Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 36 (1963)
Heft: VI

Artikel: n'--Winkelkorrelation für 56Fe(n, n')_0,845 bei 2,0 MeV
Autor: Niewodniczaski, Tomasz / Steiger, Max P.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-113397

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 13.07.2025

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

n'-γ-Winkelkorrelation für ^{56}Fe $(n, n'\gamma)_{0,845}$ bei 2,0 MeV

von **Tomasz Niewodniczański***) und **Max P. Steiger**
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

(8. III. 63)

Summary. The angular correlation between inelastically scattered neutrons and gamma rays from the first excited state has been measured for the reaction ^{56}Fe$(n, n'\gamma)_{0,845}$. In order to avoid the excitation of the 2,085 MeV-state, the energy of the incident neutrons was limited to (2,06 ± 0,10) MeV$_{lab}$. The experiment was undertaken with ring geometry using a fast-slow coincidence circuit having a time resolution $2\tau = 12$ ns. Altogether, 56 angle pairs were measured as a basic test of symmetries inherent in the compound nucleus theory. The slight asymmetry displayed by the experimental results indicate possible competition of the direct interaction mechanism.

I. Einleitung

Die Messungen der Winkelkorrelation zwischen unelastisch gestreuten Teilchen und zugehörigen Gammaquanten stellen eine empfindliche Methode dar zur Untersuchung des Reaktionsmechanismus bei der Nukleonenstreuung. Schon seit längerer Zeit sind Korrelationsexperimente mit geladenen Teilchen bekannt, und seit der Pionierarbeit von GOVE und HEDGRAN [GO 52] **) im Jahre 1952 über ^{24}Mg $(p, p'\gamma)_{1,37}$ erschienen mehrere solche Arbeiten [SH 56, AD 58, LA 59, SE 59, SH 59, HA 60, YO 60a, YO 60b, BO 61, BR 61b, GO 61, DA 62, GO 62a, HU 62, SA 62, SH 62a, TA 62]. Alle diese Messungen wurden bei Teilchenenergien höher als 4 MeV ausgeführt, wobei oft die Anregung mehrerer Zustände im Targetkern die Interpretation erschwert. Mit Neutronen sind bisher wegen grosser experimenteller Schwierigkeiten wenige Korrelationsmessungen durchgeführt worden [TH 60, BR 60, DE 60, BR 62]. Mit Ausnahme der Experimente der Zürcher Gruppe sind bis jetzt keine n'-γ-Korrelationen bekannt, bei denen im Targetkern nur ein einziger Zustand angeregt wird.

Die vorliegende Arbeit stellt eine Fortsetzung früherer Messungen dar. In den ersten Experimenten [BR 60, BR 61a, BR 62] wurde die Messmethode der Neutron-Gamma-Winkelkorrelation in Ringgeometrie entwickelt. Der Gegenstand dieser Veröffentlichung ist die Untersuchung der ^{56}Fe $(n, n'\gamma)_{0,845}$-Reaktion und deren nach der Zwischenkerntheorie geforderten Symmetrieeigenschaften. Die ersten Ergebnisse dieser Messungen wurden bereits mitgeteilt [NI 62a, NI 62b].

---

*) Beurlaubt vom Institut für Kernforschung, Warszawa (Polen).

**) Namenanfänge mit Ziffern zwischen eckigen Klammern verweisen auf das Literaturverzeichnis, Seite 737.

II. Theorie

1. *Allgemeine Betrachtungen*

Eine umfassende Theorie der Kernreaktionen existiert gegenwärtig noch nicht, da sie die Kenntnis der Kernkräfte und die Lösung des Mehrkörperproblems erfordert. Deshalb ist man gezwungen, einfache Modellvorstellungen einzuführen, die die experimentellen Ergebnisse möglichst gut beschreiben. Für die Nukleonenstreuung im MeV-Bereich werden zwei grundsätzlich verschiedene Modelle angewendet: die Zwischenkernbildung und die Direktanregung.

Das Zwischenkernmodell (Compound Nucleus – CN) [Bo 36] nimmt an, die Energie des einfallenden Teilchens werde in sehr kurzer Zeit auf alle Nukleonen des Targetkerns übertragen. Der so gebildete Zwischenkern hat eine relativ lange Lebensdauer von etwa 10^{-17} s; sein Zerfall ist unabhängig von der Art der Entstehung.

Wenn die Anregungsenergie des Zwischenkerns, entsprechend der Energie der einfallenden Teilchen, genügend gross ist, so dass die Niveaubreiten der einzelnen Zustände des Zwischenkerns sich stark überlappen, kann man zur CN-Hypothese zusätzlich die statistische Annahme treffen [Ha 52, Fe 60, Go 62b]. Man nimmt an, bei der Bildung des Zwischenkerns entstehe ein Kontinuum von Resonanzen. Über die verschiedenen Phasen der zugehörigen Wellenfunktionen wird eine statistische Mittelung vorgenommen. Das führt zur Aufhebung aller möglichen Interferenzen, die zwischen den einzelnen Niveaus entstehen können. Die Aufhebung ist natürlich nur dann vollständig, wenn sehr viele Zwischenkernzustände angeregt werden, das heisst wenn die Energieunschärfe des einfallenden Teilchenstroms genügend gross ist. Die so beschriebenen Vorstellungen werden unter der Bezeichnung «Statistisches Modell» [Ha 52] zusammengefasst.

Eine der wichtigsten Aussagen der CN-Theorie ist die symmetrische Winkelverteilung der Reaktionsprodukte bezüglich 90° (c.m.) zur Einfallsrichtung. Diese Symmetrie wird gefordert, wenn im Zwischenkern nur eine einzelne Resonanz auftritt (im Fall der leichten Kerne bei niedriger Energie) oder wenn sehr viele Niveaux ein Kontinuum bilden, das heisst, wenn die Voraussetzungen für die statistische Annahme erfüllt sind (mittelschwere und schwere Kerne bei höheren Energien).

Im Gegensatz zur Zwischenkerntheorie wird bei der Direktanregung (Direct Interaction – DI) angenommen, dass nur ein Teil der Freiheitsgrade des Systems in die Reaktion einbezogen ist [Au 62]. Das einfallende Teilchen tritt mit einem einzigen oder nur mit wenigen Nukleonen des Targetkerns in Wechselwirkung oder regt in diesem eine Kollektivschwingung an. Die Lebensdauer der Anregung ist von der Grössenordnung 10^{-21} s und entspricht der Zeit, die das einfallende Teilchen braucht, um den Kern zu durchlaufen. Die Winkelverteilung der Reaktionsprodukte ist asymmetrisch und zeigt eine Tendenz, die Vorwärts-Streurichtungen zu bevorzugen. Diese Eigenschaft bildete in vielen Arbeiten die Grundlage zur Identifikation des Mechanismus der untersuchten Reaktion.

CN- und DI-Hypothesen können ganz allgemein als zwei Grenzfälle des Kernreaktionsmechanismus aufgefasst werden [Er 60]. In vielen Experimenten erkennt man Eigenschaften der beiden Modelle nebeneinander [Se 59, Ha 60]. Man bemüht sich in letzter Zeit, Zwischenkernbildung und Direktanregung theoretisch zu verbinden [Br 57, Sa 58, Yo 60, Ro 61, Sa 62] was aber im allgemeinen zu keinem quanti-

tativ brauchbaren Resultat geführt hat. Um den wahren Reaktionsmechanismus zu erforschen, müssen die Messergebnisse einzeln mit jeder der beiden Modellaussagen verglichen werden.

Infolge der störenden Wirkung der Coulombbarriere haben Resultate der Streuexperimente mit Neutronen grössere Aussagekraft als Ergebnisse ähnlicher Experimente mit geladenen Teilchen. Es ist deshalb wünschenswert, trotz der grösseren Schwierigkeiten Messungen mit Neutronen durchzuführen.

2. *Neutron-Gamma-Winkelkorrelation*

a) *Allgemeines*

Im Vergleich zur Winkelverteilung ist die Winkelkorrelation in höherem Masse vom Streumechanismus abhängig, weil sie einen doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt darstellt. Vom Standpunkt der Theorie aus ist die n'-γ-Winkelkorrelation als Trippelkorrelationsfunktion aufzufassen. Dabei werden die folgenden drei Strahlungen betrachtet: die einfallenden Neutronen, die unelastisch gestreuten Neutronen und die emittierten Gammaquanten. Die Korrelationsfunktion $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, \phi)$ ist proportional zur Anzahl der Koinzidenzen zwischen den unelastisch gestreuten Neutronen und den emittierten Gammaquanten, wobei die Neutronen unter dem Winkel $\theta_{n'}$ in das Raumwinkelelement $d\Omega_{n'}$ und die Gammaquanten unter dem Winkel θ_γ in das Raumwinkelelement $d\Omega_\gamma$ gelangen. $\theta_{n'}$ und θ_γ sind bezüglich der Richtung der einfallenden Neutronen (im Schwerpunktsystem) gemessen. ϕ ist der azimutale Winkel zwischen den Streuebenen (n, n') und (n, γ). Er wird gleich Null, wenn die beiden Strahlungen auf die gleiche Seite der Neutroneneinfallsrichtung in der gemeinsamen Streuebene fallen. Bei Messungen in Ringgeometrie gilt somit immer $\phi = 0$.

b) *Winkelkorrelation nach der CN-Theorie*

Wird im Zwischenkern nur eine einzelne Resonanz mit bekanntem Spin und bekannter Parität angeregt, so ist es möglich, nach den Beziehungen von Devons und Goldfarb [De 57] die n'-γ-Winkelkorrelation zu berechnen. Diese Funktion ist abhängig von den Quantenzahlen der Zustände, die im Reaktionsablauf auftreten, und von der Multipolarität der emittierten Gammastrahlung.

Satchler [Sa 54, Sa 56] hat die Korrelationstheorie von Biedenharn und Rose [Bi 53] unter der Annahme des statistischen Modells weiterentwickelt. Er berechnete die $(n, n'\gamma)$-Korrelation für den Fall, dass Grundzustand und erster angeregter Zustand des Targetkerns die Zuordnungen $0+$ und $2+$ aufweisen. Sein Formalismus wurde später von Seward [Se 59] korrigiert. Prêtre [Pr 60] und Sheldon [Sh 61] berechneten damit einige $(n, n'\gamma)$- und $(p, p'\gamma)$-Korrelationen und gaben die numerische Lösung der Korrelationsformel. Vor kurzer Zeit stellte man [Sa 62] fest, dass diese Lösung fälschlicherweise Interferenzen zwischen den ausgehenden Teilchenwellen mit den totalen Drehimpulsen $j^{(+)} = l + 1/2$ und $j^{(-)} = l - 1/2$ für ein fest gegebenes l und zufolge eines Druckfehlers in den Tabellen von Rose [Ro 58] einen fehlerhaften Koeffizienten $A_4(444)$ enthalten. Anlässlich der vorgenommenen Korrektur wurde die Korrelationsformel wesentlich vereinfacht: sie enthält nur noch

59 Summanden gegenüber früher 109. Die Gestalt der Korrelationsfläche wurde dadurch aber nur wenig verändert.

Die Korrelationsformel für den Übergang $0+ \to J_1 \pi_1 \to 2+ \to 0+$ lautet nun:

$$\left.\begin{aligned} W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, \phi) = k \sum_{J_1 j_2 \mu \nu \lambda} & (-1)^{J_1+j_2} (2J_1+1)^2 (2j_2+1) \\ & \cdot C\left(J_1 J_1 \mu; \tfrac{1}{2} -\tfrac{1}{2}\right) \cdot C\left(j_2 j_2 \nu; \tfrac{1}{2} -\tfrac{1}{2}\right) \cdot C(2\,2\,\lambda; 1\,-1) \\ & \cdot X(J_1 J_1 \mu; j_2 j_2 \nu; 2\,2\,\lambda)\, S_{\mu\nu\lambda}(\theta_{n'}, \theta_\gamma, \phi) \cdot \frac{T_{l_1} T'_{l_2}}{\sum_{j,l}' T_l}. \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Die Symbole haben folgende Bedeutung:

k	Normierungsfaktor,
μ, ν, λ	Summationsindizes, nur ganzzahlig, gerade und positiv,
J_1	Spin des Zwischenkerns,
j_2	totaler Drehimpuls des unelastisch gestreuten Neutrons,
$C(j_1 j_2 j; m_1 m_2)$	Clebsch-Gordan-Koeffizient,
$X(J_1 J_1 \mu; j_2 j_2 \nu; 2\,2\,\lambda)$	Fano X-Koeffizient (Wigner 9 j-Koeffizient),
$S_{\mu\nu\lambda}(\theta_{n'}, \theta_\gamma, \phi)$	Legendre Hyperpolynom (enthält die Winkelabhängigkeit der Korrelationsfunktion),
T_{l_1}	Transmissionskoeffizient für einfallende Neutronen mit Bahndrehimpuls l_1,
T'_{l_2}	Transmissionskoeffizient für unelastisch gestreute Neutronen mit Bahndrehimpuls l_2,
$\sum_{j,l}' T_l$	Summation über den Eingangskanal und alle möglichen Ausgangskanäle (inkl. elastische Streuung).

Der Ausdruck (1) ist auch für die Reaktionen $(p, p'\gamma)$, $(n, p\gamma)$ und $(p, n\gamma)$ gültig. Seine numerische Lösung ist im Anhang für $\phi = 0$ und $l \leq 2$ angegeben. Rechnungen nach dem statistischen Modell [Pr 60, Sh 61, Br 62, Sh 62b] zeigen, dass die Korrelation bei festgehaltenem Teilchenstreuwinkel («Gamma-Winkelverteilung») und für $\phi = 0$, ihr Minimum immer in der Umgebung von $\theta_\gamma = 90°$ hat. Für die Streuwinkel $\theta_{n'} = 0°$, $90°$ und $180°$ liegt dieses Minimum exakt bei $\theta_\gamma = 90°$.

c) *Winkelkorrelation nach der DI-Theorie*

Die Theorie der Direktanregung behandelt die Nukleon-Gamma-Korrelation bei unelastischer Teilchenstreuung nur für den Fall eines $0+ \to 2+ \to 0+$-Überganges. Satchler [Sa 55] entwickelte die Winkelkorrelationsformel für diesen Übergang nach dem einfachsten DI-Modell, dem die «plane wave Born approximation» zugrunde liegt. Bei festgehaltenem Teilchenstreuwinkel gilt:

$$W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, 0) = \sin^2 2\,(\theta_\gamma - \theta_R)\,. \quad (2)$$

θ_R bedeutet den Rückstosswinkel des Targetkerns. BANERJEE und LEVINSON [BA 57] benutzten die «distorted wave Born approximation» und erhielten unter Vernachlässigung der Spin-Umklapp-Prozesse für die Korrelationsfunktion:

$$W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, 0) = A + B \sin^2 2\,(\theta_\gamma - \theta_0)\,. \tag{3}$$

Hier sind A und B von $\theta_{n'}$ abhängige Konstanten und θ_0 ein Symmetriewinkel, der mit Ausnahme sehr kleiner Streuwinkel mit θ_R übereinstimmt. BLAIR und WILETS [BL 61] lösten die Korrelationsformel für die unelastische Streuung in «adiabatic approximation». Das Resultat lautet:

$$W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, 0) = \sin^2 2\,(\theta_\gamma - \theta_a)\,. \tag{4}$$

$\theta_a = \pi/2 - \theta_{n'}/2$ bedeutet den adiabatischen Rückstosswinkel, der mit Ausnahme sehr kleiner Streuwinkel nicht wesentlich von θ_R abweicht.

Die drei erwähnten DI-Modelle stimmen in folgenden Eigenschaften überein:

1. Der Verlauf der Korrelation bei festgehaltenem Teilchenstreuwinkel («Gamma-Winkelverteilung») weist eine Periode von $\pi/2$ auf:

$$W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, 0) = W(\theta_{n'}, \theta_\gamma \pm \pi/2, 0)\,. \tag{5}$$

2. Die Minima der Funktion erscheinen in der Umgebung des Rückstosswinkels θ_R und $(\theta_R \pm \pi/2)$.

Beim Vergleich dieser Eigenschaften mit den Ergebnissen des statistischen Modells zeigt sich, dass die Korrelationsmessung für den festgehaltenen Teilchenstreuwinkel von 90° besonders interessante Aussagen bezüglich des Reaktionsmechanismus gestattet. Der Rückstosswinkel des Targetkerns liegt in diesem Fall für mittelschwere Elemente und bei der Energie von einigen MeV in der Umgebung von 45°. Die theoretische DI-Korrelation bei festgehaltenem Teilchenstreuwinkel («Gamma-Winkelverteilung») hat folglich in der Nähe von 90° ihr Maximum. Andererseits, wie § II. 2. b. erläutert, ist bei 90° nach der Zwischenkerntheorie ein Minimum der Korrelation zu erwarten.

