

Untersuchung des Kernphotoeffektes an Be^9 und H^2 mit diskreten Gammaenergien zwischen 2,75 und 9,0 MeV

Autor(en): **Bösch, R. / Lang, J. / Müller, R.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **36 (1963)**

Heft VI

PDF erstellt am: **26.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-113394>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Untersuchung des Kernphotoeffektes an Be^9 und H^2 mit diskreten Gammaenergien zwischen 2,75 und 9,0 MeV

von R. Bösch, J. Lang, R. Müller und W. Wölfli

(Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich)

(6. II. 63)

Summary. The photodisintegration of Be^9 and H^2 has been studied by measuring the polarisation of photoneutrons at 2,75 MeV with a 500-Curie Na^{24} -source, as also by determining the angular distribution and total cross-section in the range from 5.4 to 9.0 MeV using four (n, γ) -spectra as gamma ray sources. With these energies, the photoneutrons for Be^9 as recorded using a liquid scintillator with pulse-shape discrimination, indicate the existence of two neutron groups, which correspond respectively to the reactions $\text{Be}^9(\gamma, n)\text{Be}^8$ and $\text{Be}^9(\gamma, n)\text{Be}^{8*}$ or $\text{Be}^9(\gamma, \alpha)\text{He}^5 \rightarrow \text{He}^4 + n$. The ratio between the cross-section for the transition to the ground state of Be^8 and the total cross-section is 50% at 5.4 MeV and approximately 30% between 6 and 9 MeV. The angular distribution given by the form $d\sigma/d\Omega = a + b \sin^2\Theta$, with ratio $a/b = 3.68$ to 5.05 thus but weakly dependent upon energy, suggests an E1-transition to the $D_{5/2}$ final state. The angular distribution of the H^2 -photoneutrons is of the form $d\sigma/d\Omega = a + b \sin^2\Theta (1 - \beta \cos\Theta)$ with good agreement between experimental and theoretical values of the parameters within experimental error limits. Long counters were used for the determination of the cross-section and for the polarisation studies. The measured polarisations of photoneutrons from H^2 for the reaction angles $\Theta_{\text{cm}} = 44.4^\circ$ and 93.6° are respectively 33% and 20%, in good agreement with theory. However, contrary to the predictions of the single-particle model of GUTH and MULLIN no polarisation of the photoneutrons from Be^9 was detected.

1. Einleitung

Zur Beschreibung der Kernphotoreaktion, die mit den Mitteln der Quantenelektrodynamik durchführbar ist, müssen bestimmte Annahmen über den Reaktionsmechanismus und die Wellenfunktionen der Kernzustände getroffen werden. In den zahlreichen sich damit befassenden Arbeiten wird in der Regel das Hauptgewicht entweder auf einen einstufigen Prozess, den direkten Kernphotoeffekt, oder auf die Zwischenkernbildung in Verbindung mit dem statistischen Modell gelegt. Beide Reaktionsmechanismen sind in einem gewissen Sinne nur Grenzfälle der wirklichen Verhältnisse, deren getrennte Betrachtung oft insofern gerechtfertigt ist, als in bestimmten Fällen einer davon dominiert.

Von einigem Interesse ist die Existenz des direkten Kernphotoeffektes, da in diesem Fall die Theorie besonders einfach wird. Man erhält nicht nur präzise Voraussagen über den Wirkungsquerschnitt der Reaktion, sondern, wie zuerst ROSENTSVEIG¹⁾²⁾ und unabhängig CZYŻ und SAWICKI³⁾⁴⁾ bemerkten, auch über den Polarisationsgrad

der Photonukleonen. Es hat sich dabei herausgestellt, dass die Polarisation weitaus die detailliertesten Informationen über die spezifischen Eigenschaften der Wechselwirkung des elektromagnetischen Strahlungsfeldes mit dem Strom- und Ladungssystem des Kerns und dessen Wellenfunktionen im Anfangs- und Endzustand enthält⁵⁾.

Der Kernphotoeffekt am Deuteron ist das bekannteste und am meisten untersuchte Beispiel eines direkten Reaktionsmechanismus. Die Theorie ist hier, in befriedigender Übereinstimmung mit den zahlreichen Wirkungsquerschnitt- und Winkelverteilungsmessungen so weit fortgeschritten, dass zur Zeit die Genauigkeit der Voraussagen bedeutend besser ist als diejenige der Experimente⁶⁾. Das Auftreten einer Polarisation wird in einem grossen Energiebereich erwartet und konnte bei zwei Gammaenergien bereits bestätigt werden⁷⁾⁸⁾.

Die Brauchbarkeit dieses auch als Courant-Wilkinsonscher Mechanismus bezeichneten Direktprozesses zur Erklärung des Kernphotoeffektes an Kernen mit mehreren Nukleonen ist dagegen eine offene Frage. Dass der Anwendungsbereich auf jeden Fall beschränkt sein wird, lässt sich an der bei allen Kernen ausser am Deuteron auftretenden Riesenresonanz erkennen, wo die Reaktion offensichtlich über eine Zwischenkernbildung verläuft und zwar so, dass die Eigenschaften gut mit dem statistischen Modell verträglich sind. Nur wenige unbedeutende Abweichungen davon, wie das beobachtete zu grosse (γ, p) - zu (γ, n) -Verhältnis oder der im Verdampfungsspektrum der Photonukleonen festgestellte zu grosse Anteil hochenergetischer Nukleonen mit nicht isotroper Winkelverteilung deuten noch auf die Anwesenheit eines anderen Reaktionsmechanismus hin⁹⁾.

Über die Verhältnisse unterhalb der Riesenresonanz ist nur wenig bekannt. Es besteht die Vermutung, dass der Kernphotoeffekt bis einige MeV über der Reaktionsschwelle, wenigstens bei bestimmten leichten Kernen, mit einem direkten Wechselwirkungsmodell beschrieben werden kann¹⁰⁾. Gestützt wird diese Annahme jedoch nur durch die beim Be⁹ in einem kleinen Bereich gefundene Übereinstimmung zwischen der Theorie und den wenigen vorhandenen experimentellen Resultaten. Allgemein gültige Aussagen sind aber kaum möglich, da das vorliegende Datenmaterial noch ungenügend ist. Neben den zum Teil sehr ungenau bestimmten Anregungskurven sind im Subriesenresonanzgebiet kaum Winkelverteilungs- und überhaupt noch keine Polarisationsmessungen bekannt. Die Gründe sind in den experimentellen Schwierigkeiten zu suchen, die sich durch den kleinen Wirkungsquerschnitt der Reaktion, vor allem aber durch den ausgesprochenen Mangel an genügend intensiven und monoenergetischen Gammaquellen ergeben. Das Fehlen von geeigneten Gammaquellen ist dafür verantwortlich, dass der Kernphotoeffekt trotz intensiver Bemühungen noch kaum die ihm zukommende Bedeutung erlangt hat.

In der vorliegenden Arbeit wurde neben anderen Messungen versucht, die auf Grund des direkten Reaktionsmechanismus erwartete Polarisation der Photoneutronen beim Be⁹ nachzuweisen. Solche Experimente erfordern sehr hohe Gammaintensitäten, die vorläufig nur mit radioaktiven Quellen aufgebracht werden können. Die Untersuchungen beschränkten sich deswegen auf diesen Kern, da ausser am Deuteron nur noch an Be⁹, dank der aussergewöhnlich tiefen Reaktionsschwelle von $E_{tr} = 1,664$ MeV, Kernphotoexperimente mit derartigen Gammaquellen möglich sind. Die auf einem Einteilchenmodell beruhenden Voraussagen¹¹⁾ stimmen mit den vorhandenen Wirkungsquerschnitt- und Winkelverteilungsmessungen bis zu Gammaenergien

von etwa 2,75 MeV überein. Nach den neuesten Messungen von JAKOBSON¹²⁾ und BERTOZZI *et al.*¹³⁾ zeigen sich aber oberhalb dieser Energie bereits in der Anregungskurve deutliche Unterschiede.

Bei den höheren Gammaenergien bestehen auch Diskrepanzen zwischen den verschiedenen experimentell bestimmten Absolutwerten des Wirkungsquerschnittes, mit deren Abklärung sich die weiteren Messungen im Energiebereich von 5,4 bis 9,0 MeV befassen. Es wurde auch versucht, die zugehörige Winkelverteilung der Photoneutronen zu bestimmen, die Aufschluss über die Anteile der beteiligten Multipolübergänge geben kann. Beim Be^9 wird die Ermittlung der Eigenschaften des am meisten interessierenden direkten Überganges in den Be^8 -Grundzustand zusätzlich durch das Auftreten verschiedener, energetisch möglicher Reaktionskanäle erschwert. Es wurde deshalb eine Messeinrichtung gewählt, mit der sich die zugehörigen und in der Energie unterscheidenden Neutronengruppen untersuchen liessen. Für diese Experimente sind vier verschiedene diskrete Gammasppektren der (n, γ) -Reaktion verwendet worden, gleichzeitig mit der Absicht, die Eignung dieser intensitätsmässig vielversprechenden¹⁴⁾, aber für derartige Experimente¹⁵⁾¹⁶⁾ noch kaum benützten Gammaquelle abzuklären.

Sämtliche Messungen erfolgten stets parallel auch am Deuteron. Da die Theorie bis zu Gammaenergien von mindestens 10 MeV als gesichert gilt, waren die Messungen zunächst als Test für die Messmethoden und Apparaturen gedacht. Oberhalb etwa 5 MeV sind jedoch die vorhandenen zahlreichen Messungen noch recht unbefriedigend und zeigen speziell in der Winkelverteilung systematische und nicht erklärable Abweichungen von den theoretischen Werten, so dass auch hier weitere Untersuchungen erwünscht sind.

In Abschnitt 2 werden zunächst die wichtigsten Resultate der Theorie des direkten Kernphotoeffektes für das H^2 und das Be^9 zusammengestellt. In Abschnitt 3 folgt die Darstellung der mit der (n, γ) -Reaktion als Gammaquelle durchgeführten Winkelverteilungs- und Wirkungsquerschnitt-Messungen, während in Abschnitt 4 die Polarisationsexperimente mit der 500-Curie Na^{24} -Quelle beschrieben werden.

2. Theoretische Betrachtungen

2.1. Allgemeines

Die Berechnung des direkten Kernphotoeffektes erfolgt wie diejenige des Photoeffektes am Atom mit der Diracschen Störungstheorie erster Ordnung. Die störungstheoretische Behandlung des Problems, auf der die Bedeutung dieses Reaktionsmechanismus beruht, wird durch die schwache Wechselwirkung zwischen dem elektromagnetischen Feld und dem Nukleonensystem des Kerns ermöglicht.

Die Wechselwirkung lässt sich durch einen genügend genau bekannten Operator darstellen, der üblicherweise nach Multipolordnungen zerlegt wird. Man erhält damit für den Ausdruck der Übergangswahrscheinlichkeit, die den totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion bestimmt, eine im Prinzip unendliche Reihe von Matrix- oder Übergangselementen, von der aber, infolge der rasch abnehmenden Übergangswahrscheinlichkeit der höheren Multipolübergänge, nur wenige Glieder berücksichtigt werden müssen.

Im Gegensatz zum Photoeffekt am Atom ist beim Kernphotoeffekt die Wechselwirkung zwischen dem Kernrumpf und dem auslaufenden Nukleon nicht mehr vernachlässigbar. Diese zusätzliche Störung lässt sich formal, wie in der Streutheorie, mit Hilfe von Streuphasen beschreiben. Diese werden auf Grund eines Kernmodells bestimmt – bisher wurden dafür ausschliesslich Einteilchenmodelle verwendet – und in die nach Kugelfunktionen entwickelte Wellenfunktion im Endzustand eingesetzt. («Distorted wave Born approximation»). Die Berechnung der Matrixelemente wird dadurch aber nicht wesentlich erschwert, da die Auswahlregeln, die bei der Zerlegung des Wechselwirkungsoperators auftreten, in jedem Matrixelement der durch Spin und Parität bestimmten Wellenfunktion im Grundzustand nur wenige genau definierte Partial-Wellenfunktionen mit den zugehörigen Streuphasen im Endzustand zuordnen.

Für die Bestimmung der Polarisation, die als Erwartungswert des Spinoperators des auslaufenden Photonukleons definiert ist, wird die Reaktionsamplitude der in asymptotischer Näherung als auslaufende Kugelwellen darstellbaren gestörten Wellenfunktionen benötigt. Sie ergibt sich zwangslos aus der Störungsrechnung als Reihe von Partialamplituden, von denen jede als wesentlichstes Glied wieder je ein Matrixelement enthält⁴⁾.

Bei der Berechnung der Matrixelemente treten verschiedene Probleme auf. Neben den üblichen Schwierigkeiten, die bei der Ermittlung geeigneter Wellenfunktionen für das ungestörte System auftreten, ist speziell die Beeinflussung des Wechselwirkungsoperators durch den Austausch von geladenen Mesonen zwischen den Nukleonen erwähnenswert. In der Regel wird dieser Effekt mangels einer geeigneten Mesonentheorie einfach vernachlässigt. Man begnügt sich mit der Formulierung der potentiellen Energie der elektrischen Ladungen im elektrischen Feld und derjenigen der magnetischen Momente, herrührend vom festen magnetischen Moment und von der Bahnbewegung der Nukleonen im magnetischen Feld. Auf Grund des Siegert-Theorems¹⁷⁾ kann gezeigt werden, dass unter Vernachlässigung virtueller π -Mesonenproduktion, diese als statisch bezeichnete Näherung für alle elektrischen Multipolübergänge sogar streng richtig ist, da sie durch die Mesonenströme nicht beeinflusst werden. Für die magnetischen Multipolübergänge existiert dagegen keine solche Aussage. Die Grösse ihrer mesonischen Modifikation ist aber immer noch unbekannt.

Je nach Standpunkt liefert deshalb die Untersuchung des Kernphotoeffektes prinzipiell zwei verschiedene Aussagen: Werden die Wellenfunktionen im Anfangs- und Endzustand als bekannt vorausgesetzt – dieser Standpunkt wird oft beim Deuteron eingenommen – dann lässt sich die Gültigkeit der durch die statische Näherung beschriebene elektromagnetische Wechselwirkung überprüfen. Setzt man dagegen diese als richtig voraus – die Gültigkeit des Siegert-Theorems scheint heute bis zu Gammaenergien von mindestens 100 MeV gesichert und die Anteile der magnetischen Multipolübergänge sind meist vernachlässigbar klein – dann lassen sich Informationen über die Wellenfunktionen im Anfangs- und Endzustand gewinnen.

Aus der kurz skizzierten Theorie ergeben sich noch einige allgemein gültige Aussagen. Der totale und differentielle Wirkungsquerschnitt wird zur Hauptsache durch den E1-Übergang allein bestimmt, so dass es schwierig ist, aus solchen Messungen die Anteile der höheren Multipolübergänge wie den E2-Übergang, der sich beim Deuteron in der Winkelverteilung als Vor-Rückwärtsasymmetrie bemerkbar macht, oder den wegen der erwarteten mesonischen Korrektur interessante M1-Übergang, mit hinreichender

Genauigkeit zu bestimmen. Wesentlich günstiger ist die Situation bei der Polarisation. Sie wird ausschliesslich durch eine Interferenz zwischen den Partialamplituden der verschiedenen Multipolübergänge erzeugt und ist selbst auf sehr kleine Amplitudenbeiträge empfindlich. Eine Polarisation der Photoneutronen kann bereits auftreten, wenn die einfallenden Gammaquanten selber unpolarisiert sind. In diesem Fall wird nur eine transversale, senkrecht zur Reaktionsebene stehende Polarisation beobachtet. Beim Deuteron wird die Polarisation durch eine E1-M1 Interferenz verursacht. Beim Be^9 dagegen sollte bereits der E1-Übergang allein einen bedeutenden Effekt ergeben. Eine solche durch einen einzigen Multipolübergang erzeugte Polarisation kann nur auftreten, wenn der Kern im Grundzustand einen von Null verschiedenen Bahndrehimpuls aufweist, so dass trotzdem mehrere interferenzfähige Partialübergänge in verschiedene Endzustände möglich sind (vgl. Abschnitt 2.3). Solche Fälle liefern die weitgehendsten Aussagen über die Kerneigenschaften, während sich die Untersuchung der Polarisation am Deuteron eher zur Bestimmung der mesonischen Modifikation des M1-Überganges eignen dürfte.

Für das Vorzeichen der Polarisation wird im folgenden die an der Basler Konferenz¹⁸⁾ festgelegte Definition verwendet, nach der der Erwartungswert des Spinoperators \mathbf{P} positiv sein soll, wenn er in der Richtung von $\mathbf{k} \times \mathbf{p}$ steht. Dabei wird mit \mathbf{k} der Wellenvektor des einfallenden Gammaquants und mit \mathbf{p} der Impulsvektor des auslaufenden Nukleons bezeichnet.

2.2. Deuteron

Die Gültigkeit der hier zusammengestellten Aussagen beschränkt sich auf kleine Gammaenergien mit einer oberen Grenze bei etwa 10 MeV. In diesem Energiebereich hängen die Wellenfunktionen des (n, p) -Systems nur wenig von der detaillierten Form des Kernpotentials ab. Sie sind als wesentliches Merkmal schon durch die Bindungsenergie des Deuterons, durch die Streulängen und effektiven Reichweiten bestimmt. Nach den Untersuchungen von KRAMER *et al.*¹⁹⁾ genügen die elektrischen und magnetischen Dipol- sowie die elektrischen Quadrupolübergänge vollständig zur Beschreibung des Kernphotoeffektes. Mit der experimentell gestützten Annahme, dass sich der Grundzustand des Deuterons aus einer durch Tensorkräfte verursachten ${}^3S_1 + {}^3D_1$ -Mischung zusammensetzt, ergeben sich folgende mögliche Partialübergänge:

$$\begin{aligned} E 1: & \quad {}^3S_1 + {}^3D_1 \rightarrow {}^3P_0, {}^3P_1, {}^3P_2 + {}^3F_2, \\ E 2: & \quad \rightarrow {}^3S_1 + {}^3D_1, {}^3D_2, {}^3D_3 + {}^3G_3, \\ M 1: & \quad \rightarrow {}^1S_0, {}^1D_2. \end{aligned}$$

Durch das Pluszeichen wird formal der Einfluss der Tensorkräfte angedeutet, die zu einer Kopplung zwischen allen Zuständen mit gleichem Gesamtdrehimpuls Anlass geben.

