl durch Streuung an einem unpolarisierten Target *polarisiert* werden kann. Der dabei resultierende Polarisationsgrad ist verknüpft mit der Abweichung der Wechselwirkung von der Zentralkraft.

Das *Ziel dieser Arbeit* ist, die *Polarisation* der an den Deuteronen elastisch gestreuten Neutronen zu messen.

Die Energie der einfallenden Neutronen beträgt $E_n = 3,27$ MeV. Die entsprechende Energie im Schwerpunktssystem liegt damit knapp unter der Bindungsenergie des Deuterons. Alle Neutron-Deuteronstöße sind somit elastisch.

2. Theorie

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\vartheta, \varphi)$ für die elastische Streuung eines polarisierten Strahles von Teilchen vom Spin 1/2 und vom Polarisationsgrad P_e ist gegeben durch¹⁴⁾

$$\sigma(\vartheta, \varphi) = \sigma_0(\vartheta) \cdot (1 + P_e \cdot P(\vartheta) \cdot \cos\varphi) \quad (1)$$

Dabei bedeutet $\sigma_0(\vartheta)$ den Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines unpolarisierten Strahles ($P_e = 0$) und $P(\vartheta)$ dessen Polarisationsgrad nach der Streuung, φ den Winkel zwischen der Polarisationsrichtung des einfallenden Strahles und der Normalen \mathbf{n} der Streuebene gebildet aus \mathbf{k}_e und \mathbf{k}_a , ϑ den Winkel zwischen den Flugrichtungen \mathbf{k}_e und \mathbf{k}_a des einfallenden und des gestreuten Teilchens im Schwerpunktssystem. Das Vor-

*) Siehe Seite 548

zeichen von $P(\vartheta)$ wird dadurch festgelegt, dass \mathbf{k}_e , \mathbf{k}_a und \mathbf{n} ein Rechtssystem bilden sollen. Es ist $0 \leq \vartheta \leq \pi$ und $0 \leq \varphi \leq \pi$. Wie man sieht, ist die Abhängigkeit von $\sigma(\vartheta, \varphi)$ vom Azimutalwinkel φ besonders einfach.

Für die ϑ -abhängigen Funktionen ergibt sich folgende Darstellung¹⁴⁾

$$\sigma_0(\vartheta) = \sum_{L=0}^{2l_{\max}} A_L \cdot P_L(\cos \vartheta) \quad (2)$$

$$\sigma_0(\vartheta) \cdot P(\vartheta) = \sum_{L=1}^{2l_{\max}} B_L \cdot P_L^1(\cos \vartheta) \quad (3)$$

wobei l_{\max} der maximale, bei der Streuung zu berücksichtigende Bahndrehimpuls des einfallenden Neutrons ist.

Speziell für die Streuung an einem Kern mit Spin null lassen sich die Koeffizienten A_L und B_L durch ein und denselben Satz von Phasenwinkeln $\delta_0, \delta_{1 \pm 1/2}$ ($l = 1, 2, \dots, l_{\max}$) ausdrücken¹⁵⁾. Das bedeutet nun, dass man durch Messung des Querschnittes $\sigma_0(\vartheta)$ mit unpolarisierten Neutronen und nachfolgender Phasenanalyse, d. h. Bestimmung der δ , nach (3) grundsätzlich das Polarisationsvermögen $P(\vartheta)$ bestimmen kann.

Für Kerne mit Spin ungleich null existiert ein gleiches Verfahren nicht, da man dort durch Messungen mit unpolarisierten Strahlen allein nicht genügend über die Streumatrix erfahren kann. Das Polarisationsvermögen lässt sich aber gleichwohl folgendermassen bestimmen:

Steht ein polarisierter Neutronenstrahl zur Verfügung, so sind die Wirkungsquerschnitte $\sigma^+ \equiv \sigma(\vartheta, 0)$ und $\sigma^- \equiv \sigma(\vartheta, \pi)$ nicht notwendigerweise gleich. Nach (1) gilt:

$$P_e \cdot P(\vartheta) = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-}, \quad (4)$$

Diese Formel dient nun zwei Dingen. Einmal kann man durch Messung von σ^+ und σ^- eines Spin-0-Kernes mit bekanntem Polarisationsvermögen $P(\vartheta)$ den Polarisationsgrad P_e des einfallenden Strahles bestimmen. Sodann kann man durch Streuung desselben Strahles mit dem nun bekannten Polarisationsgrad P_e an einem beliebigen Kern – bei dem z. B. die Phasenanalyse nicht durchführbar ist – das Polarisationsvermögen $P(\vartheta)$ einschliesslich Vorzeichen messen.

3. Experiment

a) Messmethode

Wir erörtern kurz die Gründe, die zur Wahl unserer Messmethode geführt haben.

Üblicherweise werden Neutronenwinkelverteilungen, bei denen eine genaue Einstellung des Winkels nötig ist, derart gemessen, dass man einen

kollimierten Strahl auf einen Streukörper schiesst und mit einem beweglichen Zähler die gestreuten Neutronen misst. (Fig. 1).

Nun werden aber auch Neutronen registriert, die auf irgendeinem Umweg in den Zähler gelangen. Schliesst man einen Kompromiss zwischen der Länge l der Abschirmung und der damit verbundenen Intensität der Neutronen auf dem Streukörper, so erhält man nach Wahl des Raumwinkels Ω ein Verhältnis von Effekt zu Untergrund im Zähler, das – bei gegebenem Wirkungsquerschnitt des Streukörpermaterials – im wesentlichen nur noch von der Anzahl der streuenden Kerne abhängt. Dabei ist ein Eigenuntergrund des Zählers (z. B. thermisch emittierte Elektronen der Kathode bei der Verwendung von Photovervielfachern) oder der Einfluss der kosmischen Strahlung nicht berücksichtigt.

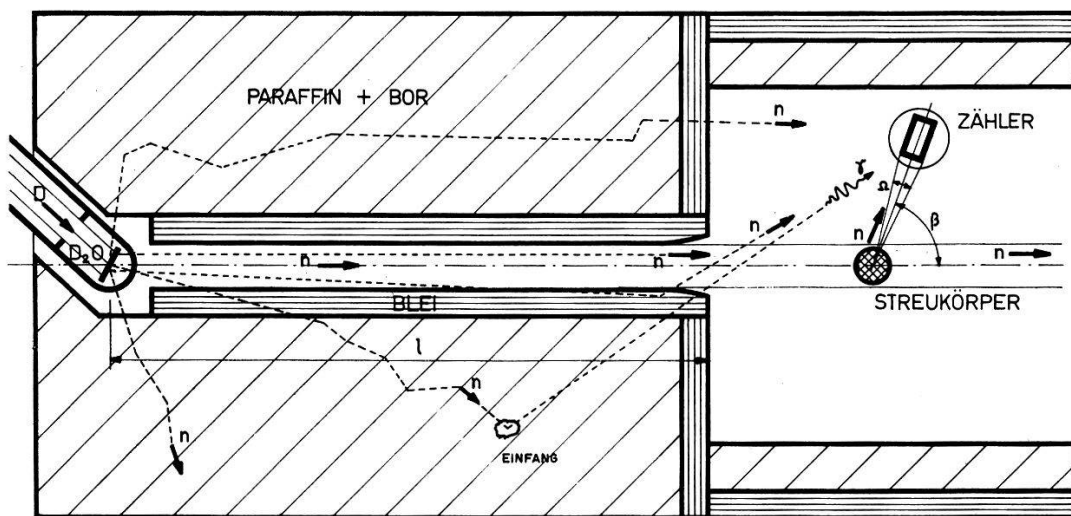


Fig. 1

Übliche Anordnung für die Messung von differentiellen Wirkungsquerschnitten und Polarisierungen mit D-D-Neutronen.

Um einen Begriff von den Grössenordnungen zu erhalten, geben wir ungefähre Zahlen für eine übliche Anordnung der oben beschriebenen Art. Als Zähler werden Anthrazenkristalle von einigen cm^3 Volumen mit Photovervielfachern verwendet, die sich einige Zentimeter vom Streukörper entfernt befinden. Ihre Absolutempfindlichkeit für 3-MeV-Neutronen beträgt ungefähr 20%. Bei einer Streukörpermenge von etwa 2 Mol und einem mittleren Wirkungsquerschnitt macht dann der Untergrund rund das Fünf- bis Zehnfache des Effektes für Neutronenenergien zwischen 2–4 MeV aus. Wollte man mit denselben Zählern Neutronen der Energie von rund 100–300 keV registrieren, so wäre dieses Verhältnis etwa 100mal ungünstiger. Dies rührt davon her, dass für diese Energien die Zähler derart empfindlich eingestellt werden müssen, dass der thermische Untergrund der Photovervielfacher sehr gross wird und den Hauptteil ausmacht. Für $n-d$ -Streumessungen muss aber der Zähler gerade so

empfindlich eingestellt werden, denn bei grossen Streuwinkeln verliert das Neutron fast 90% seiner Energie. Es ergibt sich hier das heikle Problem, bei Anwesenheit eines grossen, teils hochenergetischen Untergrundes, wenige Neutronen niedriger Energie zu zählen.

Eine wesentliche Schwierigkeit kommt bei der $n-d$ -Streuung ferner davon her, dass Deuterium bei Zimmertemperatur ein Gas ist. Somit besteht ein Streukörper, der in mehreren cm^3 Volumen rund ein Mol Deuterium enthält, entweder aus verflüssigtem Deuterium oder aus einer Deuteriumverbindung. Der erste Fall ist nur mit relativ grossem Aufwand erreichbar, der zweite bringt den Nachteil mit sich, dass die Fremdatome zum hochenergetischen Untergrund beitragen und dass überdies Differenzmessungen nötig sind. Man sieht, dass nicht einfache Verbesserungen, sondern nur wesentliche Änderungen zum Ziele führen.

Die Methode, die wir nun beschreiben, gestattet, $P(\vartheta)$ für $n-d$ -Streuung mit nur wenig Untergrund und in einem grossen Winkelbereich zu messen. Gleichzeitig erhalten wir auch den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{n-d}(\vartheta)$.

Ein wahres gestreutes Neutron hat eine ganz bestimmte (kurze) Zeit vor dem Erreichen des Zählers im Streukörper ein Deuteron gestossen. Für ein Untergrundneutron trifft dies im allgemeinen nicht zu. Auf diese (scheinbar triviale) Aussage gründet sich nun die Messmethode: Die Apparatur suche sich diejenigen Ereignisse heraus, die im Streukörper und im Neutronenzähler je ein Signal im richtigen Zeitabstand auslösen.

Dies geschieht in den eigentlichen Messungen dadurch, dass man Koinzidenzen zwischen den Rückstossdeuteronen und den gestreuten Neutronen feststellt. Zu Kontrollzwecken messen wir auch die Häufigkeitsverteilung der Flugzeiten (Flugzeitspektren) der Neutronen zwischen den Zählern.

b) Apparatur

1. Neutronenquelle. Polarisierete Neutronen werden mit Hilfe der D-D-Reaktion erzeugt. Es sind:

Deuteronenenergie 567 keV. Hochspannungseichung mit der Reaktion $\text{F}^{19}(p, \alpha \gamma)\text{O}^{16}$ durch Messung der Ausbeute der γ -Strahlen beim Beschuss eines dicken CaF_2 -Targets mit Protonen. Energiewerte der Resonanzen nach ¹⁶⁾.

Reaktionswinkel der D-D-Reaktion im Laborsystem: 45° .

Neutronenenergie 3,27 MeV.

Polarisationsgrad der D-D-Neutronen unter 45° : $11\frac{1}{3}\%$.

Für weitere Einzelheiten siehe MEIER, SCHERRER und TRUMPY¹⁵⁾. Weitere Messungen der Polarisation der D-D-Neutronen sind unter ¹⁷⁾ zusammengestellt.

D^+ -Ionenstrom 14–20 μA , magnetisch analysiert.

Dünnes D_2O -Eistarget, 1/4- bis 1/3-Sättigungsdicke.

2. Streukörper. Das Hauptproblem besteht in der Herstellung eines Streukörpers, welcher mit einer Reaktionszeit von einigen 10^{-9} sec auf gestossene Deuteronen reagiert. Wir verwenden dazu einen flüssigen Szintillator der folgenden Zusammensetzung in Verbindung mit einem Du Mont 6292 oder RCA 6810 Photovervielfacher:

Deuterobenzol (C_6D_6)	99,3% D-Gehalt	
<i>p</i> -Terphenyl	3 g/l	} nicht deuteriert
POPOP	0,1 g/l	

Der H -Gehalt des fertigen Szintillators beträgt 1,3%.

Die Beimischungen zum Deuterobenzol und ihre Konzentrationen sind durch eine Reihe von mehr als 50 Versuchen mit gewöhnlichem Benzol bestimmt worden. Gesucht haben wir die maximale Lichtausbeute für 661-keV- γ -Strahlen gemessen mit einem RCA 5819 Photovervielfacher. Verschiedene Konzentrationen der folgenden Mischungen sind untersucht worden:

<i>p</i> -Terphenyl + POPOP	PBD + POPOP
+ α -NPO	+ α -NPO
+ DPH	+ DPH

Bezüglich Bezeichnungen und Formeln siehe BROOKS¹⁸).

Alle Proben sind 3 min lang mit reinem, trockenem, direkt der Flasche entnommenem Stickstoff durchrieselt worden. Dies erhöht die Lichtausbeute um ungefähr 20%.

Die höchste Lichtausbeute haben wir mit

Benzol	
<i>p</i> -Terphenyl	5 g/l
POPOP	0,1 g/l

erhalten. Da die Lichtausbeute bei 3 g/l *p*-Terphenyl nur wenig geringer ist (ungefähr 5%), wird im Hinblick auf einen wasserstoffarmen Szintillator eine Konzentration von nur 3 g/l gewählt.

Die Streukörperflüssigkeit ist in einen zylinderförmigen Behälter aus Messing mit einer Wandstärke von 1/10 mm eingeschlossen. Das Licht gelangt durch den Glasdeckel und einen kurzen Lichtleiter hindurch zum Photovervielfacher. Zur Abdichtung zwischen Messing und Glas wird ein Teflonring verwendet. Die Abmessungen werden als Kompromiss zwischen Intensität und Doppelstreuung wie folgt gewählt:

Streukörper: Länge 30 mm, Durchmesser 27 mm.

Lichtleiter: Länge 23 mm, Durchmesser von 35 mm auf 50 mm zunehmend.

3. Neutronenzähler. Die gestreuten Neutronen werden von NE 102 Plastik-Szintillatoren $40 \times 30 \times 16$ mm in Verbindung mit RCA 6810 Photoröhren gezählt. Die magnetische und zugleich elektrische Abschirmung besteht aus 0,4 mm Permalloy C und 0,8 mm Permalloy B.

Als Neutronenmonitor benützen wir einen 2,5 mm dicken Anthrazen-kristall, der 160 mm vom D-D-Target entfernt in den Neutronenkanal eingebaut ist. Ein kleiner Teil der den Kanal durchfliegenden Neutronen erzeugt im Kristall einen Lichtblitz, der von einer 1P21-Photoröhre registriert wird. Es ist zu bemerken, dass die Stosszahl des Streukörpers kein gutes Mass für die Anzahl der Neutronen ist, da der Photovervielfacher wegen der geforderten Empfindlichkeit auf sehr geringe Lichtblitze viel thermischen Untergrund zählt.

4. Elektronischer Teil. Es werden 3 verschiedene elektronische Apparaturen verwendet, die sich in ihren Zeitauflösungen unterscheiden.