Die Berücksichtigung der Spin-Umklapp-Prozesse bedingt die Erweiterung der Korrelationsformel um einen zusätzlichen Term [BA 57, YO 60a]. Im Gegensatz zu den übrigen Summanden weist dieser Term eine Periode von π auf. Die allgemeinste DI-Korrelationsformel lautet dann:

$$W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, 0) = A + B \sin^2 2\,(\theta_\gamma - \theta_0) + C \sin^2 (\theta_\gamma - \theta_0')\,. \tag{6}$$

Die Grössen A, B, C, θ_0 und θ_0' sind abhängig vom Teilchenstreuwinkel $\theta_{n'}$; sie können laut SATCHLER *et al.* [SA 61] theoretisch bestimmt werden. Infolge der grossen Zahl der Parameter sagt die allgemeinste DI-Winkelkorrelationsformel relativ wenig über den Reaktionsmechanismus aus.

d) *Symmetrien*

Die n'-γ-Winkelkorrelation weist folgende Symmetrieeigenschaften auf, die sowohl nach dem Zwischenkernmodell als auch nach der Direktanregungstheorie auftreten [SH 62b]:

$$W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, 0) = W(-\theta_{n'}, -\theta_\gamma, 0) = W(\theta_{n'}, \theta_\gamma - \pi, 0)\,. \tag{7}$$

Die Gamma-Winkelverteilung bei festgehaltenem Neutronenstreuwinkel verläuft also gemäss den beiden Reaktionsmechanismen mit einer Periode von π.

Die CN-Theorie verlangt zusätzlich eine Symmetrie um den (90°, 90°, 0°)-Punkt auf der Korrelationsfläche [PR 60, SH 61]:

$$W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, 0) = W(\pi - \theta_{n'}, \pi - \theta_\gamma, 0) . \tag{8}$$

Diese Symmetrie wird durch die Legendre-Hyperpolynome $S_{\mu\nu\lambda}$ (Formel (1)) hervorgerufen, die wie folgt definiert sind:

$$S_{\mu\nu\lambda}(\theta_{n'}, \theta_\gamma, \phi) = 4\pi \left(\frac{2\mu+1}{2\lambda+1}\right)^{1/2} \sum_m (-1)^m C(\mu\nu\lambda; 0\, m)\, Y_\nu^{-m}(\theta_{n'}, 0)\, Y_\lambda^m(\theta_\gamma, \phi) . \tag{9}$$

Die Voraussetzungen für das Auftreten der erwähnten CN-Symmetrie sind die gleichen wie diejenigen, die für die Symmetrie der Winkelverteilung verantwortlich sind: Anregung nur eines einzelnen Zustands im Zwischenkern oder eines ganzen Kontinuums von Resonanzen (statistisches Modell). Die Form des gewählten Kernpotentials sowie die Anzahl der in der Rechnung berücksichtigten Bahndrehimpulse wirken sich in keiner Weise auf die diskutierte CN-Symmetrie aus. Demzufolge sollen beim Vergleich der Theorie mit den Ergebnissen der Korrelationsexperimente in erster Linie die Symmetrieeigenschaften untersucht werden. Weisen die Messungen die geforderte CN-Symmetrie nicht auf, so ist damit ein Versagen des Zwischenkernmodells offensichtlicher nachgewiesen als nur durch blosse Diskrepanz zwischen theoretischen und gemessenen Korrelationswerten (eine absolute Messung der Korrelationsfunktion ist mit Neutronen praktisch nicht möglich).

III. Diskussion der unelastischen Neutronenstreuung

Das Zwischenkernmodell beschreibt die unelastische Neutronenstreuung für Energien kleiner als 6 MeV relativ gut. Die Winkelverteilung der Gammastrahlen, die bei unelastischer Streuung der Neutronen erzeugt werden, steht in guter Übereinstimmung mit den Voraussagen des statistischen Modells. Aus der Anisotropie dieser Verteilung kann man nach SATCHLER [SA 56, SA 58] Rückschlüsse ziehen bezüglich Spin und Parität der am Gammaübergang beteiligten Zustände. So untersuchten DAY und WALT [DA 59] die Winkelverteilung der 0,845 MeV Gammastrahlung vom ersten angeregten Zustand im ^{56}Fe bei $E_n = 2{,}56$ MeV und fanden, dass dieses Niveau die Zuordnung 2 + aufweist. Dieses Resultat stimmt gut mit anderen Experimenten überein. In ihren Berechnungen benutzten sie die Transmissionskoeffizienten von BEYSTER *et al.* [BE 57] für $l \leq 2$. Eine gute Übereinstimmung mit dem statistischen Modell für die Gamma-Winkelverteilung von ^{56}Fe $(n, n'\gamma)_{0,845}$ fanden ebenfalls die folgenden Autoren: BOSTROM *et al.* [BO 59] bei 1,06 MeV, MUEHLHAUSE *et al.* [MU 56] bei 1,66 MeV, VAN LOEF und LIND [VA 56] bei 1,77 MeV, CRANBERG und LEVIN [CR 56] bei 2,25 MeV, HOSOE und SUZUKI [HO 59] sowie BORING und MC ELLISTREM [BO 60] bei 2,9 MeV.

Wie die Gamma-Winkelverteilung steht auch die Gamma-Anregungsfunktion mit dem statistischen Modell im Einklang. Nach VAN PATTER und JACKIW [VA 60] lässt

sich die Gamma-Anregungsfunktion für ^{56}Fe $(n, n'\gamma)_{0,845}$ bei Neutronenenergien bis 3 MeV mit der Hauser-Feshbach-Theorie gut beschreiben, sofern Beyster-Transmissionskoeffizienten verwendet werden.

Entgegen den Voraussagen des statistischen Modells zeigt in einigen Experimenten die Winkelverteilung der unelastisch gestreuten Neutronen keine Symmetrie. MUEHLHAUSE *et al.* [MU 56] und NAGGIAR *et al.* [NA 57] haben für ^{56}Fe $(n, n'\gamma)_{0,845}$ bei Neutronenenergien von 1,58 MeV und 1,66 MeV die n'-Winkelverteilung gemessen. Dabei stellten sie eine Bevorzugung der Vorwärtsstreurichtung fest. Zum gleichen Ergebnis kamen CRANBERG und LEVIN [CR 56] bei 2,45 MeV sowie CRANBERG und GLENDENNING [CR 60a] bei 3,0 MeV. Dagegen wurden isotrope Neutronen-Winkelverteilungen in den folgenden Experimenten mit ^{56}Fe festgestellt: LANDON *et al.* [LA 58] bei 2,2 MeV, CRANBERG und LEVIN [CR 56] bei 2,25 MeV und 2,35 MeV, POPOV [PO 57] bei 2,9 MeV sowie NAGGIAR *et al.* [NA 60] bei 3,2 MeV.

CRANBERG [CR 60b] weist darauf hin, dass bei Anregung des Eisenkerns mit Neutronen im Energiebereich 2,0 MeV bis 2,5 MeV möglicherweise die statistische Annahme nicht erfüllt sei. Man kann aber nicht erklären, weshalb eine Nichterfüllung der statistischen Annahme stets eine Bevorzugung der Vorwärtsstreurichtung in der n'-Winkelverteilung verursachen sollte.

Um diese Probleme zu lösen, muss man entweder systematisch die Winkelverteilungen bei mehreren Energien und verschiedenen Energieunschärfen des Neutronenstrahles messen, oder vollständig andersartige Experimente durchführen. Die Messung der Winkelkorrelation zwischen unelastisch gestreuten Neutronen und Gammastrahlen von angeregten Zuständen dürfte in diesem Zusammenhang sehr aufschlussreich sein.

Bisher sind nur drei $(n, n'\gamma)$-Korrelationsexperimente publiziert worden. Für die Reaktion ^{12}C $(n, n'\gamma)_{4,43}$ wurde die n'-γ-Winkelkorrelation mit 14 MeV-Neutronen von THEUS *et al.* [TH 60] sowie von DECONNINCK und MARTEGANI [DE 60] studiert. Die Korrelation für ^{24}Mg $(n, n'\gamma)_{1,37}$ bei 3,5 MeV ist von BRUGGER *et al.* [BR 60, BR 62] veröffentlicht worden. Die Analyse der erhaltenen Ergebnisse zeigt, dass sich die ^{12}C $(n, n'\gamma)_{4,43}$-Korrelation mit der Direktanregungstheorie gut erklären lässt. Die ^{24}Mg $(n, n'\gamma)_{1,37}$-Messung zeigt dagegen weitgehende Übereinstimmung mit dem statistischen Modell. Diese Aussagen sind aber aus folgenden zwei Gründen mit einer gewissen Vorsicht aufzunehmen:

1. In allen drei Fällen wurden als Target leichte Kerne verwendet. Bei den gewählten Energien und Energieunschärfen des einfallenden Neutronenstrahls konnten deshalb in den entsprechenden Zwischenkernen nur wenige Niveaus angeregt werden. Somit ist nicht ausgeschlossen, dass die statistische Annahme nicht erfüllt wird und deshalb benachbarte Zwischenkernzustände Interferenzeffekte hervorrufen, die die Resultate stören.

2. Es wurde nur ein relativ kleiner Teil der Korrelationsfläche ausgemessen, weshalb ein eventuelles asymmetrisches Verhalten nicht festgestellt werden konnte.

Um zuverlässigere Aussagen über den Reaktionsmechanismus des Streuprozesses zu erhalten, ist es somit wünschenswert, die n'-γ-Winkelkorrelation möglichst an schwereren Kernen und in einem grossen Winkelbereich zu messen. Die vorliegende Arbeit versucht in dieser Richtung einen Beitrag zu leisten.

IV. n'-γ-Winkelkorrelation für ^{56}Fe

1. *Wahl der Reaktion*

Das durchgeführte Experiment bezieht sich auf die Reaktion ^{56}Fe $(n, n' \gamma)_{0,845}$. Die Energie der einfallenden Neutronen wurde auf (2,06 $\pm$ 0,10) MeV*) beschränkt, um den zweiten angeregten Zustand, der über eine γ-γ-Kaskade durch das erste Niveau zerfällt, nicht anzuregen. Figur 1 zeigt das Niveauschema von ^{56}Fe.

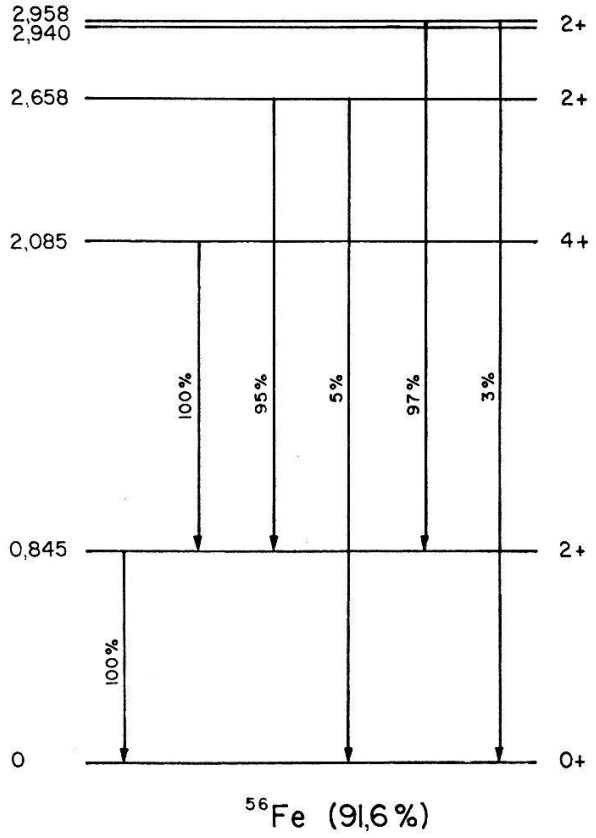

Fig. 1
Niveauschema von ^{56}Fe

Folgende Überlegungen führten dazu, ^{56}Fe als Targetkern zu benutzen:

- ^{56}Fe ist ein *gg*-Kern mit Grundzustand 0 + und erstem angeregten Zustand 2 +.
- Der erste angeregte Zustand hat eine Lebensdauer von $1{,}06 \cdot 10^{-11}$ s [ME 61]. Ein störender Einfluss der extranuklearen Felder ist dadurch ausgeschlossen.
- Die Schwellenenergien der neutroninduzierten Reaktionen liegen oberhalb der gewählten Strahlenergie (mit Ausnahme der n, α-Reaktion).
- Das relativ grosse Atomgewicht des Eisens lässt ein Kontinuum von Resonanzen im Zwischenkern ^{57}Fe erwarten. Der mittlere Abstand D_0 für Niveaus mit Spin 0 kann nach der Theorie von Lang und Le Couteur [La 54] auf 680 eV abgeschätzt werden. Die Energieunschärfe des Neutronenstrahles beträgt 120 keV (siehe Figur 4),

*) In dieser Arbeit sind alle Teilchenenergien im Laborsystem angegeben, alle Winkel hingegen im Schwerpunktsystem.

ist also gross gegenüber D_0. Die Annahmen des statistischen Modells dürften daher im vorliegenden Experiment erfüllt sein.

Für die Messung wirken sich die drei folgenden Eigenschaften besonders günstig aus:

- Der Anteil von ^{56}Fe im natürlichen Isotopengemisch ist sehr gross (91, 68%).
- Die übrigen Eisenisotope: ^{54}Fe (5,84%), ^{57}Fe (2,17%) und ^{58}Fe (0,31%) liefern keine Gammalinien in der Umgebung von 0,845 MeV (erster angeregter Zustand von ^{56}Fe).
- Der Wirkungsquerschnitt für Photoeffekt im NaI(Tl)-Kristall ist bei der Energie von 0,845 MeV noch relativ gross. Dadurch ergibt sich im γ-Detektor eine hohe Photopeak-Ausbeute.

2. *Berechnung der ^{56}Fe $(n, n'\gamma)_{0,845}$-Korrelation nach dem statistischen Modell*

Zur expliziten Bestimmung von $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, 0)$ (siehe Formel (21) im Anhang) benötigt man die Transmissionskoeffizienten der Reaktion. Diese werden aus dem optischen Modell ermittelt, wobei die folgenden Potentialformen Verwendung finden [Pr 60, Sh 61, Sh 62c]:

a) Kastenpotential mit $\xi = 0{,}20$ bzw. $\xi = 0{,}04$ [Fe 54].
b) Abgerundetes Potential mit Oberflächenabsorption (Transmissionskoeffizienten aus den Tabellen von Emmerich [Em 58]).
c) Abgerundetes Potential mit Volumenabsorption (Transmissionskoeffizienten nach Beyster *et al.* [Be 57], einerseits aus ihren Tabellen interpoliert, anderseits berechnet*).
d) Nichtlokales optisches Potential nach Perey und Buck [Pe 62] (Transmissionskoeffizienten gemittelt**)).

Das Ergebnis der Rechnung kann in Form von Korrelationsflächen dargestellt werden. Diese zeigen die Korrelation bei festem ϕ in Abhängigkeit der beiden Streuwinkel $\theta_{n'}$ und θ_γ in Form von Höhenlinien. Die Flächen sind so normiert, dass $W(90°, 90°, 0°) = 1$ ist. Figur 2 zeigt die ^{56}Fe $(n, n'\gamma)_{0,845}$-Korrelationsfläche für das

*) Wie auch Van Patter *et al.* [Va 62] festgestellt haben, sind die von Beyster *et al.* [Be 57] berechneten Transmissionskoeffizienten nicht konsistent mit den verwendeten Parametern des optischen Potentials. Die direkt aus den Beyster-Potentialparametern berechneten Transmissionskoeffizienten [Sh 62c] weichen deshalb beträchtlich von den T_l-Werten ab, die von Beyster tabelliert wurden. Van Patter *et al.* [Va 62] sind jedoch der Ansicht, dass die tabellierten Koeffizienten trotz erwähnter Abweichung eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten liefern als die berechneten, weil sie für jedes Element eine lokale Anpassung an die gemessenen Wirkungsquerschnitte berücksichtigen.

**) Die Transmissionskoeffizienten von Perey und Buck unterscheiden bei festem l zufolge Berücksichtigung eines Spin-Bahn-Kopplungsterms im nichtlokalen optischen Potential zwischen $j^{(+)} = l+1/2$ und $j^{(-)} = l-1/2$. In der Berechnung der Korrelation wurde diese Unterscheidung nicht vorgenommen. Die Perey-Buck-Transmissionskoeffizienten werden deshalb wie folgt gemittelt:

$$\bar{T}_l = \frac{(l+1)\, T_{l+1/2} + l\, T_{l-1/2}}{2\,l+1}.$$

Perey-Buck-Potential. Die entsprechende Fläche unter Verwendung des Emmerich-Potentials findet man in der Arbeit von PRÊTRE *et al.* [PR 60, Figur 1 E] und diejenige für das Beyster-Potential mit interpolierten T_l in der Arbeit von SHELDON [SH 61, Figur 3].

