

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

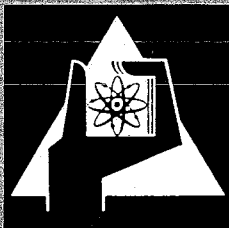
Juni 1971

KFK 1401

Institut für Experimentelle Kernphysik

Messung der zirkularen Polarisierung von γ -Strahlung
nach Einfang polarisierter thermischer Neutronen in Kernen

Fayegh Djadali



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Juni 1971

KFK 1401

Institut für Experimentelle Kernphysik

Messung der zirkularen Polarisation von γ -
Strahlung nach Einfang polarisierter thermi-
scher Neutronen in Kernen*

von

Fayegh Djadali

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

*Von der Fakultät für Physik der Universität
Karlsruhe genehmigte Dissertation.

Zusammenfassung

Die zirkulare Polarisation von γ -Strahlung nach Einfang polarisierter thermischer Neutronen in Kernen ist unter Verwendung von Ge(Li)- und NaJ(Tl)-Detektoren gemessen worden. Als Neutronenquelle diente der Karlsruher 44 MW Forschungsreaktor FR2. Der Neutronenfluß am Ort des Targets betrug $6 \times 10^6 \text{ ns}^{-1}$. Durch Totalreflexion an einem magnetisierten Co-Fe-Spiegel der Länge 1 m wurde eine Neutronenpolarisation von 66 % erreicht.

1) Jeweils für die natürlichen Isotopengemische von S, Cl, Y, K, Ce, Nd und La ergaben sich aus der Messung der zirkularen Polarisation der γ -Strahlung folgende Spins bzw. Multipolmischungsverhältnisse:

^{90}Y (0.776 MeV level)	$J^\pi = 2^+$
^{40}K (0.029 MeV level)	$J^\pi = 3^-$
^{141}Ce (0.66 MeV level)	$J^\pi = 3/2^-$
^{144}Nd (1.31 MeV level)	$J^\pi = 4^+$
^{144}Nd (1.56 MeV level)	$J^\pi = 2^+, 3^+$
^{140}La (0.32 MeV level)	$J^\pi = 3^-, (4^-)$
^{140}La (0.064 MeV level)	$J^\pi = 3^-, 4^-$
^{36}Cl (Grundzustands- übergang $(2^+ - 2^+)$)	$\delta = 0.05 \pm 0.13$ ($\delta > 5$ or $\delta < -15$)

2) An einer weiteren Reihe von Kernen wurde die zirkulare Polarisation nach Einfang polarisierter thermischer Neutronen, gemittelt über das γ -Spektrum, gemessen. Als Targets wurden natürliche Gemische von Mo, Cd, In, Sb, I, Cs, Pr, Gd, Tb, Ho, Ta, Hg und La verwendet. Aus den experimentellen Ergebnissen konnten Aussagen über den Spin des Compoundkernes gemacht werden.

Abstract

The circular polarization of γ -radiation from nuclei has been measured after capture of polarized thermal neutrons using Ge(Li)- and NaJ(Tl)-Detectors. The Karlsruhe research reactor FR2 was used as a neutron source. The flux was $6 \times 10^6 \text{ ns}^{-1}$ at the target. Reflection from a Co-Fe mirror of 1 m length provided a polarization degree of 66%.

1. Natural targets of S, Cl, Y, K, Ce, Nd and La were exposed to this beam. From the measurement of the circular polarization of high energy capture γ -rays several spin values have been newly established or confirmed. The E2/M1 mixing ratio of the 8.58 MeV transition in Cl was obtained.

^{90}Y (0.776 MeV level)	$J^\pi = 2^+$
^{40}K (0.029 MeV level)	$J^\pi = 3^-$
^{141}Ce (0.66 MeV level)	$J^\pi = 3/2^-$
^{144}Nd (1.31 MeV level)	$J^\pi = 4^+$
^{144}Nd (1.56 MeV level)	$J^\pi = 2^+, 3^+$
^{140}La (0.32 MeV level)	$J^\pi = 3^-, (4^-)$
^{140}La (0.064 MeV level)	$J^\pi = 3^-, 4^-$
^{36}Cl (ground state $(2^+ - 2^+)$ transition)	$\delta = 0.05 \pm 0.13$ ($\delta > 5$ or $\delta < -15$)

2. The circular polarization averaged over the γ -spectrum after capture of polarized thermal neutrons was measured for some nuclei. It is shown that from the experimental results, conclusions on the spin of the compound state can be drawn. Natural targets of Mo, Cd, In, Sb, I, Cs, Pr, Gd, Tb, Ho, Ta, Hg and La were used.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Polarisierung der γ -Strahlung nach Einfang polarisierter thermischer Neutronen	2
2.1 Theoretische Einführung	4
3. Beschreibung des Neutronenstrahls und der Meßapparatur	8
3.1 Totalreflexion an magnetisierten Co-Spiegeln	8
3.2 Aufbau des Spiegels und Eigenschaften des Neutronenstrahls	11
3.3 Aufbau zur Messung der zirkularen Polarisierung der γ -Strahlung und die Elektronik	12
4. Zusammenstellung der Meßergebnisse für die zirkuläre Polarisierung und Korrekturen	17
4.1 Aussagen über kernspektroskopische Größen	22
4.1.1 Messungen mit NaJ-Kristallen	22
4.1.2 Messungen mit Ge(Li)-Detektoren	26
5. Bestimmung der Spins von Compoundzuständen nach Einfang thermischer Neutronen durch Messung der mittleren zirkulären Gamma-Polarisierung	32
5.1 Theoretische Grundlagen	33
5.2 Berechnung der mittleren zirkulären Polarisierung	37
5.3 Zusammenstellung der Meßergebnisse	37
5.4 Diskussion der Meßergebnisse	41

Literaturverzeichnis



1. Einleitung

Im letzten Jahrzehnt wurden Methoden entwickelt, intensive polarisierte Neutronenstrahlen im thermischen Energiebereich zu erzeugen, wobei als Neutronenquellen Forschungsreaktoren benutzt werden. Polarisierte thermische Neutronenstrahlen finden u.a. Anwendung in der Kernspektroskopie zur Bestimmung von Kernspins und Mischungsverhältnissen einer γ -Strahlung.

Beim Beschuß von Atomkernen der Massenzahl A mit thermischen Neutronen entstehen durch Neutroneneinfang angeregte Compoundzustände. Bei den meisten Kernen gehen diese durch Emission von γ -Strahlung über eine Reihe von Zwischenniveaus in den Grundzustand des Kerns mit der Massenzahl $A+1$ über. Die Maximalenergie der Strahlung wird durch die Bindungsenergie des Neutrons von ca. 6-8 MeV bestimmt. Langsame Neutronen bis zu einigen keV werden vom Targetkern mit dem Drehimpuls Null eingefangen. In diesem Fall ist die Winkelverteilung nachfolgend emittierter γ -Quanten isotrop; es tritt weder eine zirkulare noch eine lineare Polarisation der γ -Strahlung auf.

Liegen polarisierte Neutronen vor, überträgt sich die Polarisation beim Einfang auf den entstehenden Compoundzustand. Bei thermischen Neutronen äußert sich die Orientierung des Compoundzustandes in einer zirkularen Polarisation der beim Zerfall freiwerdenden γ -Strahlung. Der Grad der zirkularen Polarisation hängt von den an der Reaktion beteiligten Kernspins und den Mischungsverhältnissen der γ -Strahlung ab. Damit besteht die Möglichkeit, durch die Messung der zirkularen Polarisation Aussagen über kernspektroskopische Daten zu gewinnen. Im allgemeinen sind die beobachteten γ -Spektren sehr komplex. Mit NaJ-Detektoren ist eine energetische Auflösung einzelner Übergänge nur beschränkt möglich. Durch Verwendung von Ge(Li)-Detektoren mit stark verbesserter Energieauflösung haben sich die Anwendungsmöglichkeiten dieser Methode erweitert ^{1, 2)}.