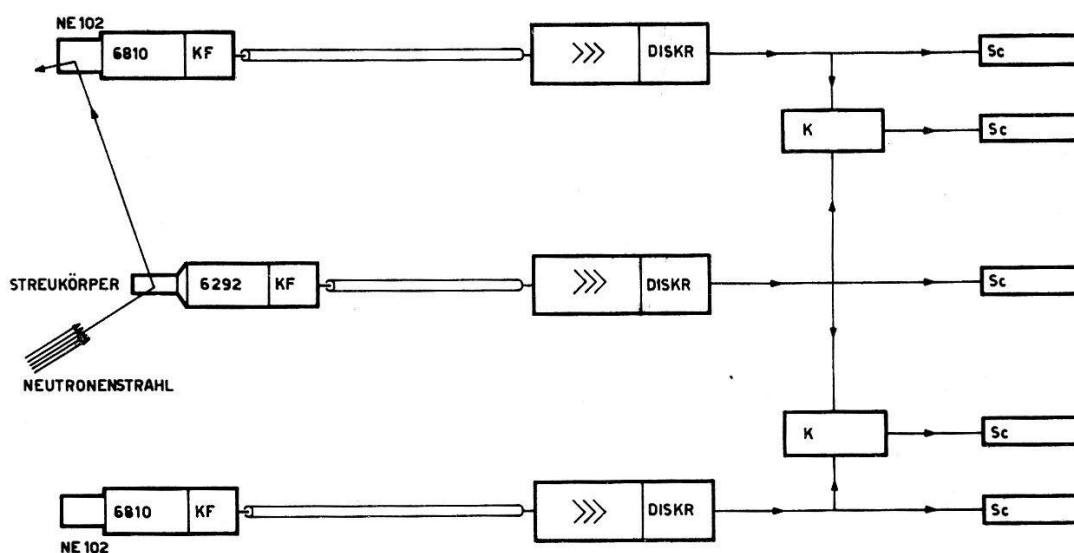


Fig. 2

Blockschema der langsamen Elektronik

KF: Kathodenfolger, DISKR: Diskriminator, K: Koinzidenzstufe,
Sc: Impulsuntersetzer mit Diskriminator am Eingang.

Erste Apparatur: Koinzidenzmessungen auf 2 Kanälen. Auflösungszeiten: $2 \cdot 10^{-7}$ sec und $4 \cdot 10^{-7}$ sec. Figur 2 zeigt das Blockschema. Die Impulse der Photoröhren gelangen über Kathodenfolger auf die Kabel. Nach der Verstärkung in Breitbandverstärkern treiben sie integrale Diskriminatoren, die einheitliche Ausgangsimpulse auf die Diodenkoinzidenzstufe weitergeben.

Zweite Apparatur: Messung von Flugzeitspektren auf 20 Zeitkanälen. Figur 3 zeigt das Blockschema. Die negativen Impulse der Anode der RCA 6810 unterbrechen den Strom von ungefähr 20 mA der E180F-Begrenzerröhre. Die nun positiven Impulse des Kabels treiben EFP60-

Diskriminatoren¹⁹⁾. Diese geben einheitliche Pulse, welche in der Höhe durch Limiter und in der Länge durch kurzgeschlossene Kabel genau geformt werden. Eine E91H-Mischröhre überlagert die Rechtecke. Durch Integration der Ladung an der Anode der E91H entsteht dort ein Puls, dessen Höhe proportional der Überlappungszeit ist. Die rund 300fach verstärkten Impulse werden dem 20-Kanal-Analysator zugeführt, der direkt das gewünschte Flugzeitspektrum wiedergibt.

Dritte Apparatur: Koinzidenzmessungen auf 2 Kanälen. Auflösungszeiten: $4 \cdot 10^{-7}$ sec und $2 \cdot 10^{-8}$ sec. Diese Apparatur setzt sich aus den ersten beiden je zur Hälfte zusammen. Verwendet man an Stelle des 20-Kanal-Analysators einen integralen Diskriminator, so hat man eine Koinzidenzstufe mit einer Auflösungszeit bis $3,5 \cdot 10^{-8}$ sec.

Charakteristiken der Elektronik. Da die langsame Koinzidenzeinrichtung völlig konventionell aufgebaut ist, verzichten wir auf eine nähere Beschreibung und geben im folgenden einige Charakteristiken der Flugzeitmessapparatur.

Die vom Photovervielfacher gelieferten Impulse von monoenergetischen und gleichwertig zu behandelnden Neutronen können in ihrer

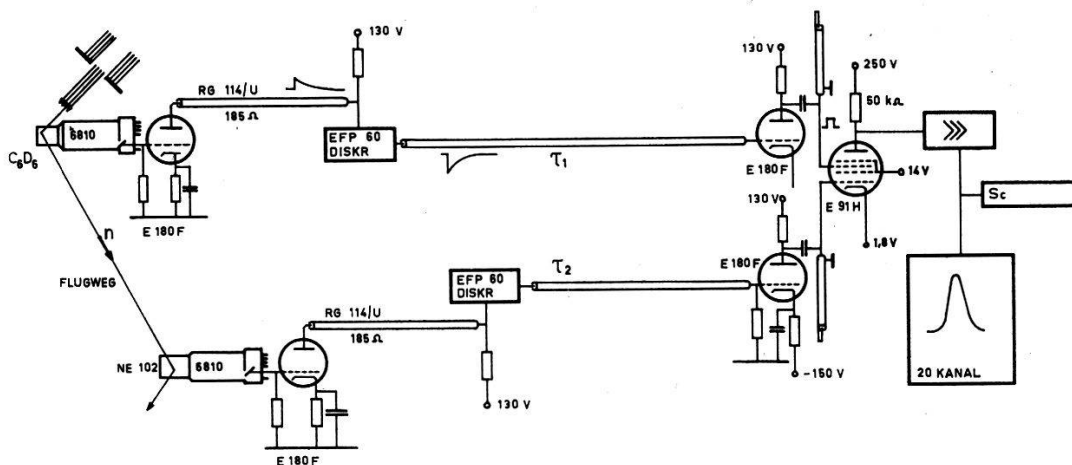


Fig. 3

Anordnung für Flugzeitmessungen. Der 20-Kanal-Analysator nimmt direkt das Flugzeitspektrum auf. Sc: Impulsuntersetzer mit Diskriminator am Eingang.

Ohne den 20-Kanal-Analysator hat man eine schnelle Koinzidenzstufe.

Grösse stark verschieden sein. Es ist deshalb besonders wichtig, festzustellen, dass gemessene Flugzeiten nicht durch verschiedene Impulshöhen verfälscht werden. Die Hauptschwierigkeit liegt bei den Diskriminatoren. Es ist grundsätzlich nicht möglich, einen Diskriminator zu bauen, der auf verschieden hohe Impulse exakt gleich schnell anspricht. Grosse Verzögerungen treten besonders für Impulse auf, die die Ansprechschwelle gerade noch überschreiten.

Dies zeigt Figur 4. Aufgetragen ist die Zeitverzögerung der Ausgangsimpulse des EFP60-Diskriminators in Funktion der Impulshöhe am Eingang. Fast alle Information tragenden Impulse haben durch die Begrenzer eine Höhe von 3,8 V erhalten und werden somit durch die Dis-

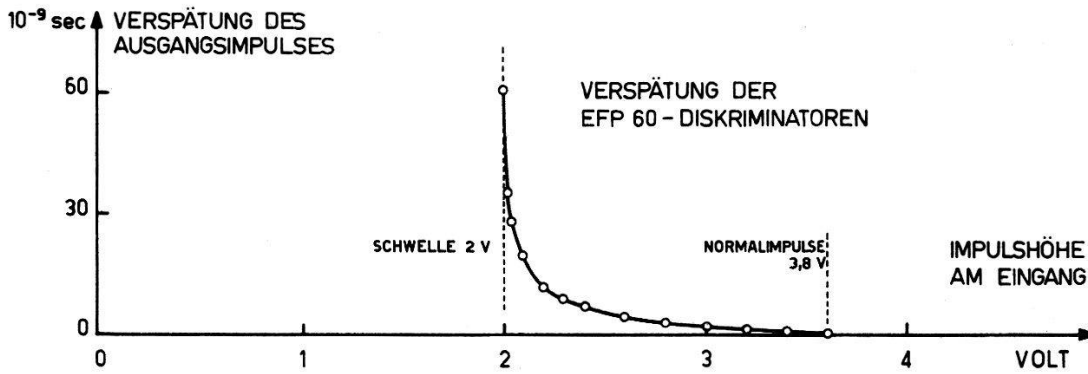


Fig. 4

Verspätung der Ausgangsimpulse der EFP60-Diskriminatoren gegenüber den Eingangsimpulsen in Funktion der Eingangsimpulshöhe, gemessen mit künstlichen Impulsen eines Quecksilberschalters, deren Anstiegszeit vernachlässigbar ist.

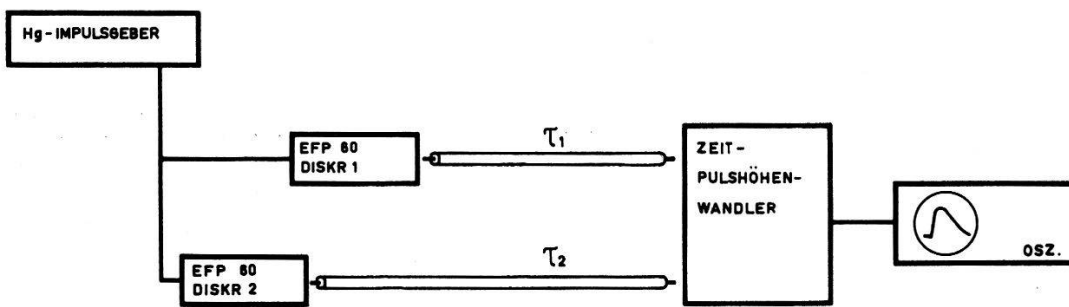


Fig. 5

Anordnung für die Messung der Linearität der Zeit - Pulshöhenverwandlung.

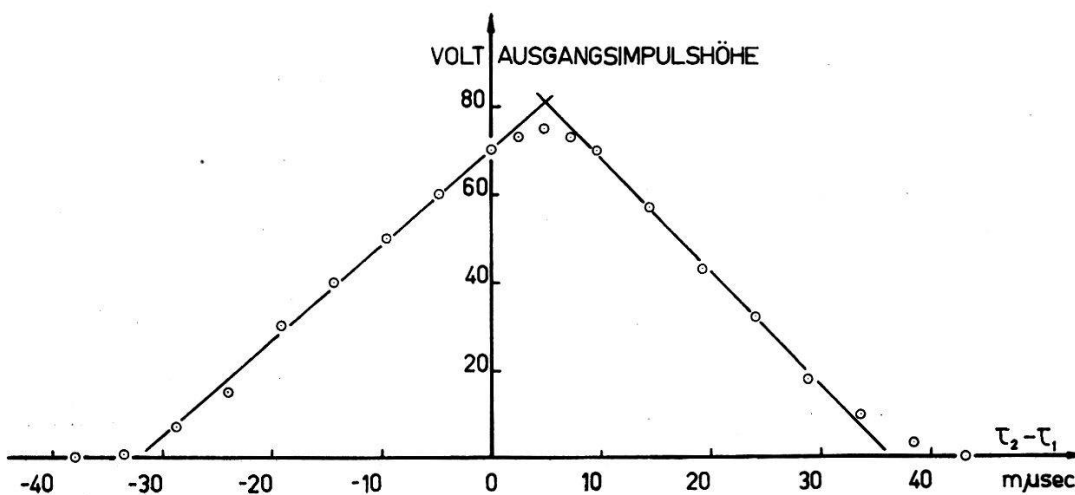


Fig. 6

Linearität zwischen Ausgangsimpulshöhe des Zeit-Pulshöhenwandlers und Zeitdifferenz der Eingangssignale mit künstlichen Impulsen gemessen.

kriminatoren um weniger als 10^{-9} sec verzögert. Zur Messung der Kurve werden künstliche Impulse eines Quecksilberschalters mit vernachlässigbar kurzem Anstieg verwendet. Die Zeit wird mit einem Oszillographen mit $1 \text{ mm}/\mu\text{sec}$ Laufgeschwindigkeit bestimmt.

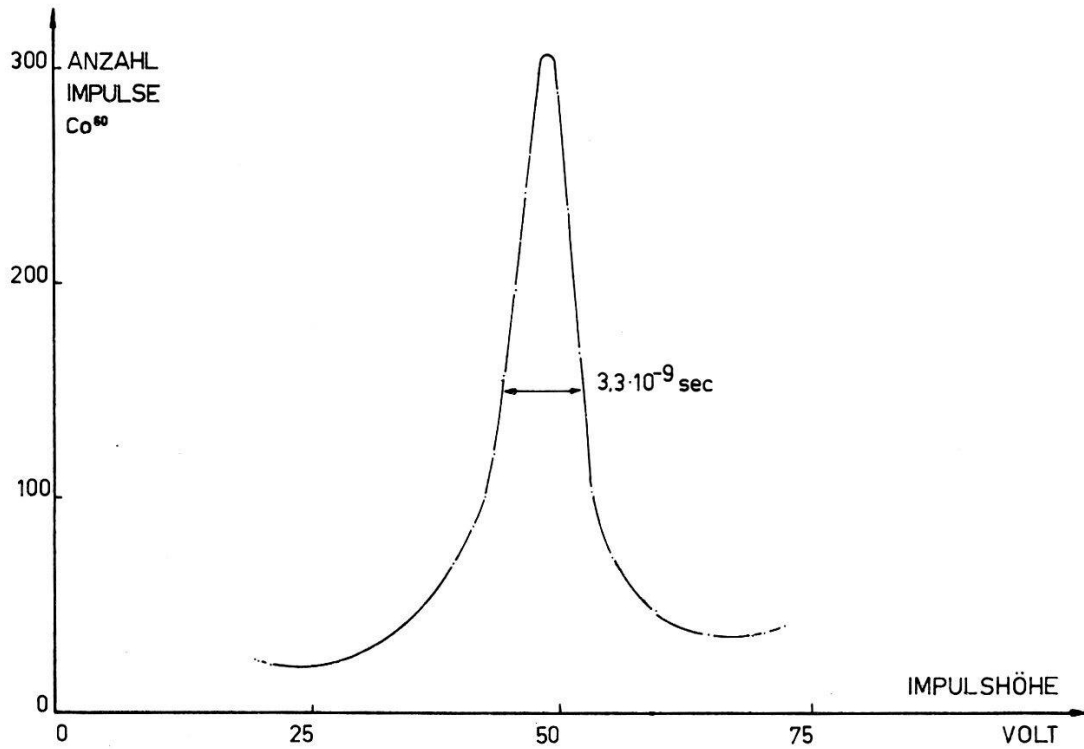


Fig. 7

Zeitspektrum gleichzeitiger Impulse, ausgelöst durch γ -Quantenpaare von Co^{60} .

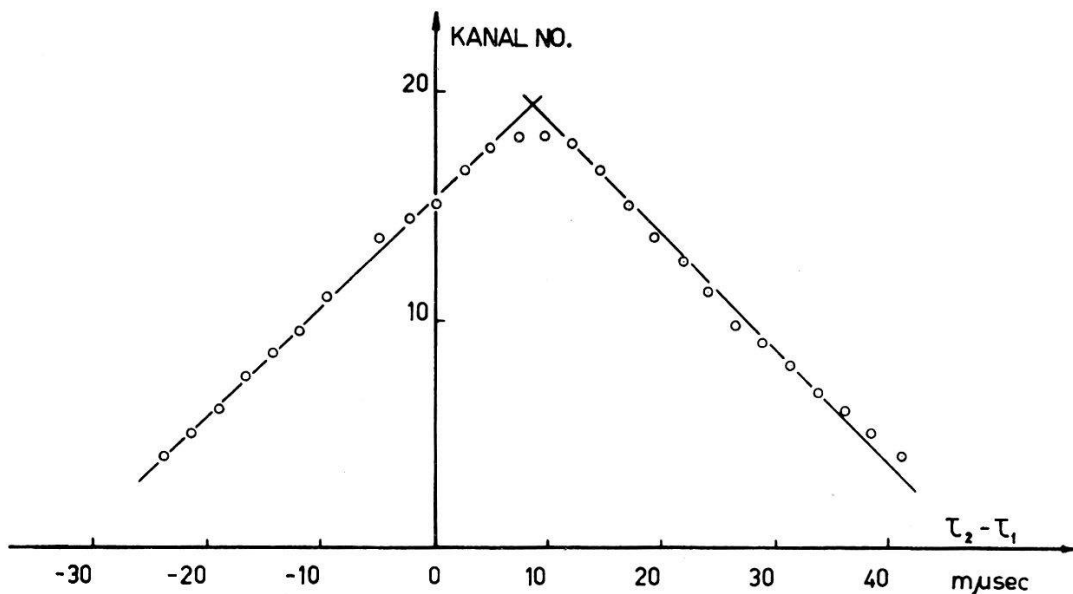


Fig. 8

Häufigste Impulshöhe am Ausgang des Zeit-Pulshöhenwandlers in Funktion der Verzögerung in einem der Messkanäle. (Lage der Spitze in Fig. 7.)