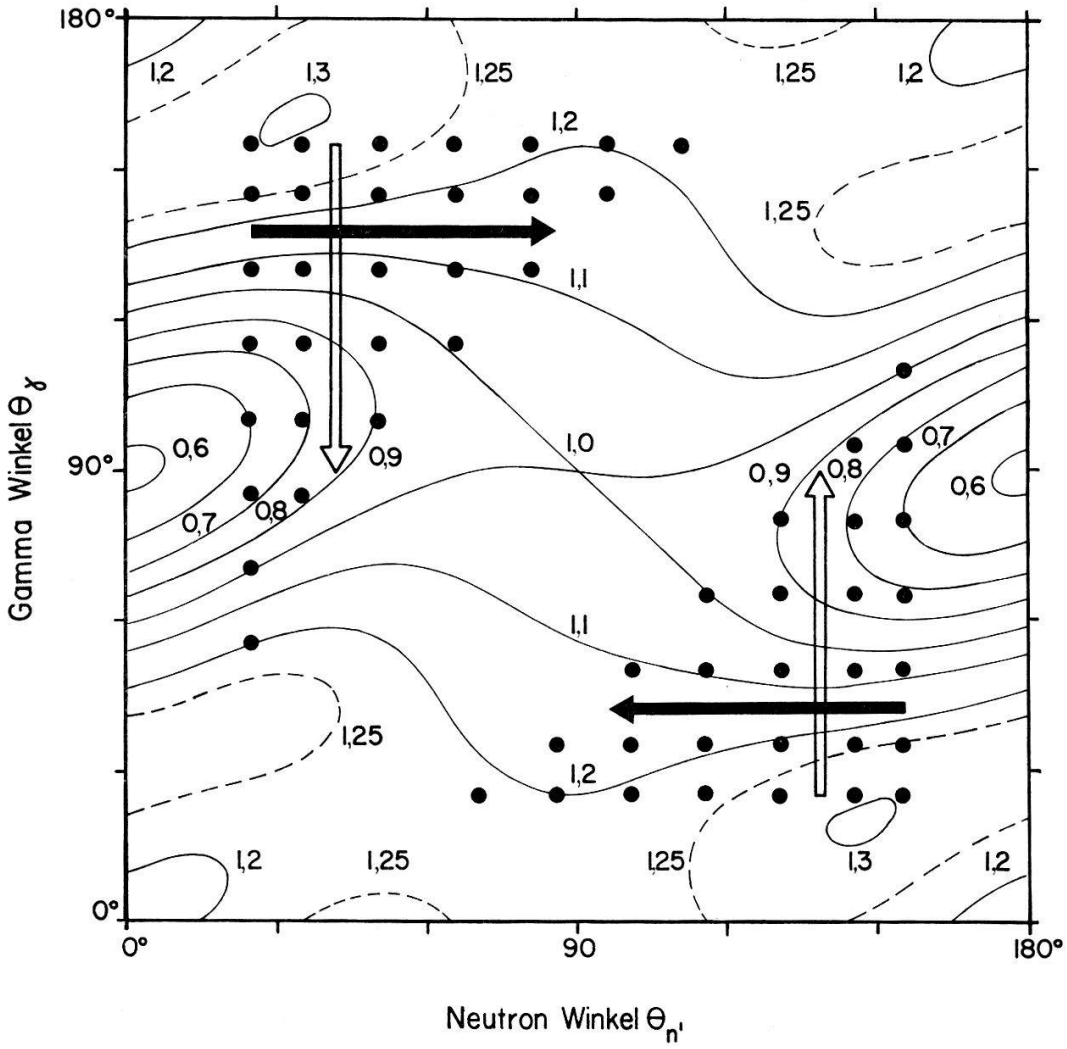

Fig. 2

n'-γ-Korrelationsfunktion $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, \phi = 0)$ für $^{56}Fe(n, n'\gamma)_{0,845}$ bei $E_n = 2{,}0$ MeV berechnet nach dem statistischen Modell unter Verwendung der Transmissionskoeffizienten des nichtlokalen optischen Potentials von PEREY und BUCK [PE 62] und unter Berücksichtigung der Bahndrehimpulse $l \leq 2$. Die Fläche ist so normiert, dass $W(90°, 90°, 0°) = 1$ ist. Die Pfeile veranschaulichen die Symmetrieeigenschaften der Korrelation. Die Punkte stellen die gemessenen Winkelpaare dar.

Trotz der Verwendung verschiedenartiger Potentialformen, die relativ grosse Unterschiede in den Transmissionskoeffizienten verursachen, sind die erwähnten Korrelationsflächen einander sehr ähnlich. Die Gestalt der Flächen ist auch weitgehend unabhängig von der Neutronenenergie [PR 60]. Dies besagt, dass durch Variation der Parameter im optischen Modell die Form der Korrelationsfunktion nur sehr wenig verändert werden kann. Nichtübereinstimmung der Korrelation in Theorie und Experiment lässt deshalb bereits das Vorhandensein eines vom CN-Modell abweichenden Reaktionsmechanismus vermuten.

Tabelle I

Zusammenstellung der Transmissionskoeffizienten für ^{56}Fe(n, n' γ)
(E_n = 2,0 MeV$_{c.m.}$; $E_{n'}$ = 1,17 MeV$_{c.m.}$)

Optisches Potential:	EMMERICH	BEYSTER	BEYSTER	PEREY und BUCK
T_l	interpoliert [PR 60]	interpoliert [SH 61]	berechnet [SH 62c]	gemittelt [SH 62c]
T_0	0,934	0,916	0,9977	0,9488
T_1	0,394	0,422	0,3254	0,4295
T_2	0,668	0,588	0,6657	0,6624
T_0'	0,950	0,569	0,9771	0,9598
T_1'	0,275	0,123	0,2290	0,3192
T_2'	0,422	0,249	0,4266	0,4002

3. *Einfluss der Bahndrehimpulse $l > 2$*

In den durchgeführten Korrelationsrechnungen wurden nur Bahndrehimpulse $l = 0, 1, 2$ berücksichtigt. Es bleibt nun abzuklären, in welcher Grössenordnung sich die Vernachlässigung höherer Bahndrehimpulse auswirkt. Diese Frage kann beantwortet werden mit Hilfe der Beziehung von HAUSER und FESHBACH [HA 52], die den Wirkungsquerschnitt für unelastische Neutronenstreuung in Funktion der Transmissionskoeffizienten entwickelt. Mit Hilfe der numerischen Lösung dieser Formel [SE 59] stellt man fest, dass eine Vernachlässigung von $l = 3$ und $l = 4$ den unelastischen Wirkungsquerschnitt von ^{56}Fe bei $E_n = 2{,}0$ MeV um 8,3% (mit PEREY-BUCK T_l) bzw. um 9,4% (mit EMMERICH T_l) verkleinert. Der Einfluss einer Vernachlässigung noch höherer Bahndrehimpulse wurde nicht untersucht, da die Transmissionskoeffizienten T_l für $l > 4$ und T_l' für $l > 3$ bereits kleiner sind als 0,001. Da sich die diskutierten Einflüsse bei höherer Neutronenenergie unangenehm auswirken [PR 60], wurden Korrelationsrechnungen vorbereitet [SH 62c], die auch höhere l mitberücksichtigen.

Abschliessend darf wohl festgestellt werden, dass die berechneten ^{56}Fe $(n, n'\gamma)_{0,845}$-Korrelationen trotz der begangenen Vernachlässigung höherer Bahndrehimpulse im verwendeten Energiebereich brauchbare Resultate liefern.

V. Experiment

1. *Ringgeometrie*

Das vorliegende Experiment wurde in Ringgeometrie durchgeführt. Dadurch wird gegenüber einer Messanordnung in der sonst üblichen «ebenen Geometrie» für die registrierte Strahlung eine Intensitätserhöhung um etwa eine Grössenordnung erreicht. Dieser bereits von CHADWICK [CH 20] erkannte Vorteil wurde in Arbeiten über Streuung von Neutronen schon im Jahre 1936 [MI 36] verwertet. In Neutronenexperimenten wird dadurch neben der erwähnten Intensitätserhöhung meistens auch das Verhältnis Effekt/Untergrund verbessert. Die ersten Neutronen-Winkelverteilungen in Ringgeometrie sind von WHITEHEAD und SNOWDON [WH 53] durchgeführt

worden. Zur Messung der Neutron-Gamma-Winkelkorrelation wurde diese Methode von BRUGGER *et al.* [BR 60, BR 62] weiterentwickelt.

Neben den genannten Vorteilen bringt die Ringmethode für Korrelationsexperimente auch folgende Nachteile mit sich:

- Der Bereich der messbaren Winkel wird beträchtlich beschränkt. Es können nur Fälle erfasst werden, bei denen $\phi = 0°$ und $|\theta_{n'} - \theta_\gamma| > 35°$ ist. Für Streuwinkel kleiner als etwa 25° wird die Intensität im Detektor zufolge seines grossen Abstandes zum Streuring so gering, dass Messungen praktisch unmöglich werden.
- Das Auswerteverfahren der Experimente in Ringgeometrie ist gegenüber solchen in «ebener Geometrie» wesentlich komplizierter, da jede Streuwinkeleinstellung entsprechend dem zugehörigen geometrischen Raumwinkel eine andere Intensität und Winkelauflösung aufweist. Die Messdaten müssen deshalb mit einer elektronischen Rechenmaschine oder mit Hilfe zusätzlicher Raumwinkel-Testmessungen ausgewertet werden.

2. *Aufbau des Experiments*

a) *Messanordnung*

Die experimentelle Anordnung ist aus Figur 3 ersichtlich. Die Neutronen werden mit der DD-Reaktion erzeugt. Ein monochromatischer Strahl von Deuteronen trifft ein Target aus schwerem Eis. Die Energie der auf den Streuring einfallenden Neutronen darf 2,122 MeV_{lab} nicht überschreiten, damit der zweite angeregte Zustand im ^{56}Fe bei 2,085 MeV nicht erreicht wird. Mit der DD-Reaktion können Neutronen der gewünschten niedrigen Energie nur bei hohen Deuteronenenergien und bei Rückwärtsemissionsrichtungen erzeugt werden. Unter Berücksichtigung der mit dem vorhande-

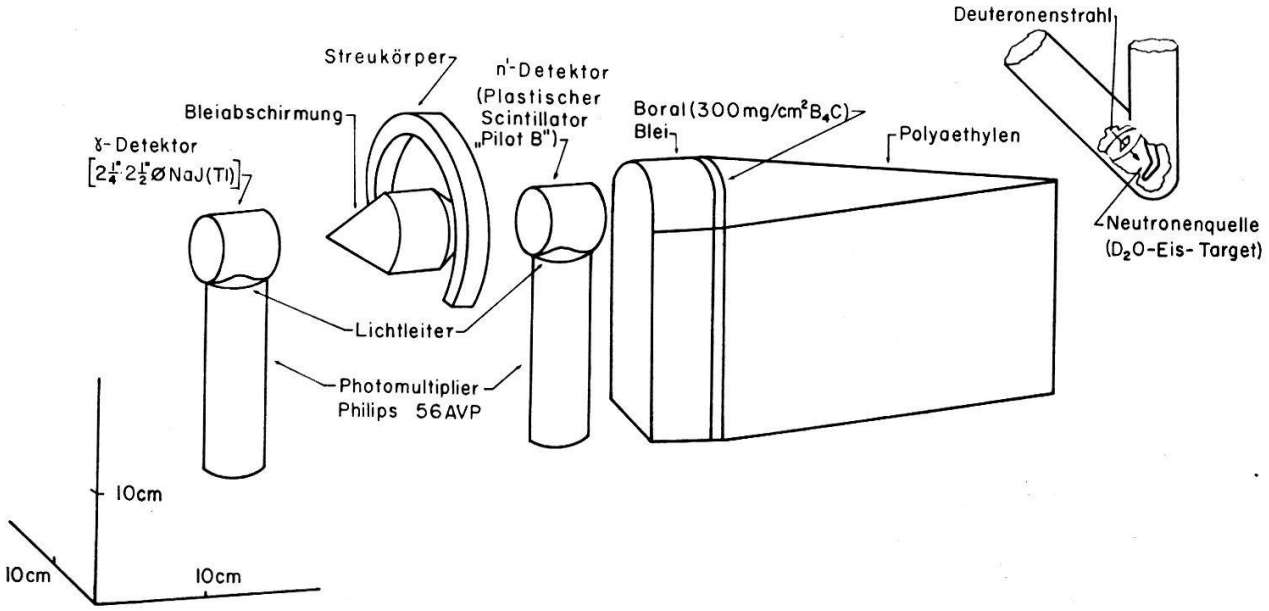

Fig. 3
Anordnung des Experiments. Die Dimensionen sind nach dem angegebenen Koordinatensystem abzulesen.

nen Beschleuniger maximal erreichbaren Deuteronenenergie werden deshalb unter $137° \pm 7°$ nach rückwärts emittierte Neutronen verwendet. Diese Anordnung ist bezüglich der Ausbeute nicht sehr günstig, da der Wirkungsquerschnitt der DD-Reaktion für diese Emissionsrichtung nur ein Drittel des Wirkungsquerschnittes für Emission unter 0° beträgt. Ebenso ist der Untergrund in diesem Bereich höher.

Die die Neutronen erzeugenden Deuteronen haben eine Energie von 600 keV. Die Hochspannung des Beschleunigers ist geeicht mit Hilfe der ^{19}F $(p, \alpha\gamma)$-Reaktion (durch Messung der Ausbeute der Gammastrahlen beim Beschuss eines dicken CaF_2-Targets mit Protonen).

Als Streukörper wird Eisenpulver*) in natürlicher Isotopenzusammensetzung verwendet, das sich in einem ringförmigen Plexiglasbehälter vom Querschnitt 20 mm × 20 mm und mittlerem Durchmesser 200 mm befindet. Der Abstand des Streurings vom Target beträgt 625 mm.

Als Gammadetektor wird ein zylinderförmiger NaI(Tl)-Kristall verwendet (Länge 2 1/4″, Durchmesser 2 1/2″) und als Neutronendetektor ein gleich grosser plastischer Szintillator «Pilot B». Um die Rotationssymmetrie nicht zu zerstören, fällt die Achse beider Szintillatoren mit derjenigen der Apparatur zusammen. Die Lichtausgänge der Szintillatoren zu den Photomultipliern (Philips 56 AVP) sind deshalb radial angebracht.

Ein Absorber aus Polyäthylen, Boral und Blei schirmt die beiden Detektoren gegen das Target ab. Zur Vermeidung «falscher» Koinzidenzereignisse ist für jedes Winkelpaar ein speziell angefertigter Bleikegel zwischen den beiden Detektoren angebracht.

Detektoreinheiten, Streukörper und Absorber sind auf zwei Schienen montiert. Die Einstellung der Messpositionen (Verschieben der Detektoreinheiten entlang der Schienen) geschieht mit einer Genauigkeit von ± 0,3 mm.

b) *Energiespektrum der Neutronen*

Um die notwendige Dicke des D_2O-Eistargets festzulegen, wurde als Funktion derselben das wirksame Energiespektrum der auf den Streukörper einfallenden Neutronen berechnet. Die Beziehung für die Neutronenausbeute der DD-Reaktion lautet:

$$Y(E_n, \theta_n) = \frac{d^2N_n}{dE_n\, d\Omega} \frac{1}{N_D}, \tag{11}$$

wobei E_n die Energie der Neutronen, θ_n den Neutronenemissionswinkel, N_n die Anzahl der Neutronen, N_D die Anzahl der einfallenden Deuteronen und $d\Omega$ den Raumwinkel darstellen.

*) Die störende Mehrfachstreuung im Streukörper ist gegeben durch das Verständnis λ/a (λ = freie Weglänge der Neutronen im Streukörpermaterial; a = Seitenlänge des quadratischen Streukörperquerschnitts). Da λ umgekehrt proportional zur Materialdichte ϱ ist, liefert ein pulverförmiger Streukörper mit dem Querschnitt $ka \times ka$ und der Materialdichte ϱ/k gegenüber einem Streuring aus festem Material mit dem Querschnitt $a \times a$ und der Dichte ϱ bei konstantem Mehrfachstreuungsanteil einen um den Faktor k grösseren Effekt. Die Überlegung gilt nur für Streukörper mit gleichem mittleren Durchmesser, der in der Ringgeometrie durch die geometrische Anordnung festgelegt ist. Eine auf diese Art erwirkte Erhöhung des Effekts bringt natürlich eine kleine Verschlechterung der Winkelauflösung mit sich.