Die Berechnungen liefern für den differentiellen Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung obiger Multipolübergänge einen Ausdruck von der Form¹⁹⁾:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a + b \sin^2 \Theta \pm c \cos \Theta \pm d \cos \Theta \sin^2 \Theta. \quad (1)$$

Das positive Vorzeichen gilt für die Photoprotonen und das negative für die Neutronen. Die Konstanten a und b werden im wesentlichen durch die Dipolabsorption bestimmt, letztere praktisch durch den E1-Übergang allein. Zu a tragen sowohl der M1-Übergang vom 3S_1 -Grundzustand, wie der E1-Übergang vom 3D_1 -Zustand bei. Die Parameter c und d ergeben sich aus einer Interferenz zwischen den elektrischen Dipol- und Quadrupolübergängen. Im betrachteten Energiebereich ist c sehr klein und kann vernachlässigt werden. Man kann somit Formel (1) auf den folgenden für den Vergleich mit den Experimenten geeigneteren Ausdruck umformen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a + b \sin^2 \Theta (1 \pm \beta \cos \Theta). \quad (2)$$

Das Verhältnis a/b , aus dem sich der Anteil des M1-Überganges ermitteln lässt, ist in Figur 9 aufgetragen. Der Anteil des M1-Überganges ist danach nur bei ganz tiefen Energien beträchtlich. Die angedeutete Zunahme oberhalb 10 MeV wird durch den sich mit steigender Energie immer stärker bemerkbar machenden isotropen Anteil des E1-Überganges vom 3D_1 -Grundzustand verursacht.

In erster Näherung hängt β nur von der Nukleonengeschwindigkeit v_n ab. Man findet²⁰⁾:

$$\beta = \frac{2 v_n}{c} = \left(\frac{E_\gamma - E_B}{M c^2} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

E_γ : Gamm energie, E_B : Bindungsenergie, M : Nukleonenmasse.

Der Verlauf von β in Abhängigkeit der Energie ist ebenfalls in Figur 9 dargestellt.

Die Polarisation wurde erstmalig von ROSENSTVEIG²⁾ in der «zero range» Approximation berechnet. In diesem Energiebereich liegen weitere ausführliche Rechnungen von KAWAGUCHI²¹⁾, wie auch von KRAMER *et al.*¹⁹⁾ vor. Sie finden folgende vom Reaktionswinkel Θ abhängige Form:

$$P = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{-1} (\gamma_0 + \gamma_1 \cos \Theta + \gamma_2 \cos^2 \Theta) \sin \Theta. \quad (4)$$

Die drei auftretenden Koeffizienten sind im allgemeinen für die Neutronen und Protonen verschieden. Dieser Unterschied verschwindet bei Vernachlässigung des E2-Überganges. Den grössten Beitrag liefert der Parameter γ_0 , dessen Grösse durch die Interferenz zwischen dem E1- und M1-Übergang bestimmt ist. Bis einige MeV über der Reaktionsschwelle sind γ_1 und γ_2 vernachlässigbar. Da dann in (3) β ebenfalls genügend klein ist, erhält man

$$P = \gamma_0 \frac{\sin \Theta}{a + b \sin^2 \Theta}. \quad (5)$$

Damit ergibt sich nach KAWAGUCHI²¹⁾ zwischen γ_0 und den Streuphasen die Beziehung

$$\gamma_0 = \left(\frac{2 a b}{3} \right)^{1/2} \sin [\eta_{1S_0} - \eta_{3P}]. \quad (6)$$

Die Triplett-Streuphasen η_{3P} sind in der Nähe der Reaktionsschwelle gegenüber den Singulett-Streuphasen η_{1S_0} vernachlässigbar. Die Polarisation wird in diesem Fall vollständig durch η_{1S_0} und durch die bereits aus der Winkelverteilung bekannten Parameter a und b bestimmt. Daraus folgt, dass Polarisationsmessungen an H^2 bei tiefen

Energien keine nicht schon bekannten Informationen liefern können. Auch die gewünschte genauere Bestimmung der Singulett-Streuphase ist mit solchen Messungen schwierig, da deren Einfluss auf die Polarisation gering ist.

Der Verlauf der Polarisation ist mit den aufgeführten Näherungen symmetrisch um $\Theta = 90^\circ$. Bei einer Gammaenergie von $E_\gamma = 2,75$ MeV werden unter den Winkeln $\Theta_{\text{cm}} = 93,6^\circ$ bzw. $44,4^\circ$ Werte von $P = -25\%$ bzw. $P = -32\%$ erwartet.

2.3. Beryllium

In allen bisher durchgeführten Berechnungen ist für das Be^9 stets ein Einteilchenmodell angenommen worden. Es wird dabei vorausgesetzt, dass der Grundzustand einen Spin $I = 3/2^-$ hat und dass das ungerade Neutron mit der kleinen Energie von $E_n = 1,664$ MeV in der $P_{3/2}$ -Schale ausserhalb des Be^8 -Kernrumpfes gebunden ist. In der einfachsten Version von GUTH und MULLIN¹¹⁾, die aber bis heute die ausführlichste Arbeit geblieben ist, wird für die Berechnung der Wellenfunktionen im Anfangs- und Endzustand ein Kastenpotential mit vorgegebenem Radius angenommen. Die Potentialtiefe im Endzustand wird als ein den Experimenten anzupassender Parameter eingeführt. Es wird nur der E1- und M1-Übergang berechnet, wobei es sich zeigt, dass der M1-Übergang vernachlässigt werden kann, wenn keine Resonanzübergänge berücksichtigt werden.

Der E1-Übergang allein erzeugt folgende Partialübergänge:

$$P_{3/2} \rightarrow S_{1/2}, D_{3/2, 5/2}.$$

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt ergibt sich damit, unter Vernachlässigung eventuell vorhandener Spin-Bahn-Kräfte im Endzustand, das heisst der Aufspaltung des $D_{3/2}$ - $D_{5/2}$ -Zustandes, den für einen E1-Übergang erwartete allgemeine Ausdruck

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a + b \sin^2 \Theta. \quad (7)$$

Zum isotropen Anteil a tragen der PS - wie der PD -Übergang bei, während b durch den PD -Übergang allein erzeugt wird. Der totale Wirkungsquerschnitt wird zwischen 1,66 MeV und etwa 2,3 MeV vorwiegend durch den PS -Anteil bestimmt. Er zeigt in der Nähe der Reaktionsschwelle einen resonanzartigen Verlauf und fällt oberhalb 1,70 MeV stetig ab (vgl. Figur 11). Für den Wirkungsquerschnittanteil des PD -Übergangs wird ein ebenfalls resonanzartiger Verlauf mit einem Maximum von 1,5 mb bei ungefähr 5 MeV gefunden*).

Die Polarisation der Photoneutronen kommt nach diesem Modell durch eine Interferenz zwischen der S - und D -Partialamplitude zustande. Sie wurde von CZYŻ und SAWICKI⁴⁾ unter Verwendung der im Modell von GUTH und MULLIN abgeleiteten Daten berechnet. Sie erhalten einen Ausdruck von der Form:

$$P = \frac{2 R_{PS} R_{PD} \sin(\eta_2 - \eta_0) \sin 2\Theta}{a + b \sin^2 \Theta}. \quad (8)$$

*) Nach KOWALSKA²²⁾ scheint in diesem Teil der Rechnungen ein Fehler vorhanden zu sein, sodass das Maximum mit verkleinertem Absolutwert eher bei etwa 7 MeV erwartet werden muss.

Darin bedeuten η_0 und η_2 die S- und D-Streuphasen und R_{PS} bzw. R_{PD} die radialen E1-Matrixelemente der PS- und PD-Übergänge. Der Polarisationsverlauf in Funktion des Reaktionswinkels Θ ist antisymmetrisch um $\Theta_{cm} = 90^\circ$ mit negativem Vorzeichen zwischen 0° und 90° . Der grösste Polarisationswert (55%) wird bei einer Gammaenergie von 2,3 MeV erwartet. Bei $E_\gamma = 2,75$ MeV erreicht das Maximum noch 38% (Figur 15). Die Polarisation in Abhängigkeit der Gammaenergie wird im wesentlichen durch das Mischungsverhältnis der beiden Partialübergänge bestimmt. Da in der Nähe der Reaktionsschwelle praktisch nur eine S-Welle vorhanden ist, verschwindet hier die Polarisation, ebenso oberhalb etwa 4 MeV, wo die D-Welle dominiert.

Verschiedene Mängel in dem von GUTH und MULLIN angenommenen Modell, wie die verwendeten und nach dem neuesten Stand der Kenntnisse unzulänglichen Kernparameter oder das kaum realistische Kastenpotential, veranlassten FRANCIS *et al.*¹⁰⁾, einen anderen Ansatz zu versuchen. Sie verwenden für die Berechnung der Streuphasen, wieder unter der Annahme eines Einteilchenmodells, ein reelles Zentralpotential nach WOOD-SAXON mit einem Spin-Bahn-Term von der Thomasform. Untersucht wird der E1-Übergang, von dem bis jetzt leider nur Angaben über den PS-Anteil vorliegen. Der Wirkungsquerschnittverlauf dieses Partialüberganges kommt mit vernünftigen Kernparametern richtig heraus. Der Absolutwert scheint dagegen etwas zu gross zu sein, was BLAIR²³⁾ auf die Vernachlässigung einer Kopplung zwischen dem Leuchtneutron und dem Be⁸-Kernrumpf zurückführt. Das wiederum lässt vermuten, dass das Einteilchenmodell zur Beschreibung des Kernphotoeffektes an Be⁹ nicht ausreicht. Untersuchungen mit einem anderen Kernmodell, wie zum Beispiel mit dem von BLAIR und HENLEY²⁴⁾ vorgeschlagenen α -Teilchenmodell, das das Niveauschema des Be⁹ gut wiedergibt, sind aber keine bekannt*).

3. Messung der Winkelverteilung und des Wirkungsquerschnittes mit diskreten Gammaenergien zwischen 5,4 und 9,0 MeV

3.1. Die Verwendung der (n, γ) -Reaktion als Gammaquelle

Systematische Untersuchungen des Kernphotoeffektes unterhalb der Resonanz erfordern, wenn sich die Untersuchungen nicht nur auf Wirkungsquerschnittmessungen beschränken, intensive und möglichst monoenergetische Gammaquellen mit Energien bis etwa 12 MeV. Mit den nachstehend beschriebenen Messungen an Be⁹ und H² soll gezeigt werden, dass die (n, γ) -Reaktion diese Bedingungen einigermaßen erfüllt.

Die allgemeinen Eigenschaften dieser Gammaquelle sind bereits ausführlich in einer anderen Arbeit beschrieben worden¹⁴⁾. Das wesentlichste Merkmal der (n, γ) -Reaktion ist die Möglichkeit, unter Verwendung eines Reaktors mit grossem thermischen Neutronenfluss, einen gut kollimierten Gammastrahl hoher und konstanter Intensität herzustellen. Verwendbar ist etwa ein Energiebereich von 5,4 bis 9,0 MeV, da für die vorgesehenen Experimente nur Targetelemente mit einfachen Gammapektren und gleichzeitig grossem (n, γ) -Wirkungsquerschnitt in Frage kommen. Die brauchbaren Targets liefern keine streng monochromatischen Spektren. Die Energien

*) Anmerkung bei der Korrektur: In einer inzwischen bekannt gewordenen Arbeit von A. KOWALSKA, Acta Phys. Polon. 21, 538 (1962) wird dieses Problem ausführlich behandelt.

und Intensitäten, definiert als Anzahl emittierter Photonen pro Neutroneneinfang, der einzelnen Gammalinien eines Spektrums sind aber gut bekannt und in verschiedenen Arbeiten zusammengestellt²⁵⁾²⁶⁾²⁷⁾.

Für die Experimente stand der 1 MW Swimming-Pool Reaktor «Saphir» des Eidg. Institutes für Reaktorforschung in Würenlingen zur Verfügung. Die Erzeugung der (n, γ) -Reaktion erfolgte in der Mitte des Tangentialkanals unmittelbar an der Reaktoroberfläche. An dieser Stelle erreicht der ungestörte thermische Neutronenfluss bei der vollen Leistung einen Wert von $\varnothing_{th} = 6 \cdot 10^{12}$ Neutronen/cm² sec. Es wurden vier Targets verwendet: Ni (9,0 MeV), Fe (7,6 MeV), Ti (6,7 MeV) und S (5,4 MeV). (Die angegebenen Energien beziehen sich auf die intensivste Gammalinie der Spektren.) Die Targets hatten eine zylindrische Form mit Längen von 200 bis 300 mm und Durchmessern von 40 bis 50 mm. Diese Dimensionen werden im wesentlichen durch den Neutronenflussverlauf im Tangentialkanal, durch die Flussdepression und Absorption der thermischen Neutronen und durch die Selbstabsorption der Gammaquanten in den Targets bestimmt (vgl. ¹⁴⁾, Figur 5). Die Behälter bestanden aus dünnen Reinaluminiumrohren mit eingepassten Hohlzylindern aus Reaktorgraphit. Für den stirnseitigen Abschluss wurden je nach Bedarf Graphitscheiben verwendet (Ti und S). Die Erwärmung der Targets durch die im Reaktor entstehende und in diesen absorbierten Gammastrahlung war beträchtlich. Da im vorliegenden Fall auch keine äussere Kühlung in Frage kam, musste deswegen die Reaktorleistung für die Messungen mit dem S-Target auf 500 kW begrenzt werden. Bei dieser Leistung wurde eine nur knapp unterhalb dem Schmelzpunkt des Schwefels liegende Targettemperatur von 110°C festgestellt.

Die Herstellung eines gut kollimierten Gammastrahls bereitete wegen des unvermeidlich grossen, durch die Reaktorabschirmung bestimmten Abstandes zwischen (n, γ) -Quelle und Messort keine besonderen Schwierigkeiten. Es wurde eine ähnliche Anordnung wie in ¹⁴⁾ (Figur 4) verwendet.

Die Brauchbarkeit der (n, γ) -Reaktion als Gammaquelle hängt weitgehend davon ab, wie gut der grosse, vom Reaktor erzeugte Untergrund unterdrückt werden kann. Die Wahl des Bestrahlungskanals spielt dabei eine entscheidende Rolle. In einem Tangentialkanal lässt sich die Kollimation immer so anordnen, dass im Gammastrahl nur ein indirekter, durch Streuung in den Targets erzeugter Untergrund auftreten kann. Dieser unvermeidliche Untergrund, der sich im wesentlichen aus drei Komponenten zusammensetzt, kann recht beachtliche Werte erreichen. Davon lassen sich die thermischen Neutronen am leichtesten eliminieren, da sie in borhaltigen Substanzen ohne störende Sekundäreffekte absorbiert werden können. Für die Reduktion des schnellen Neutronenuntergrundes, dessen Anteil im vorliegenden Fall wegen des Fehlens einer thermischen Kolonne gross war, (am Kanalausgang: $\varnothing_f = 10^6$ Neutronen/cm² sec) wird ein geeignetes Filter benötigt, mit dem die Neutronen entweder moderiert oder aus dem Strahlengang weggestreut werden können. Gute Resultate wurden mit einem Paraffinzylinder von 50 cm Länge erzielt, mit dem sich der schnelle Neutronenstrom auf den genügend kleinen Wert von $\varnothing_f = 80$ Neutronen/cm² sec bringen liess. Die gleichzeitig unvermeidliche Abschwächung der Gammaintensität betrug bei einer Energie von 9,0 MeV einen Faktor 3 und bei 5,4 MeV einen Faktor 4,5. Das Paraffin eignet sich aber, infolge der starken Zunahme des Absorptionskoeffizienten mit abnehmender Energie, auch als Filter für den bei den tieferen Energien merkbaren

Gammauntergrund (vgl. ¹⁴), Figur 6). Diese dritte Untergrundkomponente wird vorwiegend durch die in den Targets durch Comptoneffekt gestreute Reaktor-Gammastrahlung verursacht. Mit der gewählten Anordnung war dieser Anteil oberhalb einer Energie von 1,6 MeV, wie eine Analyse des Ti (n, γ)-Spektrums zeigte, gegenüber der Intensität der (n, γ)-Linien vernachlässigbar ($< 2\%$).

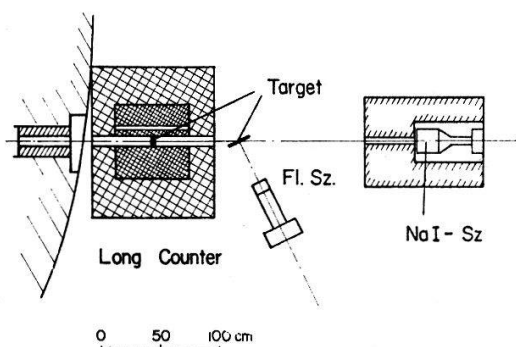
3.2. Aufbau des Experimentes

3.2.1. *Messmethode*: Neben der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte und der Winkelverteilung der Photoneutronen sollen beim Be⁹ auch die Anteile der sich in der Energie unterscheidenden und zu verschiedenen Reaktionskanälen gehörenden Neutronengruppen untersucht werden können. Für die Messungen wurde deshalb ein Szintillationsspektrometer mit einem $1\frac{1}{2}'' \times 1\frac{1}{2}''$ Flüssigkeitsszintillator NE 213 als Detektor verwendet. Die Vorteile eines solchen Instrumentes bestehen im einfachen Aufbau, vor allem aber in der sehr grossen Ansprechwahrscheinlichkeit für Neutronen. Wichtig ist dabei, dass der grosse, vom Detektor ebenfalls registrierte Gammauntergrund durch Anwendung der Pulsform-Diskriminationsmethode auf einen vernachlässigbaren Betrag reduziert werden kann. (Ohne Diskriminierung betrug das Verhältnis von gemessenen Gammaquanten zu Photoneutronen mehr als einen Faktor 10^3 .) Bei dieser Methode wird die von BROOKS²⁸) beobachtete Tatsache ausgenützt, dass sich in gewissen organischen Szintillatortypen die neutronen- bzw. gammainduzierten Impulse in ihrer Form unterscheiden. Mit geeigneten Schaltungen gelingt es damit leicht, die Messung der Gammaimpulse zu verhindern, ohne dass, wenigstens oberhalb einer bestimmten Energieschwelle, die Ansprechwahrscheinlichkeit für die Neutronen wesentlich beeinflusst wird. Die Antwortfunktion, das heisst die von monoenergetischen Neutronen erzeugte Impulshöhenverteilung solcher Spektrometer, ist aber recht kompliziert (vgl. 3.2.4. und Figur 5), weshalb sie sich nur zur Analyse einfacher Neutronenspektren eignen.