Beim Einfangprozess von thermischen Neutronen kann der Neutronenspin mit dem Spin des Targetkerns J_i parallel oder antiparallel koppeln. Damit kann der Spin des Compound-Zustandes $J_c = J_i \pm 1/2$ oder auch eine inkohärente Mischung beider Möglichkeiten annehmen.

In den sogenannten Resonanzen ist nur eine bestimmte Kopplung möglich. Im thermischen Bereich sind jedoch nur wenige Resonanzen vorhanden. Im allgemeinen wird der Compoundzustand durch eine inkohärente Mischung der beiden möglichen Compoundspins $J_c = J_i \pm 1/2$ beschrieben. Dieses Mischungsverhältnis ist eine interessante kernphysikalische Größe. Sie wird aus der zirkularen Polarisation der γ -Strahlung nach Einfang von thermischen Neutronen gewonnen.

Für die Bestimmung der inkohärenten Mischung der Spins im Compoundzustand müßte man die zirkulare Polarisation aller Übergänge untersuchen, die vom Compoundzustand ausgehen. Dies ist experimentell jedoch nicht möglich. Man kann aber die zirkulare Polarisation über das Spektrum gemittelt messen. Die mittlere zirkulare Polarisation kann theoretisch für die beiden möglichen Spins des Compoundzustandes berechnet werden, wenn man das Zerfallsschema mit den Spins kennt. Für die meisten Kerne sind die Niveau- und Spinverteilung nur unvollkommen bekannt. Dann muß man ein statistisches Zerfallsmodell zur Beschreibung heranziehen ³⁾. Mit solchen statistischen Verteilungen und der Kenntnis des Targetspins läßt sich die mittlere zirkulare Polarisation errechnen, die als Parameter nur noch die Mischung der Spins im Compoundzustand enthält.

Im ersten Teil dieser Arbeit wird über die Messung der zirkularen Polarisation einzelner Übergänge zur Bestimmung der Spins der Endzustände und des Mischungsverhältnisses der beobachteten γ -Strahlung berichtet, wobei NaJ(Tl)- und Ge(Li)-Detektoren verwendet wurden. Im zweiten Teil wird versucht, den Compoundspin durch die Messung der mittleren zirkularen Polarisation und einer theoretischen Berechnung nach dem statistischen Zerfallsmodell zu bestimmen.

2. Polarisation der γ -Strahlung nach Einfang polarisierter thermischer Neutronen

Beim Einfang polarisierter Neutronen in Kerne mit statistischer Spinverteilung entstehen Compound-Kerne, die ebenfalls polarisiert sind. Im darauf folgenden γ -Zerfall macht sich die Kernpolarisation durch eine zirkulare Polarisation der γ -Strahlung und im allgemeinen durch eine anisotrope Winkelverteilung bemerkbar. Winkelverteilung und Polarisation der Strahlung hängen von

Kerneigenschaften wie Spin des Targetkerns, des Compoundzustandes und des Endzustandes sowie von der Multipolarität der Strahlung ab. Damit ist die Möglichkeit gegeben, durch Messung der Eigenschaften der γ -Strahlung Kernspins und Mischungsverhältnisse zu bestimmen ⁴⁾.

Neutronenstrahlen können besonders im thermischen Energiebereich an Kernreaktoren relativ intensiv hergestellt und polarisiert werden. In diesem Fall tragen nur s-Neutronen zum Einfang bei. Für die Spins des Targetkernes J_i , des Compoundzustandes J_c und des Endzustandes nach dem γ -Zerfall J_f gelten die folgenden Beziehungen:

$$J_i \pm 1/2 = J_c$$

mit den Nebenbedingungen

$$|J_f - L| \leq J_c \leq J_f + L \quad (1)$$

$$m_i \pm 1/2 = m_c = m_f + M$$

wobei L und M die Multipolarität bzw. die z-Komponenten der beteiligten Drehimpulse sind.

Die Besetzung der m-Komponenten und damit die Polarisation des Compoundzustandes wird durch die Vektoradditionskoeffizienten beschrieben und kann somit leicht errechnet werden. Die theoretische Behandlung von Winkelverteilungen und Polarisationen der γ -Strahlung von orientierten Kernen wurde im Zusammenhang mit der Ausrichtung von Kernen bei tiefen Temperaturen entwickelt. Für Kernpolarisationen, wie sie beim Einfang von polarisierten s-Neutronen entstehen, erhält man folgende Aussagen ⁵⁾:

1. Die Winkelverteilung bei unpolarisierter Beobachtung der γ -Strahlung ist isotrop.
2. Es tritt keine lineare Polarisation auf.
3. Dagegen findet man eine winkelabhängige zirkuläre Polarisation.

Mit anderen Worten heißt das: Wenn nur der Eigendrehimpuls des Neutrons und kein Bahndrehimpuls übertragen wird, führt dies zu einer Orientierung 1. Grades im Compound-Kern; sie wird gewöhnlich Polarisation genannt. Eine Orientierung 2. Grades, eine Ausrichtung, kann nicht auftreten.

2.1 Theoretische Einführung

Die relative Wahrscheinlichkeit für die Emission eines γ -Quants in der Richtung \vec{k} mit der zirkularen Polarisation P nach Einfang von s -Neutronen der Polarisation P_n ist gegeben durch ⁶⁾:

$$W(P_n, p, \vec{k}) = \sum_{m_i, m_c, m_f} |\langle A(P_n, m_i) | H_1 | B_{m_c} \rangle|^2 |\langle B_{m_c} | H_2 | C_{m_f} \rangle|^2 \quad (2)$$

wobei A, B, C Wellenfunktionen des Anfangs-, Compound- und Endzustandes sind. H_1 und H_2 sind die Hamilton Operatoren für den Neutroneneinfang und die Emission des γ -Quantes.

Das erste Matrixelement wird durch die Besetzungswahrscheinlichkeit des Compoundzustandes mit der Quantenzahl m_c bestimmt ⁷⁾.

$$\begin{aligned} |\langle A | H_1 | B_{m_c} \rangle|^2 &\sim W_{J_c}(m_i) = |C_{J_i, 1/2}(J_c, m_c; m_i, 1/2)|^2 \\ &= \frac{1}{2} + \frac{2(J_c - J_i)}{2J_i + 1} m_c P_n \end{aligned} \quad (3)$$

wobei $C_{J_i, 1/2}$ der jeweilige Clebsch-Gordan Koeffizient ist.

Für den Hamilton Operator H_2 gilt:

$$H_2 = \sum_i \vec{\alpha}_i \vec{A} \quad (4)$$

wobei $\vec{\alpha}_i$ der Dirac'sche Geschwindigkeitsoperator für das i -te Nukleon und \vec{A} der Vektorpotential einer zirkular polarisierten ebenen Welle ist.

Das Vektorpotential \vec{A} läßt sich als Summe über alle Multipolordnungen ausdrücken:

$$\vec{A}(\vec{k}, p) = \pi \sum_{L=1}^{\infty} \sum_{M=-L}^{+L} i^L \sqrt{2L+1} D_{M,p}^{(L)} (\alpha\beta\gamma) \left[\vec{A}_{LM}^m + ip \vec{A}_{LM}^e \right] \quad (5)$$

Hierbei sind $D_{M,p}^{(L)}$ die Rotationsmatrix der Ordnung L und $\vec{A}_{LM}^{m,e}$ das Vektorpotential des magnetischen bzw. elektrischen 2^L Multipolfeldes. Nach dem Wigner-Eckardt Theorem ⁸⁾ läßt sich das zweite Matrixelement durch Clebsch-Gordan-Koeffizienten berechnen:

$$\langle B_{m_c} | \sum_i \vec{\alpha}_i \cdot \{ \vec{A}_{LM}^m + ip \vec{A}_{LM}^e \} | C_{m_f} \rangle = \frac{b(J_c J_f \pi L)}{\sqrt{2L+1}} (ip)^\lambda C_{J_c, L}^{(J_f, m_f; m_c M)} \quad (6)$$

oder:

$$\langle B_{m_c} | H_2 | C_{m_f} \rangle \sim \sum_L i^L (ip)^\lambda b(J_c J_f \pi L) D_{M,p}^{(L)}(0\theta 0) C_{J_c, L}^{(J_f, m_f; m_c M)} \quad (6a)$$

Der Paritätswechsel in der γ -Strahlung wird durch π und den Faktor $\lambda=1/2 (1+\pi(-1)^L)$ vertreten.