Durch Einführung des Bremswirkungsquerschnittes $\varepsilon_D^{D_2O}(E_D)$ eines D_2O-Targets für Deuteronen der Energie E_D [WH 58] und des Wirkungsquerschnittes $\sigma(E_D, \theta_n)$ für Neutronenerzeugung der DD-Reaktion [PR 54] ergibt sich:

$$Y(E_D, \theta_n) = 2 \frac{\sigma(E_D, \theta_n)}{\varepsilon_D^{D_2O}(E_D)} \left(\frac{dE_D}{dE_n}\right)_{E_D, \theta_n}. \tag{12}$$

Der Differentialquotient $(dE_D/dE_n)_{E_D, \theta_n}$ wird auf Grund der Kinematik der DD-Reaktion bestimmt.

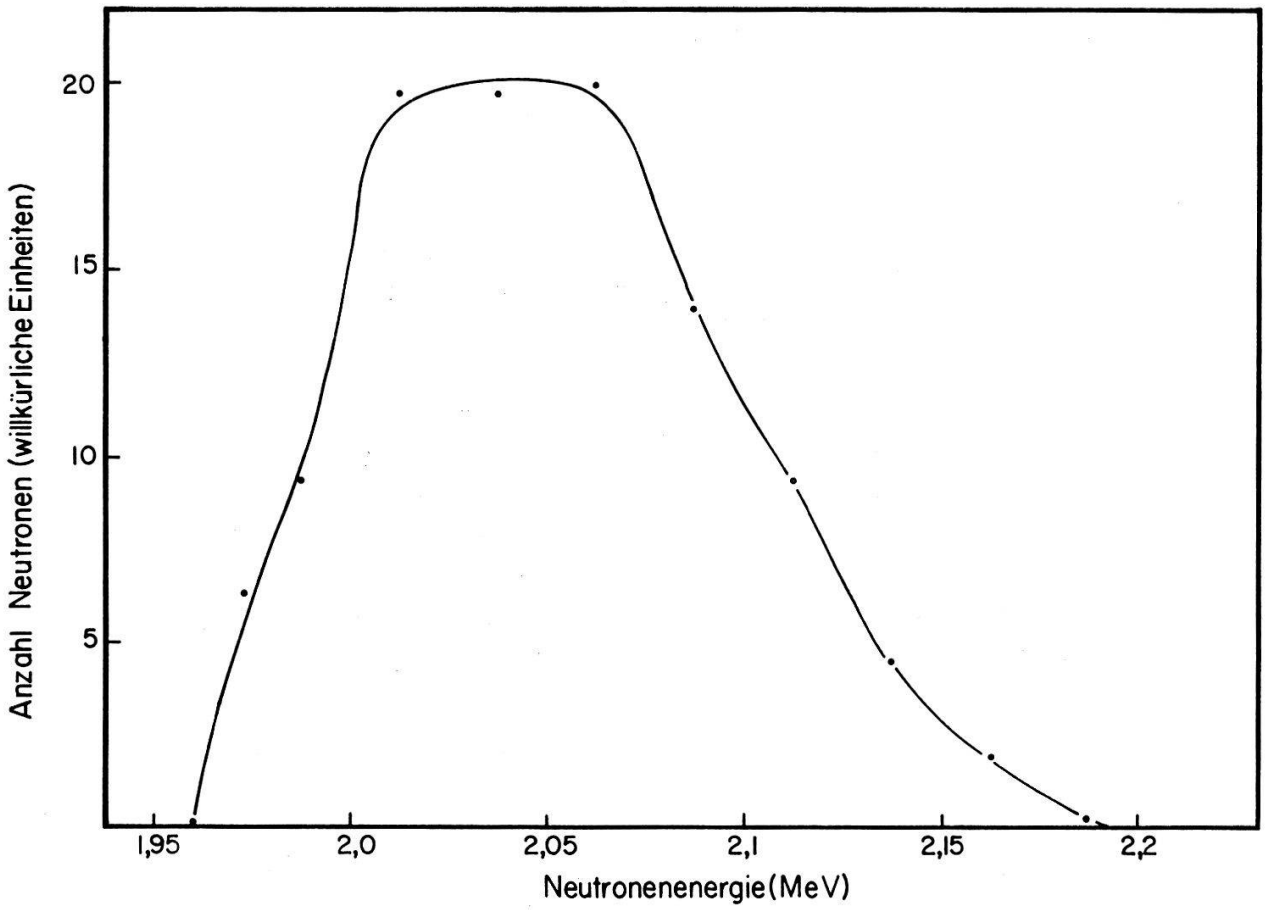

Fig. 4
Wirksames Energiespektrum der auf den Streukörper fallenden Neutronen.

Die gesuchten wirksamen Energiespektren für verschiedene Targetdicken erhält man mit Hilfe von Formel (12) durch Integration über alle Deuteronenenergien im Target und den gesamten Raumwinkel des Streukörpers. Gemäss der erhaltenen Resultate ist das Korrelationsexperiment bei einer Targetdicke von weniger als 90% des Sättigungswertes durchgeführt worden. Der Anteil der einfallenden Neutronen mit einer höheren Energie als 2,122 MeV beträgt damit höchstens 6,5%. Nach den von MONTAGUE und PAUL [MO 62] publizierten Anregungsfunktionen zeigt sich, dass bei den vorliegenden Bedingungen die Wahrscheinlichkeit der Anregung des zweiten Zustandes im ^{56}Fe gegenüber derjenigen des ersten mindestens 1000-mal kleiner ist. Das für das Experiment zutreffende wirksame Neutronenspektrum ist in Figur 4 dargestellt.

c) *Elektronik*

Der elektronische Teil der Messapparatur (Figur 5) wurde gegenüber der Anordnung in früheren Experimenten [Br 60, Br 62] nur wenig verändert. Die Schaltung stellt eine übliche «fast-slow»-Koinzidenzanordnung dar. Die Impulse in den beiden schnellen Kanälen gelangen von den Anoden der Photomultiplier über je eine Begrenzer- und Pulsformerstufe (E 180 F) zur Mischröhre (E 91 H) der schnellen Koinzidenz (Auflösung $2\tau = 12{,}2$ ns). Der Ausgang dieser Stufe löst gemeinsam mit den Impulsen der beiden Linearkanäle die Tripelkoinzidenz (Auflösung $2\tau = 1{,}0\ \mu s$) aus. Das Gate, das den verzögerten Gamma-Linearimpulsen den Eintritt zum 200-Kanal-Impulshöhenanalysator gestattet, wird durch die Ausgangssignale der Tripelkoinzidenz-Einheit geöffnet.

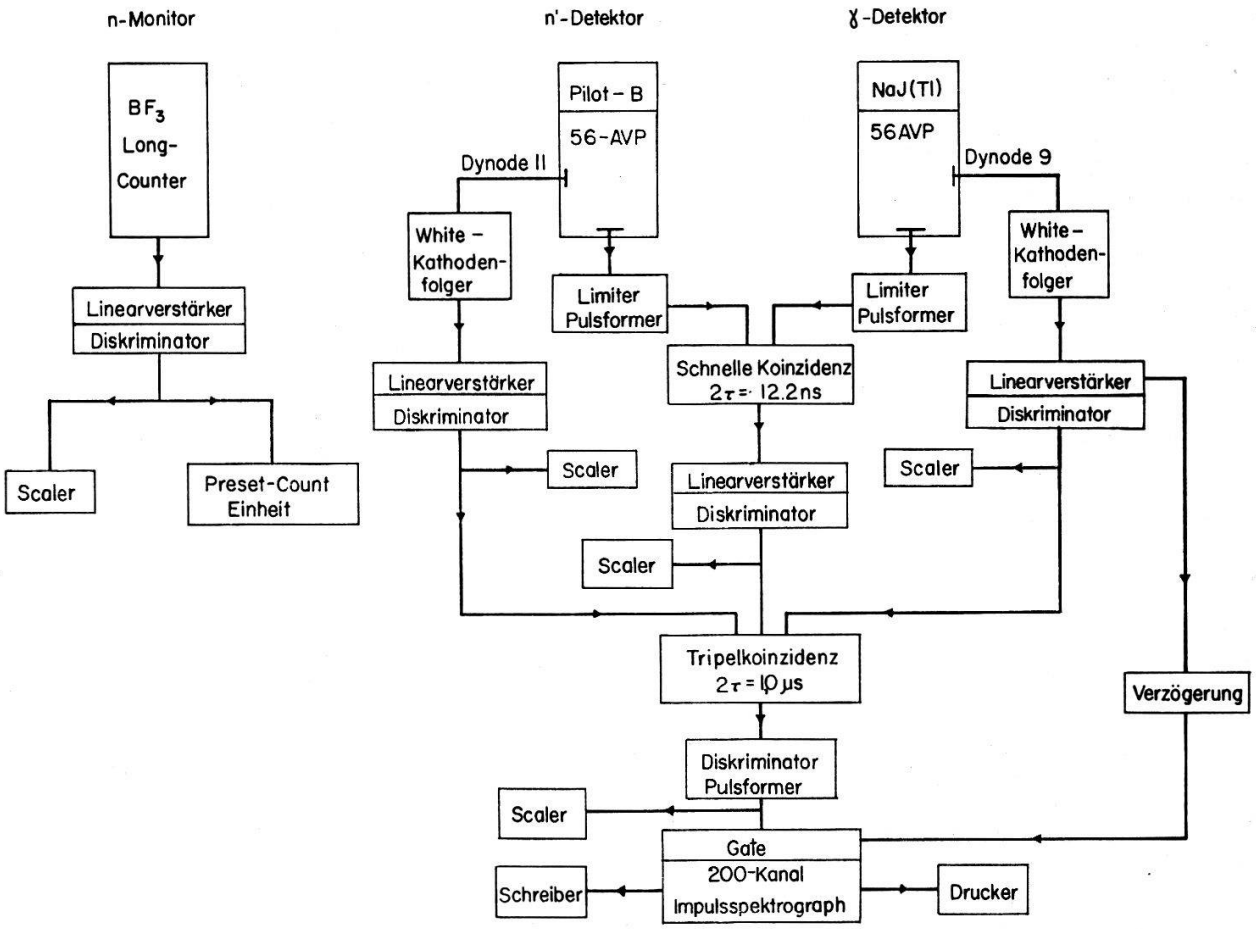

Fig. 5
Blockschema der Elektronik

Der Spannungsteiler zum Photomultiplier des Gammadetektors setzt sich aus einem hochohmigen und einem niederohmigen Teil zusammen, die je durch ein stabilisiertes Hochspannungsnetzgerät gespiesen werden. Die Stosszahlabhängigkeit der Multiplierverstärkung konnte dadurch sehr klein gehalten werden.

Als Monitor wird im Experiment ein BF_3-Long-Counter verwendet, der in einem Abstand von 2 Meter zur Neutronenquelle aufgestellt ist. Nach einer vorgewählten Anzahl Monitorimpulse stoppt eine Programmeinheit den Impulsspektrographen und

sämtliche Scaler. Ein über mehrere Tage erstreckter Stabilitätstest mit einer RaBe-Quelle bestätigte die konstante Ansprechwahrscheinlichkeit des Monitors.

Die Diskriminatoren sind wie folgt eingestellt: Die Diskriminatorschwelle des Gamma-Linearkanals entspricht einer Elektronenenergie von 0,55 MeV, diejenige des Neutronen-Linearkanals einer Protonenenergie von 0,48 MeV. Zweimal unelastisch gestreute Neutronen können somit keine Tripelkoinzidenz auslösen. Die Diskriminatoren der Koinzidenz-Einheiten liegen auf halber maximaler Ausgangsimpulshöhe. Im Monitorkanal ist die Diskriminatorschwelle so gesetzt, dass alle Signale des Long-Counter registriert werden, elektrische Störimpulse des Beschleunigers die Messung aber nicht beeinflussen können.

3. *Kontrollmessungen*

a) *Verzögerungsmessungen*

Zur Prüfung der «fast-slow»-Koinzidenzapparatur wurden die Verzögerungskurven bestimmt. Man versteht darunter den Verlauf der Tripelkoinzidenzrate in Abhängigkeit der Zeitdifferenz der beiden Anodenimpulse an den Eingängen der schnellen Koinzidenzstufe. Diese Zeitdifferenz ist bei der n'-γ-Korrelationsmessung in Ringgeometrie für jedes Winkelpaar verschieden. Sie wird mit einem Verzögerungskabel kompensiert entsprechend der Differenz in der mittleren Flugzeit der beiden koinzidenten Strahlen (maximal 25 ns). Unter mittlerer Flugzeit ist die Zeit zu verstehen,

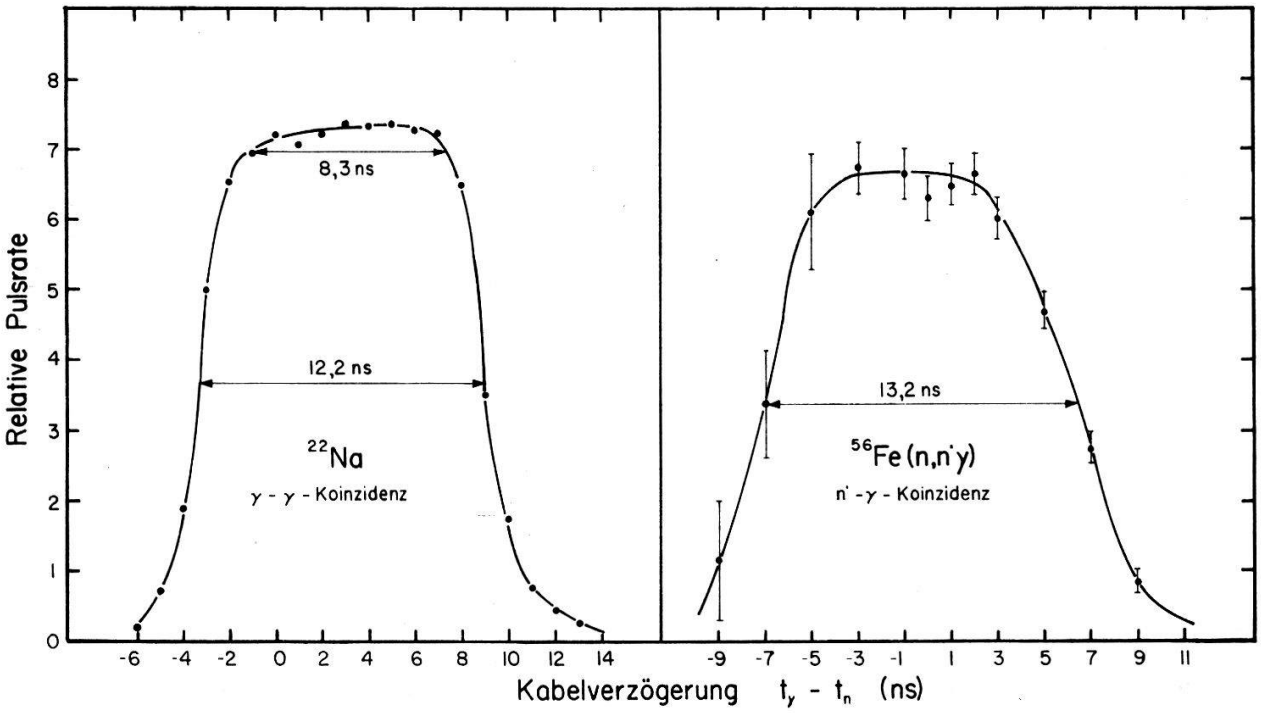

Fig. 6

Impulsrate der Tripelkoinzidenzen in Abhängigkeit der Verzögerung in den schnellen Kanälen.

Links: gemessen mit 0,511 MeV–1,274 MeV-γ-γ-Koinzidenzen von ^{22}Na. Die Breite der Verzögerungskurve ist bei 50% und 95% ihrer Höhe besonders eingezeichnet.

Rechts: gemessen mit n'-γ-Koinzidenzen von ^{56}Fe$(n, n'\gamma)_{0,845}$. Die Breite der Verzögerungskurve ist auf 50% ihrer Höhe besonders eingezeichnet.

die ein Gammaquant bzw. ein unelastisch gestreutes Neutron benötigt, um die Strecke von der Mitte des Streukörperquerschnittes zur Mitte des Detektors zurückzulegen.

Da die wirklichen Flugstrecken infolge der geometrischen Ausdehnung des Streukörpers und der Detektoren verschiedene Längen haben, variieren die zugehörigen Flugzeitdifferenzen um maximal $\pm$ 3,9 ns. Die Auflösung der schnellen Koinzidenzstufe wurde deshalb so eingestellt, dass Eingangsimpulse, die weniger als 8 ns auseinander liegen, als koinzident registriert werden.

Es ist möglich, diese Einstellung durch Messung der Verzögerungskurve mit γ-γ-Koinzidenzen zu prüfen. Die Flugzeitdifferenz variiert in diesem Fall nur sehr wenig ($<$ 0,5 ns). Die Verzögerungskurve muss deshalb ein Plateau konstanter Ansprechwahrscheinlichkeit über einen Bereich von 8 ns aufweisen. Diese Kurve ist für 0,511 MeV–1,274 MeV – γ-γ-Koinzidenzen von ^{22}Na im linken Teil von Figur 6 dargestellt. Als relative Impulsrate wurde aus dem mit dem 200-Kanal-Impulshöhenanalysator registrierten Gammaspektrum jeweils die Fläche des 1,274 MeV-Photopeaks verwendet. Der Nullpunkt der Flugzeitkompensation kann aus dieser Verzögerungskurve ermittelt werden.