Die Messung der totalen Wirkungsquerschnitte wurde wegen der Schwierigkeiten in der Bestimmung der absoluten Ausbeute eines Spektrometers unabhängig noch mit zwei verschiedenen Long-Counter-Typen nach SHER^{et al.}²⁹) und HANSON-MCKIBBEN³⁰) durchgeführt. Der dazu benötigte Absolutwert des Gammaflusses wurde mit einem zweiten Szintillationsspektrometer mit einem $3'' \times 3''$ NaI-Kristall als Detektor bestimmt.

3.2.2. *Experimentelle Anordnung*: Der Aufbau des Experimentes vor dem Tangentialkanal des «Saphir» ist aus Figur 1 ersichtlich. Der Abstand der (n, γ)-Quellen vom Kollimationsende betrug 380 cm. Der Gammastrahl verlief horizontal in einer Höhe von 103 cm über dem Boden. Er hatte am Messort einen Durchmesser von 5 cm, über den die Intensitätsvariation kleiner als 5% war. Die Strahldivergenz war kleiner als $0,5^\circ$. Die Aufstellung der Targets in der Messhalle erfolgte – um die von der Umgebung in den Detektor gestreuten Photoneutronen möglichst klein zu halten – völlig freistehend ohne jede Abschirmung. Die Targets waren an dünnen, stabförmigen Haltern befestigt, die auf eine vertikal stehende, drehbare Achse aufgesetzt werden konnten. Der für die Winkelverteilungsmessungen verwendete Flüssigkeitsszintillator war mit Photovervielfacher und Vorverstärker auf einem auf dem Boden laufenden Wagen montiert, der seinerseits mit der Drehachse fest verbunden war. Damit konnte

der Szintillator in der Horizontalebene mit einer Genauigkeit von $\pm 0,5^\circ$ auf jeden Winkel Θ zwischen 0° und 180° eingestellt werden. Die ganze Anordnung war noch so eingerichtet, dass sich die Targets gleichzeitig mit dem Detektor um die vertikale Achse mitdrehen konnten. Sie wurden so justiert, dass die Scheiben immer senkrecht zur Zylinderachse des Detektors standen. Zwischen Target und Detektor wurde ein möglichst kleiner Abstand von 25 cm gewählt, was einen, für die Winkelverteilungsmessungen hinreichend kleinen Raumwinkel von $\omega = 6 \cdot 10^{-3}$ ergab. Wegen der endlichen Ausdehnung des Gammastrahls und des Detektors konnte bei diesem Abstand ein Winkelbereich zwischen 30° und 165° ausgenutzt werden. Über diesen Bereich war die durch den Gammauntergrund verursachte Stosszahlbelastung des Szintillators praktisch konstant.



Figur 1

Messanordnung am Tangentialkanal zur Bestimmung der Winkelverteilung und der Wirkungsquerschnitte. Der zweite Long Counter wurde an Stelle des Flüssigkeitsszintillators unter einem Winkel von $\Theta = 90^\circ$ aufgestellt.

Kontrollmessungen unter $\Theta = 90^\circ$ mit einer kegelförmigen Paraffinabschirmung zwischen Detektor und dem D_2O -Target zeigten, dass bei der gewählten Anordnung der Anteil des von der Umgebung in den Detektor gestreuten Photoneutronenuntergrundes vernachlässigbar klein war.

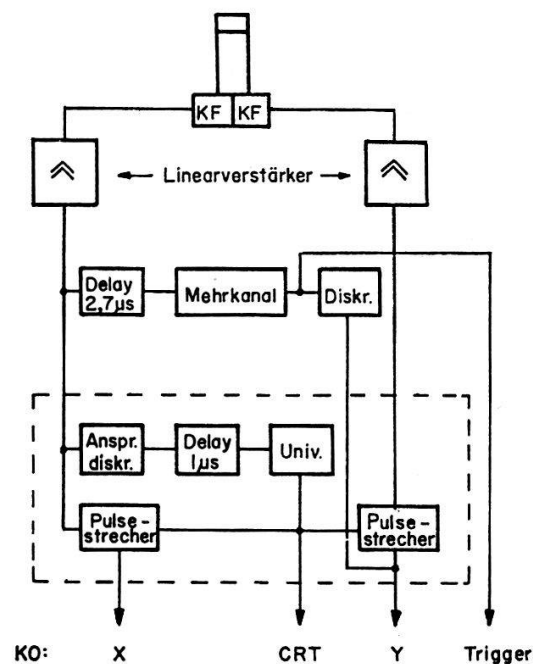
Die Justierung des Targets auf die Strahlachse erfolgte durch Ausmessung des Gammastrahlprofils mit dem NaI-Kristall. Er war mit Bleiabschirmung und strahlbegrenzender Kollimation ($\varnothing = 1,0$ cm) auf einem Kreuz- und Hebetisch aufgebaut, mit denen die Koordinaten der Kollimatorachse auf $\pm 0,5$ mm genau eingestellt werden konnten. Dieselbe Anordnung wurde gleichzeitig auch zur Absolutbestimmung des Gammaflusses verwendet.

3.2.3. *Targets*: Ausführliche Untersuchungen über die Mehrfachstreuung von Neutronen in verschiedenen Targetformen zeigten, dass Scheibentargets das günstigste Verhältnis von direkten zu mehrfachgestreuten Neutronen aufweisen. Für die Messungen am Be^9 wurde eine zylindrische Scheibe von 40 mm \varnothing und 5 mm Höhe und einer Be-Reinheit von 99,9% gewählt. Das Deuteriumtarget bestand aus 15 g schwerem Wasser (Reinheit: 99,6%), das in einen dünnwandigen Aluminiumbehälter mit den äusseren Dimensionen $\varnothing = 40$ mm, Höhe $h = 10$ mm eingefüllt war.

3.2.4. *Elektronik*: Vorexperimente hatten gezeigt, dass die mit dem Flüssigkeitsszintillator gemessenen Gesamtstosszahlen relativ klein waren ($\leq 6 \cdot 10^3$ Imp./sec). Für die Pulsform-Diskriminierung konnte deshalb die einfachste von OWEN³¹⁾ vorgeschlagene

Raumladungsmethode verwendet werden. Nach dieser geschieht die Unterscheidung zwischen den Gammaquanten und Neutronen durch geeignete Wahl des Spannungspotentials zwischen letzter Dynode und Anode direkt im Photovervielfacher selber. Es kann damit erreicht werden, dass die Impulse an der letzten Dynode positives Vorzeichen aufweisen, falls sie von Rückstossprotonen und negatives Vorzeichen, falls sie von Elektronen ausgelöst werden. Sie werden im folgenden abgekürzt als PS-Impulse bezeichnet. Als Photovervielfacher wurde der Typ 56 AVP mit einer ähnlichen Schaltung wie in ³²⁾ verwendet. Die angelegte Hochspannung betrug 2200 V.

Das Blockschaema des Neutronenspektrometers ist in Figur 2 dargestellt. Die Messimpulse werden von der 9. Dynode des Photovervielfachers abgenommen und über einen Doppelrechteckverstärker einem 50-Kanal-Analysator zugeführt. Die Unterscheidung zwischen den Gamma- und Neutronenereignissen besorgt ein Diskriminator, der das Eingangstor des Mehrkanals nur beim Eintreffen von positiven PS-Signalen öffnet. Damit der Mehrkanal rechtzeitig aufnahmebereit ist, müssen die Messimpulse zeitlich verzögert werden. Die Verzögerungszeit betrug im vorliegenden Fall $2,7 \mu\text{sec}$. Die Diskriminierung ist mit dieser Methode ausserordentlich gut, konnte doch der Gammauntergrund so ohne Schwierigkeiten um mehr als einen Faktor 10^5 reduziert werden. Bei der dazu benötigten Diskriminatorstellung werden allerdings, da das Diskriminationsvermögen zwischen den Neutronen- und Gammaimpulsen mit abnehmender Energie immer schlechter wird, auch Neutronenereignisse eliminiert; hier insbesondere sämtliche, deren Rückstossprotonen-Energien weniger als $0,5 \text{ MeV}$ betragen.



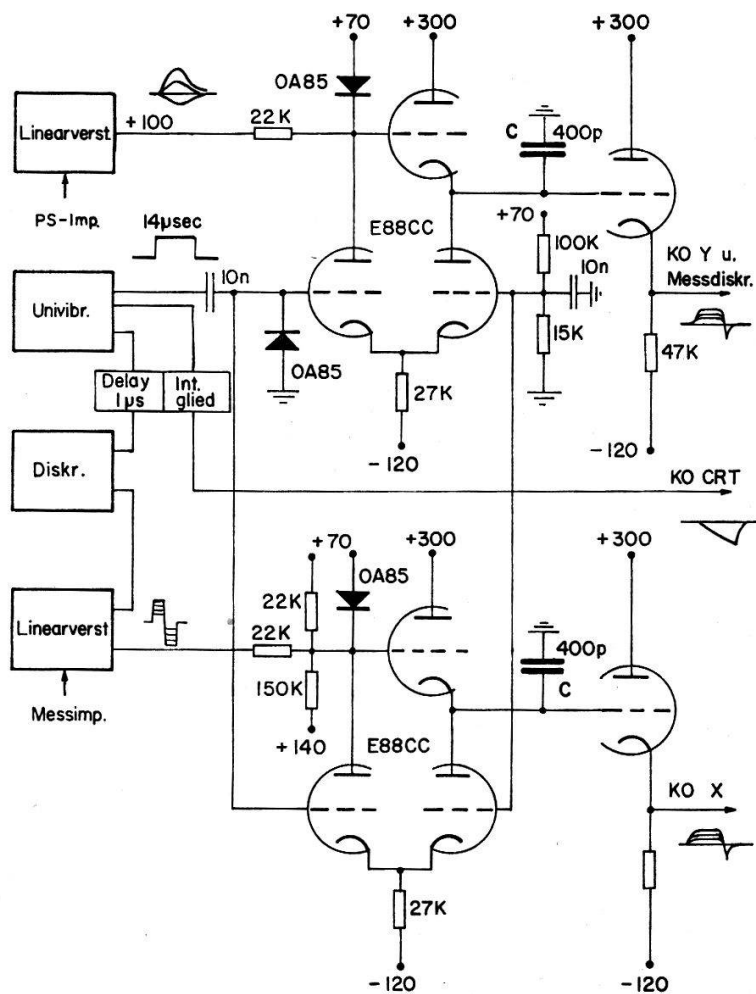
Figur 2

Blockschaema des elektronischen Teils des Neutronenspektrometers.

Die verwendete Raumladungsmethode hat eine unangenehme Eigenschaft. Es wird beobachtet ³³⁾, dass einzelne, von hochenergetischen Gammaquanten ausgelöste PS-Impulse mit einem zeitlich verzögerten grossen positiven Überschwingung auftreten können, der den Mehrkanal-Analysator wie die Neutronenimpulse auszulösen vermag.

Zur Unterdrückung dieses Effektes, der sich in diesem Fall, wegen der kleinen Neutronenstosszahlen besonders unangenehm bemerkbar machte, ist eine zusätzliche Zeitdiskrimination notwendig. Dazu kann, als einfachste Möglichkeit, die für die Einstellung und Überwachung der Pulsform-Diskriminierung – sie geschieht am einfachsten visuell mit einem Kathodenstrahloszillographen – verwendete Hilfelektronik benützt werden, von der der untere Teil der Figur 2 eine Übersicht gibt.

Einzelheiten der Impulsverlängerungs-Schaltung sind aus Figur 3 ersichtlich. Das Prinzip der verwendeten Ladestufen mit Kathodenfolger, die Eingangsimpulse mit beliebigem Vorzeichen verarbeiten können, stammt von MAEDER³⁴). Sie ist so ausgelegt worden, dass die Höhen der Mess- und PS-Impulse nach $1 \mu\text{sec}$ durch die Aufladung der Kondensatoren C festgehalten werden. Nach dieser Zeit werden gleichzeitig beide Eingänge für $14 \mu\text{sec}$ gesperrt, während die Kondensatoren geladen bleiben. Die an beiden Ausgängen (X , Y) auftretenden verlängerten Impulse sind somit unabhängig von dem nach $1 \mu\text{sec}$ folgenden Verlauf des Eingangsimpulses, sodass automatisch auch die unerwünschten Überschwünge unterdrückt werden. Die Ausgangsimpulse werden einerseits zur Ablenkung des Kathodenstrahls eines Oszillographen und diejenigen des Y -Ausganges andererseits gleichzeitig zur Öffnung des Mehrkanal-Analysators verwendet. Dadurch wird natürlich die Totzeit des Spektrometers

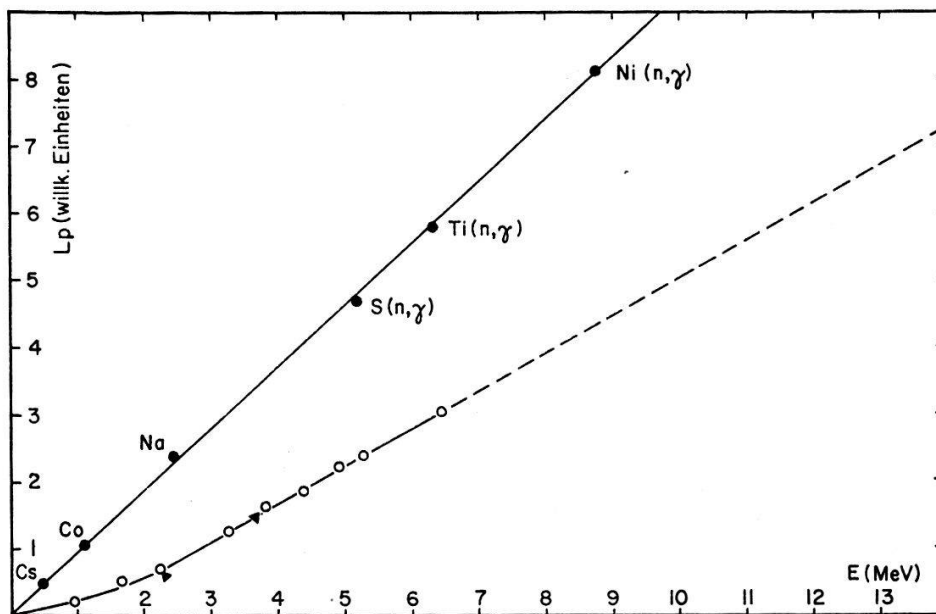


Figur 3

Schema der Impulsverlängerungsschaltungen. Das mit CRT bezeichnete Signal diente zur Helligkeitssteuerung des Kathodenstrahl-Oszillographen.

wesentlich vergrößert, was in diesem Fall aber wegen der Kleinheit der Gesamtstosszahlen keine Rolle spielte.

3.2.5. *Eigenschaften des Neutronenspektrometers:* Zur Auswertung der gemessenen Photoneutronenspektren müssen die Abhängigkeit der Impulshöhe von der einfallenden Teilchenenergie, die Antwortfunktion und der relative Verlauf der Ausbeute unter Berücksichtigung des Einflusses der Pulsform-Diskriminierung bekannt sein. Diese Daten wurden so weit wie möglich experimentell unter Verwendung von monoenergetischen Neutronen der Reaktionen $D(D, n)$, ($E_n = 2,2-3,6$ MeV), $D(T, n)$, ($E_n = 14$ MeV) und mit Photoneutronen der Reaktion $\text{Be}^9(\gamma, n) \text{Be}^8$ bei einer Gammaenergie von 2,75 MeV ($E_n = 0,96$ MeV) in einer separaten Messreihe ermittelt. Die Experimente sind ausführlich in ³⁵⁾ beschrieben worden, weshalb hier nur eine Zusammenfassung der Resultate gegeben werden soll.



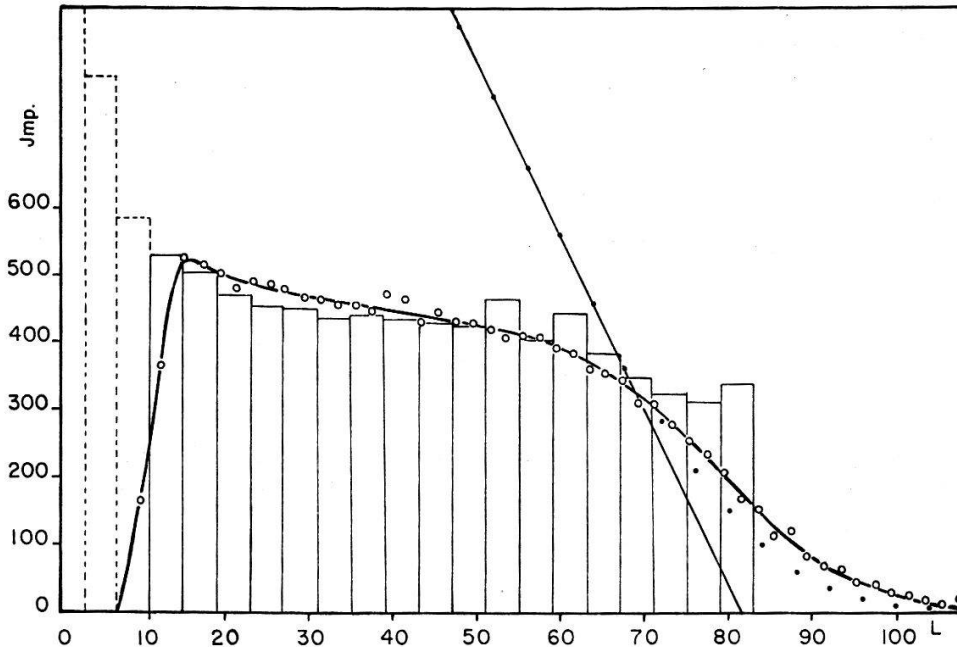
Figur 4

Flüssigkeitsszintillator NE 213: Zusammenhang zwischen Impulshöhe und Energie für Neutronen [\blacktriangle : $D(D, n)$ und $T(D, n)$, \circ : $\text{Be}^9(\gamma, n)$ und $\text{H}^2(\gamma, n)$] und Gammaquanten (\bullet).