Die Amplituden $b(J_c, J_f \pi L)$ sind reell und die relative Phase zwischen zwei Amplituden ist 0° oder 180° . θ ist der Winkel zwischen der z-Achse, die zweckmäßigerweise in die Richtung des Neutronenspins gelegt wird, und der γ -Emissionsrichtung. Die Summation über L liefert eine kohärente Mischung der verschiedenen Multipolordnungen.

Zur Vereinfachung wird in der Gl. (6a) nur die Mischung der Strahlungen mit L und $L+1$ betrachtet. Wenn man die Ausdrücke für die Matrixelemente $\langle A | H_1 | B_m \rangle$ und $\langle B_{m_c} | H_2 | C_{m_f} \rangle$ in der Gl. (2) einsetzt, erhält man für die Intensität der emittierten zirkular polarisierten γ -Quanten:

$$W^\pm(P_n, p, k) = 1 + p P_n R \cos \theta \quad (7)$$

Dabei sind W^+ und W^- die Intensitäten für die rechts ($p=1$) bzw. links ($p=-1$) zirkular polarisierte Strahlung.

Der Faktor R hängt von den an der Reaktion beteiligten Spins J_i, J_c, J_f und dem Mischungsverhältnis $\delta = \frac{b(J_c J_f \pi L)}{b(J_c J_f \pi L')}$

der γ -Strahlung mit den Multipolordnungen L und $L' = L+1$ ab:

$$R = \frac{r(L,L) + \delta^2 r(L',L') + 2\delta r(L,L')}{1 + \delta^2} \quad (8)$$

$$r(L,L) = \frac{2(J_c - J_i)}{2J_i + 1} \frac{L(L+1) + J_c(J_c + 1) - J_f(J_f + 1)}{L(L+1)} \quad (8a)$$

$$r(L,L') = (-1)^\lambda \frac{2(J_c - J_i)}{2J_i + 1} \frac{1}{L+1} \left[\frac{L(L+2)(J_c + J_f + L + 2)(J_c - J_f + L + 1)}{2(L+1)(2L+3)} \right. \\ \left. \frac{(-J_c + J_f + L + 1)(J_c + J_f - L)}{2(L+1)(2L+3)} \right]^{1/2} \quad (8b)$$

Hierbei ist $(-1)^\lambda = +(-)1$, wenn L die Multipolordnung der magnetischen (elektrischen) Strahlung ist.

Für die zirkuläre Polarisation erhält man nach Gl. (7):

$$P_c = \frac{W^+ - W^-}{W^+ + W^-} = P_n R \cos \theta \quad (9)$$

Die schematische Darstellung der (n,γ) -Reaktion zeigt Fig. 1. Für die parallele bzw. antiparallele Stellung der Spins von Neutron und Photon ist $\cos \theta = \pm 1$. In diesem Fall besitzt die zirkuläre Polarisation ihren maximalen Wert.

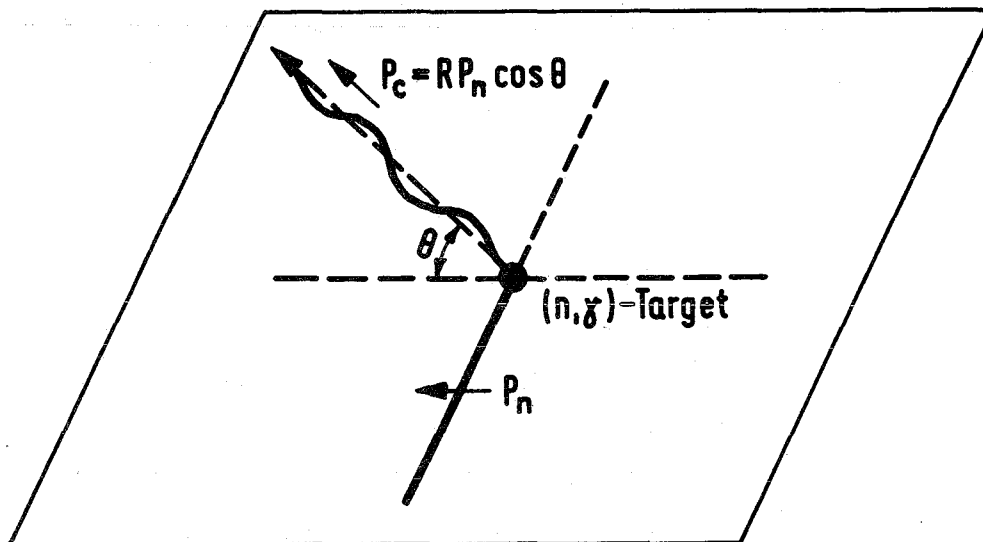


Fig. 1 Die schematische Darstellung der (n,γ) -Reaktion

Um aus der Messung der zirkularen Polarisation Aussagen über die Größe eines Spins oder des Mischungsverhältnisses zu gewinnen, ist es wünschenswert, daß zwei bis drei Parameter in den Gln. (8) bekannt sind. Da man den Targetspin J_i meist kennt, können durch die experimentellen Messungen die Spins J_c und J_f und das Mischungsverhältnis der γ -Strahlung δ bestimmt werden. Für einige günstige Fälle kann man die Gl. (8) vereinfachen:

1. Der betrachtete γ -Übergang besteht aus einer E1-Strahlung, d.h. $\delta=0$. Dann lautet die Gl. (8):

$$R = \frac{(J_c - J_i) [2 + J_c(J_c + 1) - J_f(J_f + 1)]}{2J_i + 1} \quad (10)$$

Damit kann man aus der Messung der zirkularen Polarisation des Überganges J_f bzw. J_c bestimmen, wobei die Meßdaten nicht immer eine eindeutige Aussage zulassen. Eine klare Aussage erhält man meist erst durch Ergänzung mit anderen Experimenten z.B. Winkelkorrelationen.

2. Besonders günstig kann eine Spinbestimmung bei gg Kernen mit dem Spin 0^+ als Target erfolgen. In diesem Fall ist $J_c = 1/2^+$ und die Bestimmung des Endzustandspins aus der Messung von R ist zumindest für reine Zerfälle eindeutig.
3. Das Zerfallsschema mit den Spinwerten ist bekannt. In diesem Fall kann das Mischungsverhältnis bestimmt werden, wobei das Ergebnis in der Regel zweideutig ist.

Für Untersuchungen nach dem beschriebenen Prinzip ist es förderlich, wenn der Einfangquerschnitt für Neutronen, die Intensität der beobachteten Linie und die betreffende Isotopenhäufigkeit groß sind. Der Informationsgehalt ist vergleichbar mit dem eines Winkelkorrelations-Experimentes nach unpolarisiertem Neutroneneinfang. Die Messung der zirkularen Polarisation ist deshalb besonders in Fällen interessant, bei denen eine Messung einer $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation schwierig oder, wie bei Grundzustandsübergängen, unmöglich ist. In vielen Fällen ist eine Messung der Winkelkorrelation und der zirkularen Polarisation nötig, um eindeutige Aussagen machen zu können.