Auf der rechten Seite der Figur 6 sind die entsprechenden Ergebnisse für n'-γ-Koinzidenzen von ^{56}Fe wiedergegeben. Die Messung wurde für das Winkelpaar $\theta_{n'} = 65°/\theta_\gamma = 115°$ vorgenommen. Das Auswerteverfahren ist das gleiche wie beim ^{56}Fe $(n, n'\gamma)_{0,845}$-Korrelationsexperiment. Die eingezeichneten Fehlerintervalle entsprechen den statistischen Schwankungen.

b) *Korrelationstestmessungen*

Um die gesamte Messapparatur und Auswertemethode zu prüfen, wurde die γ-γ-Korrelation von ^{22}Na gemessen. Die Einstellung der Elektronik ist im wesentlichen gleich wie im Hauptexperiment. Eine fadenförmige ^{22}Na-Ringquelle mit einem Durchmesser von 200 mm befindet sich am gleichen Ort wie später der Eisenstreukörper. Bei der Auswertung sind wie bei der Messung der ^{22}Na-Verzögerungskurve nur Koinzidenzen berücksichtigt, bei denen das Annihilationsquant im plastischen Szintillator registriert wird und das 1,274 MeV-Gammaquant im NaI(Tl)-Kristall Photoeffekt erzeugt.

Tabelle II

0,511 MeV–1,274 MeV-γ-γ-Korrelation für ^{22}Na gemessen in Ringgeometrie

θ	50°	65°	80°	95°	110°	120°
$W(\theta)_{\text{Serie 1}}$	100,7 $\pm$ 1,6	100,2 $\pm$ 1,5	100,6 $\pm$ 1,6	97,8 $\pm$ 1,8	100,5 $\pm$ 2,2	100,2 $\pm$ 2,8
$W(\theta)_{\text{Serie 2}}$		101,5 $\pm$ 1,5	99,1 $\pm$ 1,6	99,2 $\pm$ 1,6	99,7 $\pm$ 2,3	100,5 $\pm$ 2,8

Die Messungen sind in zwei Serien durchgeführt worden. In Serie 1 wurde die Lage des NaI(Tl)-Kristalls konstant gehalten und die Position des plastischen Szintillators variiert, in Serie 2 umgekehrt. Die in der Auswertung benötigten Raumwinkel wurden

experimentell mit der gleichen ^{22}Na-Ringquelle bestimmt. Die Resultate sind in Tabelle II zusammengestellt. Mit θ wird der Winkel zwischen den beiden ausgestrahlten Gammaquanten bezeichnet.

Tabelle II zeigt, dass die gemessene Winkelkorrelation innerhalb der Messgenauigkeit in Übereinstimmung mit der Theorie isotrop ist. Es ist also anzunehmen, dass sowohl die Apparatur, wie auch das Auswerteverfahren mit den gemessenen Raumwinkeln korrekte Ergebnisse liefert.

Es wurde ebenfalls ein Versuch unternommen, eine n'-γ-Korrelationstestmessung für ^{7}Li $(n, n'\gamma)_{0,478}$ durchzuführen. HAUSMAN *et al.* [HA 59] weisen darauf hin, dass in diesem Fall bei Anregung des ersten Zustands mit Spin 1/2 die Korrelation bei festgehaltenem Nukleonenstreuwinkel («Gamma-Winkelverteilung») isotrop sein muss. Das Experiment gelang nicht, da die 0,478 MeV-Gammastrahlung des ^{7}Li vom starken Untergrund nicht separiert werden konnte (im NaI(Tl)-Kristall findet eine unelastische Streuung ^{23}Na $(n, n'\gamma)_{0,439}$ statt und daneben ein Neutroneneinfang im ^{128}I, der im ^{128}Xe eine 0,45 MeV-Gammalinie erzeugt).

4. *Hauptexperiment*

Im vorliegenden Experiment soll die n'-γ-Korrelationsfunktion $W(\theta_{n'}, \theta_{\gamma}, 0)$ für ^{56}Fe $(n, n'\gamma)_{0,845}$ in einem möglichst grossen Winkelbereich bezüglich CN-Symmetrieeigenschaften untersucht werden. In diesem Sinne wurden die Funktionswerte für 56 Winkelpaare gemessen, die über den erfassbaren Bereich der Korrelationsfläche verteilt sind. Je zwei dieser Winkelpaare $[(\theta_{n'}, \theta_{\gamma}, 0)$ und $(\pi - \theta_{n'}, \pi - \theta_{\gamma}, 0)]$ liegen zueinander zentralsymmetrisch.

a) *Messmethode*

Die Korrelationsfunktion $W(\theta_{n'}, \theta_{\gamma}, 0)$ wird aus der Impulsrate der Koinzidenzen zwischen den Signalen des Gamma- und Neutronendetektors bestimmt. Als Mass für die Korrelationsfunktion dient die Fläche des Photopeaks der 0,845 MeV Linie im Gammaspektrum, das durch die «fast-slow»-Koinzidenzanordnung im 200-Kanal-Impulshöhenanalysator registriert wird. Um den durch ungünstige Raumverhältnisse und durch Anwesenheit von eisenhaltigen Bestandteilen in der Umgebung der Apparatur erzeugten Untergrund zu eliminieren, werden die Resultate durch Differenzmessung ermittelt. Jeder Messung mit Eisenstreukörper folgt eine Untergrundmessung mit gleicher Monitorstosszahl, wobei ein leerer Streukörperbehälter benützt wird. Das Untergrund-Gammaspektrum wird während der Registrierung direkt vom Effekt-Gammaspektrum subtrahiert. Durch dieses Verfahren wird gleichzeitig der durch die zufälligen Koinzidenzen verursachte Untergrund eliminiert, da sich die Stosszahlen der Detektoren in den beiden Messungen nur wenig (maximal 10%) unterscheiden.

b) *Messung*

Die Messung der Korrelationsfunktion hat für jedes Winkelpaar den folgenden Ablauf:

1. Kontrolle der Verstärkung im Gammakanal mit Hilfe einer ^{54}Mn-Quelle (E_{γ} = 0,835 MeV).
2. Koinzidenztestmessung mit einer ^{22}Na-Quelle bei vorgeschriebener Geometrie.

3. Aktivierung des NaI(Tl)-Kristalls mit dem Neutronenstrahl während etwa 30 Minuten (Aufbau der stationären ^{128}I-Aktivität).
4. Kontrolle der Verstärkung im Gammakanal mit Hilfe einer ^{54}Mn-Quelle.
5. Messung der Neutron-Gamma-Korrelation während einer vorgegebenen Monitorstosszahl mit dem Eisenstreukörper (Dauer etwa 25 Minuten).
6. Kontrolle der Verstärkung im Gammakanal mit Hilfe einer ^{54}Mn-Quelle.
7. Messung des Untergrundes während der gleichen Monitorstosszahl mit leerem Streukörperbehälter.

– Zyklische Wiederholung der Messungen 4. bis 7.

Die Messung eines ganzen Zyklus 4. bis 7. dauert etwa 1 Stunde. Die Anzahl Wiederholungen (für einzelne Winkelpaare bis 22) richtet sich nach der Intensität des Effektes. Die Messdauer aller Winkelpaare benötigte etwa 1000 Stunden. Die Stosszahl der Effektimpulse im Photopeak beträgt pro Minute maximal 30, minimal 1,2. Im ausgewerteten Bereich des Gammaspektrums verhält sich der Effekt zum Untergrund im günstigsten Fall wie 3:1, im ungünstigsten wie 0,3:1.

In Figur 7 ist das Effekt-Gammaspektrum für das Winkelpaar $\theta_{n'} = 65°, \theta_\gamma = 115°$ dargestellt. Da dieser Messpunkt benützt wurde, um während der ganzen Messperiode die Reproduzierbarkeit der Resultate zu prüfen, weist dieses Spektrum gegenüber

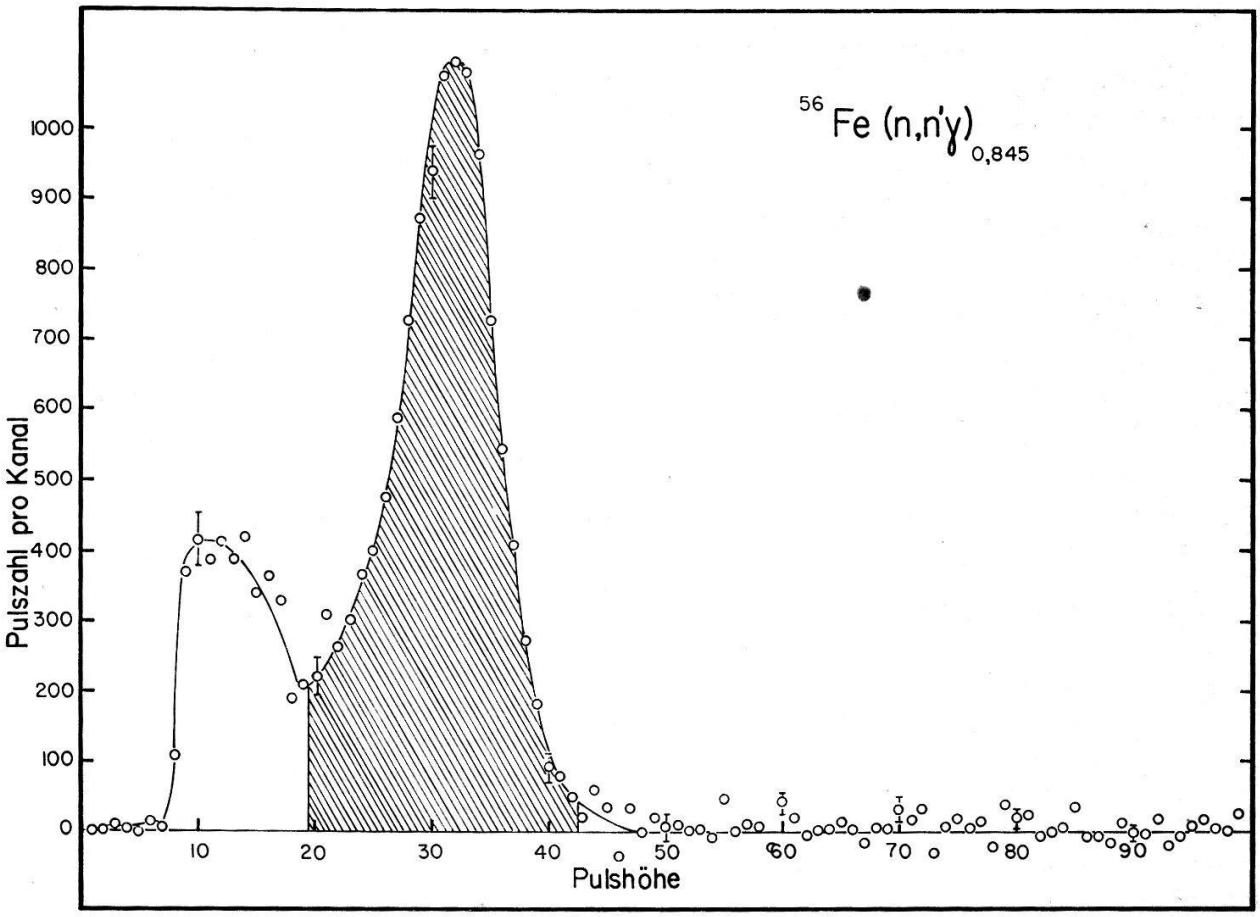

Fig. 7

Gammaimpulsspektrum der n'-γ-Korrelation für ^{56}Fe$(n, n'\gamma)_{0,845}$ ($\theta_{n'} = 65°$, $\theta_\gamma = 115°$). Das Spektrum stellt die Differenz von Effekt- und Untergrundmessung dar. Die als Mass der Korrelationsfunktion benützte Fläche des 0,845 MeV Photopeaks ist schraffiert dargestellt.

den anderen Spektren eine fünfmal bessere Statistik auf. Es ist bemerkenswert, dass neben der 0,845 MeV-Photolinie von ^{56}Fe die 1,24 MeV-Linie von ^{56}Fe und diejenige bei 1,41 MeV von ^{54}Fe nicht in Erscheinung treten. Durch Einstellung des Neutronen-Lineardiskriminators auf einen hohen Energiewert kann die 1,41 MeV-Linie im Koinzidenzspektrum unterdrückt werden. Ohne diese Vorkehrung wäre nach den Angaben von MONTAGUE und PAUL [MO 62] zu erwarten, dass die Fläche des 1,41 MeV-Photopeaks 4% derjenigen bei 0,845 MeV erreicht.

c) *Auswertung*

Als Mass der Korrelationsfunktion wird, wie bereits im § V.4.a. erwähnt, die Fläche F des 0,845 MeV-Photopeaks benützt. Sie wird erhalten durch Integration der Impulse im koinzidenten Gammaspektrum zwischen zwei fest gewählten Grenzen. Diese Fläche ist in Figur 7 schraffiert dargestellt.

Es stellt sich jetzt die Aufgabe, aus dieser Grösse F den zugehörigen Wert der Korrelationsfunktion $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, 0)$ zu ermitteln. Die Lösung dieses Problems erfordert neben der Kenntnis der Monitorstosszahl die Berücksichtigung folgender drei Tatsachen:

- Veränderung der Intensität zufolge ungleicher Abstände der Detektoren vom Streukörper bei verschiedenen Streuwinkeln.
- Absorption der Neutronen und der Gammastrahlung im Streukörper und in den Detektoren.
- Einfluss der endlichen Geometrie.

Der gesuchte Wert der Korrelationsfunktion steht mit der gemessenen Fläche F in folgendem Zusammenhang*) [BR 62]:

$$\left.\begin{aligned} F \sim M \int_{V_1}\int_{V_2}\int_{V_3} & \frac{W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, 0)}{r^2\, r_{12}^2\, r_{13}^2} \\ & \cdot \exp\left(-\mu\, x - \mu_1\, x_1 - \mu_2\, x_2 - \mu_3\, x_3 - \mu_4\, x_4\right) dV_1\, dV_2\, dV_3\,, \end{aligned}\right\} \quad (13)$$

wobei:

M	Monitorstosszahl,
dV_1, dV_2, dV_3	Volumenelemente im Streukörper, Gammadetektor und Neutronendetektor,
r	Abstand zwischen Neutronenquelle und Ort der Streuung (über den ganzen Streuring als konstant angenommen),
r_{12}, r_{13}	Abstände $dV_1 \to dV_2$ und $dV_1 \to dV_3$,
μ_i	Absorptionskoeffizienten für Neutronen bzw. Gammaquanten im Streukörper und in den Detektoren [BR 62],
x_i	Absorptionsstrecken der Neutronen bzw. der Gammaquanten im Streukörper und in den Detektoren.

Die Bestimmung von $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, 0)$ wird nach den folgenden zwei verschiedenen Methoden vorgenommen:

*) Dabei wird angenommen, die Neutronenquelle sei punktförmig und das Ansprechvermögen der Detektoren über ihr ganzes Szintillator-Volumen konstant.

Erste Methode. Unter Vernachlässigung der Absorption im Streuring ($\mu x = \mu_1 x_1 = \mu_4 x_4 = 0$) und des Einflusses der endlichen Geometrie ($W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, 0)$ lässt sich vor das Integral ziehen) nimmt die Beziehung (13) folgende vereinfachte Form an:

$$F = a\, M\, W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, 0)\, \Omega_{n'}(\theta_{n'})\, \Omega_\gamma(\theta_\gamma)\,, \tag{14}$$

wobei:

$$a = \text{Normierungsfaktor}\,,$$

$$\Omega_{n'}(\theta_{n'}) = \int\limits_{V_3} \frac{1}{r_{13}^2} \exp\left(-\mu_3 x_3\right) dV_3\,,$$

$$\Omega_\gamma(\theta_\gamma) = \int\limits_{V_2} \frac{1}{r_{12}^2} \exp\left(-\mu_2 x_2\right) dV_2\,.$$

Also:

$$W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, 0) = \frac{F}{a\, M\, \Omega_{n'}(\theta_{n'})\, \Omega_\gamma(\theta_\gamma)}\,. \tag{15}$$

Die Funktionen $\Omega_{n'}(\theta_{n'})$ und $\Omega_\gamma(\theta_\gamma)$ werden experimentell mit Hilfe von Raumwinkelmessung ermittelt. Dabei wird der Streukörper durch eine radioaktive Quelle gleicher Dimensionen ersetzt. Das durch den Gammadetektor registrierte Spektrum wird ähnlich wie im Korrelationsexperiment ausgewertet: die Fläche des Photopeaks ist bei gleichen Messzeiten proportional zur Funktion $\Omega(\theta)$.