Bestimmung der Impulshöhe (Figur 4): Die Impulshöhe für monoenergetische Neutronen in Abhängigkeit der Energie wurde nach der üblichen Integrationsmethode bestimmt. Nach dieser wird der Schnittpunkt der Tangente des integrierten Impulspektrums mit der Abszisse, als die zur Energie der einfallenden Neutronen zugehörige Impulshöhe definiert (vgl. Figur 5). Die Messungen bestätigen den erwarteten nicht-linearen Zusammenhang zwischen Impulshöhe und Energie unterhalb 3,6 MeV. Diese Kurve wurde zur Bestimmung der Photoneutronenenergien verwendet.

Unabhängig davon wurden auch Impulshöhenbestimmungen mit einigen Gammaenergien durchgeführt, da insbesondere die Co- und Cs-Gammalinien als Bezugspunkte für sämtliche Neutronenmessungen dienen. Bei den tieferen Energien ($E_\gamma \leq 2,0$ MeV), wo die typische Comptonverteilung beobachtet wird, erfolgte die Zuordnung der Impulshöhe zur Energie nach einem von MAEDER *et al.*³⁶⁾ angegebenen Auswerteverfahren. Bei den höheren Gammaenergien – es wurden dieselben wie für die Kernphoto-

experimente benützt – wird das Comptonpektrum durch Oberflächeneffekte wesentlich beeinflusst, da die Reichweite der Comptonelektronen in Vorwärtsrichtung vergleichbar mit den Szintillatordimensionen wird. Das hier verwendete Auswerteverfahren wurde in ³⁵⁾ beschrieben. Die erhaltenen Resultate sind ebenfalls in Figur 4 aufgetragen. Die Energie-Impulshöhebeziehung ist, wie ebenfalls erwartet, für die Elektronen linear.



Figur 5

Antwortfunktion des Neutronenspektrometers für eine Neutronenenergie von $E_n = 3,6$ MeV. Das Histogramm wurde mit der Monte-Carlo-Methode berechnet. Gemessene Ausbeute mit Pulsform-Diskriminierung: 25,2%. Theoretische Ausbeute (ausgezogener Teil des Histogramms): 25,9%.

●: Integriertes Meßspektrum mit Tangente zur Bestimmung der zur Energie E_n gehörenden Impulshöhe L.

Antwortfunktionen und Ausbeute: Figur 5 zeigt eine typische, mit monoenergetischen Neutronen ($E_n = 3,6$ MeV) erhaltene Impulshöhenverteilung, mit der für sämtliche Photoneutronenmessungen unverändert gehaltenen PS-Diskriminatoreinstellung. Zur Bestimmung der zugehörigen Ausbeute, definiert als Anzahl registrierter Impulse pro einfallendes Neutron, muss die Anzahl der auf den Detektor auftreffenden Neutronen bekannt sein. Diese Messungen erfolgten unabhängig mit zwei verschiedenen Instrumenten; mit einem Rückstossteleskop nach BARNE *et al.*³⁷⁾, von dem die Neutronenausbeute absolut mit einer Genauigkeit von $\pm 2\%$ berechnet werden kann, sowie mit dem erwähnten HANSON-MCKIBBEN Long Counter, dessen Ausbeute zuvor mit der Basler Ra-Be-Eichquelle³⁸⁾ bestimmt worden war. Die mit beiden Messmethoden ermittelten Resultate ergaben befriedigende Übereinstimmung. Die Abweichungen betragen nicht mehr als $\pm 5\%$ und liegen innerhalb der durch beide Messmethoden bestimmten Ungenauigkeiten. Mit der gewählten Diskriminatoreinstellung liegt die Ansprechschwelle für die Neutronen bei einer Energie von $E_n = 0,5$ MeV. Die Ansprechwahrscheinlichkeit steigt über dieser Schwelle sehr stark an

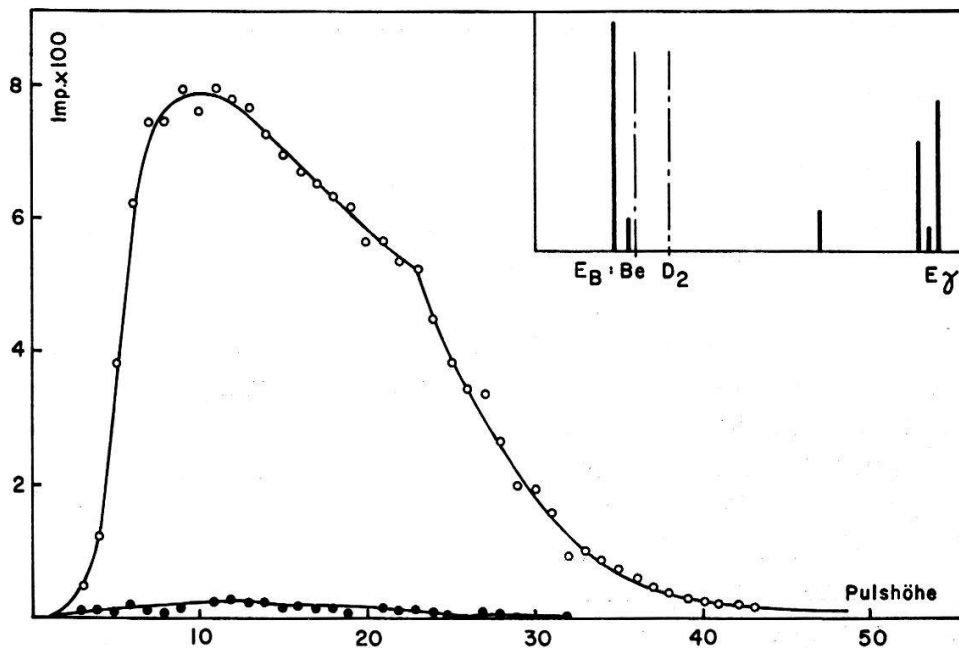
und erreicht zwischen 2,2 MeV (27,7%) und 3,6 MeV (25,2%) ein flaches Maximum. Mit zunehmender Energie fällt sie langsam und stetig bis auf einen Wert von 13% bei 14 MeV ab.

Theoretische Bestimmung der Antwortfunktion nach der Monte Carlo Methode: Da für die Eichung des Spektrometers nur wenige monoenergetische Neutronenquellen in einem beschränkten Energiebereich zur Verfügung standen, wurden zur Vervollständigung der für die Auswertung der Kernphotoexperimente benötigten Daten, einige Antwortfunktionen mit den zugehörigen Ausbeuten nach der Monte Carlo Methode berechnet. Das Problem ist unter Berücksichtigung der verwendeten Geometrie so allgemein wie möglich formuliert worden, mit der Absicht, gleichzeitig ein brauchbares Bibliotheks-Programm aufzustellen. Die Berechnungsmethode und das Rechenprogramm werden ausführlich in einer anderen Arbeit beschrieben³⁹⁾. Es wird darin angenommen, dass sich die punktförmige und monoenergetische Neutronenquelle auf der Zylinderachse des Detektors befinden soll. Beliebig wählbar sind der Abstand zwischen Detektor und Quelle, die Detektordimensionen sowie die Neutronenenergien im Energiebereich von 0 bis 14 MeV. Das Rechenprogramm, das in der ALGOL- wie auch in der FORTRAN-Sprache vorhanden ist, wurde zuerst auf einer langsamen Maschine (ERMETH) ausgeprüft. Die Berechnung der benötigten Fälle erfolgte anschliessend mit der IBM 709 an der CERN. Für jede Neutronenenergie wurden 25 000 erzwungene Ereignisse gerechnet, was je nach Energie, einer Rechenzeit von 30 bis 40 Min. entsprach. Eine so bestimmte Antwortfunktion für $E_n = 3,6$ MeV ist als Beispiel und zum Vergleich mit der experimentellen Kurve in Figur 5 eingetragen worden. Weitere Resultate sind in⁴⁰⁾ zusammengestellt.

3.3. Messung der Winkelverteilung

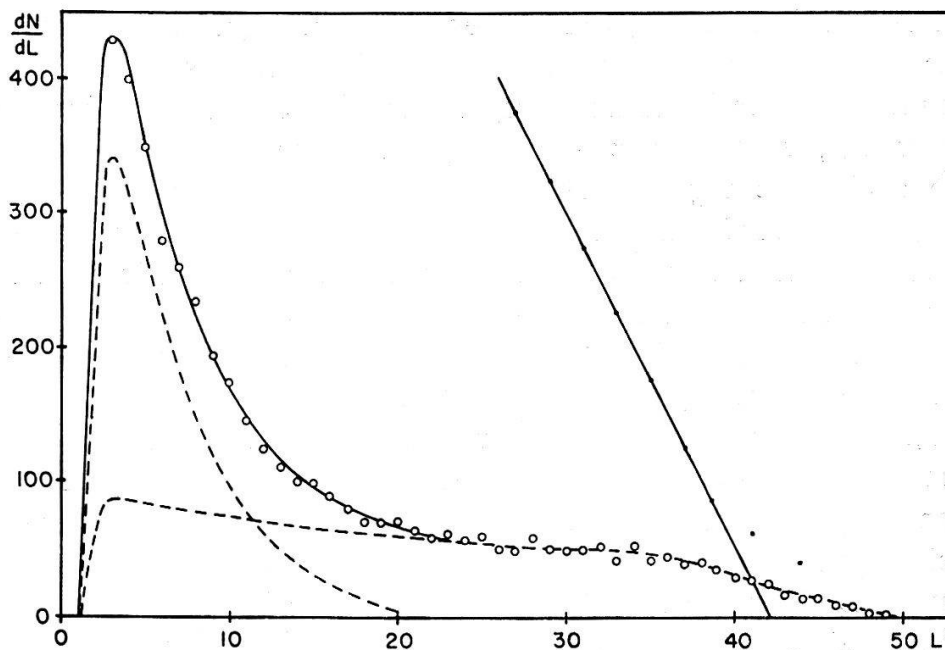
3.3.1. *Messung und Auswertung:* Für jede Gammaenergie sind vorerst unter drei verschiedenen Reaktionswinkeln Θ (30° , 90° und 150°) die Impulsspektren der Photoneutronen von Be^9 und unter $\Theta = 90^\circ$ auch diejenigen von H^2 aufgenommen worden. Die Bestimmung des zugehörigen Untergrundes erfolgte durch abwechselungsweises Messen mit äquivalenten Kohlenstoff- bzw. Leichtwassertargets. In Figur 6 ist als typisches Beispiel eine solche mit dem (n, γ) -Spektrum des Ti erhaltene Impulshöhenverteilung der Photoneutronen von Deuterium dargestellt. Bemerkenswert ist dabei der kleine Untergrund, der nur etwa 5% der Gesamtstosszahl ausmacht. Die mit demselben Gammaskpektrum gemessene Impulshöhenverteilung der Photoneutronen von Be^9 zeigt dagegen deutlich eine andere Struktur (Figur 7). Nach Abzug des wiederum kleinen Untergrundes lassen sich nach Einpassung der Antwortfunktionen des Spektrometers (vgl. 3.2.4. und Figur 5) zwei Neutronengruppen erkennen, deren Energien unter Verwendung der Impulshöhe-Energiebeziehung (vgl. Figur 4) bestimmt werden können. Die Eichung des Energiemaßstabes erfolgte wiederum mit den Gammalinien der Cs- und Co-Eichquellen. Daraus ergibt sich in Übereinstimmung mit BERTOZZI *et al.*¹³⁾, dass die hochenergetische Neutronengruppe dem Reaktionskanal $\text{Be}^9(\gamma, n)\text{Be}^8$ zugeschrieben werden kann, während sich die zweite Gruppe aus Neutronen der Kanäle $\text{Be}^9(\gamma, n)\text{Be}^{8*}$ und $\text{Be}^9(\gamma, \alpha)\text{He}^5 \rightarrow (\text{He}^4 + n)$ zusammensetzt. Eine weitere Zerlegung der niederenergetischen Gruppe ist wegen des relativ schlechten Auflösungsvermögens des Detektors nicht möglich. Der prozentuale Anteil des

interessierenden direkten Übergangs in den Be^8 -Grundzustand kann aus dem gemessenen Intensitätsverhältnis unter Berücksichtigung der Spektrometerempfindlichkeit sofort angegeben werden. Die Resultate für die vier verschiedenen Gammaenergien sind in Tabelle I zusammengestellt.



Figur 6

Impulsspektrum der Photoneutronen der Reaktion $\text{H}^2(\gamma, n)$, ($\overline{E}_n = 2,2$ MeV) mit zugehörigem Untergrund. Oben rechts: Verwendetes Gammaspektrum der Reaktion $\text{Ti}(n, \gamma)$. Energieschwerpunkt der hochenergetischen Liniengruppe: $\overline{E}_\gamma = 6,6$ MeV) und Schwellenenergien E_B der Reaktionen $\text{Be}^9(\gamma, n)$ und $\text{H}^2(\gamma, n)$.



Figur 7

Zerlegung des Impulsspektrums der Photoneutronen von Be^9 . (Untergrund abgezogen.) Gammaspektrum wie in Figur 6. Energie der energetisch höher liegenden Neutronengruppe $\overline{E}_n = 4,2$ MeV.

Tabelle I
Resultate $\text{Be}^9(\gamma, n)$

| \overline{E}_γ (MeV) | a/b | $\frac{\sigma \text{Be}^9(\gamma, n) \text{Be}^8}{\sigma_{tot}(\gamma, n)}$ |
|-----------------------------|-----------------|---|
| 5,5 | $3,68 \pm 0,39$ | 0,50 |
| 6,5 | $5,05 \pm 0,14$ | 0,30 |
| 7,2 | $4,40 \pm 0,13$ | 0,32 |
| 8,5 | $4,00 \pm 0,12$ | 0,35 |

Die Analyse der Meßspektren ergab keine messbare Abhängigkeit der Intensitätsverhältnisse vom Reaktionswinkel. Die weitere Bestimmung der Winkelverteilung im Bereich von 30° bis 165° in Schritten von 15° erfolgte deshalb wie beim Deuteron, nur durch Messung der Gesamtstosszahl. Typische Stosszahlen unter 90° waren für das Be^9 und das H^2 ungefähr 2 Imp/sec. Die Messungen wurden so lange fortgesetzt, bis der statistische Fehler pro Messpunkt 3–5% betrug. Nach Abzug des Untergrundes wurden die Resultate in bezug auf Messzeit und Monitorwert auf den unter 90° gemessenen Wert korrigiert. Für jede Winkelverteilung und Energie wurden drei solche unabhängige Messreihen durchgeführt und die normierten Werte addiert.

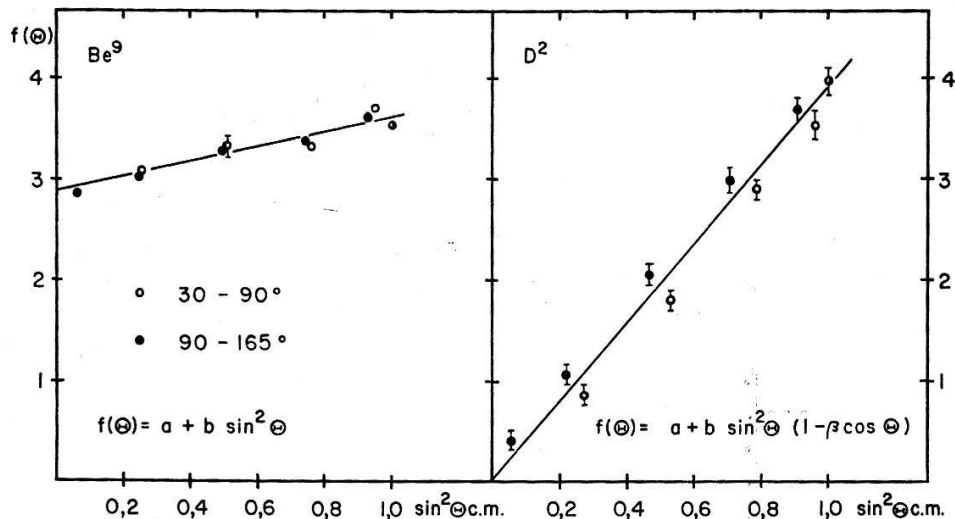
An den experimentell bestimmten Winkelverteilungen sind verschiedene Korrekturen anzubringen:

1. *Mehrfachstreuung*: Die unter einem festen Reaktionswinkel Θ beobachteten Neutronen setzen sich aus den interessierenden direkten und den im Target mehrfachgestreuten und zufällig in Richtung von Θ laufenden Neutronen zusammen. Der Streuanteil ist trotz Verwendung von dünnen Scheibentargets nicht vernachlässigbar und verursacht eine Vergrößerung des gesuchten Verhältnisses a/b . Der Aufwand für die Berechnung desselben ist recht gross, da die Winkelverteilung der mehrfachgestreuten Neutronen, wegen der $(a + b \sin^2\Theta)$ -Verteilung der primär erzeugten Neutronen, nicht als isotrop angenommen werden kann und im Prinzip für jeden Messwinkel neu ermittelt werden muss. Die verwendete Berechnungsmethode wird ausführlicher in Abschnitt 4.4. beschrieben. Es ergaben sich damit, je nach Target und Neutronenenergie, Mehrfachstreuanteile von 8 bis 11% von den unter $\Theta = 90^\circ$ gemessenen Werten. Die Genauigkeit der Rechnungen, die durch einige notwendige Vereinfachungen bestimmt wird, betrug etwa 10%.

2. *Gammaabsorption*: Infolge der Drehung der Scheibentargets im Strahl wird die Gammaabsorption im Target winkelabhängig. Die dadurch bedingten Korrekturen an der gemessenen Winkelverteilung waren aber klein ($\leq 1\%$) und mussten nur beim Be^9 berücksichtigt werden.