3. Beschreibung des Neutronenstrahles und der Meßapparatur

Die experimentelle Anordnung ist in (Fig. 2) dargestellt. Als thermische Neutronenquelle wurde der Karlsruher 44 MW Forschungsreaktor FR2 benutzt. Ein Kollimator aus Stahl von 1 m Länge und einem Querschnitt von 100×6 mm befand sich zur Ausblendung des Strahles im Reaktorkanal. Die Neutronen wurden durch Totalreflexion an einem magnetisierten Co-Spiegel polarisiert ⁹⁾. Die Messung der Polarisation des Neutronenstrahls erfolgte durch Bragg-Reflexion an einem magnetisierten Co-Fe(92%-8%) Einkristall. Zunächst werden in 3.1 - 3.2 die Totalreflexion an magnetisierten Co-Spiegeln und der Aufbau des Spiegels sowie die Eigenschaften des Neutronenstrahls betrachtet. In 3.3 wird über die Anordnung zur Messung der zirkularen Polarisation der γ -Strahlung nach Neutroneneinfang berichtet.

3.1 Totalreflexion an magnetisierten Co-Spiegeln

Zur Erzeugung der polarisierten thermischen Neutronen wurden verschiedene Methoden entwickelt, z.B. Transmission durch magnetisiertes Eisen ¹⁰⁾, Polarisation durch Stern-Gerlach Felder ¹¹⁾, Bragg-Reflexion an ferromagnetischen Kristallen, Transmission durch ein Target aus polarisierten Kernen, z.B. ein Wasserstofftarget ¹²⁾ sowie Totalreflexion an magnetisierten Co-Spiegeln ⁹⁾.

Bei den ersten drei Methoden ist der Polarisationsgrad bzw. die Intensität des Neutronenstrahles relativ gering. Die Methode mit dem polarisierten Target ist schwierig und teuer. Bei der Totalreflexion werden mithilfe einfacher Aufbauten relativ hohe Intensitäten und Polarisationsgrade bis zu 90% erreicht. Im allgemeinen wird diese Methode für kernphysikalische Untersuchungen verwendet.

Das Prinzip der Totalreflexion der Neutronen an magnetisierten Co-Spiegeln läßt sich analog zur Optik verstehen, wenn man den Neutronen eine de Broglie Wellenlänge $\lambda = \frac{h}{mv}$ zuordnet. Die Neutronen treten mit dem Kern und dem magnetischen Moment der Elektronen in Wechselwirkung. Durch ein äußeres Magnetfeld werden in Ferromagnetika im wesentlichen die 3d-Elektronen ausgerichtet und man erhält für parallele (+) und antiparallele (-) Stellung des Spins der Neutronen zum Magnetfeld zwei verschiedene Brechungsindizes ¹²⁾.

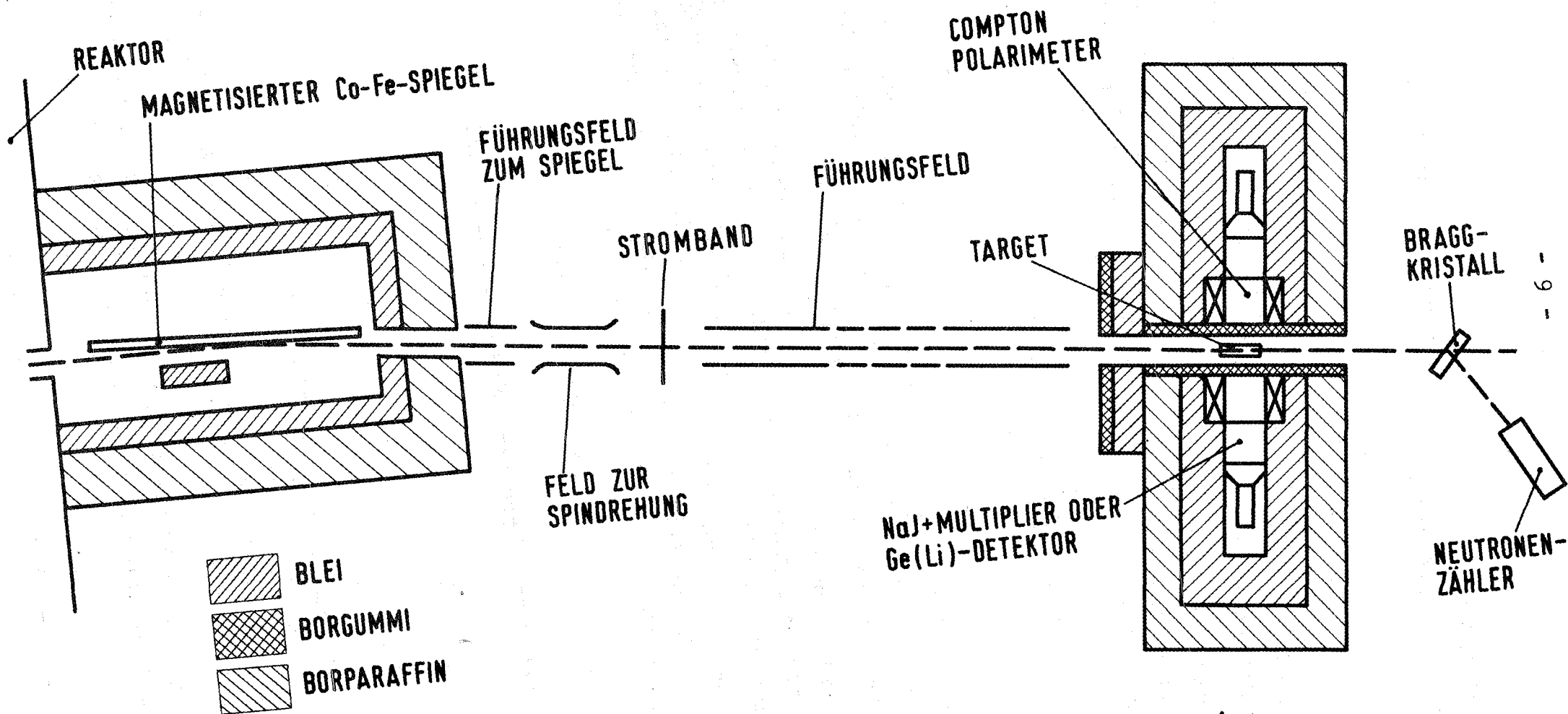


Fig. 2 Erzeugung polarisierter thermischer Neutronen durch Totalreflexion und Messung der zirkularen Polarisation der Einfang- γ -Quanten.

Totalreflexion findet statt, wenn der Glanzwinkel den kritischen Winkel θ_c unterschreitet:

$$\theta_c^\pm = [2(1-n^\pm)]^{1/2} \quad (11)$$

Der Ausdruck $1-n$ ist sehr klein, so daß der Grenzwinkel bei Totalreflexion wenige Minuten von 90° abweicht.

Wenn man den Brechungsindex durch die Streuamplituden ausdrückt, so bekommt man bei Vernachlässigung von Absorption und inkohärenter Streuung ¹²⁾:

$$\theta_c^\pm = \lambda \sqrt{\frac{N}{\pi} [b \pm \frac{B}{B_{\text{sat}}} \cdot P]}^{1/2} \quad (12)$$

Hierbei sind: N =die Dichte der Atome, b =die kohärente Streuamplitude, P =die magnetische Amplitude und $\frac{B}{B_{\text{sat}}}$ =die herrschende Induktion gemessen an der Sättigungsinduktion.