Ferner ist die Linearität der Ausgangsimpulshöhe des Zeit-Pulshöhenwandlers in Funktion des Zeitabstandes der beiden Impulse von Interesse. Figur 5 zeigt die Messanordnung. Pulse des Quecksilberschalters werden gleichzeitig auf beide EFP60-Diskriminatoren gegeben. Ihre Ausgangsimpulse gelangen über Kabel mit verschieden wählbarer Längendifferenz in den Zeit-Pulshöhenwandler, dessen Ausgangsimpulse mit einem Oszillographen gemessen werden. Figur 6 zeigt die Höhe dieser Ausgangssignale in Funktion der Laufzeitdifferenz $\tau_2 - \tau_1$ zwischen den Diskriminatoren und dem Zeit-Pulshöhenwandler.

Zur Prüfung der gesamten elektronischen Apparatur haben wir vor beide Zähler eine Co^{60} -Quelle gebracht. Diese emittiert paarweise γ -Quanten mit vernachlässigbar kleinem Zeitabstand. Figur 7 zeigt das registrierte Zeitspektrum. Die Halbwertsbreite beträgt $3,3 \cdot 10^{-9}$ sec. Der grösste Anteil daran rührt von Laufzeitschwankungen der Elektronen in der RCA 6810 Photoröhre her. Die Zeitauflösung ist bei weitem genügend gut, um zwei Flugzeitgruppen ähnlicher Intensität von 10^{-8} sec Zeitabstand zu trennen.

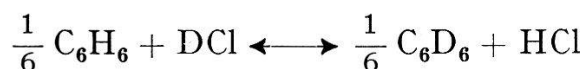
Ändert man die Laufzeitdifferenz $\tau_2 - \tau_1$ (Fig. 3), so verschiebt sich das Zeitspektrum von Figur 7. Figur 8 gibt den Zusammenhang zwischen der Lage der Spitze von Figur 7 und der Zeitdifferenz.

Eine ebenfalls lineare Beziehung erhält man, wenn man die häufigste Ausgangsimpulshöhe in Funktion der Neutronenflugzeit zwischen den beiden Zählern (Fig. 3) aufträgt. Vergleiche dazu auch H.-J. GERBER, M. BRÜLLMANN, D. MEIER²⁰).

c) Herstellung von deuteriertem Benzol

Zur Herstellung des deuterierten Benzols ist ein Verfahren gewählt worden, welches auf einfache Weise und in einem einzigen Arbeitsgang erlaubt, die gewünschte Menge von rund 30 cm^3 mit einem Deuteriumgehalt von mindestens 98% zu erhalten. Die Methode ist schon 1936 von KLIT und LANGSETH²¹) vorgeschlagen und untersucht worden. Wegen des geforderten hohen Deuteriumgehaltes sind apparative Verbesserungen notwendig gewesen. Eine ausführliche Beschreibung findet sich bei M. BRÜLLMANN, H.-J. GERBER, D. MEIER²²). Wir beschränken uns hier auf einige wichtige Punkte.

Wegen des Aufwandes, den eine Totalsynthese von C_6D_6 bietet, nimmt man gewöhnliches Benzol C_6H_6 und ersetzt die H-Atome durch D-Atome. KLIT und LANGSETH schlagen dafür die Reaktion



vor, deren Gleichgewicht auf der Seite des deuterierten Produktes liegt.

Man kann nun in einem einzigen Schritt praktisch alle H-Atome durch D-Atome austauschen, wenn man kontinuierlich reines, gasförmiges DCl in Benzol einleitet und das entsprechende Gasgemisch von HCl und DCl wegführt. Dieses Gemisch entspricht dem obigen Gleichgewicht, falls man das Gas genügend lang (Größenordnung $\frac{1}{10}$ sec) in gutem Kontakt mit der Flüssigkeit lässt. Unter diesen Bedingungen lässt sich der Deuterierungsgrad des Endproduktes aus den Substanzmengen berechnen. Man erhält für 50 cm³ Benzol bei einem zweifachen DCl-Überschuss (entspricht 60 cm³ D₂O) einen Deuterierungsgrad von 99,4%, wenn man die

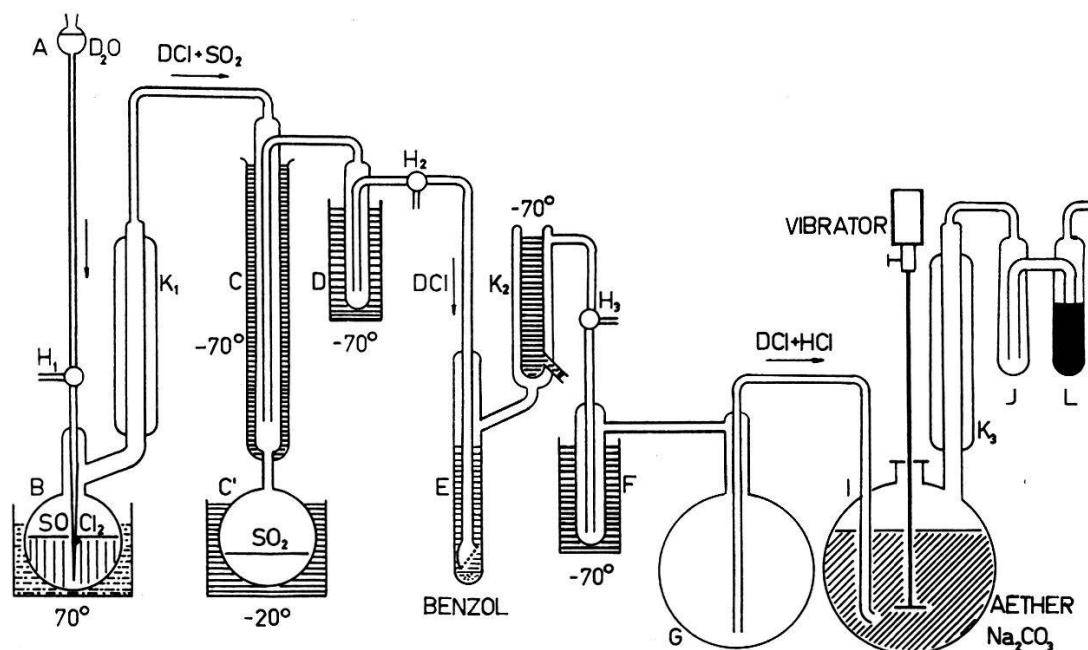


Fig. 9

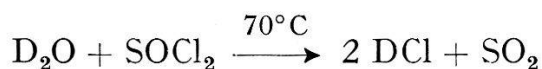
Deuterieranlage für Benzol

A: Vorratsgefäß für D₂O, B: Reaktionskolben für DCl-Produktion, C und C': SO₂-Kühlfalle mit niedriger DCl-Absorption, D: SO₂-Kühlfalle, E: Reaktionsgefäß für den H-D-Austausch. Bezüglich der richtigen Dosierung von AlCl₃ als Katalysator siehe ²²). K₂: Benzolrückflusskühler, F: Kühlfalle, G und J: Sicherheitsgefäße gegen Flüssigkeitsrückströmung, I: Deuteriumaufbereitung, K₁, K₃: Wasserkühler, L: Gefäß mit Indikator.

Gleichgewichtskonstante der Reaktion gleich 1,6 setzt und DCl von 99,5% D-Gehalt zur Verfügung hat. Aus Sicherheitsgründen haben wir einen 6fachen Überschuss gewählt.

Experimentell macht sich hier der hohe Dampfdruck von Benzol (100 mm Hg bei Zimmertemperatur) unangenehm bemerkbar, indem der Gastrom während der langen Versuchsdauer von rund 60 Stunden die gesamte Benzolmenge wegtransportieren würde. Wir haben deshalb den Kühler K₂ von Figur 9 hinter dem Reaktionsgefäß E, in dem der Austausch stattfindet, so konstruiert, dass das von ihm ausgefrorene, noch unvollständig deuterierte Benzol nach kurzem Entfernen des Kühlmittels zurückfällt und weiter deuteriert wird.

DCl wird aus D_2O und $SOCl_2$ hergestellt:



Das Hauptproblem besteht in der sauberen Trennung von DCl und SO_2 . Will man nämlich in einer Kühlfalle die beiden Gase durch Kondensieren von SO_2 bei $-70^\circ C$ trennen, so verliert man das meiste DCl dadurch, dass es sich im verflüssigten SO_2 löst. Wir haben deshalb eine besondere Kühlfalle konstruiert, die in Figur 9 mit C und C' bezeichnet ist. Ihre Wirkungsweise beruht auf der Abnahme des Absorptionsvermögens mit steigender Temperatur. Im oberen Teil C kondensiert das SO_2 bei $-70^\circ C$ und fließt in das Gefäß C', das sich auf $-20^\circ C$, d. h. $10^\circ C$ unter dem Sdp. von SO_2 , befindet. Dadurch erhält man eine Trennung, die $-70^\circ C$, aber eine Absorption, die nur $-20^\circ C$ entspricht.

Der restliche Teil der Apparatur dient der Rückgewinnung des überschüssigen D_2O . Das aus dem Reaktionsgefäß E ausströmende Gemisch von DCl und HCl wird in Äther absorbiert und gleichzeitig mit Soda neutralisiert*). Aus dem so entstandenen Hydrogenkarbonat kann nachher das Wasser durch Ausheizen im Vakuum zurückgewonnen werden.

Den D-Gehalt unseres Benzols haben wir durch Infrarot-Absorption bestimmt. Figur 10 zeigt das Frequenzgebiet um die $\nu(CH)$ -Bande. Die punktierte Kurve stammt von unserem deuterierten Benzol, die ausgezogene von einem Gemisch von 97,4 Mol-% desselben mit 2,6 Mol-% gewöhnlichen Benzols. Die Auswertung dieser Kurven ergibt für unser Produkt einen Deuteriumgehalt von $99,3^{+0,2}_{-0,3}\%$.

d) Versuchsmessungen, Diskussion der Methode

1. Energieabhängigkeit der Zählwahrscheinlichkeit. Wird ein Neutron an einem leichten Kern gestreut, so hängt seine Energie nach der Streuung stark vom Streuwinkel ab. Figur 11 gibt diese Energien in Funktion des Streuwinkels im Laborsystem für die Streuung an einem Kohlekern (C), an einem Deuteron (D) und an einem Proton (H) für ein Neutron der Einfallenergie 3,27 MeV.

Nun ist der Wirkungsquerschnitt für $n-p$ -Streuung sehr gut bekannt und gegeben durch

$$\sigma_{n-p} = \begin{cases} \frac{\sigma_{\text{Tot}}}{\pi} \cos \beta & \text{für } 0 \leq \beta \leq \pi/2 \\ 0 & \text{für } \pi/2 \leq \beta \leq \pi. \end{cases}$$

Eine kleine Abweichung davon ergibt sich in der Nähe von $\beta = \pi/2$ infolge der Ungleichheit der Neutron- und Protonmasse. Figur 12 gibt σ_{n-p} in Funktion von $\cos \beta$ im Laborsystem.

*) Nach einem Vorschlag von Prof. Hs. H. GÜNTARD.

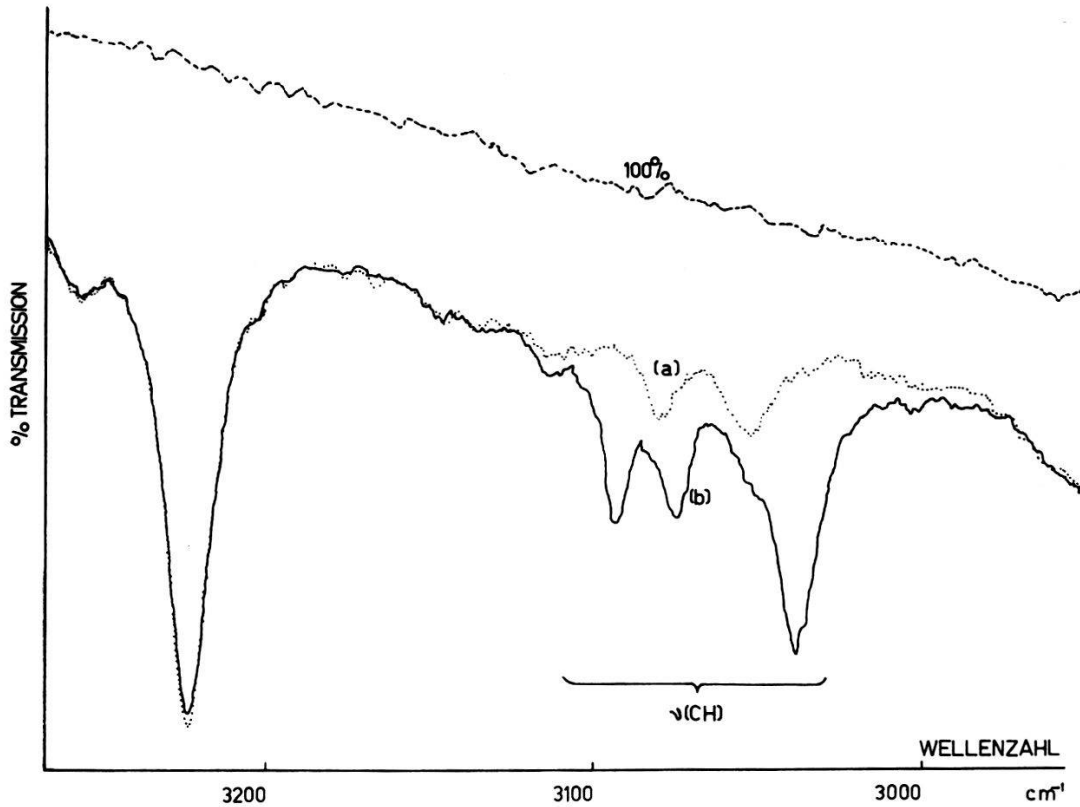


Fig. 10

Gebiet um die $\nu(\text{CH})$ -Bande von (a) Benzol- d_6 und (b) einem Gemisch von 97,4 Mol-% Benzol- d_6 mit 2,6 Mol-% Benzol.