3. Die *endliche Geometrie* der Targets und des Detektors vergrössern stets den isotropen Anteil einer Winkelverteilung. Dieser Einfluss kann relativ einfach mit einer numerischen Integration über die vom Target und Detektor aufgespannten Raumwinkel berechnet werden. Die Korrekturen sind wegen der vorkommenden kleinen Raumwinkel unbedeutend und wurden nur bei den H^2 -Messungen angebracht.

Die Selbstabsorption der Neutronen im Target beeinflusste im vorliegenden Fall die Winkelverteilung nicht, da die Position der Targets gegenüber dem Detektor winkelunabhängig war. Die Änderung der Totzeit des Spektrometers konnte ferner, wegen der fast winkelunabhängigen Stosszahlbelastung des Detektors, vernachlässigt werden. Ebenfalls vernachlässigt wurde die Änderung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Spektrometers mit der vom Reaktionswinkel abhängigen Photoneutronenenergie, da die Unsicherheit im Verlauf der Ausbeute grösser als die zu berücksichtigende Korrektur war.



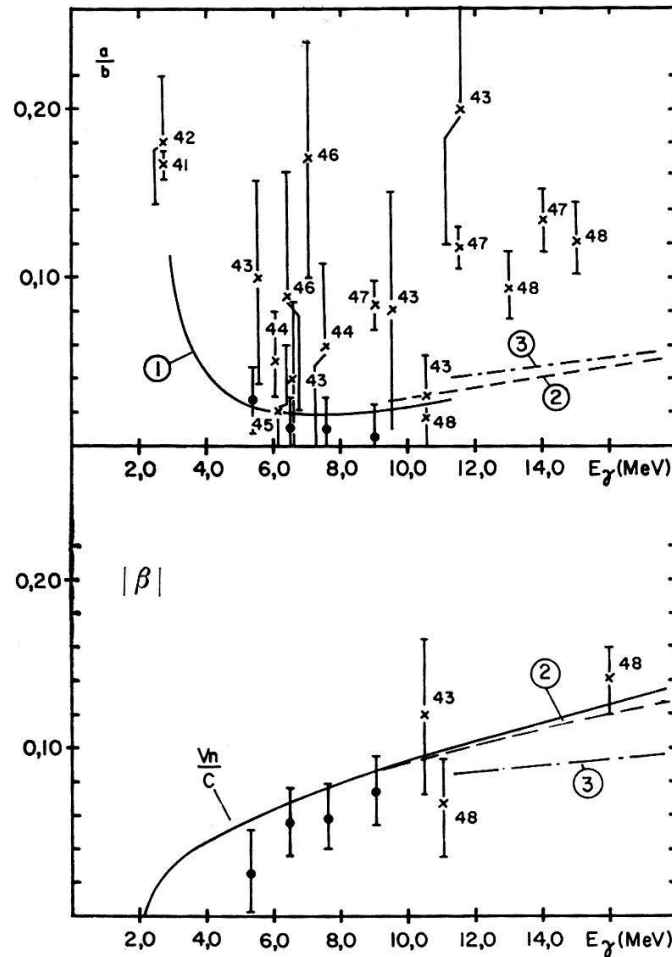
Figur 8

Winkelverteilung der Photoneutronen von Be^9 und H^2 bei einer Gammaenergie von 9,0 MeV.

In Figur 8 sind zwei, bei derselben Gammaenergie (9,0 MeV) erhaltene, korrigierte und bereits in das Schwerpunktsystem transformierte Winkelverteilungen der Photoneutronen von Be^9 und H^2 dargestellt. Die Messungen bei den anderen Energien lieferten ähnliche Resultate. Sie lassen sich bei Be^9 ausnahmslos durch eine Funktion von der Form $f(\Theta) = a + b \sin^2 \Theta$ und bei H^2 durch $f(\Theta) = a + b \sin^2 \Theta (1 - \beta \cos \Theta)$ darstellen. Zur Bestimmung des gesuchten Verhältnisses a/b wird mit Vorteil $g(\Theta) = 1/2 [f(\Theta) + f(180^\circ - \Theta)]$ gebildet und in einem $\sin^2 \Theta$ -Maßstab aufgetragen. Es lässt sich leicht zeigen, dass dann der Schnittpunkt der durch $g(\Theta)$ bestimmten Geraden mit der negativen Abszisse direkt das Verhältnis a/b ergibt. Dieses Verfahren gilt insbesondere auch für die H^2 -Messungen, da der $(\cos \Theta)$ -Term nur eine symmetrische Aufspaltung um $\Theta = 90^\circ$ erzeugt. Die Einpassung der Geraden erfolgte mit der Gaußschen Ausgleichsrechnung. Die Bestimmung von β geschieht nach einem ähnlichen Verfahren, nur dass jetzt $h(\Theta) = [f(\Theta) - f(180^\circ - \Theta)]$ zu bilden und in einem $\sin^2 \Theta \cos \Theta$ -Maßstab aufzutragen ist. Der Parameter β entspricht dann der Neigung der wiederum mit Hilfe der Ausgleichsrechnung eingepassten Geraden.

3.3.2. *Resultate und Fehler*: Die mit den verschiedenen Gammaskpektren erhaltenen Werte für a/b für das Be^9 sind in Tabelle I zusammengestellt. Die Resultate für das H^2 sind in Figur 9 zusammen mit den anderen bekannten experimentellen Resultaten aufgetragen.

Die angegebenen Fehlerschranken setzen sich aus dem durch die Fehlertheorie der Ausgleichsrechnung bestimmten Fehler und vor allem beim Deuterium aus den bei der Berechnung der Mehrfachstreuung auftretenden Unsicherheiten zusammen. Die durch die übrigen Korrekturen eingeführten Fehler sind dagegen vernachlässigbar.



Figur 9

Deuterium: Vergleich der theoretischen Werte für a/b mit den experimentellen Resultaten. ① Theoretischer Verlauf nach KRAMER *et al.*¹⁹⁾, ② nach SWART und MARSHAK⁶⁾, ③ nach DONNACHIE⁴⁹⁾. • : vorliegende Arbeit; × : übrige bekannten experimentellen Resultate. Die Ziffern an den Fehlerbalken verweisen auf die entsprechenden Literaturangaben.

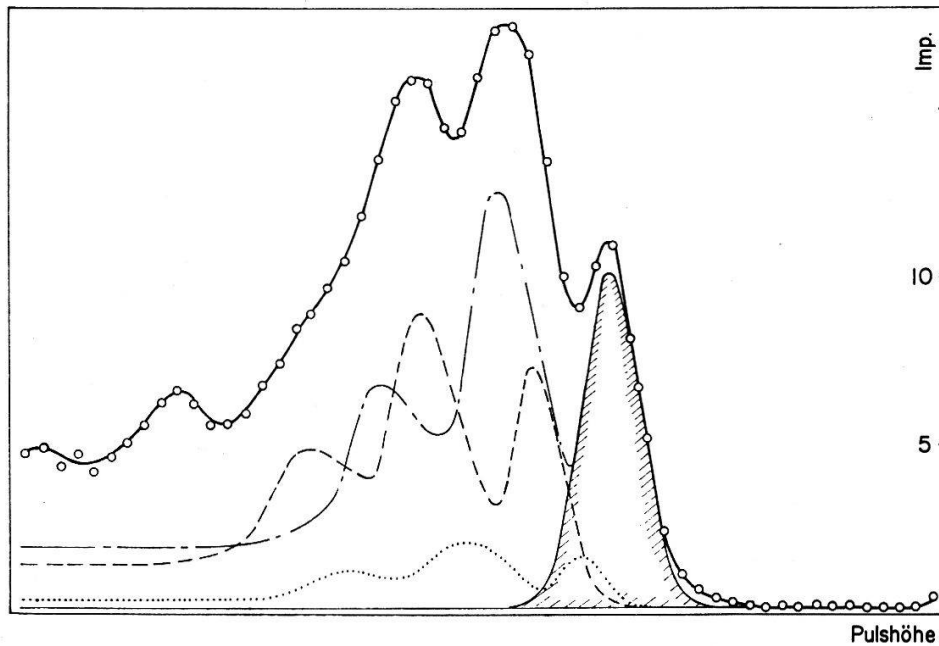
Unten: Verlauf von $|\beta|$. Zeichenerklärung wie vorhin. Die Kurven ② und ③ entsprechen in den theoretischen Arbeiten $\beta_2/2$.

Die Zuordnung der erhaltenen Resultate zu einer bestimmten Energie erfolgte durch Bildung des Energieschwerpunktes der verschiedenen Gammalinien eines Spektrums. Dabei wurden berücksichtigt: Die relative Intensität der Gammalinien, die Selbstabsorption in den (n, γ) -Targets, die Absorption im Paraffinfilter, die zugehörigen (γ, n) -Wirkungsquerschnitte (vgl. 3.4.2.) und die Neutronenausbeute des Spektrometers. Diese Mittelwertbildung ist zulässig da a/b in beiden Fällen nur wenig von der Energie abhängt.

3.4. Messung der Wirkungsquerschnitte

3.4.1. *Gammaflussmessung*: Die Schwierigkeit bei der Messung von (γ, n) -Wirkungsquerschnitten besteht in der Absolutbestimmung des Gammaflusses. Dieser wurde bei den höheren Gammaenergien ($E_\gamma \geq 2,75$ MeV) bisher entweder über die Messung der Gammadosis mit Ionisationskammern oder beim Spezialfall der F^{19} ($p, \alpha \gamma$)-Reaktion über die Bestimmung der Intensität der α -Teilchen ermittelt. Befriedigende Genauigkeit liefert nur die zweite Methode. Sie ist aber recht mühsam und beschränkt sich zudem auf eine einzige Gammaenergie.

Im folgenden wird eine Messmethode beschrieben, die auf sehr einfache und direkte Art die Absolutbestimmung von Gammaintensitäten mit einer Genauigkeit von mindestens 10% gestattet. Sie beruht auf der in einer anderen Arbeit ausführlich beschriebenen Ermittlung von Photoausbeuten verschiedener NaI- und CsI-Szintillationskristallen⁵⁰⁾ und ist vorläufig bis zu Energien von etwa 11 MeV brauchbar. Die einzige Bedingung ist, dass das Gammaspektrum aus diskreten Energien mit einer möglichst intensiven und freistehenden Linie zu bestehen hat.



Figur 10

Impulshöhenverteilung des Ti (n, γ)-Spektrums. Zerlegung des Meßspektrums und Einpassung der Gausskurve in die Photolinie der intensivsten Gammalinie. Der hochenergetische Impulsanteil stammt von einigen schwachen (n, γ)-Linien der Isotope Ti^{50} und Ti^{48} .

Für die Messungen wird ein einfaches Szintillations-Spektrometer benötigt, das im vorliegenden Fall aus einem $3'' \times 3''$ NaI-Kristall und einem 128-Kanal-Analysator bestand. Das Ti (n, γ)-Spektrum lieferte beispielsweise die in Figur 10 angegebene Impulshöhenverteilung. Falls mehrere Gammalinien auftreten, wie das hier der Fall ist, muss zuerst das Meßspektrum mit Hilfe der bekannten Antwortfunktionen des Kristalls (vgl. ⁵⁰⁾) zerlegt werden. Hierauf wird in die am genauesten definierte Photolinie eine Gausskurve eingepasst. Mit der durch diese Fläche bestimmten Stosszahl pro sec N_γ

und mit der in ⁵⁰⁾ gegebenen Definition der Photoausbeute $P^* \varepsilon$, berechnet sich dann der gesuchte Gammafluss dieser Linie sofort zu:

$$\Phi_{\gamma} = \frac{N_{\gamma}}{P^* \varepsilon \cdot F} \quad (9)$$

Darin bedeutet F die Fläche des auf den Kristall auftreffenden Gammastrahls. Es ist zu beachten, dass die Photoausbeute eine Funktion dieser Fläche ist. Hier wurde der Gammastrahl mit einem vor den Kristall gesetzten Bleikollimator ($l = 20$ cm) auf einen Durchmesser von $(10,20 \pm 0,01)$ mm begrenzt, damit die in ⁵⁰⁾ angegebenen Photoausbeuten für dünnen Strahl verwendet werden konnten.

Die einzige nennenswerte Schwierigkeit bestand darin, dass die Gammaintensität bei der zur Erzeugung der Kernphotoreaktion benötigten vollen Reaktorleistung eine um einen Faktor 100 zu grosse Stosszahlbelastung ergab. Für die Messung des Gammaflusses muss deswegen entweder die Reaktorleistung reduziert oder ein Absorber verwendet werden. Es wurde die erste Möglichkeit gewählt, da die Bestimmung des Leistungsfaktors mit der bereits erwähnten Ionisationskammer sehr einfach und gut reproduzierbar war. Verschiedene Kontrollmessungen zeigten zudem, dass diese Anzeige mit einer Genauigkeit von mindestens 2% proportional zur Gammaintensität war. Die Verwendung von Absorbern hatte sich wegen des benötigten grossen Abschwächungsfaktors nicht bewährt, da die Genauigkeit stark und in unkontrollierbarer Weise von der Justierung und den Inhomogenitäten in der Dichte des Absorbers abhing.

3.4.2. *Messung, Auswertung und Resultate:* Die Messung der Wirkungsquerschnitte verlief folgendermassen: 1. Bestimmung der Ausbeute der beiden Long-Counter mit der an die Stelle der Targets gesetzten Ra-Be-Eichquelle. 2. Messung des Gammaflusses am Ort der Targets bei der reduzierten Leistung von 10 kW. 3. Erhöhung der Reaktorleistung auf 1 MW und Messung der Photoneutronen in periodischer Reihenfolge mit den Targets Be/C bzw. D₂O/H₂O bis der statistische Fehler jeder Differenzmessung kleiner als 3% war. Typische Messzeiten pro Target und Energie, inklusive Bestimmung des Untergrundes waren 20 bis 40 Min. Insgesamt wurden mit jedem Detektor drei solche unabhängige Messreihen durchgeführt. Die Einzelmessungen waren gut reproduzierbar und beide Long Counter lieferten innerhalb des Messfehlers dieselben Resultate.

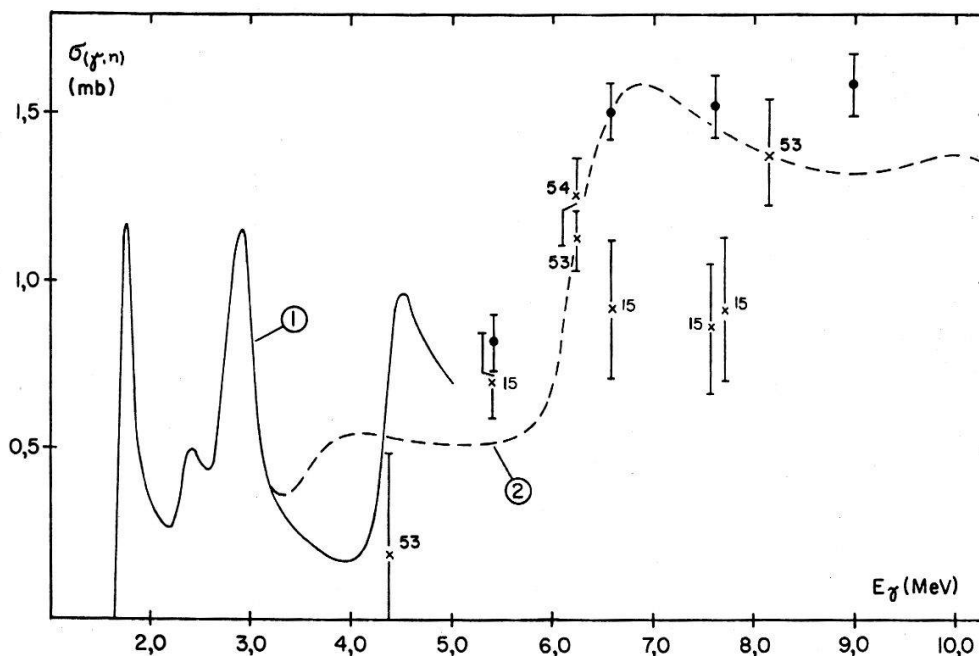
Bei der Bestimmung des zur Hauptlinie des (n, γ) -Spektrums zugehörigen Wirkungsquerschnittes σ^E muss der Anteil der übrigen Gammalinien subtrahiert werden. Zwischen der gemessenen Stosszahl Q und dem Wirkungsquerschnitt σ^E besteht folgende Beziehung:

$$\sigma^E + \sum_i \sigma^i \frac{P^i T^i \varepsilon^i}{P^E T^E \varepsilon^E} = \frac{Q}{\Phi_{\gamma}^E \varepsilon^E \omega^E N} \quad (10)$$

Die Summation erstreckt sich hierin über sämtliche, neben der Hauptlinie auftretenden, aber oberhalb der Reaktionsschwelle liegenden Gammalinien. Neben der gemessenen Stosszahl Q sind bekannt: Der Gammafluss Φ_{γ} , die Anzahl der Targetatome N und die mit der Eichquelle bestimmte Ausbeute $\varepsilon \omega$ des Long Counters. Dazu ist zu bemerken: Die in 3.2.4. beschriebenen Messungen hatten gezeigt, dass die mit der Eichquelle bestimmte Ausbeute etwa derjenigen von monoenergetischen Neutronen

der Energie $E_n = 2,8$ MeV entsprach. Die relative Ausbeute ε wurde deshalb für diese Energie mit 100% angesetzt und die schwache Energieabhängigkeit derselben mit dem von TOCHILIN *et al.*⁵¹⁾ angegebenen Kurvenlauf berücksichtigt. P^i/P^E ist die relative Intensität der i -ten Gammalinie in bezug auf die Hauptlinie der Energie E . Sie wurde dem (n, γ) -Katalog entnommen²⁵⁾. T^i/T^E berücksichtigt die relative Intensitätsänderung des (n, γ) -Spektrums infolge Selbstabsorption in der Quelle und Absorption im Paraffinfilter.