Zur Erzeugung von polarisierten Neutronen liegen die Verhältnisse bei Co besonders günstig. Im allgemeinen wird zur Erzeugung polarisierter Strahlen eine (92% Co- 8% Fe)-Legierung genommen, da diese Legierung schon bei ca. 300 Gauß in Sättigung ist. Dies erleichtert die Konstruktion des Magneten. Die Streuamplituden für die Legierung haben folgende Werte ¹³⁾:

$$b = 0,33 \cdot 10^{-12} \text{ cm und } P = 0,48 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$$

Für den kritischen Glanzwinkel erhält man nach (12)

$$\theta_c^+ = 1,5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1} \cdot \lambda \quad (13)$$

$$\theta_c^- = 0$$

(Für thermische Neutronen $\theta_c^+ \approx 10'$)

Das Ergebnis zeigt, daß für nur eine Polarisationsrichtung Totalreflexion stattfindet.

Zur Bestimmung des Polarisationsgrades benötigt man die Kenntnis der Reflexionskoeffizienten $R(\theta)$. Nach Ref.(14) folgt:

$$\begin{aligned} R^+(\theta) &= 1 && \text{für } \theta \leq \theta_c^+ \\ R^-(\theta) &= 0 && \text{nur für } \theta_c^- = 0 \end{aligned} \quad (14)$$

Infolgedessen sollte bei Totalreflexion in gesättigten Co der Polarisationsgrad 100% sein. Dieser Wert wird jedoch aufgrund von verschiedenen Störungen z.B. durch Verunreinigung und Oxydation der Oberfläche, schlechte Bearbeitung der Oberfläche und durch Depolarisation auf dem Weg vom Spiegel zum Analysator nicht erreicht. Beim verwendeten Spiegel trat eine Depolarisation von ca. 25% auf.

3.2 Aufbau des Spiegels und Eigenschaften des Neutronenstrahls

Der Spiegel wurde aus 1 mm dicken 94% Co - 6% Fe Blech hergestellt. Durch Zusatz von Fe findet eine Umwandlung des hexagonalen Gitters von Co in ein kubisches Gitter der Legierung statt, wodurch die magnetische Sättigung bereits bei 300 Gauß erreicht wird. Das Magnetsystem bestand aus Permanent- und Elektromagneten. Der Spiegel hatte bei einer Strahlhöhe von 8 cm eine Länge von 100 cm. Aus fertigungstechnischen Gründen wurde der Spiegel aus 10 Segmenten zusammengesetzt.

Zur Erzielung einer guten Stabilität des Spiegels beim Polieren und Justieren wurde das Blech auf einen 15 mm dicken Cu-Block geklebt und dann auf 1μ genau poliert.

Um die Polarisation des Strahles auf dem Weg zum Target zu erhalten, wurden magnetische Führungsfelder angebracht. Dadurch laufen die Neutronen stets in einem Feld von ca. 40 Gauß und eine Depolarisation des Strahls infolge der Störfelder (z.B. Erdfelder) wird vermieden. Der direkte Strahl wurde durch eine Blende aus ^{10}B abgetrennt. Zur Bestimmung des Polarisationsgrades wurde der Strahl schließlich auf einen magnetisierten 92% Co - 8% Fe Einkristall geschickt, der als Analysator diente.

Die Polarisation des reflektierten Strahls wird durch die Messung der Intensität nach Bragg-Reflexion an der $|111|$ Ebene ¹³⁾ für einen polarisierten und einen depolarisierten Strahl gemessen. Die Depolarisation des Strahles wurde durch Einfügen eines

unmagnetisierten 1 mm dicken Eisenblechs in den Strahlengang erreicht. Infolge der inhomogenen Felder der verschieden orientierten Weiss'schen Bezirke erfolgt dort eine statistische Ausrichtung der Spins im Strahl.

Die Polarisation errechnet man zu:

$$P \cdot P_1 = \frac{N_p - U}{\frac{N_d}{A} - U} - 1 \quad (15)$$

Hierbei ist P der Polarisationsgrad des Strahles und $P_1 = 0,95 \pm 0,02$ ist der Analysierwirkungsgrad des Kristalls. N_p bzw. N_d sind die Intensitäten im Reflex für den polarisierten bzw. depolarisierten Strahl. $A = 0,95 \pm 0,1$ ist die Absorption des Eisenbleches und U ist der winkelunabhängige Untergrund.

Die Messungen der Polarisation und der Intensität des Strahles haben gezeigt, daß die günstige Stellung des Spiegels bei dem Glanzwinkel $\theta = 9'$ lag¹⁵⁾. Für diesen Winkel betrug die Intensität des Strahles am Ort des Targets $6 \cdot 10^6$ Neutronen/sec bei einer Polarisation von $(66 \pm 3)\%$. Die anfängliche Polarisation von 80% wurde mit der Zeit nicht mehr erreicht und ist aus den im Kap. 3.1 genannten Gründen bis auf obigen Wert zurückgegangen. Um eine gute Trennung von direktem und reflektiertem Strahl zu erreichen, befand sich das Target 4,5 m vom Spiegelende entfernt. An dieser Stelle hatte der reflektierte Strahl eine Halbwertsbreite von 1,5 cm.

3.3 Aufbau zur Messung der zirkularen Polarisation der γ -Strahlung und die Elektronik

Die Messung der zirkularen Polarisation der γ -Strahlung erfolgte nach der Transmissionsmethode¹⁶⁾. Diese beruht auf der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der zirkularen Polarisation der Quanten für Compton-Streuung an ausgerichteten Elektronen. Entsprechend der relativen Orientierung des Photonenspins parallel oder antiparallel zum Spin der Elektronen im magnetischen Eisen erhält man bei Transmission durch den Absorber Zählratenunterschiede.

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Compton-Streuung ist gegeben durch ¹⁶⁾:

$$\sigma = \sigma_0 + f P_c \cdot \sigma_c \quad (16)$$

wobei σ_0 der polarisationsunabhängige und σ_c der polarisationsabhängige Teil des Wirkungsquerschnittes ist. P_c ist die zirkulare Polarisation des Photons und f ist der Anteil der orientierten Elektronen. Für den polarisationsabhängigen Teil des Wirkungsquerschnittes σ_c gilt: ¹⁶⁾

$$\sigma_c^\pm = \pm 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+4k_0+5k_0^2}{k_0(1+2k_0)^2} - \frac{1+k_0}{2k_0} \ln(1+2k_0) \right\} \quad (17)$$

Das Vorzeichen (\pm) weist auf die parallele und antiparallele Stellung des Photonenspins zum Elektronenspin hin. Der Wirkungsquerschnitt hängt vom Impuls des γ -Quants k_0 ab; r_0 ist der klassische Elektronenradius.

Wenn w^+ bzw. w^- die Anzahl der am Compton-Polarimeter ankommenden rechts- bzw. linkszirkular polarisierten γ -Quanten ist, erhält man für rechts bzw. links zirkular polarisierte γ -Quanten nach der Transmission durch magnetisiertes Eisen mit paralleler und antiparalleler Stellung des Photonenimpulses zum Elektronenspin:

$$I_R^\pm \sim w^+ e^{-\left(\sigma_c^\pm \nu N L\right)} \quad (18)$$

$$I_L^\pm \sim w^- e^{-\left(\sigma_c^\pm \nu N L\right)}$$

Hierbei sind: $\nu=2,06$ die Anzahl der ausgerichteten Elektronen pro Eisenatom, N die Anzahl der Eisenatome/cm³ und L die Länge des Eisenabsorbers.