Um die Absorption gut zu reproduzieren, muss die freie Weglänge der Strahlung in der Raumwinkelmessung und im Korrelationsexperiment möglichst gleich sein. $\Omega_\gamma(\theta_\gamma)$ wird deshalb mit einer ^{54}Mn-Quelle ($E_\gamma = 0{,}835$ MeV) gemessen. Die Funktion $\Omega_{n'}(\theta_{n'})$ wurde ebenfalls mit Hilfe des Gammadetektors bestimmt (beide Detektoren haben exakt gleiche Dimensionen), wobei aber die Annihilationsstrahlung einer ^{22}Na-Ringquelle benützt wurde. Die freie Weglänge der 0,511 MeV Gammastrahlung im NaI(Tl)-Kristall entspricht ungefähr der freien Weglänge der Neutronen im plastischen Szintillator.

Zweite Methode. Hier soll nun auch der Einfluss der endlichen Geometrie sowie die Absorption der Strahlung im Streukörper berücksichtigt werden. Die gesuchte Korrelationsfunktion wird in der Umgebung der mittleren Streuwinkel $(\theta_{n'}^{(0)}, \theta_\gamma^{(0)}, 0)$ in eine Reihe entwickelt:

$$\left.\begin{aligned} W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, \phi) &= W_0 + W_\gamma \Delta\theta_\gamma + W_{n'} \Delta\theta_{n'} + W_\phi \Delta\phi + W_{\gamma\gamma} \frac{(\Delta\theta_\gamma)^2}{2} \\ &+ W_{n'n'} \frac{(\Delta\theta_{n'})^2}{2} + W_{\gamma n'} \Delta\theta_\gamma \Delta\theta_{n'} + W_{\gamma\phi} \Delta\theta_\gamma \Delta\phi + W_{n'\phi} \Delta\theta_{n'} \Delta\phi + \ldots\,, \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

wobei:

$W_0 = W(\theta_{n'}^{(0)}, \theta_\gamma^{(0)}, 0)$ Wert der Korrelationsfunktion am Ort, der den Szintillatorenmittelpunkten entspricht,

$\Delta\theta_{n'} = \theta_{n'} - \theta_{n'}^{(0)}$ usw.,

$$W_{n'} = \frac{\partial W(\theta_{n'}^{(0)}, \theta_\gamma^{(0)}, 0)}{\partial \theta_{n'}} \quad \text{usw.}$$

Unter Vernachlässigung Glieder dritter Ordnung wird diese Entwicklung in die Formel (13) eingesetzt, die sich dabei in 7 Summanden aufteilt. Jeder derselben besteht

aus dem Produkt eines mehrfachen Integrals, das die geometrischen Beziehungen enthält, und der Korrelationsfunktion W_0 oder einer ihrer Ableitungen. Die sehr komplizierte Auswertung dieser Integrale wird dank der Zylindersymmetrie des Problems wesentlich vereinfacht und mit einer elektronischen Rechenmaschine durchgeführt (diese Vereinfachung war für die axialsymmetrische Anordnung der Szintillatoren ausschlaggebend).

In der Berechnung der Integrale werden für die 4 Absorptionskoeffizienten μ_i ($i = 1, 2, 3, 4$) die totalen Wirkungsquerschnitte für Neutronen oder Gammastrahlung in den entsprechenden Medien eingesetzt. Um den Einfluss der Mehrfachstreuung zu berücksichtigen, wird für den Absorptionskoeffizienten μ der einfallenden Neutronen im Streuring ein «effektiver» Wirkungsquerschnitt σ_{eff} verwendet, der mit einer Monte-Carlo-Rechnung ermittelt wurde. Er beträgt im vorliegenden Experiment $\sigma_{eff} = 0{,}91$ barn, ist also etwas grösser als $\sigma_{unel} = 0{,}85$ barn, aber wesentlich kleiner als $\sigma_{tot} = 2{,}80$ barn.

Eine ausführliche Beschreibung dieses Auswerteverfahrens findet sich in einer früheren Arbeit [Br 62]. Die Ergebnisse des vorliegenden Experiments wurden mit einer IBM 7070-Anlage nach einem neu aufgestellten, erweiterten Programm durchgeführt.

Die nach den beiden Methoden ausgewerteten Messergebnisse stimmen innerhalb der Messgenauigkeit überein.

5. *Korrekturen und Fehler*

a) *Mehrfachstreuung*

Infolge der endlichen Dimensionen des Streukörpers wird in diesem ein beträchtlicher Anteil der Neutronen mehr als einmal gestreut (elastisch oder unelastisch). Dieser Umstand ist bei der Auswertung der Messergebnisse zu berücksichtigen. Die dafür notwendigen Korrekturen können nach den bekannten Formeln für Mehrfachstreuung von Blok und Jonker [Bl 52] oder nach der Monte-Carlo-Methode [Wa 53, Da 56, Be 59] bestimmt werden.

Tabelle III

Prozentuale Anteile der einzelnen Streuarten

Art der Streuung	N_e	N_u	N_{ee}	N_{eu}	N_{ue}	N_{uu}	N_{eee}
Häufigkeit	13,57%	5,91%	1,51%	0,65%	0,79%	0,17%	0,18%
Art der Streuung	N_{eeu}	N_{uee}	N_{eue}	N_{euu}	N_{ueu}	N_{uue}	
Häufigkeit	0,07%	0,11%	0,09%	0,04%	0,02%	0,03%	

$N_{eeu} = 0{,}07\%$ bedeutet, dass 0,07% der auf den Streukörper einfallenden Neutronen zuerst zweimal elastisch und dann einmal unelastisch gestreut werden. Aus energetischen Gründen ist eine dreimalige unelastische Streuung N_{uuu} nicht möglich.

Für das vorliegende Korrelationsexperiment wurde von D. H. Davis, Livermore eine Monte-Carlo-Rechnung mit einer IBM 709-Anlage durchgeführt. Für 50000

«Neutronen» untersuchte man Art und Anzahl der Streuungen sowie die zugehörigen Streuwinkel. Das Ergebnis für den im Experiment verwendeten Eisenstreuring (Querschnitt 20 mm × 20 mm, Dichte $5{,}04 \cdot 10^{22}$ Atome/cm³) zeigt, dass 76,75% der einfallenden Neutronen keine Streuung erleiden; 19,48% werden einmal gestreut (elastisch oder unelastisch), 3,16% zweimal, 0,51% dreimal und 0,08% viermal. In Tabelle III sind die prozentualen Anteile nach der Art der Streuung angegeben (die Statistik erstreckt sich nur auf Neutronen die maximal dreimal gestreut werden).

Es soll nun der Prozentsatz der die Messung «fälschenden» Neutronen (die neben einer unelastischen Streuung noch weitere Streuungen erleiden) in bezug auf die Anzahl Neutronen, die genau eine unelastische Streuung vollführen, bestimmt werden. Da im Experiment zweimal unelastisch gestreute Neutronen nicht registriert werden (Neutronen-Lineardiskriminator!), beträgt der gesuchte Bruchteil:

$$b = \frac{N_{eu} + N_{ue} + N_{eeu} + N_{eue} + N_{uee}}{N_u} = 0{,}288\,. \tag{17}$$

Die aus der Monte-Carlo-Rechnung folgende Winkelverteilung der «fälschenden» Neutronen unmittelbar vor dem unelastischen Stoss lässt sich in guter Näherung in zwei Anteile aufspalten. Ein isotroper Teil enthält die Hälfte aller «fälschenden» Neutronen, der Rest fällt in den Bereich kleiner Streuwinkel. Die vorwärts gestreuten «fälschenden» Neutronen stören die Korrelationsmessung nicht wesentlich, da sowohl ihre Flugrichtung wie auch ihre Energie nur wenig «verfälscht» wird (ein Neutron verliert im elastischen Stoss bei 2,0 MeV im Mittel nur 0,07 MeV seiner Energie).

Der isotrope Anteil der Verteilung verursacht, dass die gemessene Korrelationsfunktion gegenüber der wahren flacher wird. Die Abweichungen der Funktion W von ihrem Mittelwert $\overline{W}$ werden, wie die Monte-Carlo-Rechnung zeigt, um den Prozentsatz a verkleinert:

$$a = \left(\frac{W - \overline{W}}{W_m - \overline{W}} - 1\right) = (17{,}5 \pm 2)\,\%\,, \tag{18}$$

wobei:

W Wert der Korrelationsfunktion,

$\overline{W}$ gemittelter Wert der Korrelationsfunktion,

W_m Wert der durch den Einfluss der Mehrfachstreuung verflachten Korrelationsfunktion.

Da die Messergebnisse relativ gut mit der nach dem statistischen Modell berechneten Korrelationsfunktion übereinstimmen, wurden die Mittelwerte $\overline{W}$ aus der theoretischen Korrelation bestimmt. Die Mittelung ist gleichzeitig nach drei Arten gemäss den 3 Gruppen der «fälschenden» Neutronen und unter Berücksichtigung ihrer prozentualen Anteile vorzunehmen:

1. N_{eu}, N_{eeu} (42% aller «fälschenden» Neutronen). Mittelung in Richtung $(\theta_{n'} - \theta_\gamma) =$ konst., da beide Streuwinkel um den gleichen Betrag «verfälscht» werden.
2. N_{ue}, N_{uee} (53%). Mittelung in Richtung $\theta_\gamma =$ konst., da nur der Neutronenstreuwinkel $\theta_{n'}$ «verfälscht» wird.
3. N_{eue} (5%). Mittelung über die gesamte Korrelationsfläche, da beide Streuwinkel $\theta_{n'}$ und θ_γ unabhängig voneinander «verfälscht» werden.

Die Korrektur der Messwerte infolge Mehrfachstreuung beträgt maximal 5% und im Mittel 2%. Die Genauigkeit dieser Korrektur ist besser als 1% der Messwerte.

b) *Endliche Geometrie*

Die geometrische Winkelauflösung der Detektoren $\Delta\theta$ variiert zwischen $\pm 4°$ (für $\theta = 25°$) und $\pm 16°$ (für $\theta = 100°$). Infolge der endlichen Ausdehnung des Streukörperquerschnitts variiert die Richtung der einfallenden Neutronen an verschiedenen Stellen desselben um maximal $\pm 0{,}5°$. Die Auswertung nach der zweiten Methode (§ V.4.c.) zeigt, dass die Berücksichtigung der endlichen Dimensionen des Streukörpers und der Detektoren Korrekturen verursachen, die durchschnittlich 3%, maximal 5% betragen.

c) *Statistische Fehler*

Die Gesamtstosszahlen des Effektes (im Photopeak) betragen bei den einzelnen Winkelpaaren zwischen 900 und 3000. Berücksichtigt man die zugehörigen Stosszahlen der Untergrundmessungen, so erhält man als statistische Fehler 1,5% bis 11,5% und im Mittel 4%.

d) *Systematische Fehler*

Geometrische Fehler. Die Unsicherheit in der Justierung und in der Reproduzierbarkeit der Positionen von Streukörper und Detektoren ist sehr gering und wirkt sich mit weniger als 1% Fehler im Resultat aus.

Untergrund. Dank der im § V.4.a. erwähnten Differenzmessmethode wird ein durch die zufälligen Koinzidenzen verursachter Untergrund praktisch vollständig eliminiert. Ein durch elastisch gestreute Neutronen bewirkter Untergrund (Einteilchenkoinzidenzen) wird weitgehend durch Bleiabsorber zwischen den beiden Detektoren verhindert, kann aber, wie Messungen mit einem Graphit-Streukörper zeigten, bei den ungünstigsten Verhältnissen bis etwa 2% des Effektes erreichen. Dieser Fehler geht in die Messung des Effektes ein.

Stabilität der Elektronik. Die Verstärkungsschwankungen der Elektronik vergrössern die Unsicherheit des Effektes im Untergrund-Subtraktionsverfahren (Verschiebung der Effekt- und Untergrundspektren gegeneinander; Verbreiterung des Photopeaks). Die Störung wird auf maximal 2% geschätzt.

VI. Messergebnisse

1. *Resultate*

Die Figuren 8 bis 10 zeigen die Messergebnisse des $^{56}Fe\ (n, n'\gamma)_{0,845}$-Korrelationsexperiments. Auf den Abbildungen sind jeweils die nach dem Zwischenkernmodell symmetrischen Schnitte einander gegenübergestellt. Figur 8 und 9 enthalten die Korrelationen bei konstanten Neutronenstreuwinkeln («Gamma-Winkelverteilungen»); Figur 10 zeigt die Korrelationen bei konstanten Gammaemissionswinkeln («n'-Winkelverteilungen»). Die eingezeichneten Kurven stellen die theoretische Kor-

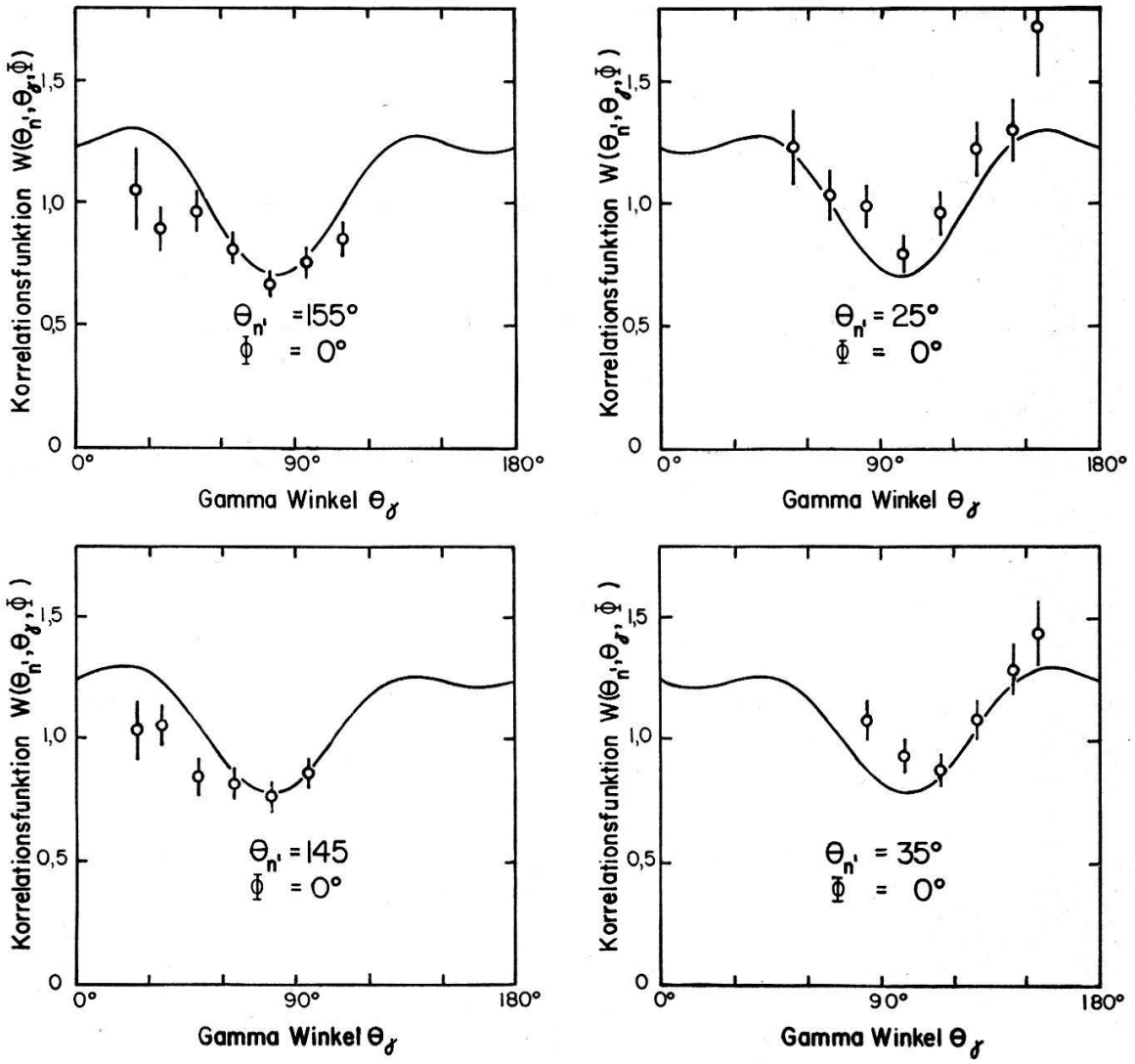

Fig. 8

n'-γ-Winkelkorrelation für ^{56}Fe$(n, n'\gamma)_{0,845}$ bei der Neutronenenergie von (2,06 $\pm$ 0,10) MeV$_{lab}$. Die Neutronenstreuwinkel sind konstant. Die nach der CN-Theorie symmetrischen Schnitte sind jeweils einander gegenübergestellt. Die eingezeichneten Kurven stellen die theoretische Korrelationsfunktion $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, 0)$ dar, berechnet [Sh 62c] nach dem statistischen Modell unter Verwendung der Transmissionskoeffizienten des nichtlokalen optischen Potentials von Perey und Buck [Pe 62] und unter Vernachlässigung der Bahndrehimpulse $l > 2$. Die Messwerte sind bezüglich Mehrfachstreuung und endlicher Geometrie korrigiert. Die Fehlerschranken entsprechen den statistischen und systematischen Unsicherheiten.

relationsfunktion $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, 0)$ dar, berechnet [Sh 62c] nach dem statitischen Modell unter Verwendung der Transmissionskoeffizienten des nichtlokalen optischen Potentials von Perey und Buck [Pe 62] und unter Vernachlässigung der Bahndrehimpulse $l > 2$. Die mit Kreisen bezeichneten, im Experiment bestimmten Werte, sind auf Mehrfachstreuung und endliche Geometrie korrigiert. Die Fehlerschranken entsprechen den statistischen und systematischen Unsicherheiten. Alle Messwerte sind nach der Methode der kleinsten Quadrate an die theoretische Korrelationsfläche mit einem einzigen Normierungsfaktor angepasst, wobei die statistischen Gewichte der einzelnen Messpunkte berücksichtigt sind.