Obige Beziehung (10) kann ausgewertet werden, falls der Korrekturterm auf der linken Seite klein, oder der Verlauf des Wirkungsquerschnittes unterhalb von σ^E bekannt ist. Die erste Bedingung ist praktisch beim Ti-Spektrum erfüllt, wenn die Liniengruppe zwischen 6,43 und 6,75 MeV durch eine mittlere Energie ($\bar{E}_\gamma = 6,6$ MeV) ersetzt wird. Beim Deuterium wurde für die Auswertung der übrigen Messungen als erste Näherung der theoretische Wirkungsquerschnittverlauf von KRAMER *et al.*¹⁹⁾ verwendet. Zusammen mit der Forderung, dass die durch jedes Gammaskpektrum bestimmten und teilweise überlappenden Kurvenstücke stetig zusammenpassen müssen, konnten nach wenigen verbesserten Ansätzen eindeutige Werte erhalten werden. Diese liegen systematisch um 5% tiefer als die theoretischen Werte. Dieselbe Auswertemethode wurde beim Be^9 angewendet, nur dass hier der von JAKOBSON¹²⁾ bis 5,0 MeV experimentell bestimmte Verlauf als richtig vorausgesetzt wurde. Die so erhaltenen Resultate sind zusammen mit den anderen bekannten Messungen in Figur 11 eingetragen.



Figur 11

Vergleich der experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte bei Be^9 : ① nach JAKOBSON¹²⁾, ② nach BERTOZZI *et al.*¹³⁾. • : Vorliegende Arbeit; x : Übrige Messungen mit monoenergetischen Gammaquellen über 2,75 MeV. Die Ziffern verweisen auf die entsprechenden Literaturangaben.

Eine Zusammenstellung der Resultate für Energien kleiner als 2,75 MeV findet man in ⁵³⁾.

Die angegebenen Fehler der ermittelten Wirkungsquerschnitte setzen sich aus denen der Gammaflussmessung, der Ausbeute des Long-Counters und des Subtraktionsverfahrens zusammen. Die Genauigkeit der Gammaflussmessung hängt im wesentlichen nur von derjenigen der Photoausbeuten ab. Die Unsicherheit beträgt 8%. Die Genauigkeit der Long-Counter-Ausbeute wird massgebend durch diejenige der RaBe-Eichquelle bestimmt. Die Neutronen-Produktionsrate ist auf 3% genau bekannt. Schwieriger ist die Bestimmung des durch das Subtraktionsverfahren eingeführten Fehlers, da verschiedene Faktoren, wie die relativen Intensitäts- und Absorptionsverhältnisse der einzelnen Gammalinien und beim Be auch die Genauigkeit des angenommenen Wirkungsquerschnitt-Verlaufes unterhalb 5,0 MeV eine Rolle spielen. Er dürfte nach einer vorsichtigen Abschätzung 5% aber nicht übersteigen.

3.5. Diskussion

Deuterium: Mit den vorliegenden Messungen konnte, im Gegensatz zu der überwiegenden Zahl der anderen oberhalb 2,75 MeV durchgeführten Experimente, der erwartet kleine, vom M1-Übergang erzeugte isotrope Anteil bestätigt werden. Über die mesonische Korrektur desselben sind aber keine Aussagen möglich, da der Messfehler des Parameters a/b immer noch viel zu gross ist. Eine noch genauere Bestimmung der Winkelverteilung dürfte aber, wegen der Schwierigkeit in der exakten Berechnung der Mehrfachstreuung in den Targets, den unvermeidlichen Ungenauigkeiten in der geometrischen Anordnung und den Schwankungen in der Ansprechwahrscheinlichkeit der Messapparaturen schwierig sein. Wesentlich aussichtsreicher scheinen hier Polarisationsmessungen zu sein, da die Polarisation vom M1-Übergang stärker beeinflusst wird.

Der Parameter β , der durch den E2-Übergang bestimmt wird, wurde zum Vergleich mit den anderen experimentellen Resultaten, die wie bei der Winkelverteilung ausschliesslich aus Photoprotonenmessungen stammen, ohne Berücksichtigung des Vorzeichens aufgetragen. Die Ursache für die systematisch etwas zu tief liegenden Werte ist vermutlich in der Vernachlässigung der Änderung der Spektrometerempfindlichkeit mit der winkelabhängigen Photoneutronenenergie zu suchen (vgl. 3.3.1.).

Beryllium: Beim Be^9 können im betrachteten Energiebereich theoretisch die folgenden Reaktionskanäle auftreten: Der Dreikörperzerfall $\text{Be}^9(\gamma, n) \text{He}^4 + \text{He}^4$, $Q = -1,572 \text{ MeV}$, der direkte Übergang in den Grundzustand des Be^8 -Kerns $\text{Be}^9(\gamma, n) \text{Be}^8$, $Q = -1,664 \text{ MeV}$, Emission eines α -Teilchens $\text{Be}^9(\gamma, \alpha) \text{He}^5$, $Q = -2,529 \text{ MeV}$, und der Übergang über das erste angeregte Niveau des Be^8 -Kerns, $\text{Be}^9(\gamma, n) \text{Be}^{8*}$, $Q = -4,56 \text{ MeV}$. Der Dreikörperzerfall wurde experimentell noch nie beobachtet⁵²⁾. Auch im vorliegenden Experiment konnten keine Anzeichen davon festgestellt werden. Oberhalb 6 MeV beträgt der am meisten interessierende Anteil des direkten Überganges in den Be^8 -Grundzustand etwa 30% vom Gesamtwirkungsquerschnitt. Da nach BERTOZZI *et al.*¹³⁾ der Anteil des Reaktionskanals $\text{Be}^9(\gamma, \alpha) \text{He}^5$ nur ungefähr 10% ausmacht, verläuft der Übergang vorwiegend über das erste angeregte Niveau des Be^8 -Kerns. Nach denselben Autoren nimmt die Übergangswahrscheinlichkeit dieses Kanals unterhalb 6 MeV rasch ab. Die bei 5,4 MeV festgestellten etwa gleich intensiven Neutronengruppen können deshalb den beiden Reaktionskanälen $\text{Be}^9(\gamma, n) \text{Be}^8$ und $\text{Be}^9(\gamma, \alpha) \text{He}^5$ allein zugeordnet werden.

In Tabelle II sind die oberhalb 2,5 MeV bekannten Winkelverteilungsmessungen der Photoneutronen zusammengestellt. Nach diesen dominiert in den Gebieten zwischen den einzelnen Resonanzen der E1-Übergang in den D -Endzustand, und zwar zwischen 3,0 und 4,6 MeV offenbar in den $D_{3/2}$ - und oberhalb 5 MeV in den $D_{5/2}$ -Zustand. Diese interessante, im Modell von GUTH und MULLIN vernachlässigte Aufspaltung des D -Endzustandes (vgl. 2.3.) kann als direkter Beweis für die Anwesenheit von starken Spin-Bahn-Kräften angesehen werden.

Tabelle II
Vergleich der Winkelverteilungsmessungen bei Be^9

| E_γ (MeV) | Winkelverteilung | |
|------------------|--------------------------|---|
| 1,70* | isotrop | JAKOBSON ¹²⁾ |
| 2,75 | $1 + 0,82 \sin^2 \Theta$ | HAMMERMESH <i>et al.</i> ⁵⁵⁾ |
| 2,95* | $1 + 1,00 \sin^2 \Theta$ | JAKOBSON |
| | isotrop | BERTOZZI <i>et al.</i> ¹³⁾ |
| 4,0 | $1 - 0,50 \sin^2 \Theta$ | BERTOZZI |
| 4,6* | isotrop | JAKOBSON |
| 5,0 | isotrop | BERTOZZI |
| 5,6 | $1 + 0,27 \sin^2 \Theta$ | vorliegende Arbeit |
| 6,0 | $1 + 0,50 \sin^2 \Theta$ | BERTOZZI |
| 6,6 | $1 + 0,20 \sin^2 \Theta$ | vorliegende Arbeit |
| 7,2 | $1 + 0,25 \sin^2 \Theta$ | vorliegende Arbeit |
| 8,5 | $1 + 0,22 \sin^2 \Theta$ | vorliegende Arbeit |

* Resonanzenergie

4. Messung der Polarisation der Photo-Neutronen von Be^9 und H^2

4.1. Gammaquelle

Für die Wahl der radioaktiven Na^{24} -Quelle waren verschiedene Gründe massgebend: 1. Die Herstellung einer genügend intensiven Quelle ist auf einfache Art durch Aktivierung von natürlichem Natrium im thermischen Neutronenfluss eines Reaktors möglich. Der Aktivierungsquerschnitt ($\sigma_{Akt} = 0,525 \text{ b}$) ist recht gross und die Halbwertszeit mit $T_{1/2} = (14,97 \pm 0,02) \text{ h}$ brauchbar. 2. Die Energie der verwendbaren Gammalinie ($E_\gamma = 2,753 \text{ MeV}$) liegt in der Nähe des Polarisationsmaximums, das bei einer Energie von $E_{\gamma \text{ max}} = 2,3 \text{ MeV}$ erwartet wird. 3. Die Quelle ist «monochromatisch», da die anderen beobachteten Gammalinien entweder unterhalb der Reaktionsschwelle des Kernphotoeffektes liegen oder vernachlässigt werden können. Ebenfalls unter der Reaktionsschwelle liegen die Maximal-Energien der beim β -Zerfall des Na^{24} erzeugten Bremsstrahlung. 4. Im Vergleich mit der im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Gammaquelle wird ein bedeutend kleinerer Neutronenuntergrund erwartet, da der Reaktor für die Messungen nicht benötigt wird und bei dieser Gammaenergie

ausser an Be^9 und H^2 auch keine Photoneutronen erzeugt werden. Der Untergrund spielt insofern eine wichtige Rolle, als die kleinen Energien der zu untersuchenden Photoneutronen ($E_n < 1 \text{ MeV}$) die Anwendung eines als Szintillator ausgebildeten He-Analysator und damit jegliche Koinzidenzmessung zwischen Detektor und Analysator verunmöglichen.

Die Quelle bestand aus 700 g NaF, das zur Verbesserung des Wärmekontaktes flüssig in einen zylindrischen Reinaluminiumbehälter mit den Dimensionen $\varnothing_a = 54 \text{ mm}$, $\varnothing_i = 46 \text{ mm}$, $l = 170 \text{ mm}$ eingefüllt wurde. Der Deckel wurde vakuumdicht angeschweisst. An beiden Enden des Behälters waren dünne rostfreie Stahldrähte befestigt, mit denen die Quelle horizontal in die Bleiabschirmung und vertikal in den Reaktorkern eingesetzt werden konnte. Zur Erzeugung einer hohen spezifischen Aktivität erfolgte die Bestrahlung der Quelle im Zentrum des Swimming-Pool-Reaktors «Saphir» bei der vollen Leistung von 1 MW. ($\varnothing_{th} = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$). Während einer üblichen Bestrahlungsdauer von 15 h konnten Aktivitäten von etwa 500 Curie erreicht werden.

Die gleichzeitige Aktivierung der Isotope Al^{27} und F^{19} störte weiter nicht, da die Halbwertszeiten (Al^{28} , $T_{1/2} = 2,3 \text{ min}$; F^{20} , $T_{1/2} = 12 \text{ sec}$) klein sind und zudem die auftretenden Gammaenergien unter 1,6 MeV liegen.

4.2. Messanordnung

Da die Halbwertszeit des Na^{24} etwas kurz ist, musste bei diesem Experiment mit mehrmaliger Aktivierung der Quelle gerechnet werden. Es wurde deshalb versucht, den Transfer der Quelle vom Reaktorkern in die Bleiabschirmung so einfach wie möglich zu gestalten. Zu diesem Zweck wurde die ganze Messanordnung (Figur 12) auf einer Brücke über dem Wasserbassin des Reaktors aufgebaut.

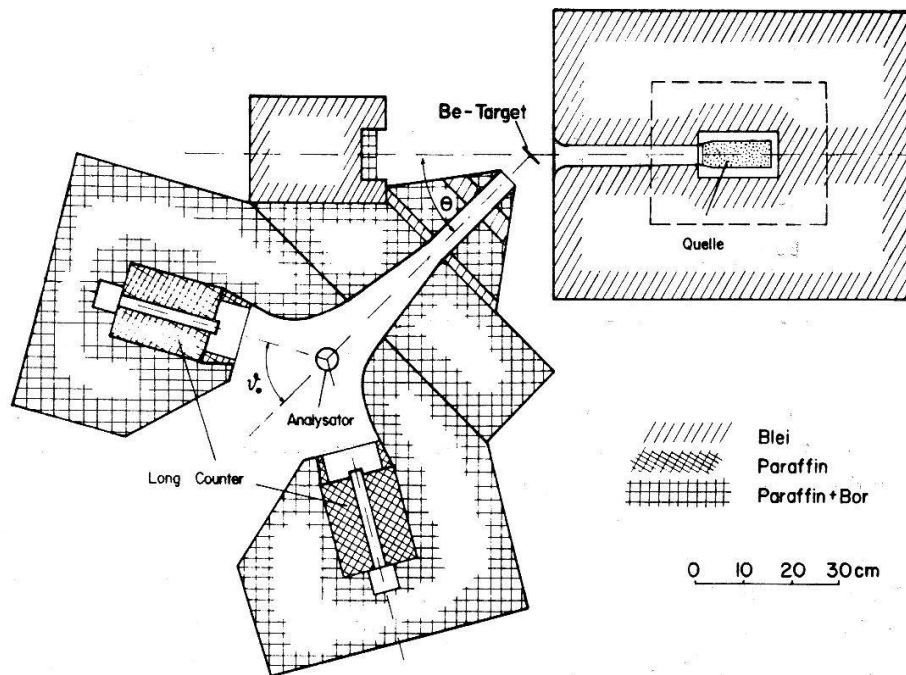
Die Bleiabschirmung bestand aus zwei Teilen; einem oberen Teil mit einer minimalen Wandstärke von 30 cm, in dem sich die Quelle während den Messungen befand und einem schachtartigen Unterteil mit Wandstärken von 10 cm, der einen Meter in das Wasser hineinragte. Durch diesen Schacht mit einer Öffnung von $10 \times 20 \text{ cm}$ konnte die Quelle gefahrlos in wenigen Sekunden in die Hauptabschirmung gezogen und ebenso rasch wieder abgesenkt werden. Die maximale Dosisleistung an der Oberfläche der Hauptabschirmung betrug 80 mr/h.

Mit einer Bleikollimation wurde ein Gammastrahl von 4 cm Durchmesser hergestellt und mit diesem in den zylindrischen Scheibentargets die Photoneutronen erzeugt. Die Bestimmung der Polarisation von schnellen Neutronen erfolgt stets durch Streuung an einem geeigneten Analysator und üblicherweise durch Messung der unter den Winkeln ϑ_0 und $(180^\circ - \vartheta_0)$ auftretenden Links-Rechts-Asymmetrie. Die Messung der gestreuten Neutronen erfolgte gleichzeitig mit zwei Long-Countern vom Hanson-McKibben-Typ. Die Dimensionen der verwendeten, mit B^{10} hoch angereicherten BF_3 -Zählrohre waren: Länge $l = 10''$ und Durchmesser $\varnothing = 1''$. Die Abschirmung der Detektoren gegen die direkten Photoneutronen bestand aus gepressten Paraffinblöcken mit borhaltigen Zusätzen. Die Abstände, die aus Intensitätsgründen so klein als möglich gewählt wurden, betrugen: Quelle-Target, 35 cm; Target-Analysator, 70 cm und Analysator-Detektor, 30 cm. Bei der Wahl der Detektorabstände ist

darauf geachtet worden, dass der Anteil, der von einem Detektor in den anderen rückgestreuten Photoneutronen vernachlässigbar klein war ($< 5\%$).

Targets: Es wurden die bereits in 3.2.3. beschriebenen Scheibentargets verwendet.

Analysatoren: Die bei Be^9 erzeugten Photoneutronen haben eine Energie von $E_n = (968 \pm 14 \cos \Theta)$ keV. Für diesen Energiebereich kommen, soweit bekannt, als Analysatoren mit grossem Polarisationsvermögen nur He^4 und O^{16} in Frage. Aus praktischen Gründen wurde O^{16} gewählt.



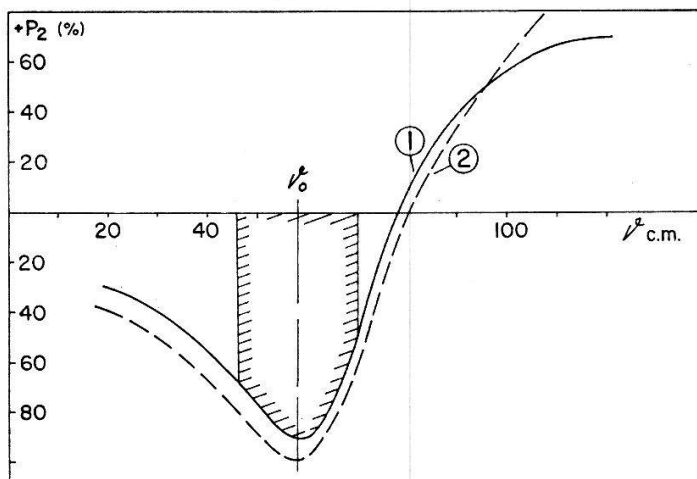
Figur 12

Aufbau der Polarisationsexperimentes. Der Abstand zwischen der horizontalen Gammastrahlachse und der Wasseroberfläche beträgt 100 cm.

Der totale Wirkungsquerschnitt des O^{16} weist bei $E_n = 1000$ keV eine Resonanz mit einem Maximum von $8b$ und einer Halbwertsbreite von 123 keV auf. Der Spin des zugehörigen Niveaus wird mit $J = 3/2^+$ angegeben. Das Polarisationsvermögen eines Analysators ist durch die Streuphasen bestimmt, die sich aus totalen und differentiellen Wirkungsquerschnittmessungen bestimmen lassen. Ausführliche Untersuchungen über totalen Wirkungsquerschnitt haben STRIEBEL *et al.*⁵⁶⁾ und über den differentiellen LANE *et al.*⁵⁷⁾ durchgeführt. Beide voneinander unabhängigen Messungen liefern dieselben Streuphasen. Der damit berechnete Polarisationsverlauf ist im interessierenden Energiebereich recht kritisch, da das Polarisationsvermögen bei einer Energie von $E_n = 1033$ keV das Vorzeichen wechselt. Es ist deshalb wichtig zu bemerken, dass der berechnete Verlauf in einer dieser Arbeiten⁵⁶⁾ auch experimentell mit polarisierten Neutronen der Reaktion $\text{Li}^7(p, n)$ bestätigt werden konnte.