Für die Anzahl der γ -Quanten nach dem Eisenabsorber mit parallelem bzw. antiparallelem Photonenimpuls und Elektronenspin folgt:

$$\begin{aligned} I^+ &\sim w^+ e^{-\sigma_c^- \nu N L} + w^- e^{-\sigma_c^+ \nu N L} \\ I^- &\sim w^+ e^{-\sigma_c^+ \nu N L} + w^- e^{-\sigma_c^- \nu N L} \end{aligned} \quad (19)$$

Wenn man den relativen Zählratenunterschied E bildet, ergibt sich

$$E = \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-} = \frac{W^+ - W^-}{W^+ + W^-} \frac{e \frac{\sigma_c^- \nu NL}{e} - e \frac{\sigma_c^+ \nu NL}{e}}{e \frac{\sigma_c^- \nu NL}{e} + e \frac{\sigma_c^+ \nu NL}{e}} = P_c \operatorname{tg} h(\sigma_c^- \nu NL) \quad (20)$$

für kleine $(\sigma_c^- \nu NL)$ gilt näherungsweise:

$$E = P_c \sigma_c^- \nu NL$$

oder nach Gl. (9)

$$E = NL \nu \sigma_c^- P_n R \cos \theta \quad (21)$$

Die maximale Asymmetrie ist durch die optimale Länge L_o gegeben, welche durch die folgende Beziehung definiert ist: ¹⁷⁾

$$NL_o \tau_t = 2 \quad (22)$$

τ_t ist der totale Absorptionskoeffizient.

Die Abhängigkeit der Analysierwirkung des verwendeten Polarimeters $A(k_o) = NL \nu \sigma_c^- P_n$ von der Energie ist in der Fig. 3 dargestellt.

Unterhalb 1 MeV wird die Analysierwirkung des Polarimeters klein. Infolgedessen wird zur Messung der zirkularen Polarisation bei kleineren Energien die Vorwärtsstreuung ¹⁶⁾ benutzt. Für die Energien zwischen 5 und 8 MeV ist die Analysierwirkung weitgehend energieunabhängig. In diesem Energiebereich ist auch die Transmission durch den Polarimeter-Magneten und die Ansprechwahrscheinlichkeit der NaJ-Zähler ungefähr konstant (siehe Fig. 17). Bei der Messung der zirkularen Polarisation der γ -Strahlung nach der Transmissionsmethode sind die Zählraten wegen des Eisenabsorbers sehr gering. Die Wahrscheinlichkeit mit der ein Einfang γ -Quant der Energie 5 MeV nachgewiesen wird, beträgt für die verwendete Anordnung z.B. 0,5%. Dies bedingt verhältnismäßig lange Meßzeiten und erfordert einen großen Einfangquerschnitt für Neutronen. Der entscheidende Vorteil der Transmissionsmethode

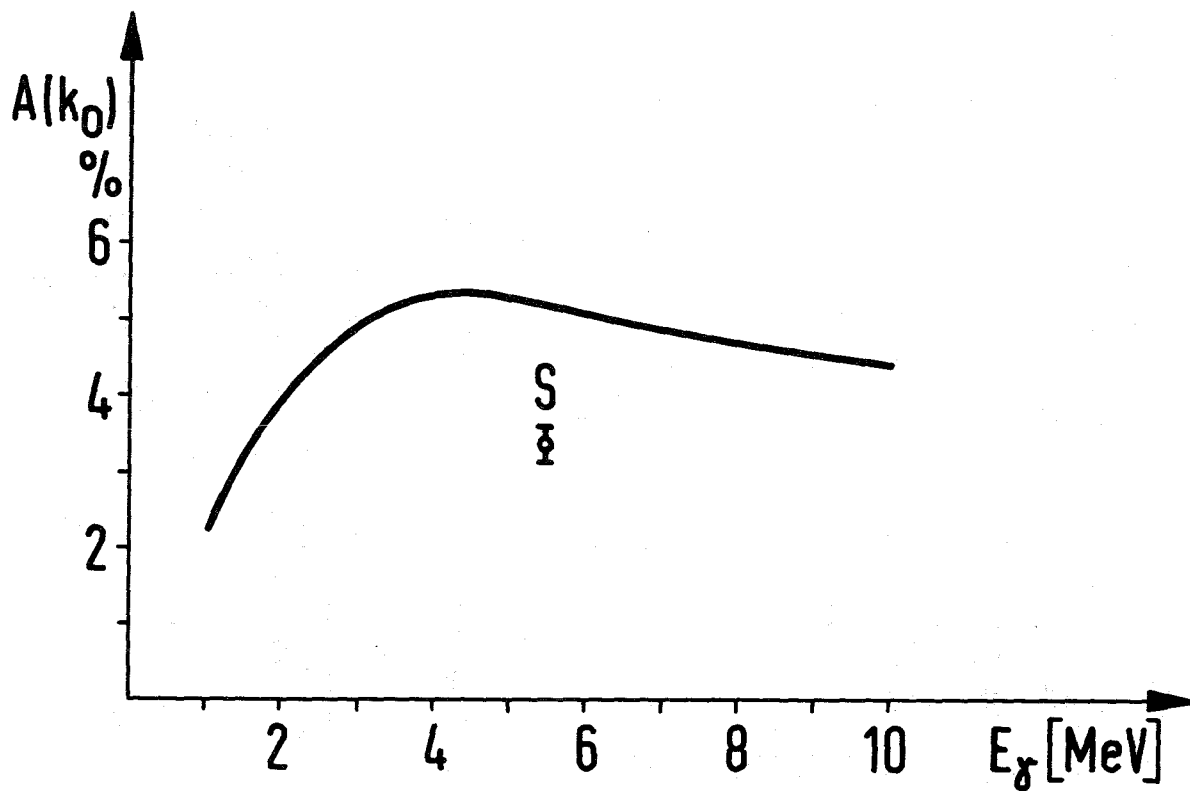


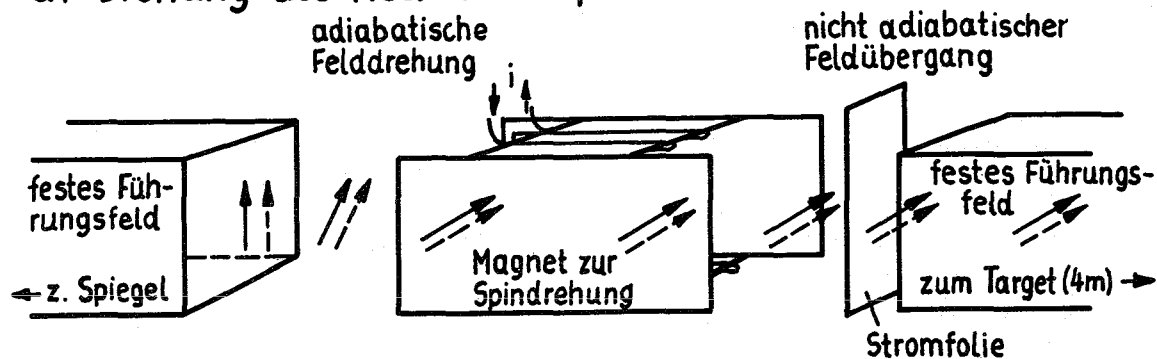
Fig. 3 Analysierwirkung des Polarimeters in der Abhängigkeit von der Energie. Der gemessene Wert mit der 5.44 MeV-Linie am Schwefel ist zum Vergleich eingetragen.

gegenüber der Vorwärtsstreuung liegt jedoch in der Möglichkeit die γ -Strahlung nach dem Analysator energetisch unverändert zu spektroskopieren.

Gleichung (21) zeigt, daß der zirkulare Polarisationsgrad beim Übergang von $\theta=0$ auf $\theta=180^\circ$ das Vorzeichen ändert. Dieser Wechsel kann durch Drehung des Neutronenspins um 180° oder durch Drehung der Zähler vollzogen werden. Für ein Experiment von hoher Genauigkeit empfiehlt sich ganz entschieden der erstgenannte Fall. Daher wurde eine Anordnung zur Drehung des Neutronenspins um 180° vorgesehen. Die Gesamtanordnung ist in Fig. 2 skizziert. Direkt hinter dem Spiegelende befand sich ein kurzes Führungsfeld aus Permanentmagneten. Anschließend konnte der Neutronenspin durch einen Elektromagneten adiabatisch um $\pm 90^\circ$ gedreht werden¹⁸⁾. (Siehe Fig. 4). Die Drehung erfolgte auf einer Strecke von ca. 20 cm, wobei die typische Feldstärke 10 Gauß betrug.