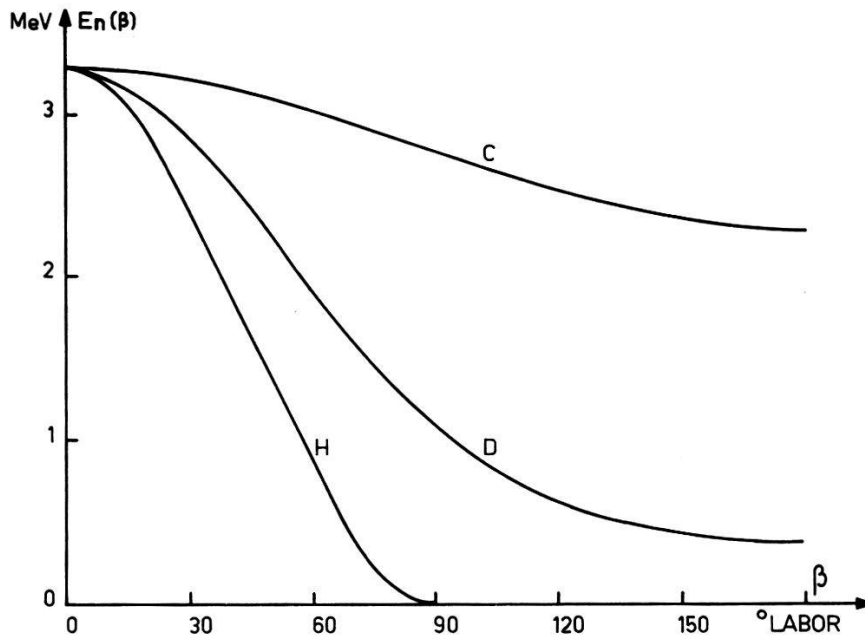


Fig. 11

Energie von gestreuten Neutronen der Einfallenergie 3,27 MeV nach der Streuung an Kohle (C), Deuterium (D) und Wasserstoff (H) in Funktion des Streuwinkels. Energie und Winkel im Laborsystem.

Misst man nun mit einem Streukörper aus gewöhnlichem Benzol die Anzahl der Koinzidenzen $K(\beta)$ der Apparatur nach Figur 2 in Funktion des Streuwinkels β und stellt man die Diskriminatoren so ein, dass keine Kohlerückstöße gezählt werden (was für nicht zu kleine Winkel β immer möglich ist), so erhält man

$$K(\beta) = \text{konst.} \cdot \sigma_{n-p}(\beta) \cdot \varepsilon_n(E_n[\beta]) \cdot \varepsilon_p(E_{no} - E_n[\beta]). \quad (5)$$

Darin bedeuten $\varepsilon_n(E_n[\beta])$ die Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronenzählers für Neutronen der Energie E_n , die ihrerseits eine Funktion des Streuwinkels β ist, $\varepsilon_p(E_{no} - E_n[\beta])$ die Ansprechwahrscheinlichkeit des Streukörperzählers für die entsprechenden Rückstossprotonen, E_{no} die Energie der einfallenden Neutronen. Wir erwarten für nicht zu kleine Rückstossenergien, d. h. nicht zu kleine Streuwinkel, dass die Ansprechwahrscheinlichkeit $\varepsilon_p = 1$ ist, und verifizieren dies, indem wir nach-

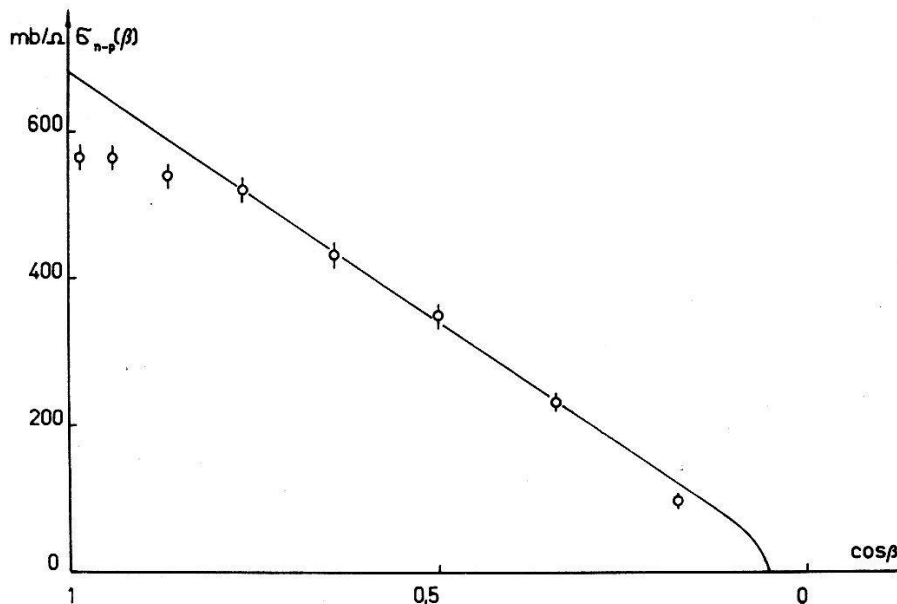


Fig. 12

Ausgezogene Kurve: $n-p$ -Wirkungsquerschnitt im Laborsystem. Messpunkte: Koinzidenzrate $K(\beta)$ der Apparatur nach Fig. 2 für einen Streukörper aus gewöhnlichem Benzol, korrigiert für Mehrfachstreuung im Streukörper. Die Messung dient zur Bestimmung der Energieabhängigkeit der Zähler.

sehen, dass die entsprechenden Messpunkte in Figur 12 sich nicht verschieben, wenn wir die Photovervielfacher-Hochspannung ändern.

Dann ergibt sich aus (5):

$$\varepsilon_n(E_n[\beta]) = \text{konst.} \cdot \frac{K(\beta)}{\sigma_{n-p}(\beta)} \quad (\text{siehe Fig. 13})$$

In Fig. 13 ist die Ansprechwahrscheinlichkeit ε_n des Neutronenzählers in Funktion der Neutronenenergie E_n aufgetragen.

Aus der Abweichung der Messpunkte in Figur 12 bei kleinen Winkeln kann man über ε_p und ε_n einzeln nichts schliessen, da ε_p bei kleinen Rückstossenergien nicht mehr gleich eins ist.

Ebenso verifiziert man experimentell, dass eine Erniedrigung der Hochspannung des Neutronendetektors den Bereich der Energieunabhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit (Fig. 13) auf der Seite der niederen Energien verkürzt und alle Werte zudem verkleinert.

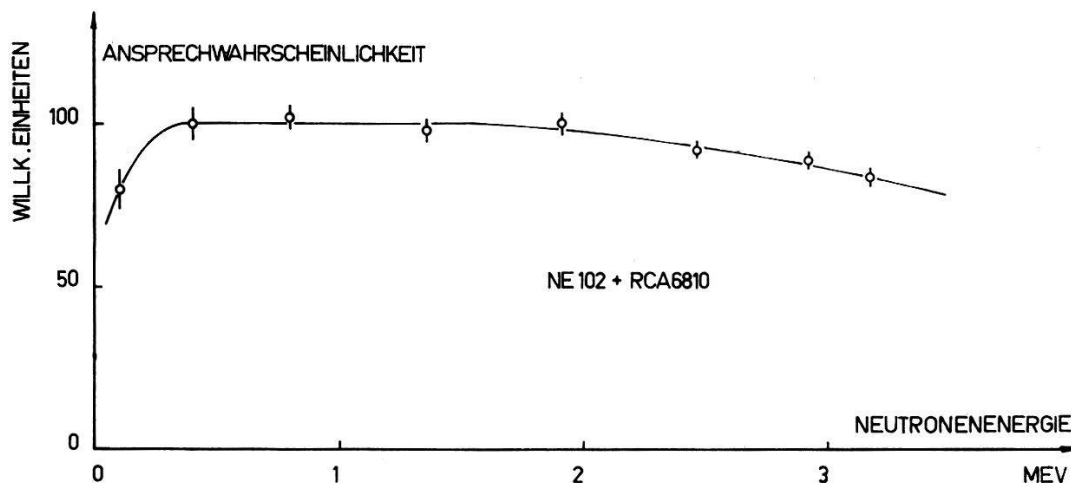


Fig. 13

Ansprchwahrscheinlichkeit ε_n des Neutronenzählers in Funktion der Neutronenenergie.

Nach den Figuren 11 und 13 schliessen wir, dass unser Neutronenzähler die unter allen Winkeln an Deuteronen gestreuten Neutronen mit nahezu konstanter Wahrscheinlichkeit zählt.

Wir müssen uns noch davon überzeugen, dass Kohlenstoffrückstösse vom Streukörperzähler nicht registriert werden. Dazu beachten wir, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung von 3,27-MeV-Neutronen an Kohle nahezu symmetrisch bezüglich 90° und stark anisotrop ist¹⁵⁾ und dass ferner der differentielle Wirkungsquerschnitt für die $n-p$ -Streuung gleich null ist für Winkel $\beta \geq 90^\circ$. Falls unsere Apparatur Kohlestreuungen zählte, müsste die Winkelverteilung der Koinzidenzen der am gewöhnlichen Benzol gestreuten gegen hinten stark ansteigen, um so mehr noch, als die Energie der gestossenen Kohlekerne mit zunehmendem Winkel β wächst. Figur 14 zeigt eine solche Winkelverteilung. Die Koinzidenzen unter Streuwinkeln $\beta > 90^\circ$ zeigen diesen charakteristischen Verlauf nicht. Ihr Vorhandensein und ihre Anzahl wird im Zusammenhang mit Mehrfachstreuung und Untergrund eingehend diskutiert.

Eine weitere Eigenschaft der an Kohle einfach gestreuten Neutronen wäre ihre bestimmte Flugzeit zwischen Streukörper und Zähler. Wir haben mit unserer Flugzeitapparatur die Koinzidenzen der an gewöhn-

lichem Benzol gestreuten Neutronen für $\beta > 90^\circ$ analysiert und auch mit erhöhten Empfindlichkeiten der Zähler keine entsprechende Gruppe gefunden. Die Apparatur lässt sich leicht prüfen durch Messung der n - p -Streuung in Vorwärtsrichtung. Figur 15 zeigt das Flugzeitspektrum der am gewöhnlichen Benzolstreukörper gestreuten Neutronen unter 40° und unter 140° . Aus der Eichkurve Figur 8, der aus Figur 11 berechneten Flug-

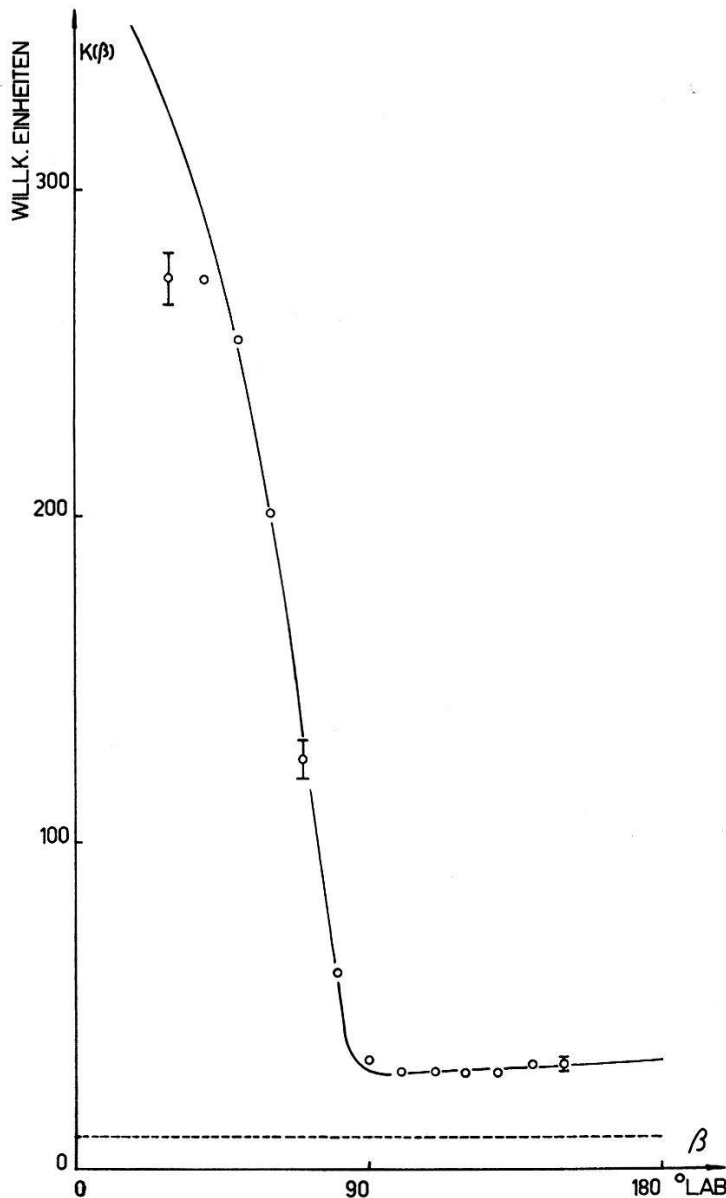


Fig. 14

Wahre Koinzidenzen zwischen Rückstossprotonen und gestreuten Neutronen ohne Berücksichtigung der energieabhängigen Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronenzählers. Ausgezogene Kurve: Berechnete Summe von einfach gestreuten und mehrfachgestreuten Neutronen und einem restlichen Koinzidenzuntergrund. Gestrichelte Kurve: Restlicher Koinzidenzuntergrund. Die Figur demonstriert Grösse und Isotropie dieses Untergrundes für $\beta > 90^\circ$ und die annähernd erfüllte Energiekonstanz der Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronenzählers.

zeit der Neutronen und der Laufzeitdifferenz $\tau_2 - \tau_1$ auf den Kabeln lässt sich der Ort bestimmen, an dem die «Kohlegruppe» erscheinen müsste.

Könnte man die Kohlestöße registrieren, so hätte man eine elegante experimentelle Methode, um die Polarisation der an Deuteronen gestreuten Neutronen direkt mit der Polarisation der an Kohle gestreuten zu vergleichen. Man müsste dazu die Asymmetrie der beiden entsprechenden Neutronengruppen, die je nach Streuwinkel bis etwa 10^{-8} sec auseinanderliegen, gleichzeitig messen.

Koinzidenzmessungen führen wir auf 2 Kanälen durch. Dabei stehen die Zähler symmetrisch zum einfallenden Strahl. Nach einem kurzen

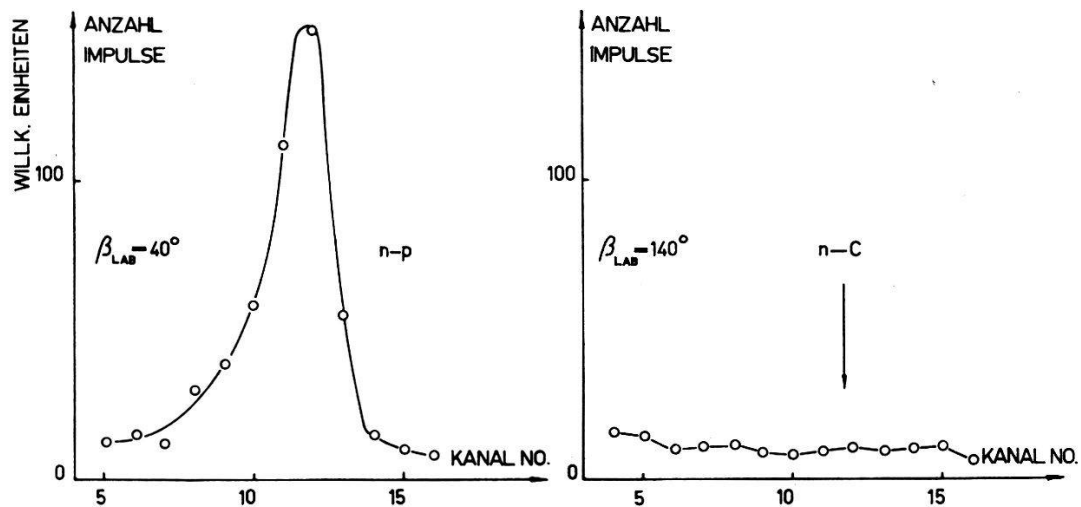


Fig. 15

Flugzeitspektren der am gewöhnlichen Benzol gestreuten Neutronen. Links: Streuwinkel $\beta = 40^\circ$, rechts: Streuwinkel $\beta = 140^\circ$. Der Pfeil zeigt, wo die an den Kohlekernen gestreuten Neutronen erscheinen müssten.