Bei der Wahl des Streuwinkels müssen zwei Gesichtspunkte berücksichtigt werden: Verlauf des Polarisationsvermögens in Abhängigkeit des Streuwinkels (Figur 13)

und Verlauf des differentiellen Streuquerschnittes. Im Falle des O^{16} wird eine starke Bevorzugung der Vorwärtsstreurichtung beobachtet, weshalb ein Streuwinkel von $\vartheta_0 = 60^\circ$ gewählt wurde. Die Kurven in Figur 13 wurden von LANE und ELWYN *) auf Grund der Streuphasenanalyse von STRIEBEL *et al.*⁵⁶⁾ berechnet.



Figur 13

Theoretischer Verlauf des Polarisationsvermögens P_2 für O^{16} in Abhängigkeit des Streuwinkels ϑ .
 ① $E_n = 0,978$ MeV, ② $E_n = 0,968$ MeV. Die Grenzen des schraffierten Bereiches entsprechen den für die Berechnung des Mittelwertes \bar{P}_2 benötigten Integrationsgrenzen.

Asymmetriemessungen sind im allgemeinen und besonders bei den hier gewählten relativ kleinen Abständen sehr empfindlich auf Inhomogenitäten im Streukörper und auf Justierfehler. Als Analysatoren wurden deshalb Hohlzylinder verwendet, die während den Messungen um die zur Reaktionsebene senkrecht stehende Zylinderachse gedreht werden konnten. Untersuchungen über die Mehrfachstreuung in solchen Körpern zeigten, dass das Verhältnis von einfach- zu mehrfachgestreuten Neutronen bei gleichem Streuvermögen nur unbedeutend schlechter ist als in Scheibenstreukörpern.

Der Sauerstoff wurde in flüssiger (Reinheit 99,0%), wie auch in fester Form als SiO_2 -Verbindung (Reinheit der Verbindung 99,0%) verwendet. Der Behälter für den flüssigen O^{16} bestand aus einem Glasdewar-Gefäß mit einem konzentrisch gelagerten, zylindrischen und evakuierten Verdrängungskörper. Das Volumen des Sauerstoffes hatte die Dimensionen: $l = 350$ mm, $\varnothing_a = 50$ mm und $\varnothing_i = 30$ mm. Trotz Verwendung von sehr dünnwandigen Gefäßen ($d = 1,0$ mm) war eine beträchtliche und nur schwer zu berücksichtigende Erhöhung der Mehrfachstreuung durch dieselben nicht zu vermeiden. Während ungefähr der Hälfte der aufgewendeten Messzeit wurden deshalb die Messungen mit dem dünnwandigen SiO_2 -Streukörper ($l = 350$ mm, $\varnothing_a = 50$ mm, $\varnothing_i = 42$ mm) durchgeführt. Die Schwierigkeit lag hier in der Herstellung eines äquivalenten Si-Streukörpers, da der Streuanteil des Si, wegen dem unbekanntem Polarisationsvermögen, durch eine Differenzmessung eliminiert werden musste.

*) Für die grosszügige Überlassung des umfangreichen Datenmaterials möchten wir an dieser Stelle Herrn Prof. R. O. LANE herzlich danken.

Bei derselben Gammaenergie werden am Deuterium Photoneutronen mit einer Energie von $E_n = (263 \pm 33 \cos \Theta)$ keV erzeugt. O^{16} eignet sich in diesem Energiebereich nicht als Analysator. Brauchbar ist Magnesium, dessen Eigenschaften von LANE *et al.*⁵⁷⁾ untersucht und von JOHN *et al.*⁸⁾ ausführlich beschrieben wurden. Der verwendete Hohlzylinder hatte bei einem Aussendurchmesser von 50 mm eine Wandstärke von 5 mm. Die Dimensionen sind so gewählt worden, dass in erster Näherung dieselbe Mehrfachstreuung wie im SiO_2 -Streukörper auftrat.

Elektronik: Die verwendete elektronische Apparatur war sehr einfach und bestand aus zwei Messkanälen, von je einem Vor- und Linearverstärker, Diskriminator und Zähler konventioneller Bauart. Die kleinen Stosszahlen und die geforderte Symmetriebedingung stellten immerhin einige Anforderungen an die Stabilität und Betriebssicherheit der einzelnen Komponenten. Als unumgänglich erwies sich ferner eine sorgfältige Netzentstörung. Die Symmetrie der beiden Kanäle, inklusive Detektoren, konnte sehr einfach mit einer an Stelle des Streukörpers gesetzten, rotierenden PuBe-Quelle auf mindestens 1% genau eingestellt werden. Sie wurde auf dieselbe Weise periodisch kontrolliert.

4.3. Messmethode und Auswertung

Nach jeder 15-stündigen Aktivierung der Quelle erfolgte eine etwa 8-stündige Messreihe. Eine einzelne Messperiode, bei der zum Beispiel abwechslungsweise mit SiO_2 , Si und ohne Streukörper gemessen wurde, dauerte drei Stunden. Pro Messpunkt wurden jeweils 1000 bis 1500 Impulse gezählt und die einzelnen Messperioden solange wiederholt, bis der statistische Fehler der gesuchten Asymmetrien 2 bis 4% betrug. Der Unterschied zwischen den Stosszahlen mit und ohne Streukörper war leicht vom eingestellten Winkel abhängig und betrug 40–50%.

Ungenauere Justierung der Neutronenstrahlachse Target-Analysator und Änderungen der Photoneutronenintensität über den Streukörper führen leicht zu apparativen Asymmetrien, die mit der erwähnten Symmetriekontrolle nicht erfasst werden. Die zuverlässigste, bei den kleinen Stosszahlen aber zeitraubende Methode, sämtliche apparativen Asymmetrien auf einmal zu erfassen, sind Messungen mit einem Analysator, dessen Polarisationsvermögen möglichst klein ist. Nach den Untersuchungen von LANE *et al.*⁵⁷⁾ und WILLS *et al.*⁵⁹⁾ eignet sich für den vorliegenden Energiebereich dazu der Kohlenstoff. Danach ist das Polarisationsvermögen des C^{12} für die Streuwinkel $\vartheta_0 = 60^\circ$ und 90° im Energiebereich von 0 bis 1 MeV kleiner als 5%. Mit der erwarteten maximalen Polarisation von $P_1 = 40\%$ der einfallenden Neutronen werden damit bei richtiger Justierung, Asymmetrien von höchstens $A = 1,02$ erwartet. Diese Kontrollmessungen wurden anschliessend an jede Messperiode durchgeführt.

Die Polarisationsmessungen mit dem Deuteriumtarget erfolgten unter einem Streuwinkel von $\vartheta_0 = 90^\circ$, da das Polarisationsvermögen des Mg-Analysators für diesen Winkel den grössten Wert erreicht.

Die Polarisation P_1 der einfallenden Photoneutronen berechnet sich bei bekanntem Polarisationsvermögen P_2 des Analysators und unter der Voraussetzung, dass die Detektoren in der Reaktionsebene liegen, aus der gemessenen Asymmetrie A' zu

$$P_1 = \frac{1}{P_2} \frac{A' - 1}{A' + 1}. \quad (11)$$

Die Asymmetrie $A' = N_L/N_R$ ist das Verhältnis der gemessenen Stosszahlen «Links» zu denjenigen «Rechts». Das Vorzeichen in (11) und die Definition von «Links» bzw. «Rechts» werden durch die in Abschnitt 2.1. erwähnte Konvention festgelegt. Die Beziehung (11) ist richtig für Punktgeometrie. Da $P_1(\Theta)$ und $P_2(\vartheta)$ winkelabhängig sind, müssen für die räumliche Ausdehnung des Targets, des Analysators und Detektors Korrekturen angebracht werden.

4.4. Korrekturen und Fehler

Mehrfachstreuung: Die Beeinflussung der Polarisierung durch die Mehrfachstreuung im Target und Analysator ist in der Regel unbekannt. Bei der Berechnung der an der gemessenen Asymmetrie A' anzubringenden Korrektur wird deshalb üblicherweise als vernünftige erste Näherung die Polarisierung der mehrfachgestreuten Neutronen vernachlässigt. Mit dieser Voraussetzung lässt sich zwischen der wahren Asymmetrie A und der gemessenen A' folgende Beziehung herleiten:

$$A = \frac{A' (1 + f_1 f_2) - (1 - f_1 f_2)}{(1 + f_1 f_2) - A' (1 - f_1 f_2)}. \quad (12)$$

Darin bedeuten f_1 der im Target entstehende und auf den Streukörper auftreffende prozentuale Anteil ungestreuter und polarisierter Neutronen, während mit $m_1 = 1 - f_1$ derjenige der mehrfachgestreuten unpolarisierten Neutronen bezeichnet wird. Analog ist f_2 der prozentuale Anteil der durch den Analysator einfachgestreuten, polarisierten und unpolarisierten Neutronen und $m_2 = 1 - f_2$ die im Analysator mehrfachgestreuten Neutronen.

Eine genaue Bestimmung der Mehrfachstreuanteile m_1 und m_2 ist nur mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode durchführbar. Es hat sich aber gezeigt, dass im vorliegenden Fall bei den Targets, infolge fehlender Symmetrie, die Rechenzeiten selbst für die schnellsten Maschinen untragbar gross geworden wären. Die Berechnungen beschränkten sich deshalb auf die Bestimmung der einfach- bzw. im Analysator auf die zweifachgestreuten Anteile.

Die Berechnung der Einfachstreuung in den Targets erfolgte unter der experimentell bestätigten Annahme, dass die erzeugten Photoneutronen eine Winkelverteilung von der Form $dN/d\Omega = a + b \sin^2 \Theta$ haben. Damit wird die Anzahl der unter dem Winkel Θ_0 entstehenden einfachgestreuten Neutronen durch folgenden Ansatz bestimmt:

$$\frac{dN'}{d\Omega} \Big|_{\Theta_0} = \frac{1}{V} \iint_{V_\omega} (a + b \sin^2 \Theta) (1 - e^{-l/\lambda_s}) \frac{\sigma(\vartheta)}{\sigma_{tot}} dw dV. \quad (13)$$

Die Selbstabsorption der Neutronen wurde vernachlässigt. Die Integration ist über den vollen Raumwinkel ω und das Volumen V des Target zu erstrecken. $\sigma(\vartheta)$ ist der differentielle und σ_{tot} der totale Streuquerschnitt der Targetsubstanz, λ_s die freie Weglänge und l die Strecke vom betrachteten Volumenelement bis zur Targetoberfläche. Bei der Gammaenergie von 2,75 MeV wurden für die Parameter a/b die Werte

von ⁴¹⁾ und ⁵⁸⁾ eingesetzt. Durch geeignete Wahl der Körperkoordinaten lassen sich sofort zwei Integrationen durchführen. Das verbleibende dreifache Integral wurde numerisch bestimmt. Unter Berücksichtigung des direkten Anteils und Normierung der Summe auf 100% ergeben sich für m_1 bei der Energie von 2,75 MeV die in Tabelle III zusammengestellten Werte.

Tabelle III

Prozentualer Anteil der Mehrfachstreuung (m_1) in den Scheibentargets für $E_\gamma = 2,75$ MeV.

| Target | Θ_{lab} | |
|------------------|----------------|-------|
| | 42° | 90° |
| Be | 19,5% | 16,1% |
| D ₂ O | 22,0% | 14,0% |

Analoge Berechnungen, aber mit Berücksichtigung der Selbstabsorption der Neutronen ergaben für den SiO₂-Analysator unter dem Streuwinkel von $\vartheta_0 = 58^\circ$ einen Wert von $m_2 = 24\%$ und für den Mg-Streukörper unter $\vartheta_0 = 90^\circ$ einen solchen von $m_2 = 21\%$.

Die dadurch bedingte Korrektur der gemessenen Asymmetrien ist beim Be klein, beim Deuterium dagegen recht beträchtlich (vgl. Tabelle IV).

Tabelle IV

Asymmetrie und Polarisation der Photoneutronen vom H²

| $\Theta_{c.m.}$ | E_{nlab} (keV) | Asym- metrie A' gemessen | Asym- metrie A korrigiert | P_2 für Mg | Pol. P_1 der Photo- neutronen | P_1 nach ⁸⁾ |
|-----------------|---------------------|----------------------------------|-----------------------------------|--------------------|---------------------------------------|--------------------------|
| 44,4° | 287,5 | $1,314 \pm 0,050$ | 1,562 | $-0,658 \pm 0,045$ | $-0,33 \pm 0,06$ | $-0,34 \pm 0,05^*)$ |
| 93,6° | 263,0 | $1,235 \pm 0,035$ | 1,376 | $-0,794 \pm 0,065$ | $-0,20 \pm 0,04$ | $-0,22 \pm 0,06$ |

*) Dieser Wert wurde unter einem Winkel von $\Theta_{c.m.} = 49,6^\circ$ gemessen.

Endliche Geometrie: Die allgemeine Berechnungsmethode wird ausführlich in ⁶⁰⁾ beschrieben. Sie kann durch die Einführung von einigen erlaubten Vernachlässigungen wesentlich vereinfacht werden. Da der Raumwinkel zwischen Target und Streukörper klein ist, kann die Änderung der Neutronenintensität über den Analysator vernachlässigt werden. Aus demselben Grund wird die Polarisation $P_1(\Theta)$ als konstant angenommen. Eine Rechtfertigung dafür geben die Messungen mit dem Kohlenstoff-Analysator mit dem, bei richtiger geometrischer Justierung, keine Asymmetrien festgestellt werden konnten.

Mit diesen Annahmen werden die gemessenen Stosszahlen «Links» bzw. «Rechts» berechnet nach:

$$\left. \begin{aligned} N_{L,R} &= \iint_{\dot{V}\Omega} f(\vartheta_{L,R}, \psi) \sigma_u(\vartheta_{L,R}) [1 \pm P_1(\Theta_0) P_2(\vartheta_{L,R}) \cos \psi] d\Omega dV, \\ N_{L,R} &= J_1 \pm P_1 J_2. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Die Integrationsgrenzen der beiden Integrale J_1 und J_2 werden durch das von den Neutronen bestrahlte Volumen V des Streukörpers und den durch den Detektor aufgespannten Raumwinkel Ω bestimmt. Die Selbstabsorption wird vernachlässigt. $f(\vartheta, \psi)$ ist die relative Ausbeute des Detektors. Die radiale Abhängigkeit $f(r)$ wurde experimentell mit einem dünnen Neutronenstrahl bestimmt. $P_1(\Theta_0)$ ist die als konstant angenommene Polarisation der Photoneutronen, $P_2(\vartheta)$ das Polarisationsvermögen des Analysators (vgl. Figur 13) und ψ der Winkel zwischen der Reaktionsebene und der Ebene, die durch die Achse Target-Analysator und die Richtung der gestreuten Neutronen bestimmt wird.

Mit den für die Integrale eingeführten Abkürzungen J_1 und J_2 ergibt sich für die Asymmetrie

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{N_L}{N_R} = \frac{1 + P_1(\Theta_0) J_2/J_1}{1 - P_1(\Theta_0) J_2/J_1} = \frac{1 + P_1(\Theta_0) \overline{P_2(\vartheta)}}{1 - P_1(\Theta_0) \overline{P_2(\vartheta)}}. \\ \text{Mit} \quad \frac{J_2}{J_1} &= \overline{P_2(\vartheta)} = \frac{\int \int f(\vartheta, \psi) \cdot \sigma_u(\vartheta) P_2(\vartheta) \cos \psi d\Omega dV}{\int \int f(\vartheta, \psi) \sigma_u(\vartheta) d\Omega dV}. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Bei der Auswertung der Integrale, die ebenfalls numerisch durchzuführen ist, lassen sich noch weitere Vereinfachungen anbringen. So konnte die ψ -Abhängigkeit vernachlässigt werden, da eine Kontrollrechnung mit festem Wert für $\vartheta = \vartheta_0$ (ungünstigster Fall) für $\cos \psi$ den nur wenig von Eins abweichenden Wert von 0,97 ergab. Bei der Integration über das Volumen des Hohlzylinders, konnte weiter der Zylinderradius durch einen mittleren Wert ersetzt werden, da die Wandstärken dünn sind. Die dabei mit eingeführten Unsicherheiten liegen in derselben Grössenordnung wie diejenigen der übrigen Vereinfachungen.

Im Falle des SiO_2 -Analysator ergab die durchgeführte Mittelwertbildung folgenden Wert: $\overline{P_2(\vartheta)} = 0,8 P_2(\vartheta_0)$. Für das Deuterium wurde diese Korrektur nicht berücksichtigt, da die Winkelabhängigkeit von P_2 nicht bekannt ist.

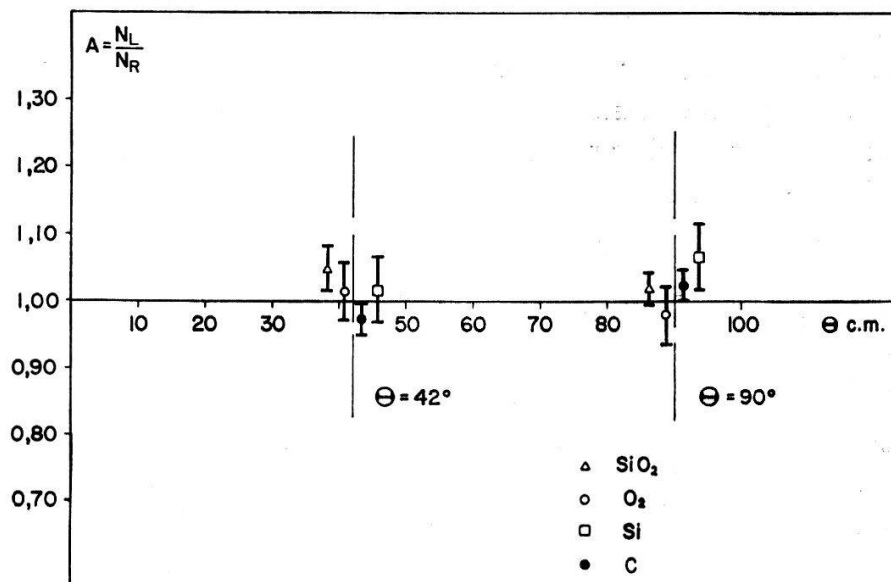
Comptonstreuung: Die gemessene Asymmetrie kann im Prinzip durch die über der Reaktionsschwelle liegenden, in der Gammaquelle und im relativ kurzen Kollimator erzeugten, comptongestreuten Gammaquanten beeinflusst werden. Einfache Abschätzungen zeigten, dass dieser Anteil im Vergleich zur Hauptlinie höchstens 3% betragen kann und daher vernachlässigbar ist. Zur Kontrolle wurde das Gammaskpektrum mit einem Szintillationsspektrometer ($3'' \times 3''$ NaI-Kristall) gemessen, ebenso dasjenige einer kleinen im Raum frei aufgehängten Na-Quelle. Der Vergleich der beiden Spektren (Ausmessung der beiden auf die gleiche Photolinienhöhe normierten Flächen) ergab eine Bestätigung dieser Abschätzungen.