Nach der Drehung war der

a) Drehung des Neutronenspins um $+90^\circ$



b) Drehung des Neutronenspins um -90°

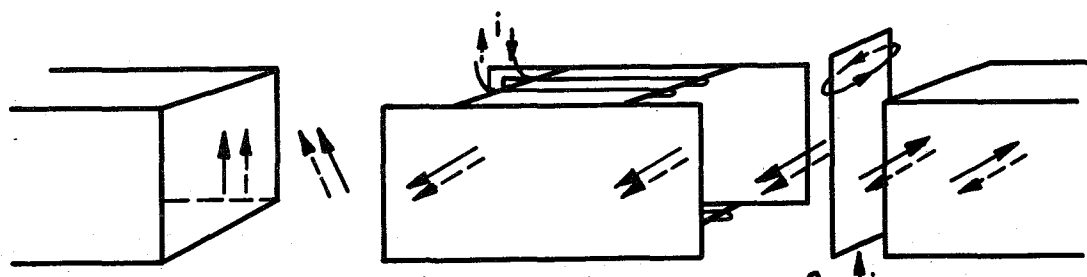


Fig. 4 Schematische Anordnung zur Drehung des Neutronenspins um $\pm 90^\circ$ bezüglich der festen Führungsfelder. Die durchgezogenen Pfeile bedeuten die Orientierung der Magnetfelder, die strichlierten Pfeile geben die Richtung des Neutronenspins an.

Neutronenspin parallel (Fall a)) oder antiparallel (Fall b)) zu dem dahinter befindlichen 4 m langen festen Führungsfeld aus Permanentmagneten.

Um bei antiparalleler Stellung von Neutronenspin und Führungsfeld (Fall b)) ein Zurückdrehen des Neutronenspins zu vermeiden, ist es wünschenswert, den Übergang zwischen dem Drehfeld und dem Führungsfeld möglichst kurz zu halten. Dazu wurde ein von einem Strom (0.7A) durchflossenes Kupferdrahtband von 0,3 mm Dicke quer zum Neutronenstrahl aufgestellt ¹⁹⁾.

Zwei NaJ-Zähler (7.5×7.5 cm) bzw. zwei Ge(Li)-Detektoren (42-56 cm³, Philips), die unter 0° bzw. 180° bezüglich des Neutronenspins aufgestellt waren, nahmen die Spektren der Empfang- γ -Strahlung auf. Vor den NaJ-Kristallen bzw. Ge(Li)-Detektoren befanden sich als Compton-Polarimeter 10 cm dicke Eisenabsorber, die den Kern eines Elektromagneten bildeten. (Siehe Fig. 2). Die verwendeten Ge(Li)-Detektoren (Philips) hatten ein Auflösungs-

vermögen von 4-5 keV für die 1,31 MeV-Linie von ^{60}Co . Ihre Ansprechwahrscheinlichkeiten betragen 6-7% (bezogen auf einen 7.5×7.5 cm NaJ-Kristall). Die nachfolgende Elektronik wurde im wesentlichen dem CANBERRA Programm entnommen.

Für die beiden in Kap. 4.1.1 und 4.1.2 beschriebenen Meßreihen wurden NaJ- bzw. Ge(Li)-Detektoren verwendet. Die Signale aus den beiden NaJ-Zählern wurden je nach Richtung des Neutronenspins in den Viertelbereichen eines 400-Kanal-Analysators gesammelt. Bei den Messungen mit den hochauflösenden Ge(Li)-Zählern wurden für die Zähler getrennt ein 400-Kanal-Analysator (TMC) und ein 1024-Kanal-Analysator (Intertechnique) benutzt, wobei jeder Analysator in zwei Bereiche geteilt war. Aus der Differenz der Zählraten für verschiedene Spinrichtungen wurde die Zirkularpolarisation nach Gl. 20 ermittelt. Zur Eliminierung von langzeitigen Schwankungen der Elektronik, des Untergrundes und des Neutronenflusses wurde der Neutronenspin alle 20 sec bzw. 100 sec gedreht. Ein Schema der Steuerung und der Elektronik ist in Fig. 5 skizziert. Die Steuerung erfolgte durch einen Timer. Gleichzeitig mit dem Umpolen des Drehfeldes wurden andere Bereiche im 400-Kanal und 1024 Kanal Analysatoren angesteuert, so daß eine Speicherung der Pulse für jede Spinrichtung in eigenen Bereichen erfolgte. Nach 2^9 Umpolungen wurde der Inhalt der Kanäle auf Lochstreifen ausgelesen. Nach dem Auslesen startete der Zyklus von neuem.

Die magnetisch gut abgeschirmten Multiplier der NaJ-Zähler standen 4,5 m entfernt vom veränderlichen Feld zur Spindrehung, welches maximal 40 Gauß betrug. Der Magnetfeldeinfluß auf die Multiplier beim Umpolen des Drehfeldes konnte vernachlässigt werden.

4. Zusammenstellung der Meßergebnisse für die zirkulare Polarisation und Korrekturen

Zur Bestimmung der zirkularen Polarisation der γ -Quanten wurden die relativen Zählratenunterschiede nach Transmission durch magnetisiertes Eisen für die untersuchten Linien gebildet (Siehe Kap. 3.3).

$$E = 2 \cdot |N(0^\circ) - N(180^\circ)| / |N(0^\circ) + N(180^\circ)| \quad (23)$$

wobei $N(\theta)$ die γ -Zählrate für den Winkel θ zwischen dem Neutronenspin und der γ -Emissionsrichtung ist.