Abstand Streukörper-Detektor: 22 cm

Messintervall werden sie vertauscht. Es sei hier bemerkt, dass die Verwendung von 2 Zählern nicht nur wegen des Gewinnes an Information angebracht ist, sondern es mitteln sich auch gewisse Schwankungen heraus, die sich auf beide Zähler gleich auswirken. So z. B. Intensitätsschwankungen des Strahles und Empfindlichkeitsänderungen des Streukörperkanales.

2. Justierungen. Für Polarisationsmessungen ist eine einwandfrei justierte Anordnung von Neutronenquelle, Kollimator, Streukörper und Detektor besonders wichtig, da Justierfehler im allgemeinen Asymmetrien vortäuschen. Figur 16 zeigt schematisch die Anordnung von D-D-Target mit seinem Mittelpunkt S , Bleikollimator mit seiner Achse x , Streukörper mit Mittelpunkt M , Neutronendetektor mit Drehachse D und Nullrichtung 0 der Teilkreisskala. Für die ideal justierte Apparatur wäre $a = b = c = \beta_0 = 0$.

Zunächst ist es leicht, mit Schublehre und Lot den Targetmittelpunkt auf die gewünschte Höhe vor den Kanaleingang zu bringen, da der Brennfleck und somit S nach einiger Zeit Bestrahlung sichtbar bleibt. In der

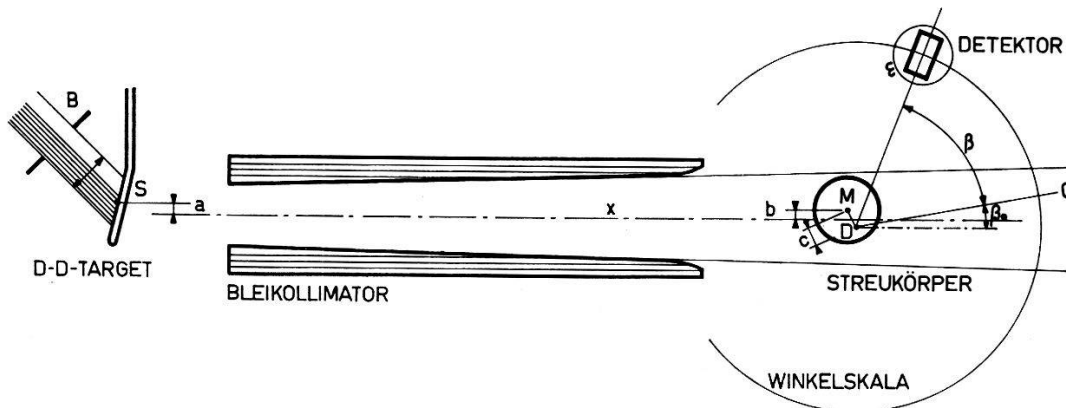


Fig. 16

Schematische Darstellung der gegenseitigen Lage von D-D-Target, Bleikollimator, Streukörper und Detektor

B : Eintrittsblende des Deuteronenstrahles, S : Mittelpunkt der D-D-Target, x : Achse des Kanals, M : Mittelpunkt des Streukörpers, D : Drehachse des Detektors, ε : Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors, 0 : Nullrichtung der Winkelskala. Der Deuteronenstrahl ist schmäler als die Blendenöffnung B und wird im Interesse einer stabilen Eistarget innerhalb B hin- und herbewegt.

Tabelle I ist die Genauigkeit angegeben. Die Richtung der Verbindung SM ist dadurch bis um etwa ± 2 Bogenminuten unbestimmt. SM ist auch die mittlere Neutronenstrahlrichtung auf dem Streukörper, falls man die

Tabelle I

Zusammenstellung der Justiergenauigkeiten. Angegeben sind die Parameter der Fig. 16, die Messmethoden, die restlichen Werte der Parameter und der Einfluss, den sie auf andere Größen ausüben.

Parameter	Methode	Wert	Einfluss
a	Schublehre Lot	$0 \pm 0,3$ mm	Mittlere Strahlrichtung der Neutronen auf dem Streukörper: ± 2 Bogenminuten. (')
b	Spitzenhöhe des Kanalprofils Messuhr $\pm 0,005$ mm	$0 \pm 0,05$ mm	Mittlere Strahlrichtung der Neutronen auf dem Streukörper: $\pm 0,3$ Bogenminuten
c	Schublehre	$0 \pm 0,05$ mm	Gemessene Polarisierung $\pm 1,3\%$
β_0	Symmetrie der $n-p$ -Streuung	$2,0' \pm 3'$	Gemessene Polarisierung: ($+ 2,2 \pm 3$)%
ε	Zentrierte Co^{60} -Quelle an Stelle des Streukörpers	$-1,7^0/_{00}$ $+1,0^0/_{00}$	$-1,6\%$ (schneller Kanal) gemessene Polarisierung $+1\%$ (langsamer Kanal) gemessene Polarisierung

Neutronenproduktion homogen voraussetzt und von der Targetneigung gegenüber der Vertikalen sowie der Anisotropie der D-D-Reaktion im Laborsystem absieht. Diese Unbestimmtheit von 2 Bogenminuten ist aber für das Experiment belanglos. Infolge der Ausdehnung des Targets und des Streukörpers beträgt der Winkel zwischen den *extremen* Richtungen der Neutronen, die auf den Streukörper auftreffen, 3° . Da wir annehmen müssen, dass sich das Polarisationsvermögen der *n-d*-Streuung, $P(\beta)$ über dieses Winkelintervall nicht wesentlich ändert, können wir davon absehen. Dasselbe gilt auch für den Raumwinkel Streukörper-Detektor. Viel störender wirken die (viel kleineren) Schwankungen der *mittleren* Strahlrichtung, auf die wir später zurückkommen.

Ebenfalls mit einer Schublehre lässt sich die Übereinstimmung von D und M prüfen.

Bewegt man nun den Zähler durch den Neutronenstrahl hindurch, so findet man eine Intensitätsverteilung gemäss Figur 17, die wir «Kanalprofil» nennen. Die Einbuchtung oben ist der Schatten des Streukörpers. Die Höhe der Intensitätsmaxima ist sehr empfindlich auf geringe Verschiebungen des Streukörpers nach oben oder unten und gestattet deshalb eine präzise Bestimmung der richtigen Lage. Die gestrichelte Kurve von Figur 17 entspricht $\Delta b = 0,05$ mm, gemessen mit einer Messuhr, die noch Bruchteile von 0,01 mm abzulesen gestattet.

Die Nullrichtung der Winkelteilung der β -Skala erhält man durch Messen des symmetrischen *n-p*-Wirkungsquerschnittes, womit man β_0 auf einige Bogenminuten genau bestimmen kann. Eine solche Präzision ist tatsächlich nötig, falls der differentielle Wirkungsquerschnitt stark winkelabhängig ist. Das folgende Beispiel belegt dies: Nach beendeter Justierung haben wir zu Kontrollzwecken das Polarisationsvermögen der *n-p*-Streuung $P(\beta)$ für $\beta = 64^\circ$, welches null ist, gemessen und erhalten ($+ 2,2 \pm 3$)% als Mittel der beiden Zählkanäle. Interpretiert man diesen Wert als Winkelfehler, so erhält man dafür $\beta_0 = 2,0 \pm 3$ Bogenminuten! Für *n-d*-Streuung in Rückwärtsrichtung $\beta > 90^\circ$ hingegen ist eine solche Genauigkeit nicht notwendig, da dort der differentielle Wirkungsquerschnitt praktisch winkelunabhängig ist²³).

Wir haben noch verifiziert, dass die Ansprechwahrscheinlichkeit ε der beweglichen Zähler für $\beta = 90^\circ$ und $\beta = 270^\circ$ gleich ist, indem wir an ihnen selbst eine Co^{60} -Quelle befestigt haben. Ferner haben wir eine mechanisch zentrierte, nahezu punktförmige Quelle an den Ort des Streukörpermittelpunktes gebracht und deren «Polarisation» aus den Einzelstosszahlen bestimmt. Deutet man den Unterschied der Stosszahlen unter $\beta = 90^\circ$ und $\beta = 270^\circ$ als Änderung der Ansprechwahrscheinlichkeit der Apparatur, so erhält man Abweichungen von nur $+ 1,0\%$ bzw. $- 1,7\%$. Dies ist auch ein Test für die Stabilität der Elektronik.

Es bleibt noch die Stabilität der mittleren Neutronenflugrichtung zu

diskutieren. Unser D-D-Target besteht aus einem dünnwandigen, mit flüssiger Luft gekühlten Kupferrohr von rechteckigem Querschnitt, auf das eine D_2O -Eisschicht aufgedampft ist. Infolge der Erwärmung durch den Deuteronenstrom verdampft die Eisschicht, sie wird inhomogen und der Neutronenstrahl instabil. Aus diesem Grunde wird der Deuteronenstrahl magnetisch mit 50 Hz innerhalb der Blende B hin- und herbewegt

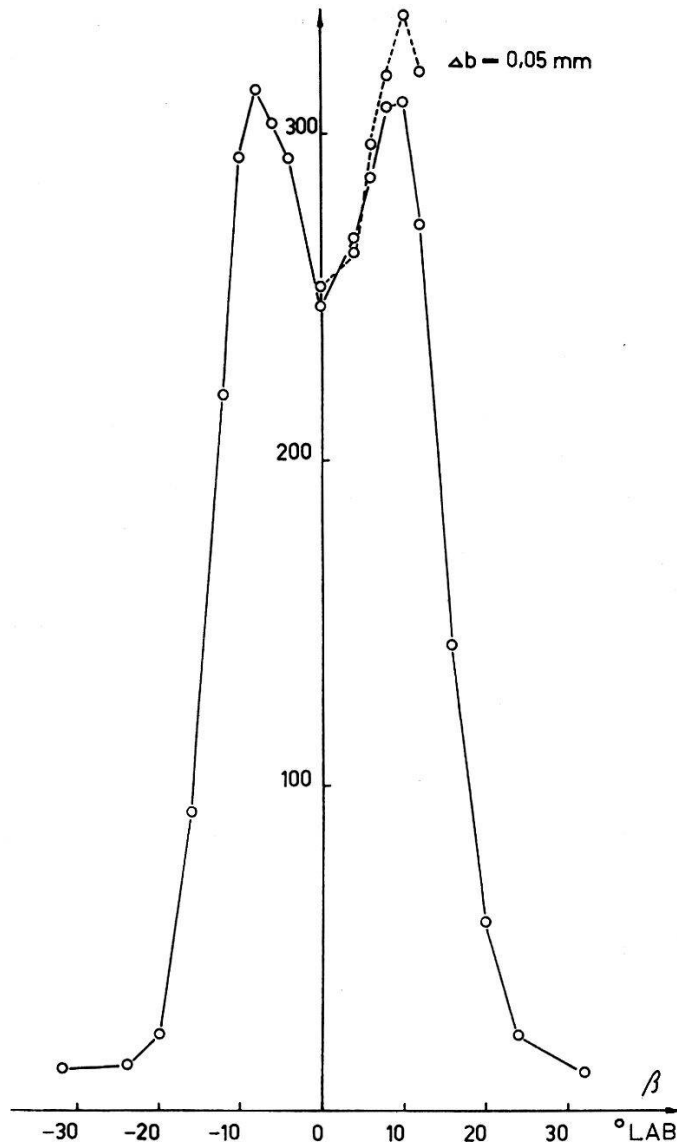


Fig. 17

Kanalprofil. Einzelstosszahl in Funktion der Winkelstellung des Neutronendetektors. Die gestrichelte Kurve entspricht einer Verschiebung des Streukörpers von 0,05 mm. Ordinate: willkürliche Einheiten.

(Fig. 16). Kanalprofil und Polarisationsmessungen an Protonen sind nun sehr empfindlich auf dieses Ausbrennen des Targets und haben uns dazu gedient, den maximal zulässigen Deuteronenstrom zu bestimmen. Dieser beträgt rund $25 \mu A$. Im Interesse eines stabilen Neutronenstrahles ist für alle Polarisationsmessungen ein Strom von $14-20 \mu A$ verwendet worden.

e) *Messung, Auswertung, Korrekturen, Nebeneffekte, Messfehler*

Auf einen zylindrischen Streukörper (Radius R , Länge $2h$), der aus 2 Sorten von Atomen bestehe, falle ein Strahl der Energie E_0 und der Intensität N_0 pro cm^2 Querschnittsfläche und sec. $N_i(\beta)$ sei die Anzahl der Neutronen, die den Körper nach einmaliger Streuung an den Kernen der Substanz i unter dem Winkel β pro sec in den Raumwinkel 1 verlassen. a und b seien die Strecken, die das Neutron vor und nach der Streuung im Körper zurücklegt.

$$N_i(\beta) = \sigma_i(\beta) \cdot N_0 \cdot n_i \cdot I(\beta)$$

$$I(\beta) = \int_{\text{Streukörper}} e^{-\left(\frac{a}{\lambda'} + \frac{b}{\lambda''}\right)} dV$$

$$\frac{1}{\lambda'} = n_1 \sigma_{1 \text{ Tot}}(E_0) + n_2 \sigma_{2 \text{ Tot}}(E_0)$$

$$\frac{1}{\lambda''} = n_1 \sigma_{1 \text{ Tot}}(E_n) + n_2 \sigma_{2 \text{ Tot}}(E_n)$$

n_i bedeutet die Anzahl der Kerne pro cm^3 der Sorte i ($i = 1, 2$), $\sigma_{i \text{ Tot}}$ der entsprechende totale Wirkungsquerschnitt bei der Energie E_0 bzw. E_n des Neutrons vor und nach der Streuung, $\sigma_i(\beta)$ der differentielle Wirkungsquerschnitt der Kerne der Substanz i . Mit Hilfe von Reihen wurde $I(\beta)$ für den ebenen Fall und eine einheitliche mittlere Weglänge $\lambda = \lambda' = \lambda''$ berechnet. Kurven finden sich im Anhang.

Nimmt man an, das Verhältnis der Anzahl der $(k + 1)$ -fach zur Anzahl der k -fach gestreuten Neutronen sei $q(k)$, so erhält man

$$I_0 = I (1 + q(1) + q(1) q(2) + q(1) q(2) q(3) + \dots + q(1) \dots q(n) + \dots)$$

mit

$$I_0 = \int_{\text{Streukörper}} e^{-\frac{a}{\lambda'}} dV$$

I_0 ist die zu I analoge Grösse für die Neutronen, die mindestens eine Streuung erleiden. Die Verhältnisse $q(k)$ lassen sich nicht geschlossen bestimmen. Sie hängen in komplizierter Weise vom Energieverlauf der differentiellen Wirkungsquerschnitte ab und von der Geometrie des Streukörpers. Ist hingegen $q(k) \ll 1$ für alle k , so erscheint es in unserem Falle plausibel

$$q = q(1) = \dots = q(n) = \dots \text{ zu setzen.}$$

Die Genauigkeit dieser Annahme liesse sich nur durch einen enormen Rechenaufwand bestimmen. Wir kommen später auf diese Frage zurück. Man erhält weiter

$$q = \frac{I_0 - I}{I}.$$

Wir berechnen nun die Winkelverteilung derjenigen Neutronen, die mehrfach gestreut worden sind, wobei wir berücksichtigen, dass bei einer ersten Streuung an den Kernen der Substanz 1 eine Polarisation auftreten kann.