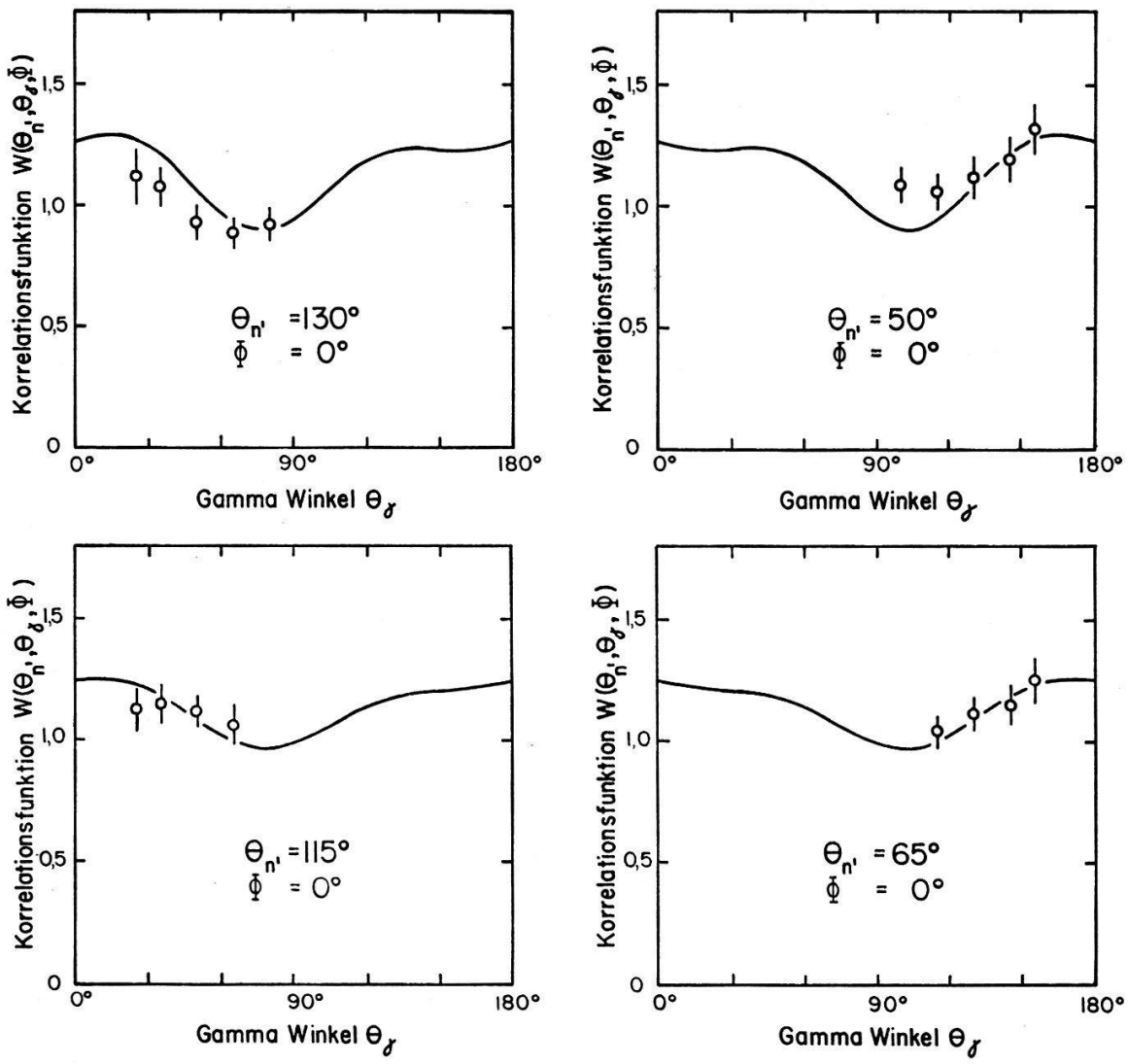

Fig. 9

n'-γ-Winkelkorrelation für $^{56}Fe(n, n'\gamma)_{0,845}$ bei der Neutronenenergie von $(2{,}06 \pm 0{,}10)$ MeV_{lab}. Die Neutronenstreuwinkel sind konstant. Siehe Text zu Figur 8.

2. *Diskussion*

Die gemessene «Gamma-Winkelverteilung» (Figuren 8 und 9) zeigt in ihrem allgemeinen Verhalten eine relativ gute Übereinstimmung mit den theoretischen Werten. Auch der CN-Symmetriecharakter kommt deutlich zum Ausdruck. Diese Übereinstimmung ist nicht sehr erstaunlich, da bei so tiefen Neutronenenergien ein Zwischenkernmechanismus erwartet wird. Bei genauerer Betrachtung der Resultate (Figuren 8 und 9) stellt man aber fest, dass alle Messwerte bei Vorwärtsstreuwinkeln der Neutronen höher liegen als die entsprechenden Werte der CN-symmetrischen Rückwärtsstreuwinkel. Die Bevorzugung der Neutronen-Vorwärtsstreurichtung ist um so ausgeprägter, je mehr sich der Neutronenstreuwinkel 0° bzw. sein symmetrischer 180° nähert. Dieses Verhalten ist auch in Figur 10 aus der «n'-Winkelverteilung» ersichtlich. Auch dort ist die CN-Symmetrie infolge der Bevorzugung der Neutronen-Vorwärtsstreuwinkel gestört.

In der folgenden Analyse werden die Symmetrie-Abweichungen speziell untersucht. Sämtliche Messwerte des Schnittes $\theta_{n'}$ = konst. = $\alpha < 90°$ werden addiert.

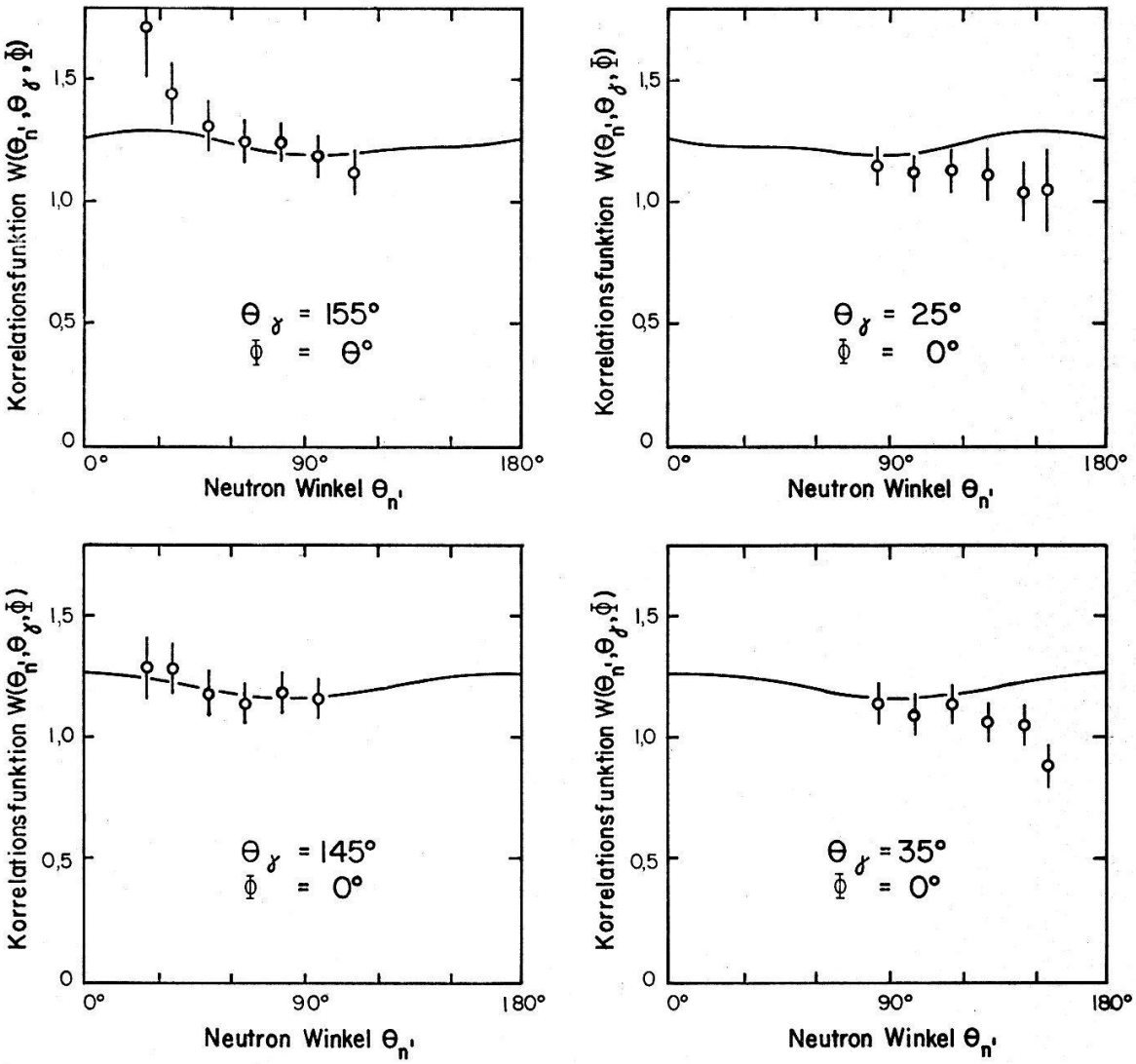

Fig. 10

n'-γ-Winkelkorrelation für $^{56}Fe(n, n'\gamma)_{0,845}$ bei der Neutronenenergie von (2,06 ± 0,10) MeV_{lab}. Die Gamma-Emissionswinkel sind konstant. Siehe Text zu Figur 8.

Die analoge Summation wird für den symmetrischen Schnitt $\theta_{n'} = 180° - \alpha =$ konst. gebildet, wobei die gleiche Anzahl symmetrischer Messpunkte verwendet wird. Die Differenz der beiden Summen liefert eine Information über die Symmetrie-Abweichung der Neutronen-Winkelverteilung. Um diese Asymmetrie zahlenmässig auszudrücken, bildet man für jedes Paar der gemessenen Schnitte das folgende Verhältnis:

$$V_\alpha^n = \frac{\sum\limits_{\alpha}^{n} - \sum\limits_{180°-\alpha}^{n}}{\sum\limits_{180°-\alpha}^{n}}, \tag{19}$$

wobei:

$\sum\limits_{\alpha}^{n}$ Summe aller Messwerte für den Schnitt $\theta_{n'} = \alpha$, $0° \leq \theta_\gamma \leq 180°$,

$\sum\limits_{180°-\alpha}^{n}$ Summe aller Messwerte für den Schnitt $\theta_{n'} = 180° - \alpha$, $0° \leq (180° - \theta_\gamma) \leq 180°$.

Figur 11 links zeigt den Verlauf von V_α^n in Abhängigkeit des Winkels α. Die Bevorzugung der Neutronen-Vorwärtsstreurichtung ist deutlich erkennbar.

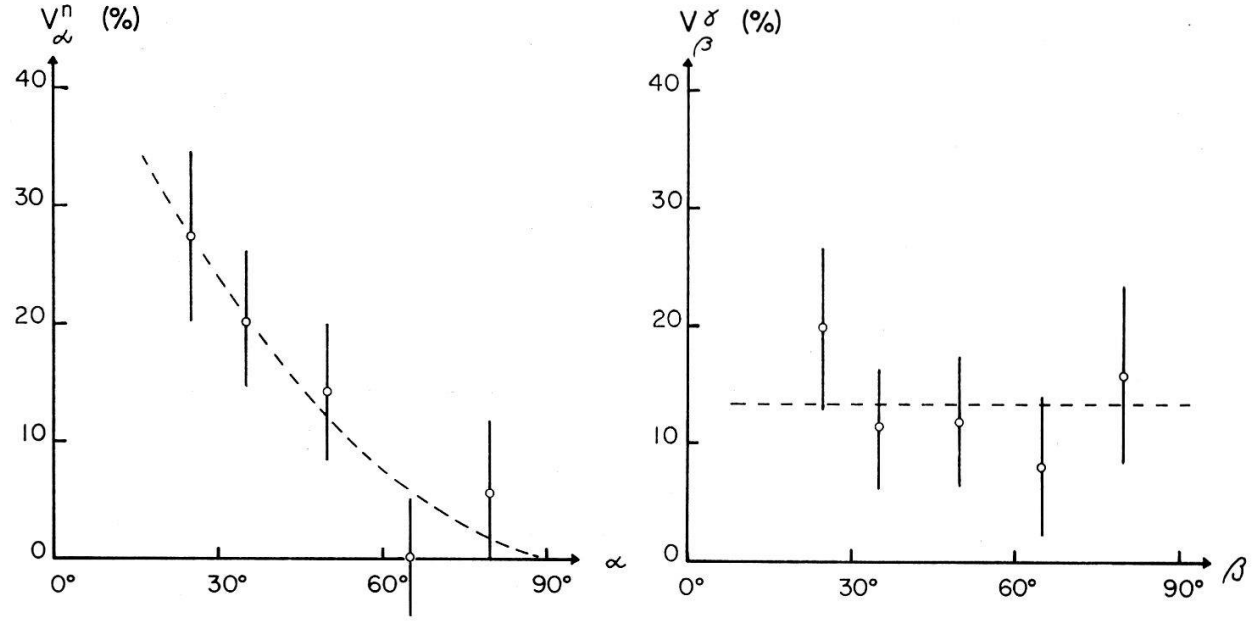

Fig. 11
Symmetrie-Prüfung für $^{56}Fe(n, n'\gamma)_{0,845}$-Winkelkorrelation.
Links: für «Neutronen-Winkelverteilungen».
Rechts: für «Gamma-Winkelverteilungen»
(Siehe Erklärung im Kap. VI.2.)

In analoger Weise wird für die Schnitte mit konstantem Gammaemissionswinkel das Verhältnis V_β^γ gebildet:

$$V_\beta^\gamma = \frac{\sum\limits_{180^\circ-\beta}^{\gamma} - \sum\limits_{\beta}^{\gamma}}{\sum\limits_{\beta}^{\gamma}}, \tag{20}$$

wobei:

$\sum\limits_{\beta}^{\gamma}$ Summe aller Messwerte für den Schnitt $\theta_\gamma = \beta$, $0^\circ \leq \theta_{n'} \leq 180^\circ$,

$\sum\limits_{180^\circ-\beta}^{\gamma}$ Summe aller Messwerte für den Schnitt $\theta_\gamma = 180^\circ - \beta$, $0^\circ \leq (180^\circ - \theta_{n'}) \leq 180^\circ$.

Wie Figur 11 rechts zeigt, ist V_β^γ innerhalb der Messgenauigkeit unabhängig von Winkel β, was auf eine bezüglich 90° symmetrische Gamma-Winkelverteilung hinweist, wie sie in anderen Experimenten [Cr 56, Mu 56, Va 56, Da 59, Ho 59, Bo 60] festgestellt wurde. Unter Voraussetzung, dass keine Polarisationseffekte untersucht werden, ist diese 90°-Symmetrie zu erwarten, da sie keine Folge des Reaktionsmodells darstellt.

Es ist naheliegend, die Ergebnisse des vorliegenden Experiments zu vergleichen mit denjenigen Resultaten aus $(p, p'\gamma)$-Korrelationsmessungen, die ebenfalls Aussagen über das Symmetrieverhalten gestatten.