Fehler: Bei der Berechnung der Fehlerschranken der Polarisation wurden berücksichtigt: Der statistische Fehler der gemessenen Asymmetrie von 2–4%, die beim O^{16}

angegebene Unsicherheit des Polarisationsvermögens P_2 von 10% (der Fehler für dasjenige des Mg ist in Tabelle IV angegeben) und die Ungenauigkeit der Mehrfachstreuanteile m_1 und m_2 , die auf 15% geschätzt wird.

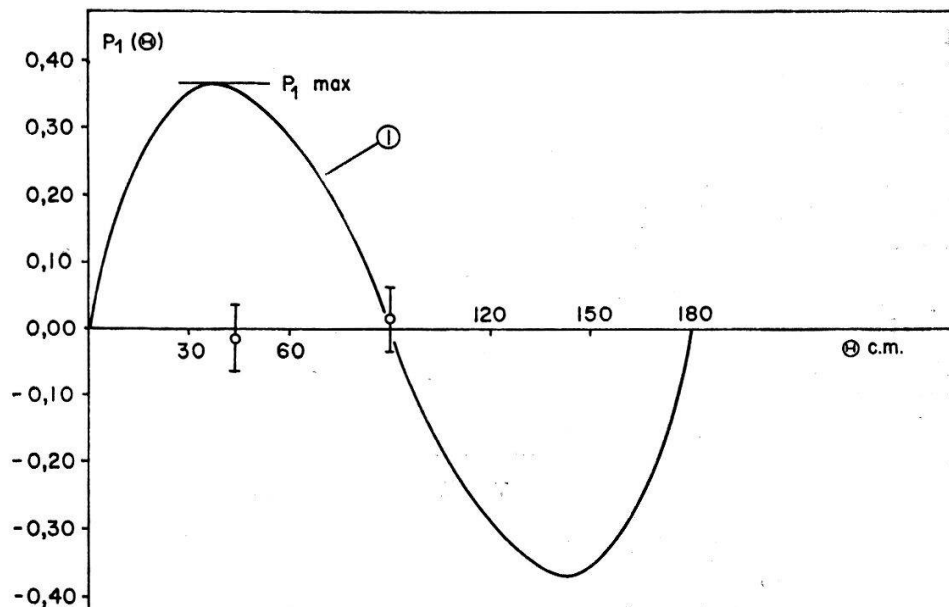
4.5. Resultate und Diskussion

Die gemäss dem vorangehenden Abschnitt korrigierten Asymmetrien und Polarisationswerte sind für das Be^9 in Figur 14 und 15 und für das Deuterium in Tabelle IV dargestellt.



Figur 14

Gemessene Asymmetrie der Photoneutronen bei Be^9 mit den verschiedenen Analysatoren.



Figur 15

Vergleich der experimentellen und theoretischen Polarisationswerte der Photoneutronen bei Be^9 . Der theoretische Verlauf wurde mit der Theorie von CZYŻ und SAWICKI⁴⁾ unter Verwendung der Daten aus dem Modell von GUTH und MULLIN¹¹⁾ berechnet.

Auffallend ist bei dem Be^9 festgestellte Diskrepanz zwischen den experimentellen und den theoretisch auf Grund des Einteilchenmodells von GUTH und MULLIN erwarteten Polarisationswerten. Da die Messungen am Deuterium gute Übereinstimmung mit den Experimenten von JOHN *et al.* und der Theorie⁸⁾ ergeben, darf angenommen werden, dass die verwendete Messmethode und die berücksichtigten Korrekturen richtig sind. Nicht geprüft ist damit natürlich das Polarisationsvermögen des O^{16} . Hier wäre denkbar, dass der erwartete Nulldurchgang infolge eines geringfügigen Fehlers bei der Eichung der Neutronenenergie*) im benützten Energiebereich von $E_n = (968 \pm 14 \cos \Theta)$ keV, statt bei der angegebenen Energie von $E_n = 1033$ keV liegen könnte.

Ein solcher trivialer Fehler ist aber wenig wahrscheinlich, da zwei verschiedene Gruppen unabhängig voneinander zu denselben Ergebnissen gelangten (vgl. 4.2.). Für die Richtigkeit der vorliegenden Messungen sprechen, nach einer privaten Mitteilung von W. JOHN, auch die inzwischen durchgeführten Experimente der Livermore-Gruppe, die mit einem anderen Analysator (Be) zu denselben Resultaten gelangte.

Die theoretischen Voraussagen beruhen auf zwei Voraussetzungen: Gültigkeit des Einteilchenmodells von GUTH und MULLIN¹¹⁾ und Erzeugung des Kernphotoeffektes durch den E1-Übergang allein. Auf die Mängel des verwendeten Kernmodells ist bereits ausführlich in Abschnitt 2.3. hingewiesen worden. Zu der zweiten Annahme ist zu bemerken, dass die Vernachlässigung des M1-Überganges trotz den Argumenten von GUTH und MULLIN wahrscheinlich nicht gerechtfertigt ist. Nach dem Schalenmodell mit intermediärer Kopplung⁶³⁾, und dem Kollektivmodell von BLAIR-HENLEY²⁴⁾ wird nämlich bei einer Energie von etwa 3 MeV, also ganz in der Nähe der verwendeten Gammaenergie, ein Niveau mit einem Spin von $I = 1/2^-$ erwartet, was auf eine Bevorzugung des M1-Übergang schliessen lässt. Experimentell zeigt der Wirkungsquerschnitt einen resonanzartigen Verlauf mit einem Maximum bei der Gammaenergie von 2,95 MeV und einer Halbwertsbreite von ungefähr 300 keV (Figur 11). Es darf angenommen werden, dass dafür das erwartete Niveau verantwortlich ist. Bei der Resonanzenergie sind bisher zwei Winkelverteilungs-Messungen durchgeführt worden (vgl. Tabelle II). Sie liefern leider aber widersprechende Resultate, da die Messungen von JAKOBSON¹²⁾ mit einem E1-Übergang in den D-Endzustand verträglich sind, während BERTOZZI *et al.*¹³⁾ eine isotrope Winkelverteilung finden, was für das Auftreten eines M1-Überganges sprechen würde¹¹⁾. Eine eindeutige Abklärung dieser Frage ist sehr erwünscht, da nach MOLINARI und PONZANO⁶⁴⁾ eine M1-Beimischung in diesem Fall stets eine Reduktion der Polarisation zur Folge hätte.

SAWICKI⁶⁾ weist darauf hin, dass auch das Auftreten der in Abschnitt 3.5. diskutierten, verschiedenen möglichen Reaktionskanäle eine Verkleinerung der Polarisation zur Folge haben könnte. Es wird jedoch vermutet¹³⁾, dass bei der tiefen Energie von $E_\gamma = 2,75$ MeV der wahrscheinlich einzige in Frage kommende Konkurrenzprozess [$\text{Be}^9(\gamma, \alpha)\text{Be}^8$, $Q = -2,529$ MeV] noch vernachlässigbar klein ist. Direkte experimentelle Beweise liegen darüber aber keine vor.

*) Die Photoneutronenenergie selber ist mit der bekannten Energie der Na-Linie von $(2,750 \pm 0,003)$ MeV⁶¹⁾ und der Bindungsenergie des Be^9 von $(1,664 \pm 0,002)$ MeV⁶²⁾ auf mindestens 5 keV genau bekannt.

5. Schlussbetrachtungen

Die Messungen am Be^9 zeigen, dass die Eigenschaften des Kernphotoeffektes unterhalb der Riesenresonanz nicht mit der bestehenden Theorie verträglich sind. Eine ausführliche Begründung für dieses Verhalten kann aber erst erfolgen, wenn die Ergebnisse einer verbesserten Theorie vorliegen und gleichzeitig die noch vorhandenen und erwähnten experimentellen Probleme abgeklärt worden sind. Der Kernphotoeffekt am H^2 lässt sich dagegen, wie die vorliegenden Untersuchungen erneut bestätigen, bis zu Gammaenergien von mindestens 9 MeV sehr gut durch die angenommene phänomenologische Wechselwirkung zwischen dem elektromagnetischen Feld und dem Zweinukleonensystem und der «effective range»-Theorie beschreiben.

Die Experimente mit der (n, γ) -Reaktion als Gammaquelle haben ihre Brauchbarkeit für die Durchführung von Kernphotoexperimenten gezeigt. Die grossen Intensitäten bei erstaunlich kleinem Untergrund eröffnen einige interessante Perspektiven für weitere Untersuchungen. Insbesondere scheinen damit Polarisationsexperimente im Energiebereich von 6 bis 9 MeV möglich zu werden, zumal die dazu erwünschte Intensitätssteigerung ohne weiteres durch Verwendung von Hochflussreaktoren erreicht werden kann.

Abschliessend möchten wir Herrn Prof. Dr. P. MARMIER für seine grosse Unterstützung und sein Interesse an dieser Arbeit unseren herzlichsten Dank aussprechen. Unser Dank gilt auch der Abteilung «Saphir» des Eidg. Institutes für Reaktorforschung in Würenlingen für ihre Zusammenarbeit, ebenso dem Sicherheits- und Überwachungsdienst, ohne dessen aktive Mitwirkung die Durchführung des Polarisationsexperimentes nicht möglich gewesen wäre. Herrn Dr. P. LÄUCHLI danken wir für die umfangreiche Programmierung der Monte-Carlo-Berechnungen und vor allem der IBM Genève für die unentgeltliche Benützung der IBM 709 an der CERN. Ferner möchten wir Herrn Prof. P. HUBER für die Überlassung der Ra-Be-Eichquelle danken, ebenso den Herren R. BROSI und H. ERNI für ihre Mitwirkung in verschiedenen Stadien des Experimentes.

Ein Kredit der Kommission für Atomwissenschaften des Schweizerischen Nationalfonds ermöglichte die vorliegende Arbeit.

Literaturverzeichnis

- 1) L. N. ROSENTSVEIG, *Physica* 22, 1182 (1956).
- 2) L. N. ROSENTSVEIG, *Soviet Phys. JETP* 4, 280 (1957).
- 3) W. CZYŻ und J. SAWICKI, *Physica* 22, 1182 (1956).
- 4) W. CZYŻ und J. SAWICKI, *Nuovo cim.* 3, 864 (1956).
- 5) J. SAWICKI, Konferenzbericht Bologna 1962, erscheint demnächst.
- 6) J. J. DE SWART und R. E. MARSHAK, *Physica* 25, 1001 (1959).
- 7) B. T. FELD, B. C. MAGLIC und J. PARKS, *Nuovo cim. suppl.* 17, 241 (1960).
- 8) W. JOHN und F. V. MARTIN, *Phys. Rev.* 124, 830 (1961).
- 9) E. D. COURANT, *Phys. Rev.* 82, 703 (1951).
- 10) N. C. FRANCIS, D. T. GOLDMANN und E. GUTH, *Phys. Rev.* 120, 2175 (1960).
- 11) E. GUTH und C. J. MULLIN, *Phys. Rev.* 76, 234 (1949).
- 12) M. J. JAKOBSON, *Phys. Rev.* 123, 229 (1961).
- 13) W. BERTOZZI, P. T. DEMOS, C. P. SARGENT, W. TUCHINETZ, D. M. CONNELL und S. KOWALSKI, Karlsruhe Photonuclear Conference 1960, R 15/1 (unveröffentlicht).
- 14) L. JARCZYK, H. KNÖPFEL, J. LANG, R. MÜLLER und W. WÖLFELI, *Nucl. Instr. Meth.* 13, 287 (1961).
- 15) V. O. ERIKSON und C. P. ZALSEKI, *J. Phys. Rad.* 15, 492 (1954).

- 16) R. E. WELSH und D. J. DONAHUE, Phys. Rev. *121*, 880 (1961).
- 17) A. J. SIEGERT, Phys. Rev. *52*, 787 (1937).
- 18) Proc. Int. Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons, Helv. Phys. Acta Suppl. *V1*, 436 (1961).
- 19) G. KRAMER und D. MÜLLER, Z. Phys. *158*, 204 (1960).
- 20) J. F. MARSHALL und E. GUTH, Phys. Rev. *76*, 1879 (1949).
- 21) M. KAWAGUCHI, Phys. Rev. *111*, 1314 (1958).
- 22) A. KOWALSKA, Acta Physica Polonica *20*, 1019 (1961).
- 23) J. S. BLAIR, Phys. Rev. *123*, 2151 (1961).
- 24) J. S. BLAIR und E. M. HENLEY, Phys. Rev. *112*, 2029 (1958).
- 25) L. V. GROSHEV, *Atlas of Gamma Ray Spectra from Radiative Capture of Thermal Neutrons* (Pergamon Press, London 1959).
- 26) G. A. BARTHOLOMEW und L. A. HIGGS, *Compilation of Thermal Neutron Capture Gamma Rays, Atomic Energy of Canada*, Report A.E.C.L. 669 (1958).
- 27) E. TROUBETZKOY und H. GOLDSTEIN, *A Compilation of Information on Gamma-Ray Spectra Resulting from Thermal-Neutron Capture*, Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-2904 (1961).
- 28) F. D. BROOKS, *Progress in Nuclear Physics* (Butterworths-Springer, London 1956).
- 29) R. SHER, J. HALPERN und A. K. MANN, Phys. Rev. *84*, 387 (1951).
- 30) A. O. HANSON und J. L. MCKIBBEN, Phys. Rev. *72*, 673 (1947).
- 31) R. B. OWEN, IRE Trans. on Nucl. Sc. *NS-5*, 198 (1958).
- 32) H. W. BROEK und C. E. ANDERSON, Rev. Sci. Instr. *31*, 1063 (1960).
- 33) R. BATCHELOR, W. B. GILBOY, A. D. PURNELL und J. H. TOWLE, Nucl. Instr. Meth. *8*, 146 (1960).
- 34) D. MAEDER, Nucl. Instr. Meth. *2*, 299 (1958).
- 35) R. BROSI, Diplomarbeit ETH, 1962 (unveröffentlicht).
- 36) D. MAEDER, R. MÜLLER und V. WINTERSTEIGER, Helv. Phys. Acta *27*, 3 (1954).
- 37) S. J. BARNE, E. HADDAD, J. E. PERRY und R. K. SMITH, Rev. Sci. Instr. *28*, 998 (1957).
- 38) C. VON PLANTA und O. HUBER, Helv. Phys. Acta *29*, 375 (1956).
- 39) P. LÄUCHLI, erscheint in der ZAMP.
- 40) R. BÖSCH, R. BROSI, R. MÜLLER, J. LANG und W. WÖFLI, ZAMP *14*, 193 (1963).
- 41) G. R. BISHOP, L. E. BEGIAN und H. HALBAN, Phys. Rev. *83*, 1052 (1951).
- 42) W. M. WOODWARD und I. HALPERN, Phys. Rev. *76*, 107 (1949).
- 43) V. E. KROHN und E. F. SHRADER, Phys. Rev. *86*, 391 (1951).
- 44) W. M. GIBSON, T. GROTDAL, J. J. ORLIN und B. TRUMPY, Phil. Mag. *43*, 457 (1952).
- 45) P. V. HOUGH, Phys. Rev. *80*, 1069 (1950).
- 46) G. GOLDBABER, Phys. Rev. *81*, 930 (1951).
- 47) K. PHILIPS, Phil. Mag. *43*, 129 (1952).
- 48) A. WHETSTONE und J. HALPERN, Phys. Rev. *109*, 2072 (1958).
- 49) A. DONNACHIE, Nucl. Phys. *32*, 637 (1962).
- 50) L. JARCZYK, H. KNÖPFEL, J. LANG, R. MÜLLER und W. WÖFLI, Nucl. Instr. Meth. *17*, 310 (1962).
- 51) E. TOCHILIN und R. V. ALVES, Nucl. Instr. Meth. *8*, 225 (1960).
- 52) D. E. ALBURGER, Phys. Rev. *88*, 1267 (1952).
- 53) R. D. EDGE, Nucl. Phys. *2*, 485 (1956).
- 54) J. H. CARVER, E. KONDAIAH und B. D. MCDANIEL, Phil. Mag. *45*, 948 (1954).
- 55) B. HAMMERMESH, M. HAMMERMESH und A. WATTENBERG, Phys. Rev. *76*, 611 (1949).
- 56) H. R. STRIEBEL, S. E. DARDEN und W. HAEBERLI, Nucl. Phys. *6*, 188 (1958).
- 57) R. O. LANE, A. S. LANGSDORF, J. E. MONAHAN und A. J. ELWYN, Annals Phys. *12*, 135 (1961).
- 58) A. J. ELWYN und R. O. LANE, Bull. Am. Phys. Soc. *5*, 410 (1960) und private Mitteilung.
- 59) J. E. WILLS, J. K. BAIR, H. O. COHN und H. B. WILLARD, Phys. Rev. *109*, 891 (1958).
- 60) J. E. MONAHAN und A. J. ELWYN, Argonne National Laboratory Report, ANL-6420, (1961).
- 61) J. W. KNOWLS, Can. J. Phys. *37*, 203 (1959).
- 62) R. C. MOBLEY und R. A. LAUBENSTEIN, Phys. Rev. *80*, 309 (1950).
- 63) D. KURATH, Phys. Rev. *101*, 216 (1956).
- 64) A. MOLINARI und G. PONZANO, Nuovo cim. *25*, 846 (1962).