$W_n(\beta, \varphi)$ sei die Winkelverteilung der n -fach gestreuten Neutronen. Diejenige nach einer weiteren Streuung lautet dann:

$$W_{n+1}(\beta, \varphi) = c_{n+1} \int W_n(\beta_n, \varphi_n) \cdot \left(g_1 \frac{\sigma_1(\beta')}{\sigma_{1\text{Tot}}} + g_2 \frac{\sigma_2(\beta')}{\sigma_{2\text{Tot}}} \right) \cdot \sin \beta_n \, d\beta_n \, d\varphi_n \quad (6)$$

c_{n+1} ist ein Normierungsfaktor. Die Gewichtungsfaktoren g_i sind die lokalen, relativen Wahrscheinlichkeiten für eine Streuung an der Substanz i .

$$g_i = \frac{n_i \sigma_{i\text{Tot}}}{n_1 \sigma_{1\text{Tot}} + n_2 \sigma_{2\text{Tot}}} \quad (i = 1, 2).$$

Zwischen den Winkeln $\beta, \varphi, \beta_n, \varphi_n$ und β' besteht die Beziehung

$$\cos \beta' = \cos \beta_n \cos \beta + \sin \beta_n \sin \beta \cos(\varphi_n - \varphi).$$

Man beachte nun, dass die Integralformel (6) formal mit einem bekannten Integralsatz über Kugelfunktionen übereinstimmt²⁴⁾. Dies legt nahe, für die differentiellen Wirkungsquerschnitte σ_1 und σ_2 für die erste bzw. zweite Substanz zu setzen:

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \sum_{k=0}^{\infty} a_k^1 P_k(\cos \beta_1) + P_e \cos \varphi_1 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} b_k^1 P_k^1(\cos \beta_1) \\ \sigma_2 &= \sum_{k=0}^{\infty} a_k^2 P_k(\cos \beta') \end{aligned} \quad (7)$$

P_k und P_k^1 sind die üblichen Kugelfunktionen²⁴⁾ mit

$$P_k^1(\cos \vartheta) = \sin \vartheta \frac{dP_k(\cos \vartheta)}{d(\cos \vartheta)}.$$

Durch mehrmalige Anwendung von (6) erhält man mit (7) für den Fall, dass nur in der ersten Streuung ein Polarisierungseffekt auftritt:

$$\begin{aligned} W_n(\beta, \varphi) &= \frac{1}{4\pi} q^{n-1} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(g_1 A_k^1 + g_2 A_k^2)^n}{(2k+1)^{n-1}} P_k(\cos \beta) \\ &+ P_e \cdot \cos \varphi \cdot \frac{1}{4\pi} q^{n-1} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(g_1 A_k^1 + g_2 A_k^2)^{n-1}}{(2k+1)^{n-1}} g_1 B_k^1 P_k^1(\cos \beta) \end{aligned}$$

wobei $A_k^i = \frac{a_k^i}{a_0^i}$ und $B_k^1 = \frac{b_k^1}{a_0^1}$ ($i = 1, 2$).

Die Normierung ist dabei so gewählt, dass

$$\int_{\Omega} W_n(\beta, \varphi) \sin \beta \, d\beta \, d\varphi = q^{n-1}$$

d. h. alle Winkelverteilungen beziehen sich auf ein einfach gestreutes Neutron und erfüllen die Bedingung des konstanten Verhältnisses q der Anzahl der $(n + 1)$ - zu der n -fach gestreuten Neutronen.

Die Potenzausdrücke $(g_1 A_k^1 + g_2 A_k^2)^n$ sind durch Summation über die 2^n -Möglichkeiten der n -fachen Streuung eines Teilchens an 2 Sorten von Kernen entstanden. Denkt man sich nämlich die Potenz ausmultipliziert, so erhält man z. B. einen Term von der Form $(g_1 A_k^1)^l \cdot (g_2 A_k^2)^{n-l}$. Dieser Term berücksichtigt den Beitrag der Teilchen, die l Streuungen an der Substanz 1 und $n-l$ Streuungen an der Substanz 2 erleiden.

Die gesamte Winkelverteilung erhält man durch Überlagerung der einzelnen:

$$W(\beta, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} W_n(\beta, \varphi).$$

Diese Summation lässt sich leicht durchführen. Man erhält:

$$W(\beta, \varphi) = \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_k P_k(\cos \beta) + P_e \cos \varphi \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \Gamma_k P_k^1(\cos \beta) \quad (9)$$

$$\alpha_k = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{(2k+1)(g_1 A_k^1 + g_2 A_k^2)}{(2k+1) - q(g_1 A_k^1 + g_2 A_k^2)} \quad (10)$$

$$\Gamma_k = \alpha_k \cdot \frac{g_1}{g_1 A_k^1 + g_2 A_k^2} \cdot B_k^1.$$

Speziell erhält man für die Winkelverteilung $W^1(\beta, \varphi)$ derjenigen Neutronen, die alle Streuungen an den Kernen der Substanz 1 machen, dieselben Formeln aber mit $A_k^2 = 0$ für alle k .

Da unsere Apparatur solche Ereignisse nicht registriert, erhalten wir für die gemessene Winkelverteilung:

$$W_{\text{gem}}(\beta, \varphi) = W(\beta, \varphi) - W^1(\beta, \varphi). \quad (11)$$

Ebenso leicht erhält man die gemessene Winkelverteilung der mehrfach gestreuten Neutronen W_{gem}^m . Man benützt zu diesem Zweck (9) mit

$$\alpha_k = \frac{1}{4\pi} q \left(\frac{(g_1 A_k^1 + g_2 A_k^2)^2}{(2k+1) - q(g_1 A_k^1 + g_2 A_k^2)} - \frac{(g_1 A_k^1)^2}{(2k+1) - q g_1 A_k^1} \right) \quad (12)$$

$$\Gamma_k = \alpha_k \left(\frac{g_1}{(g_1 A_k^1 + g_2 A_k^2)} - \frac{1}{A_k^1} \right) B_k^1.$$

Wir wollen diese Formeln kurz diskutieren. Zunächst sieht man, dass für Streuung an einem Körper mit nur einer Substanz ($g_2 = 0, g_1 = 1$) und ohne Polarisierungseffekte ($I_k = 0$ für alle k) der Ausdruck für $W_n(\beta, \varphi)$ in die bekannte Mehrfachstreuformel²⁵⁾ übergeht. Diese wurde unter der Annahme eines unendlich ausgedehnten Mediums hergeleitet, gilt aber auch in unserem Falle exakt, da die Zylinderform des Streukörpers bei der Berechnung von q berücksichtigt wurde.

Hingegen werden zwei Effekte vernachlässigt, die mit dem Rückstossenergieverlust des Teilchens bei der elastischen Streuung zusammenhängen.

Einmal ändern sich dabei die totalen Wirkungsquerschnitte für die höheren Streuungen, was in die Berechnung von I und damit in q eingeht. Sodann auch die differentiellen. Das bedeutet also, dass in (6) $\sigma_1(\beta')$ und $\sigma_2(\beta')$ bei einer geeigneten mittleren Energie zu nehmen wären, die ihrerseits von n abhängt. Ferner ist W_{gem} diejenige Winkelverteilung, die ein vom Streukörper weit entfernter Detektor mit energieunabhängiger Empfindlichkeit messen würde. Unser Zähler erfüllt diese letzte Bedingung gut, indem seine Empfindlichkeit zwischen 3 MeV und 200 keV fast konstant ist, so dass er z. B. selbst die seltenen an Protonen 4-fach gestreuten Neutronen im Mittel noch zählt. Auf die erste Bedingung kommen wir später zurück.

Weiter sind gemäss der Berechnung der Integrale I und I_0 (siehe Anhang) solche mehrfach gestreuten Neutronen in unseren Formeln nicht voll enthalten, die ein oder mehrere Wegstücke ungefähr in Richtung der Streukörperachse zurücklegen. Dies äussert sich darin, dass der berechnete Wert q des Verhältnisses der Anzahl der $(n + 1)$ -fach zu der der n -fach gestreuten Neutronen und damit auch die berechnete Anzahl der mehrfach gestreuten zu klein ist.

Es ist beachtenswert, dass unsern auf ein zweikomponentiges Streumedium und auf Polarisierung verallgemeinerten Formeln nicht weitere vereinfachende Annahmen zugrunde liegen. Die Erweiterung gegenüber den Formeln von BLOCK and JONKER²⁵⁾ ist rein mathematisch. Dies bedeutet, dass eine numerische Nachprüfung der Genauigkeit der Annahmen bereits an einem geeignet gewählten Spezialfall erfolgen kann. Dies hat schon früher WALT²⁶⁾ mit Hilfe einer Monte-Carlo-Rechnung für ein einkomponentiges Medium und eine unserer geometrischen Anordnung ähnlichen getan, unter Vernachlässigung von Polarisierungseffekten. Die Resultate beider Rechnungen stimmen innerhalb der Monte-Carlo-Statistik von $\pm 15\%$ überein.

Aus den Formeln (12) für die Berechnung der Winkelverteilung W_{gem}^m der mehrfach gestreuten, registrierten Neutronen sieht man, dass diese auch eine Asymmetrie ($I_k \neq 0$) aufweisen, die vom Polarisierungseffekt an der Kernsorte 1 herrührt. Da in unserem Experiment die Kohle-

polarisation gross gegen die Deuteronen- bzw. Protonenpolarisation ist, identifizieren wir die Kerne 1 mit den Kohlekernen. Die Asymmetrie der an den Deuteronen gestreuten Neutronen behandeln wir bei der Auswertung gesondert.

Man sieht ferner, dass $W(\beta, \varphi)$ keine kompliziertere β - und φ -Abhängigkeit haben kann, als der kompliziertere der beiden Wirkungsquerschnitte.

Bisher haben wir nicht berücksichtigt, dass durch die Ausdehnung von Streukörper und Detektor nicht Neutronen eines bestimmten Streuwinkels registriert werden, sondern dass wir stets Mittelwerte über ein Winkelintervall messen. Die Korrekturformeln dafür lauten¹⁵⁾

$$\sigma - \bar{\sigma} \cong -k_1 \bar{\sigma}' - k_2 \bar{\sigma}''$$

$$k_1 = -\cos \beta \cdot \frac{b^2 + h^2 + a^2 + \frac{3}{4} R^2}{6 \varrho^2} \quad (13)$$

$$k_2 = \sin^2 \beta \cdot \frac{\frac{3}{4} R^2 + a^2}{6 \varrho^2}.$$

Dabei bedeuten: σ korrigierter differentieller Wirkungsquerschnitt,
 $\bar{\sigma}$ gemessener differentieller Wirkungsquerschnitt,
 $\bar{\sigma}'$, $\bar{\sigma}''$ die Ableitungen nach $\cos \beta$.

Die Bedeutung der übrigen Grössen ist aus Figur 18 ersichtlich. Die Formeln gelten nur näherungsweise, da man dritte und höhere Ableitungen weglässt und da man die Korrekturglieder aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}$ und nicht aus dem wahren bestimmt. Berücksichtigt man in diesen Formeln zwar die gemessene n - d -Polarisation, nicht aber deren Winkelabhängigkeit, so ist die Korrektur proportional zum Messwert, wobei die Proportionalitätskonstante noch vom Streuwinkel β , nicht aber vom Azimut φ abhängt. Das bedeutet, dass die Ausdehnung von Streukörper und Detektor nur auf den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt, nicht aber auf die Polarisation – wie man sofort aus Formel (4) einsieht – einwirkt.

Unter den registrierten Koinzidenzen befindet sich eine Anzahl zufällige. Diese wurde nach zwei Methoden bestimmt. Einmal durch Rechnung aus den Einzelstosszahlen und der mit zwei unabhängigen Quellen gemessenen Auflösungszeit, sodann durch Einfügen eines genügend langen Verzögerungskabels. Diese zweite Methode liefert zudem eine Kontrolle für die Auflösungszeit.

Wir haben noch weitere Möglichkeiten für falsche Koinzidenzen in Betracht gezogen: Ein Untergrundneutron wird vom Streukörper in den Neutronenzähler oder umgekehrt vom Neutronenzähler in den Streukörper gestreut. Oder: Ein Neutron macht inelastische Streuung an Fremdmaterial, z. B. in der Nähe eines Zählers. Neutron und zugehöriges γ -Quant treffen die koinzidenten Zähler. Oder: Ein γ -Quant gelangt nach

Comptonstreuung im einen Zähler in den andern. Oder: Ein Neutron (z. B. ein von der Paraffinabschirmung thermalisiertes) wird in Fremdmaterial eingefangen. Hierauf entstehende γ -Quanten lösen Koinzidenzen aus. Oder: Ein Proton des Plastik-Szintillators (oder des gewöhnlichen Benzolstreckörpers) fängt ein langsames Neutron ein. Das γ -Quant löst in beiden Zählern ein Signal aus.

Andere Arten von koinzidenten Ereignissen sind weit weniger wahrscheinlich.

Man hat eine gute Möglichkeit, die Grösse des Untergrundes und dessen Winkelabhängigkeit zu messen, indem der differentielle Wirkungsquerschnitt $\sigma_{n-p}(\beta)$ in Rückwärtsrichtung $\beta \geq 90^\circ$ exakt null ist. In Figur 14

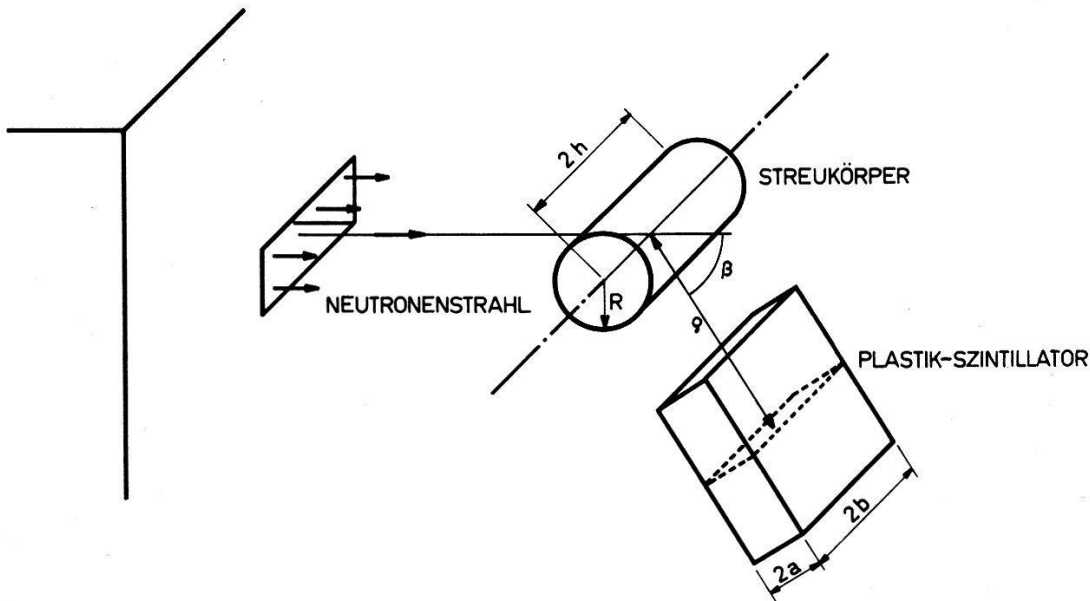


Fig. 18

Geometrie von Streukörper und Detektor.
Bedeutung der Grössen in den Formeln (13).

zeigt die ausgezogene Kurve die berechnete Summe von Einfach- und Mehrfachstreuung an Wasserstoff, mit einem passend gewählten Zusatz (gestrichelte Kurve), der die in den Formeln (9) und (12) nicht enthaltenen Koinzidenzen darstellt. Die Punkte sind die gemessenen wahren Koinzidenzen. Die Anpassung ergibt, dass der koinzidente Zusatz in Rückwärtsrichtung $\beta > 90^\circ$ isotrop ist. Wir haben ihn hierauf in Figur 14 über den ganzen Winkelbereich isotrop vorausgesetzt. An den Messpunkten wurde der Faktor $\varepsilon_n(E_n[\beta])$, die Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronenzählers für verschiedene Neutronenenergien, nicht angebracht. Dies wirkt sich direkt nur auf die Werte in Vorwärtsrichtung aus, und wir sehen hier noch einmal den grossen Bereich der Konstanz von ε_n . Die Abweichungen der Punkte bei $\beta = 30^\circ$ und $\beta = 40^\circ$ rühren von der geringeren Ansprechwahrscheinlichkeit des Streukörperzählers her infolge der kleinen Rückstossenergie der Protonen.