TAKETANI und ALFORD [TA 62] haben die Korrelationen bei $E_p = 5{,}7$ MeV und 6,8 MeV für ^{28}Si $(p, p'\gamma)_{1,78}$ sowie bei 6,8 MeV für ^{60}Ni $(p, p'\gamma)_{1,33}$ gemessen. In allen diesen Experimenten liegen die «Gamma-Winkelverteilungen» bei festen Protonen-Vorwärtsstreuwinkeln höher, als diejenigen bei den zugehörigen CN-symmetrischen Rückwärtsstreuwinkeln. Die Autoren konstatieren eine gute Übereinstimmung ihrer Resultate mit dem durch die Direktanregung geforderten Kurvenverlauf

$$A + B \sin^2 2\,(\theta_\gamma - \theta_0)\,.$$

In ihren Korrelationsmessungen bei $E_p = 5{,}8$ MeV für ^{52}Cr $(p, p'\gamma)_{1,44}$ und ^{56}Fe $(p, p'\gamma)_{0,845}$ finden GOBBI und PIXLEY [GO 62a] ebenfalls die erwähnte Bevorzugung der Protonen-Vorwärtsstreurichtung.

Es stellt sich die Frage, ob die begünstigte Vorwärtsstreurichtung im vorliegenden Experiment ebenfalls durch einen Beitrag des Direktanregungsmechanismus im Reaktionsablauf interpretiert werden muss.

Die aufgedeckte Asymmetrie durch Nichterfüllung der statistischen Annahme erklären zu wollen, erscheint nicht befriedigend: Die gefundene Bevorzugung der n'-Vorwärtsstreurichtung in der ^{56}Fe $(n, n'\gamma)_{0,845}$-Korrelation steht nämlich in Einklang mit den bereits im § III diskutierten n'-Winkelverteilungen [CR 56, MU 56, NA 57, CR 60] bei ähnlichen Energien. In keinem Fall wurde bisher eine Bevorzugung der Rückwärtsstreurichtungen in ^{56}Fe $(n, n'\gamma)$-Experimenten festgestellt, und es ist nicht einzusehen, weshalb eine Nichterfüllung der statistischen Annahme stets die Vorwärts-Begünstigung verursachen sollte.

Somit bestehen schwerwiegende Argumente dafür, die gefundene Asymmetrie der Korrelation durch einen Beitrag des Direktanregungsprozesses zu erklären. Bei so tiefer Energie der Neutronen kann dieser Anteil gegenüber dem Beitrag der Zwischenkernbildung nur gering sein, dürfte aber dank der Empfindlichkeit der Korrelations-Symmetriebetrachtungen auf den Reaktionsmechanismus bereits in Erscheinung treten.

VII. Dank

Herrn Prof. Dr. P. E. MARMIER sind wir für sein förderndes Interesse und die stetige Unterstützung dieser Arbeit zu ganz besonderem Dank verpflichtet. Unseren besten Dank möchten wir ebenfalls Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER aussprechen, der unsere Tätigkeit am Physikalischen Institut der ETH ermöglichte.

Die grundlegende Anregung zu dieser Arbeit und die Messtechnik stammt von Herrn Dr. H. R. BRUGGER; ihm möchten wir besonders danken. Herrn Dr. E. SHELDON danken wir herzlich für die vielen wertvollen Diskussionen und für die Berechnung der Korrelationsflächen. Aufrichtiger Dank gebührt ebenso den Herren P. SCHÜRMANN, G. VERDAN, P. BRÄNDLI und J. F. MOSER für ihre aktive Mitarbeit in verschiedenen Stadien des Experiments. Die Hilfe und das Verständnis der Herren M. BRÜLLMAN, D. MEIER und H. JUNG sei hier ebenfalls bestens verdankt.

Herrn Dr. D. H. DAVIS vom Lawrence Radiation Laboratory in Livermore, Cal., danken wir für die grosszügige Durchführung der Monte-Carlo-Rechnung, ebenso Herrn P. STRAUB für die Programmierung der Ausbeute-Integrale sowie den Herren Dr. K. STEINER und F. LEUENBERGER für ihr freundliches Entgegenkommen.

Einer der Autoren (T. N.) dankt der Polnischen Akademie der Wissenschaften für die finanzielle Unterstützung zu Beginn seiner Tätigkeit.

Diese Untersuchungen wurden durch einen Kredit der Kommission für Atomwissenschaften des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.

VIII. Anhang

Korrelationsformel für $0+ \to 2+ \to 0+$ *Übergänge und* $\phi = 0$
nach dem statistischen Modell

Für die explizite Berechnung der $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, \phi)$ nach dem statistischen Modell kann die Formel (1) für $\phi = 0$ und für $l \leqslant 2$ vereinfacht werden. Die Korrelationsfunktion erhält durch Einsetzen neuer Variabeln: $x = \cos\theta_{n'}$; $y = \cos\theta_\gamma$; $z = x\,y \cdot [(1-x^2)(1-y^2)]^{1/2}$ eine Form, die leicht mit einer elektronischen Rechenmaschine ausgewertet werden kann.

$$\left.\begin{aligned}
W(x, y) = {} & x^4 y^4 (-20{,}000\,\alpha - 6{,}071\,\varepsilon) + x^4 y^2 (+20{,}000\,\alpha + 13{,}035\,\varepsilon) \\
& + x^2 y^4 (+20{,}000\,\alpha - 12{,}000\,\gamma - 13{,}750\,\varepsilon) + x^4 (-2{,}500\,\alpha - 10{,}268\,\varepsilon) \\
& + y^4 (-2{,}500\,\alpha + 6{,}000\,\gamma - 7{,}500\,\delta + 9{,}821\,\varepsilon) \\
& + x^2 y^2 (-17{,}500\,\alpha + 1{,}500\,\beta + 12{,}000\,\gamma + 9{,}822\,\varepsilon) \\
& + x^2 (+1{,}250\,\alpha - 0{,}750\,\beta - 3{,}000\,\gamma + 6{,}071\,\varepsilon) \\
& + y^2 (+1{,}250\,\alpha - 0{,}750\,\beta - 4{,}500\,\gamma + 10{,}500\,\delta - 8{,}393\,\varepsilon) \\
& + (+2{,}500\,\alpha + 1{,}500\,\beta + 4{,}500\,\gamma + 3{,}000\,\delta + 8{,}661\,\varepsilon) \\
& + x^2 y^2 z (-20{,}000\,\alpha - 6{,}071\,\varepsilon) + x^2 z (+10{,}000\,\alpha + 10{,}000\,\varepsilon) \\
& + y^2 z (+10{,}000\,\alpha - 12{,}000\,\gamma - 16{,}786\,\varepsilon) \\
& + z (-2{,}500\,\alpha + 1{,}500\,\beta + 6{,}000\,\gamma + 3{,}929\,\varepsilon)\,,
\end{aligned}\right\} \quad (21)$$

wobei:

$$\alpha = \frac{T_0\,T_2'}{T_0 + 2\,T_2'}; \quad \beta = \frac{T_1\,T_1'}{T_1 + T_1'}; \quad \gamma = \frac{T_1\,T_1'}{T_1 + 2\,T_1'}; \quad \delta = \frac{T_2\,T_0'}{T_2 + T_0' + 2\,T_2'};$$

$$\varepsilon = \frac{T_2\,T_2'}{T_2 + T_0' + 2\,T_2'},$$

T_l Transmissionskoeffizient für einfallende Neutronen mit Bahndrehimpuls l ($l = 0, 1, 2$),

T_l' Transmissionskoeffizient für unelastisch gestreute Neutronen mit Bahndrehimpuls l ($l = 0, 1, 2$).

Literaturverzeichnis

[Ad 58] Adams, H. S., und Hintz, N. M., AECU-3707 (1958).

[Au 62] Austern, N., in *Fast Neutron Physics*, Bd. 2, Kap. V.D. herausgegeben von Marion, J. B., und Fowler, J. L., Interscience Publishers, New York, im Druck.

[Ba 57] Banerjee, N. K., und Levinson, C. A., Ann. Phys. (N.Y.) *2*, 499 (1957).

[Be 57] Beyster, J. R., Schrandt, R. G., Walt, M., und Salmi, E. W., Los Alamos Report LA-2099 (1957).

[Be 59] Benveniste, J., Mitchell, A. C., Schrader, C. D., und Zenger, J. H., Univ. of California Report UCRL-5596 (1959).

[Bl 52] Blok, J., und Jonker, C. C., Physica *18*, 809 (1952).

[Bl 61] Blair, J. S., und Wilets, L., Phys. Rev. *121*, 1493 (1961).

[Bo 36] Bohr, N., Nature *137*, 344 (1936).

[Bo 59] Bostrom, N. A., Morgan, I. L., Prud'homme, J. T. Okhuysen, P. L., und Hudson, O. M., WADC TN 59–107 und WADC TR 59–31 (1959).

[Bo 60] Boring, J. W., und McEllistrem, M. T., Bull. Am. Phys. Soc. *5*, 369 (1960).

[Bo 61] Bowsher, H. F., Dell, G. F., und Hausman, H. J., Phys. Rev. *121*, 1504 (1961).

[Br 57] Brown, G. E., und De Dominicis, C. T., Proc. Phys. Soc. *70 A*, 686 (1957).

[Br 60] Brugger, H. R., Niewodniczanski, T., und Steiger, M. P., Helv. Phys. Acta *33*, 576 (1960).

[Br 61a] Brugger, H. R., Niewodniczański, T., und Steiger, M. P., Helv. Phys. Acta *34*, 487 (1961).

[Br 61b] Braid, T. H., Yntema, J. L., und Zeidman, B., Proceedings of the Rutherford Jub. Conf., London (1961) p. 519.

[Br 62] Brugger, H. R., Niewodniczański, T., und Steiger, M. P., Helv. Phys. Acta *35*, 3 (1962).

[Ch 20] Chadwick, J., Phil. Mag. *40*, 734 (1920).

[Cr 56] Cranberg, L., und Levin, J. S., Phys. Rev. *103*, 343 (1956).

[Cr 60a] Cranberg, L., und Glendenning, N. K., Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Kingston (1960), p. 357.

[Cr 60b] Cranberg, L., Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Kingston (1960), p. 194.

[Da 56] Day, R. B., Phys. Rev. *102*, 767 (1956).

[Da 59] Day, R. B., und Walt, M., Phys. Rev. *117*, 1330 (1959).

[Da 62] McDaniels, D. K., Hendrie, D. L., Bassel. R. H., und Satchler, G. R., Phys. Letters *1*, 295 (1962).

[De 57] Devons, S., und Goldfarb, L. J. B., in *Handbuch der Physik*, Bd. XLII, p. 362, herausgegeben von S. Flügge, Springer Verlag, Berlin (1957).

[De 60] Deconninck, G., und Martegani, A., Nuclear Physics *21*, 33 (1960).

[Em 58] Emmerich, W. S., Westinghouse Research Report 6-94511-R 19 (1958).

[Er 60] Ericson, T., Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Kingston (1960), p. 697.

[Fe 54] Feshbach, H., Porter, C. E., und Weisskopf, V. F., Phys. Rev. *96*, 448 (1954).

[Fe 60] Feshbach, H., in *Nuclear Spectroscopy*, Part B, Kap. V.A, p. 625, herausgegeben von F. Ajzenberg-Selove, Academic Press, New York (1960).

[Go 52] Gove, A., und Hedrgan, A., Phys. Rev. *86*, 574 (1952).

[Go 61] Gobbi, B., und Pixley, R. E., Helv. Phys. Acta *34*, 802 (1961).

[Go 62a] Gobbi, B., und Pixley, R. E., Private Mitteilung.

[Go 62b] Goldstein, H., in *Fast Neutron Physics*, Bd. 2. Kap. V.J, herausgegeben von J. B. Marion und J. L. Fowler, Interscience Publishers, New York, im Druck.

[Ha 52] Hauser, W., und Feshbach, H., Phys. Rev. *87*, 366 (1952).

[Ha 60] Hausman, H. J., Dell, G. F., und Bowsher, H. F., Phys. Rev. *118*, 1237 (1960).

[Ho 59] Hosoe, M., und S. Suzuki, J., Phys. Soc. Japan *14*, 699 (1959).

[Hu 62] Hulubei, H., Martalogu, N., Frantz, J., Jascu, M., Scintei, M., Berinde, A., und Neam, I., Phys. Rev. *126*, 2174 (1962).

[La 54] Lang, J. M. B., und Le Couteur, K. J., Proc. Roy. Soc. *A 67*, 586 (1954).

[La 58] Landon, H. H., Elwyn, A. J., Glasoe, G. N., und Oleksa, S. Phys. Rev. *112*, 1192 (1958).

[La 59] Lackner, H. A., Dell, G. F. und Hausman, H. J., Phys. Rev. *114*, 560 (1959).

[Me 61] Metzger, F. R., Nuclear Physics *27*, 612 (1961).

[Mi 36] Mitchell, D. P., und Powers, P. N., Phys. Rev. *50*, 486 (1936).
[Mo 62] Montague, J. H., und Paul, E. B., Nuclear Physics *30*, 93 (1962).
[Mu 56] Muehlhause, C. O., Bloom, S. D., Wegner, H. E., und Glasoe, G. N., Phys. Rev., *103*, 720 (1956).
[Na 57] Naggiar, V., Phillips, G. Roclawski-Conjeaud, M., und Szteinsznaider, D., Comptes rendus *245*, 668 (1957).
[Na 60] Naggiar, V., Conjeaud, M., und Szteinsznaider, D., J. Phys. Radium *21*, 384 (1960).
[Ni 62a] Niewodniczański, T., Schürmann, P., und Steiger, M. P., Helv. Phys. Acta *35*, 295 (1962).
[Ni 62b] Niewodniczański, T., und Steiger, M. P., *Proc. of the Conf. on Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms*, Padua, 828 (1962).
[Pe 62] Perey, F. G. J., und Buck, B., Nuclear Physics *32*, 353 (1962).
[Po 57] Popov, V. I., Atomnaya Energia *3*, 498 (1957).
[Pr 54] Preston, G., Shaw, P. F. D., und Young, S. A., Proc. Roy. Soc. *226 A*, 206 (1954).
[Pr 60] Prêtre, S., Brugger, H. R., und Steiger, M. P., Helv. Phys. Acta *33*, 583 (1960) und Prêtre, S., Diplomarbeit ETH (1960).
[Ro 58] Rose, M. E., Oak Ridge N. L. Report ORNL-2516 (1958).
[Ro 61] Rodberg, L. S., Phys. Rev. *124*, 210 (1961).
[Sa 54] Satchler, G. R., Phys. Rev. *94*, 1304 (1954).
[Sa 55] Satchler, G. R., Proc. Phys. Soc. *A 68*, 1037 (1955).
[Sa 56] Satchler, G. R., Phys. Rev. *104*, 1198 (1956).
[Sa 58] Satchler, G. R., Phys. Rev. *111*, 1477 (1958).
[Sa 61] Satchler, G. R., Drisko, R. M., und Bassel, R. H., Bull. Am. Phys. Soc. *6*, 66 (1961).
[Sa 62] Satchler, G. R., und Sheldon, E., *Proc. of the Conf. on Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms*, Padua, 832 (1962).
[Se 59] Seward, F., *Thesis*, Univ. of Rochester und Phys. Rev. *114*, 514 (1959).
[Sh 56] Sherr, R., und Hornyak, W. F., Bull. Am. Phys. Soc. *1*, 197 (1956).
[Sh 59] Shook, G. B., Phys. Rev. *114*, 310 (1959).
[Sh 61] Sheldon, E., Helv. Phys. Acta *34*, 803 (1961).
[Sh 62a] Sheldon, E., Nuclear Physics *37*, 302 (1962).
[Sh 62b] Sheldon, E., Phys. Letters *2*, 178 (1962).
[Sh 62c] Sheldon, E., Private Mitteilung.
[Ta 62] Taketani, H., und W. P. Alford, Nuclear Physics *32*, 430 (1962).
[Th 60] Theus, R. B., Aitken, A. H., und Beach, L. A., Bull. Am. Phys. Soc. *5*, 45 (1960).
[Va 56] Van Loef, J. J., und Lind, D. A., Phys. Rev. *101*, 103 (1956).
[Va 60] Van Patter, D. M., und Jackiw, R. W., Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Kingston (1960), p. 244.
[Va 62] Van Patter, D. M., Nath, N., Shafroth, S. M., Malik, S. S. und Rothman, M. A., Phys. Rev. *128*, 1246 (1962).
[Wa 53] Walt, M., *Thesis*, Univ. of Wisconsin (1953).
[Wh 53] Whitehead, W. D., und Snowdon, S. C., Phys. Rev. *92*, 114 (1953).
[Wh 58] Whaling, W., in *Handbuch der Physik*, Bd. XXXIV, p. 193, herausgegeben von S. Flügge, Springer Verlag, Berlin (1958).
[Yo 60a] Yoshiki, H., Phys. Rev. *117*, 773 (1960).
[Yo 60b] Yoshiki, H., und Nikolic, N. M., Nuclear Physics *19*, 442 (1960).
[Yo 60c] Yoshida, S., Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Kingston (1960), p. 336.