Wir haben durch etwa zehn Experimente versucht, weiteres über diesen zusätzlichen Untergrund zu erfahren und insbesondere zu entscheiden, ob nicht einer der oben genannten möglichen Effekte hauptsächlich dafür verantwortlich sei. Zunächst wollen wir wissen, ob schnelle oder thermische Neutronen dessen Ursache sind. Verstopft man nämlich den Neutronenkanal mit Plexiglas oder Paraffin, so fehlen die schnellen. Die nachfolgende Messung ergibt, dass die thermischen höchstens etwa $1/5$ des gesuchten Untergrundes erklären können.

Mit der Flugzeitapparatur für schnelle Neutronen stellt man fest, dass in Rückwärtsrichtung keine besondere Flugzeit bevorzugt ist, sondern dass alle Zeitdifferenzen, die Neutronenenergien von 3 MeV bis 300 keV entsprechen, ähnlich häufig vorkommen.

Eine Bleiabschirmung um den Neutronendetektor zeigt, dass der Hauptteil der gesuchten zusätzlichen Stöße von Neutronen und nicht von γ -Quanten herkommt. Mit zwei koinzidenten Zählern misst man ungefähr 70% davon auch dann, wenn sich keiner der beiden Zähler im direkten Neutronenstrahl befindet.

Diese und einige weitere einfache Nebenexperimente, wie Hinzufügen von weiterem Fremdmaterial zum Streukörper, Hinzufügen, Wegnehmen oder Umordnen von Blei- und Paraffin-, Boral- und Cd-Abschirmungen, Ändern von Multiplier-Hochspannungen, zeigen, dass es sich hier um einen allgemeinen, aus vielen Komponenten zusammengesetzten Untergrundanteil handelt. Dies ist ein Argument für die isotrope Extrapolation auf Streuwinkel, die kleiner als 90° sind.

Die D-D-Reaktion ist ferner nicht isotrop. Dadurch wird der Streukörper nicht in allen Teilen gleich intensiv von Neutronen durchsetzt. Eine Abschätzung zeigt, dass der Effekt auf die Polarisierung weniger als 0,5% beträgt. Wir sehen daher von einer Korrektur ab.

Die Messung geht wie folgt vor sich: Zwei symmetrisch zum Strahl unter dem Messwinkel β aufgestellte Zähler registrieren unabhängig voneinander Koinzidenzen mit dem Streukörperdetektor. Ein Messintervall beträgt rund 80 sec und wird bestimmt durch den Monitor, welcher automatisch die Apparatur ausschaltet, nachdem eine bestimmte Anzahl Neutronen den Kanal durchflogen hat. Dann werden die Detektoren vertauscht, die Koinzidenzen, die Einzelstöße und die Zeit abgelesen und das nächste Intervall gestartet. Die Messung der Polarisierung unter einem Winkel dauert einige Tage. Bei Streuung in Vorwärtsrichtung wechselt man nach einigen Stunden den gewöhnlichen gegen den deuterierten Benzolstreukörper aus.

Zur Auswertung subtrahiert man von der Totalzahl der unter einem Winkel registrierten Koinzidenzen die zufälligen, die man aus Messzeit, Auflösungszeit und den Einzelstosszahlen bestimmt hat, und den ent-

sprechenden Anteil von Untergrundkoinzidenzen, den wir für die $n-d$ -Streuung aus der $n-p$ -Messung übernehmen. Sodann zieht man die nach den Formeln (9) und (12) bestimmte Anzahl der mehrfach gestreuten Neutronen ab und erhält die Polarisation $P(\vartheta)$ nach Formel (4) mit $P_e = 11\%$ nach MEIER *et al.*¹⁵⁾.

Im Gegensatz zur Geometriekorrektur ist die Anzahl der mehrfach gestreuten Neutronen nicht auf gleiche Weise proportional der Anzahl der registrierten Koinzidenzen, so dass die Korrektur in Formel (4) nicht herausfällt.

Bezüglich der Zahlenwerte siehe die Zusammenstellung auf Seite 541. Die Polarisation P' , die durch mehrfach gestreute Neutronen vorgetäuscht würde, falls man diese unberücksichtigt liesse, beträgt stets weniger als 1,7%.

Zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\sigma_{n-d}(\beta)$ für $n-d$ -Streuung bei 3,27 MeV wird die Ansprechwahrscheinlichkeit der Neutronenzähler sowie die Winkelabhängigkeit von $I(\beta)$ (siehe Anhang) berücksichtigt. Die Geometriekorrektur (13) wird wegen ihrer Kleinheit nicht angebracht. Die Zahlenwerte dazu sind auf Seite 542 zusammengestellt. Absolute Werte von $\sigma_{n-d}(\beta)$ erhält man durch Vergleich mit dem totalen Wirkungsquerschnitt.

Messfehler. Zur üblichen statistischen Ungenauigkeit tritt als hauptsächlichste Fehlerquelle die nicht ideale geometrische Justierung von D-D-Target, Streukörper und Neutronenzähler hinzu. Siehe dazu Tabelle I. Sodann stammt eine gewisse Unsicherheit von den Auswerteformeln her. Ferner verursacht das Ausbrennen der Eistarget kleine Schwankungen der mittleren Neutronenstrahlrichtung, der Neutronenintensität und der Energieverteilung, welche sich aber wegen der gleichzeitigen Verwendung von zwei Zählkanälen und der kurzen Messintervalle nur gering auf das Ergebnis auswirken können. Die übrigen Schwankungen wie Intensitäts- und Richtungsänderungen des Deuteronenstrahles sind an sich gering und brauchen nicht betrachtet zu werden. Dasselbe gilt von Hochspannungsschwankungen, die die Neutronenenergie von 3,27 MeV kurz- und langfristig um weniger als $\pm 0,005$ MeV beeinflussen, was klein gegen die Breite des Energiespektrums von 0,08 MeV ist.

Zusammenstellung der Zahlenwerte für die Berechnung der mehrfach gestreuten Neutronen und der Geometriekorrektur

$$q = 0,17 \quad g_1 = g_2 = 0,5 \quad \text{für } C_6D_6 \text{ und } C_6H_6$$

$$\lambda = 5,9 \text{ cm} \quad R/\lambda = 0,23$$

Kohlepolarisation bei 3,27 MeV $P_e \cong -0,5 \cdot \sin 2\vartheta$

Polarisation der einfallenden Neutronen $|P_e| = 11\%$.

Gemessene Winkelverteilung der mehrfach gestreuten Neutronen im C_6H_6 -Streukörper (Laborsystem)

$$W_{\text{gem}}^m = (25,2 + 8,46 P_1 + 7,44 P_2 + 0,16 P_4 + 0,16 P_6 - 0,73 P_2^1 \cdot P_e \cdot \cos \varphi) \cdot 10^{-3} \cdot \sigma_{H \text{ Tot}} \text{ in barn}$$

Gemessene Winkelverteilung der mehrfach gestreuten Neutronen im C_6D_6 -Streukörper (Laborsystem)

$$W_{\text{gem}}^m = (25,2 + 1,7 P_1 + 5,8 P_2 + 0,43 P_3 - 0,61 P_2^1 \cdot P_e \cdot \cos \varphi) \cdot 10^{-3} \cdot \sigma_{D \text{ Tot}} \text{ in barn}$$

In beiden Entwicklungen können Glieder mit Kugelfunktionen höherer Ordnung weggelassen werden.

Die durch die mehrfach gestreuten Neutronen vorgetäuschte Polarisation beträgt für alle Winkel weniger als 1,7%.

$$R = 1,35 \text{ cm} \quad h = 1,5 \text{ cm} \quad \varrho = 9,0 \text{ cm} \quad a = 0,8 \text{ cm} \\ b = 1,5 \text{ cm}$$

$$k_1 = -0,013 \cos \beta \quad k_2 = 0,0041 \sin^2 \beta$$

Maximale Geometriekorrektur: 7 mb/ Ω bei 36°

Bei den übrigen Messwinkeln: $< 4 \text{ mb}/\Omega$

4. Ergebnisse, Diskussion, Zusammenfassung

a) Differentieller Wirkungsquerschnitt

In Figur 19 ist der gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt $\sigma_{n-d}(\vartheta)$ im Schwerpunktsystem dargestellt, gemessen mit der ersten Apparatur. Der statistische Fehler ist vernachlässigbar. Die Ungenauigkeit rührt hauptsächlich von den Korrekturen (Mehrfachstreuung im Streukörper, Koinzidenzuntergrund, Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronenzählers) her. Beim Messpunkt $\beta = 36^\circ$ kommt eine weitere Unsicherheit dazu, da bei diesem Streuwinkel die Ansprechwahrscheinlichkeit des Deutronenzählers nicht gleich 1 ist und demzufolge durch Vergleich mit dem Protonenstreukörper bestimmt werden muss. Die Übereinstimmung mit den Messungen von SEAGRAVE and CRANBERG²³⁾ ist ausgezeichnet. Für den Vergleich mit älteren Messungen verweisen wir auf²³⁾. Die ausgezogenen Kurven sind theoretischen Arbeiten entnommen. Diejenige von CHRISTIAN and GAMMEL⁵⁾ (CG) gilt für eine Neutronenenergie im Laborsystem von 3,27 MeV. Sie stimmt in Rückwärtsrichtung gut mit den Messpunkten überein, liegt aber in Vorwärtsrichtung zu tief. Die andere Kurve stammt von BUCKINGHAM,

HUBBARD, and MASSEY⁸⁾ (BHM) und ist für eine Energie von 3,0 MeV im Laborsystem mit «Symmetrischer Austauschkraft» ($m = 2b = 0,93$, $h = 2w = -0,27$, siehe Einleitung) gerechnet. Sie liegt in Vorwärtsrichtung den Messpunkten näher als die erste Kurve.

Die Figur 10 der Arbeit von CHRISTIAN and GAMMEL⁵⁾ legt uns die Vermutung nahe, dass die Übereinstimmung der BHM-Kurve mit dem Experiment durch Berücksichtigung höherer Phasen verbessert würde.

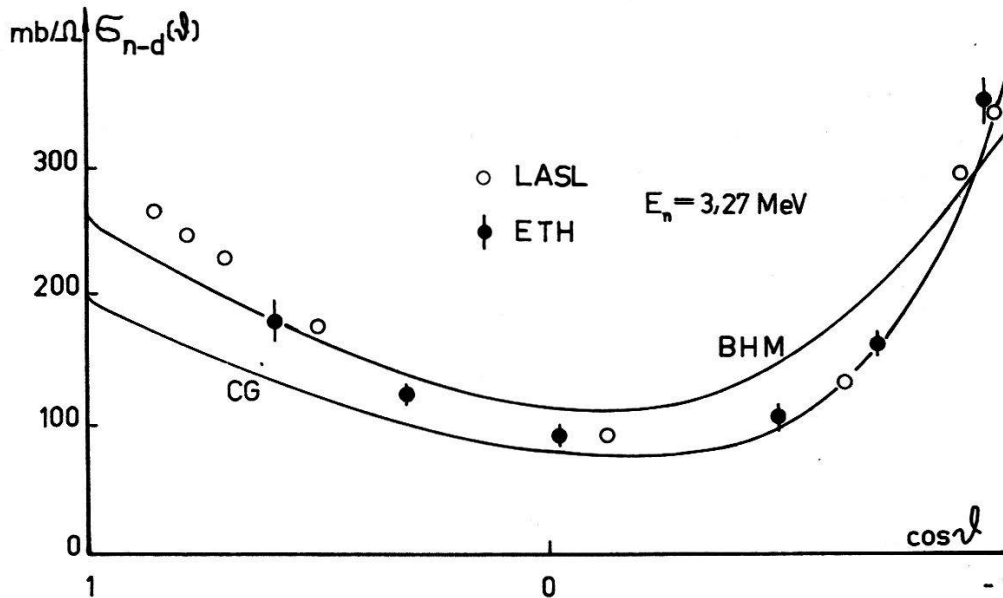


Fig. 19

Differentieller Wirkungsquerschnitt $\sigma_{n-d}(\vartheta)$ für die elastische Streuung von Neutronen an Deuteronen in Funktion von $\cos \vartheta$ im Schwerpunktsystem für eine Energie der einfallenden Neutronen von 3,27 MeV im Laborsystem. Offene Punkte: Messungen von SEAGRAVE and CRANBERG²³⁾, (Los Alamos). Ausgefüllte Punkte: Vorliegende Arbeit (ETH). Zum Vergleich sind theoretische Kurven von BUCKINGHAM, HUBBARD and MASSEY⁸⁾ (BHM) für 3,0 MeV mit «Symmetrischer Austauschkraft» gerechnet und von CHRISTIAN and GAMMEL⁵⁾ (CG) für 3,27 MeV angegeben.

Für den Vergleich von differentiellen Wirkungsquerschnitten, die aus verschiedenen Austauschkraft-Mischungen hergeleitet sind, verweisen wir auf die theoretischen Arbeiten^{4) 7) 8) 9)}. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die «Symmetrische Austauschkraft» den differentiellen und den totalen Wirkungsquerschnitt bei unserer Energie grob wiedergibt, dass aber eine Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung ohne starke Beimischungen von Austauschpotentialen zum Wignerpotential nicht fähig ist, die Experimente zu beschreiben.






b) Polarisation

Die erste Messung der Polarisation der an Deuteronen gestreuten Neutronen in unserem Energiebereich stammt von WHITE, CHISHOLM, and BROWN²⁷⁾, ausgeführt bei einem Streuwinkel (90° im Schwerpunkts-

system) und Energien von 3,1 MeV und 2,26 MeV im Laborsystem. Dazu ist die Asymmetrie der Verteilung der Rückstossdeuteronen in einem mit Deuterium gefüllten Proportionalzähler mit stark richtungsabhängiger Empfindlichkeit untersucht worden. Unabhängig davon haben wir diese Polarisation bei einer Neutronenenergie von 3,27 MeV unter 6 Winkeln zwischen 36° (Labor) und 144° (Labor) gemessen, indem wir direkt die

Tabelle II

Zusammenstellung der Messungen der Polarisation der an den Deuteronen gestreuten Neutronen.

Streuwinkel		Polarisation der an Deuteronen elastisch gestreuten Neutronen in %					
β_{Labor}	$\vartheta_{\text{Schwerpunkt}}$	3,1 MeV	3,27 MeV	3,27 MeV	2,1MeV	$E_p = 3,3 \text{ MeV}$	3,27 MeV
36°	53°		$+3 \pm 6$	$+15 \pm 8$	Polarisation $< 7\%$	Vgl. Protonen- polarisation -12 ± 7 bei $\vartheta = 90^\circ$	0 ± 6
50°	72°		$+1 \pm 6$				-7 ± 7
64°	91°	$+40 \pm 20$ bei $\vartheta = 90^\circ$	$+3 \pm 6$				$+9 \pm 8$
90°	120°		-5 ± 6				$+7 \pm 10$
106°	135°		0 ± 6				-3 ± 10
144°	161°		$+7 \pm 10$				$+9 \pm 9$
Symbol in Fig. 20:		WCB 	ETH 	ETH 	LASL	SSCS 	ETH 
Literaturhinweis		²⁷⁾	Diese Arbeit und ²⁸⁾	Diese Arbeit und ²⁰⁾	²⁹⁾ *)	³⁰⁾ *)	Diese Arbeit

Asymmetrie der Winkelverteilung der Neutronen festgestellt haben, mit einer Apparatur, die Koinzidenzen zwischen dem gestreuten Neutron und dem gestossenen Deuteron registriert.

In der Tabelle II und in Figur 20 finden sich die Ergebnisse. Unsere Messungen liefern einen viel kleineren Wert.

Zur Prüfung der Methode haben wir sodann mit einem schnellen Zeit-Pulshöhenwandler²⁰⁾ das Zeitspektrum der Koinzidenzen im Hinblick auf einen möglichen störenden Untergrund (Kohlestreuungen im C_6D_6) untersucht und in Ordnung befunden. (Siehe Fig. 15.) Diese Messungen haben dazu einen weiteren Wert der Polarisation bei 36° (Labor) ergeben.

Besondere Aufmerksamkeit ist den Justierungen gewidmet worden. In der Tabelle I sind die restlichen Fehler der Anordnung für das zuletzt durchgeführte Experiment angegeben. Es unterscheidet sich vom ersten durch präzisere mechanische Justierung, erhöhte Empfindlichkeit des Streukörperzählers, geringere Ansprechwahrscheinlichkeit der Neutronen-

*) Siehe Seite 548

detektoren, wesentlich kürzere Koinzidenzauflösungszeit im einen Kanal und einige Verbesserungen elektronischer Natur.

Die Ergebnisse sind in Tabelle II und in Figur 20 aufgeführt und bestätigen in Übereinstimmung mit kurz zuvor von CRANBERG²⁹⁾ publizierten Resultaten bei 2,1 MeV (Labor) unsere früheren Messungen*).

Die von uns angegebenen Werte sind durch Mitteilung der Messungen beider Zählkanäle erhalten worden. Die Abweichungen der Neutron-Proton-Winkelverteilung von der strengen Symmetrie bei den Vorwärtswinkeln im Laborsystem zeigen einen Winkelverlauf, der als restlicher Justierfehler der Nullrichtung β_0 der Winkelskala (siehe Fig. 16) von einigen Bogenminuten interpretiert werden kann. Die entsprechende

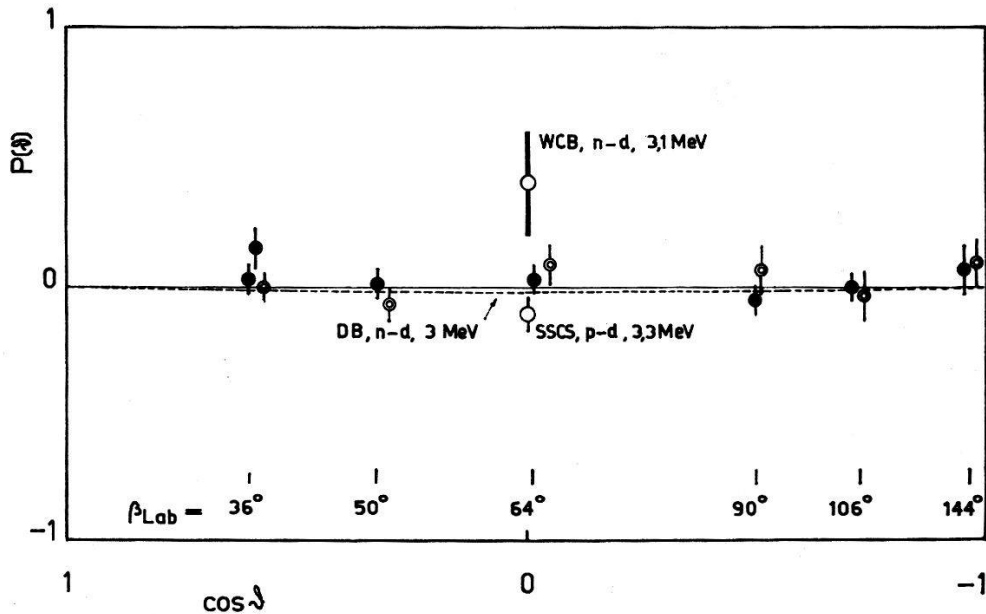


Fig. 20

Polarisation der an Deuteronen gestreuten 3,27-MeV-Neutronen in Funktion des Streuwinkels. (β = Laborwinkel, ϑ = Schwerpunktswinkel, Energien im Laborsystem.) – Zum Vergleich die Messung von WHITE, CHISHOLM and BROWN²⁷⁾ (WCB, n - d -Polarisation bei 3,1 MeV) und die von SHAFROTH, SEGEL, CHALMERS and STRAIT³⁰⁾ (SCS, n - p -Polarisation bei 3,3 MeV). – Gestrichelte Kurve: Theorie nach DELVES and BROWN¹⁰⁾ (DB, n - d -Polarisation bei 3 MeV). Ferner stimmen die Messungen von CRANBERG²⁹⁾ mit den unsrigen überein. (n - d -Polarisation bei 2,1 MeV. Ergebnis von CRANBERG: Polarisation weniger als 7% in einem Winkelbereich von 30° bis 130° im Laborsystem).

Korrektur der gemessenen n - d -Polarisation ergibt sich aus dem differentiellen n - d -Wirkungsquerschnitt. Sie ist winkelabhängig und stets kleiner als der Messfehler und ist nur in Vorwärtsrichtung angebracht worden. Der angegebene Messfehler setzt sich aus zwei ähnlich grossen Teilen zusammen, einem statistischen und einem systematischen. Der statistische Teil ist abhängig von der Messdauer. Er umfasst zur Hauptsache

*) Siehe Seite 548

die Statistik der Stosszahl und darüber hinaus einen geringeren Beitrag, der von den Schwankungen der Maschine herrührt. Der systematische Teil ist abhängig von der Güte der Justierung und der Winkelabhängigkeit des differentiellen n - d -Wirkungsquerschnittes. Er enthält dazu einen Anteil, der von der Unsicherheit der Korrekturen (Mehrfachstreuung, Koinzidenzuntergrund, vorgetäuschte Polarisation durch Mehrfachstreuung) herrührt.

Als weiterer Vergleich ist in Figur 20 der experimentelle Wert der p - d -Polarisation bei 3,3 MeV und 90° (Schwerpunktssystem) von SHAFROTH, SEGEL, CHALMERS, and STRAIT³⁰⁾ eingetragen. Er ist ebenfalls klein wie unsere n - d -Werte, hat aber das umgekehrte Vorzeichen*).

Die gestrichelte Kurve ist gerechnet von DELVES and BROWN¹⁰⁾ und gibt die Polarisation der an Deuteronen gestreuten Neutronen bei 3 MeV. Ihre Übereinstimmung mit dem Experiment ist befriedigend. Wegen der Approximationen, die in dieser Theorie verwendet werden, hat ihr Ergebnis mehr qualitativen Charakter. Die endgültige Interpretation der Resultate wird erst durch eine quantitative Theorie möglich sein, die numerische Werte der Polarisation der an Deuteronen gestreuten Neutronen für geeignete Annahmen der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung gibt.

Herrn Prof. Dr. Hs. H. GÜNTHARD möchten wir für viele wertvolle Ratschläge über die Deuterierung von Benzol unseren aufrichtigen Dank aussprechen.

Herrn W. BEUSCH verdanken wir viele Hinweise bezüglich des elektronischen Teiles.

Herrn H. R. BRUGGER sind wir für viele Diskussionen zu grossem Dank verpflichtet.

ANHANG

Numerische Werte der Integrale $I(0^\circ)$, $I(90^\circ)$, $I(180^\circ)$ und I_0 für eine einheitliche mittlere freie Weglänge $\lambda = \lambda' = \lambda''$ und eine Streuebene senkrecht zur Zylinderachse: $dV = 2h \cdot dF$. Zylinder: Radius R , Länge $2h$. β : Winkel zwischen a und b .

$$\text{Es ist } I(\beta) = \int_{\text{Zylinder}} e^{-\frac{a+b}{\lambda}} dV$$

$$I_0 = \int_{\text{Zylinder}} e^{-\frac{a}{\lambda}} dV$$

*) Siehe Seite 548

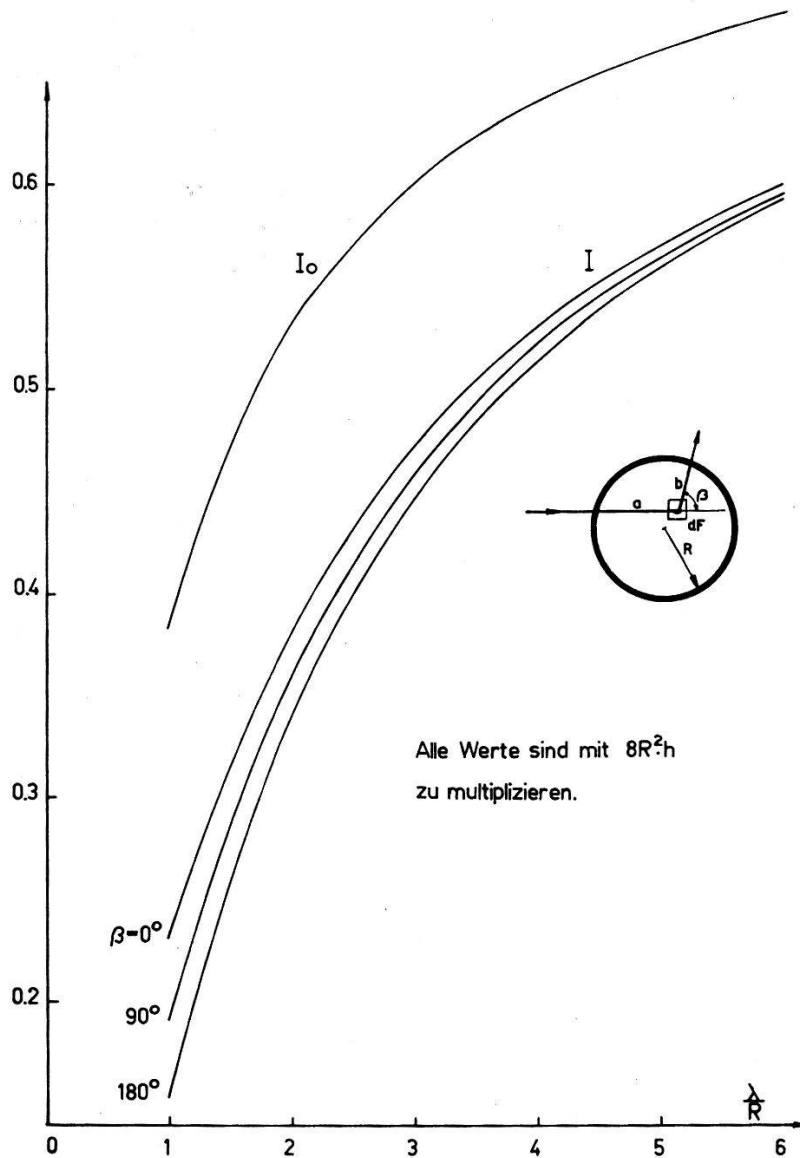


Fig. 21

Die Integrale $I(\beta)$ und I_0 .Alle Werte der Ordinate sind mit $8R^2h$ zu multiplizieren.

Literaturverzeichnis

- 1) D. SPEISER, *Helv. Phys. Acta* 27, 427 (1954).
- 2) L. SARTORI and S. I. RUBINOW, *Phys. Rev.* 112, 214 (1958).
- 3) M. VERDE, *Handbuch der Physik* 39, 144, Berlin 1957.
- 4) H. S. W. MASSEY, *Progr. Nucl. Phys.* 3, 235 (1953).
- 5) R. S. CHRISTIAN and J. L. GAMMEL, *Phys. Rev.* 91, 100 (1953).
- 6) A. K. BOSE, Diss. Georg-August-Universität, Göttingen 1957.
- 7) R. A. BUCKINGHAM and H. S. W. MASSEY, *Proc. Roy. Soc. A* 179, 123 (1941).
- 8) R. A. BUCKINGHAM, S. J. HUBBARD and H. S. W. MASSEY, *Proc. Roy. Soc. A* 211, 183 (1952).
- 9) A. H. DE BORDE and H. S. W. MASSEY, *Proc. Phys. Soc. A* 68, 769 (1955).
- 10) L. M. DELVES and D. BROWN, *Nuclear Physics* 11, 432 (1959).
- 11) B. H. BRANDEN, K. SMITH and C. TATE, *Proc. Roy. Soc. A* 247, 73 (1958).

- 12) J. L. GAMMEL and R. M. THALER, Phys. Rev. 107, 1337 (1957) und P. S. SIGNELL and R. E. MARSHAK, Phys. Rev. 109, 1229, (1958).
- 13) S. OTSUKI, R. TAMAGAKI and W. WATARI, erscheint in Progr. theor. Phys. Siehe dazu: G. F. CHEW, Annual Internat. Conference on High Energy Physics at CERN, S. 104 (1958).
- 14) L. WOLFENSTEIN, Ann. Rev. Nucl. Science 6, 43 (1956).
- 15) R. W. MEIER, P. SCHERRER und G. TRUMPY, Helv. Phys. Acta 27, 577 (1954).
- 16) F. AJZENBERG and T. LAURITSEN, Revs. Mod. Phys. 27, 153 (1955).
- 17) B. M. McCORMAC, M. F. STEUER, C. D. BOND, and F. L. HEREFORD, Phys. Rev. 104, 718 (1956); *ibid.* 108, 116 (1957); I. I. LEVINTOV, A. V. MILLER, E. Z. TARUMOV and V. N. SHAMSHEV, Nuclear Physics 3, 237 (1957); J. E. WILLS, JR., J. K. BAIR, H. O. COHN, and H. B. WILLARD, Phys. Rev. 109, 891 (1958); P. J. Pasma, Nuclear Physics 6, 141 (1958).
- 18) F. D. BROOKS, Progr. Nucl. Phys. 5, 252 (1956).
- 19) I. A. D. LEWIS and F. H. WELLS, Millimicrosecond Pulse Techniques, S. 232, London 1954.
- 20) H.-J. GERBER, M. BRÜLLMANN, D. MEIER, Helv. Phys. Acta 31, 580 (1958).
- 21) A. KLIT und A. LANGSETH, Z. physikal. Chem. 176, 65 (1936).
- 22) M. BRÜLLMANN, H.-J. GERBER und D. MEIER, Helv. Chimica Acta 41, 1831 (1958).
- 23) J. D. SEAGRAVE and L. CRANBERG, Phys. Rev. 105, 1816 (1957).
- 24) E. MADELUNG, Die mathematischen Hilfsmittel des Physikers, 3. Aufl., S. 66, Berlin 1936.
- 25) J. BLOCK and C. C. JONKER, Physica 18, 804 (1952).
- 26) M. WALT, Diss. University of Wisconsin, 1953.
- 27) R. E. WHITE, A. CHISHOLM, and D. BROWN, Nuclear Physics 7, 233 (1958).
- 28) M. BRÜLLMANN, H.-J. GERBER, D. MEIER, Helv. Phys. Acta 31, 318 (1958).
- 29) L. CRANBERG, Bull. Amer. Phys. Soc. 3, 365 (1958); Phys. Rev. Letters 2, 324 (1959).
- 30) S. M. SHAFROTH, R. E. SEGEL, R. CHALMERS, and E. N. STRAIT, Bull. Amer. Phys. Soc. 4, 62 (1959).

*) *Anmerkung bei der Korrektur*: Inzwischen sind weitere Arbeiten über Nukleon-Deuteron-Streuung in unserem Energiegebiet bekannt geworden:

L. CRANBERG, Phys. Rev. 114, 174 (1959).

Proceedings of the Conference on Nuclear Forces and the Few-Nucleon Problem. Pergamon Press, London 1959. Darin einige Arbeiten (im Druck).

K. SMITH and M. PESHKIN, Argonne National Laboratory, ANL-5910 1959.

W. P. BUCHER, W. B. BEVERLY, G. C. COBB, and F. L. HEREFORD, Nucl. Phys. 13, 164 (1959).