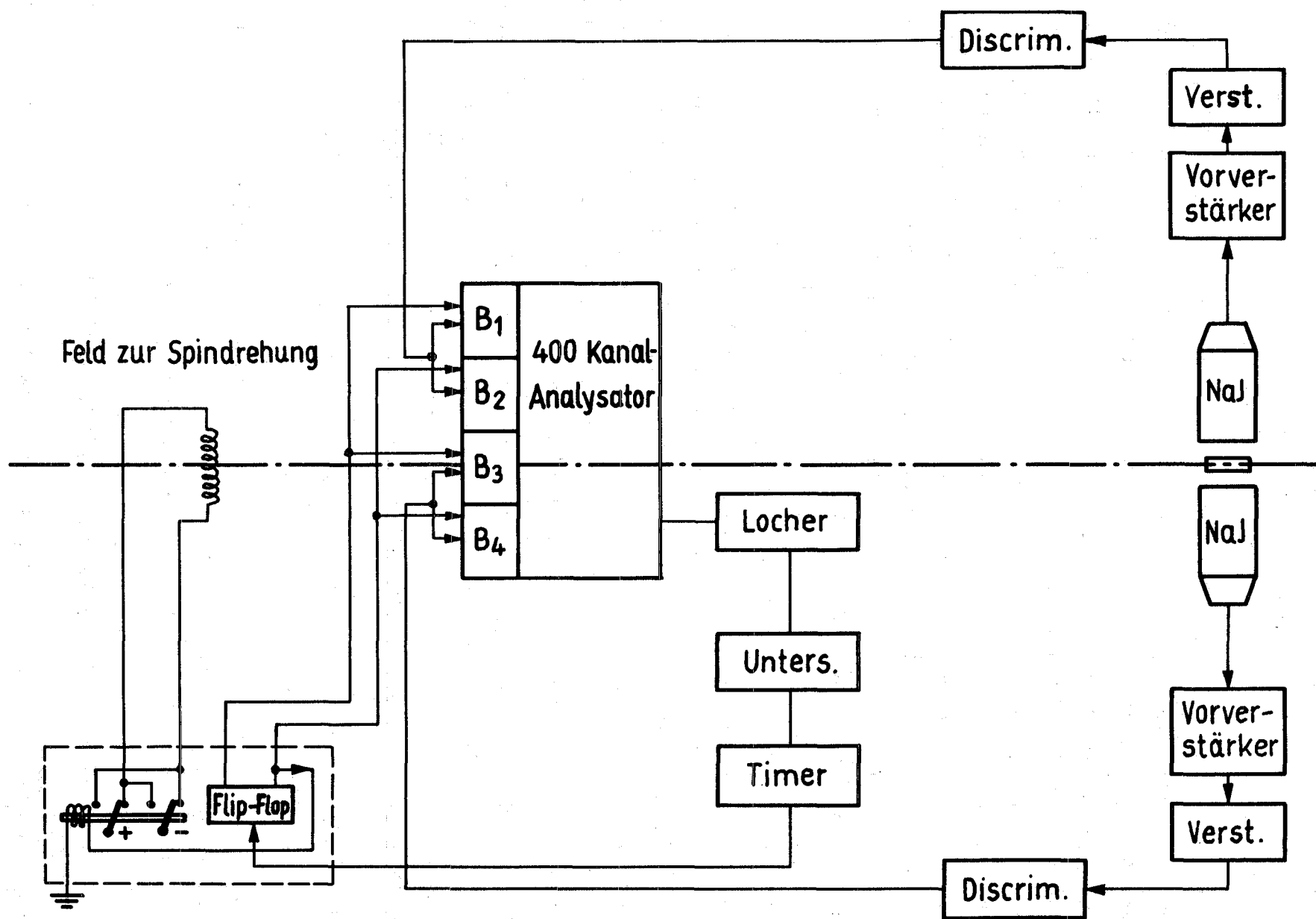


Fig. 5 Schema der Streuung zur Messung der zirkularen Polarisation der γ -Strahlung.

Um aus E die zirkuläre Polarisation und damit R zu erhalten, müssen folgende Korrekturen angebracht werden ²⁰⁾.

1. Die Eichkonstante a, welche den Wirkungsgrad des Comptonpolarimeters, die Neutronenpolarisation und die effektiven Raumwinkel der Zähler enthält, muß bestimmt werden. Dies geschah im Experiment durch eine Eichmessung mit der intensitätsstarken 5,44 MeV Linie am Schwefel. Hier sind alle Spinwerte bekannt und der Übergang ist eine reine E1-Strahlung ($J_i=0^+$, $J_c=\frac{1}{2}^+$ und $J_f=\frac{3}{2}^-$). ²⁰⁾ Nach Gl. (9) berechnet man für diesen Übergang $R=-0,5$. Die gemessene Eichkonstante ist zum Vergleich mit dem theoretisch erwarteten Wert in der Fig. 3 eingetragen. Die Diskrepanz kommt sicher durch ungesättigte Bereiche am Rande des Magneten. Da die Änderung der Eichkonstante a mit der Energie in dem Bereich 4-8 MeV sehr gering ist, (siehe Fig.3), kann der Wert aus der Eichmessung mit dem Schwefel für die Bestimmung der zirkulären Polarisation der untersuchten Linien der Energien 4-8 MeV verwendet werden.
2. Der γ -Untergrund muß abgezogen werden. Das Verhältnis a von Untergrund zu totaler Zählrate hat verschiedene Beiträge, die durch zusätzliche Messungen erfaßt wurden.
 - a) Der γ -Untergrund, welcher aus der Umgebung und dem Neutronenstrahl stammt, wurde durch eine Messung ohne Target berücksichtigt.
 - b) Im Target werden Neutronen elastisch gestreut und verursachen Einfang γ -Strahlung in Materie der Umgebung. Eine Erfassung dieses Untergrundes ist durch Messung mit einem Kohlenstofftarget möglich, bei welchem der Einfangwirkungsquerschnitt von 3 mb klein gegen den elastischen Streuquerschnitt von 4b ist. Damit kann der Einfang der Neutronen gegen die Streuung vernachlässigt werden. Dann erhält man für die Anzahl der elastisch gestreuten Neutronen N_e im Target: ²⁰⁾

$$N_e = N_c \frac{\left[\frac{\sigma_s}{\sigma_t} (1 - e^{-\sigma_t v t}) \right]_{\text{Target}}}{[1 - e^{-\sigma_t v t}]_c} \quad (24)$$

Hierbei sind:

σ_s der Streuquerschnitt, $\sigma_t = (\sigma_{\text{Streuung}} + \sigma_{\text{Absorption}})$ der totale Wirkungsquerschnitt, N_c die Anzahl der gestreuten Neutronen im Kohlenstofftarget und v die Anzahl der Targetkerne/cm³. Die effektive Absorptionslänge $\lambda = \frac{1}{4} (d + \frac{1}{2} \pi r)$ hängt von dem Radius r und der Dicke des Targets ab. Die Messungen zeigen, daß die Einfang- γ -Strahlung der im Target elastisch gestreuten Neutronen vernachlässigbar gegen den γ -Untergrund aus der Umgebungsstrahlung ist.

3. Bei inkohärenter Streuung der Neutronen kann eine Depolarisation der Neutronen auftreten, welche den Polarisationsgrad der Neutronen verkleinert. Die dadurch hervorgerufene Korrektur k wurde aus den bekannten Wirkungsquerschnitten (BNL 1960) für kohärente und inkohärente Streuung berechnet²²⁾. Für k gilt:

$$k = 1 + \frac{hA}{(1-A)} \quad (25)$$

wobei:

$$h = \frac{4}{3} \sigma_{\text{ncoh}} / \sigma_s,$$

und

$$A = (1 - e^{-\sigma_t v \lambda})$$

$\sigma_{\text{ncoh}} = (\sigma_{\text{Streuung}} - \sigma_{\text{Kohärent}})$ ist der inkohärente Streuquerschnitt.

Mit obigen Korrekturen erhält man aus der Messung von E den gesuchten Wert R , welcher Auskunft über kernspektroskopische Größen geben kann.

$$R = E \cdot \frac{a \cdot k}{1-a} \quad (26)$$

Der Untergrund kann in manchen Fällen polarisiert sein, besonders wenn die untersuchten Linien in der Anwesenheit von hochenergetischer γ -Strahlung beobachtet werden, wie es z.B. bei der Messung mit Ge(Li)-Detektoren der Fall war. Der Effekt der Polarisation des Untergrundes E_1 ist von der Energie weit-

gehend unabhängig. Damit kann man die Polarisation des Untergrundes über ein großes Intervall bestimmen. Mit dieser Korrektur erhält man für die zirkuläre Polarisation R:

$$R = \frac{(E - \alpha E_1) a \cdot k}{(1 - \alpha)} \quad (27)$$

Die Depolarisation von Neutronen im Target ist für die betrachteten Kerne vernachlässigbar (<1%). Damit wird in den Gln. (26) und (27) der Faktor $k = 1$.

Zur Bestimmung der zirkulären Polarisation einer untersuchten Linie wurden außer der Photolinie auch die single und double escape linien betrachtet.

Die experimentellen Ergebnisse sind in der Tabelle 1 zusammengefaßt. Um statistische Tests anzubringen, wurden die Messungen in Serien von 7 oder 14 Stunden durchgeführt und ausgewertet. Der Mittelwert der Einzelergebnisse E_i wurde nach folgender Vorschrift errechnet:

$$E = \frac{\sum_1^n E_i W_i}{\sum_1^n W_i} \quad (28)$$

Der Gewichtungsfaktor W_i des jeweiligen E_i ergibt sich aus der Standardabweichung S_i :

$$W_i = \frac{1}{S_i^2} \quad (29)$$

$$S_i = (N(0^\circ) + N(180^\circ))^{-\frac{1}{2}} \quad (30)$$

Als statistischer Test wurde χ^2 gebildet:

$$\chi^2 = \sum_1^n \left(\frac{E_i - E}{S_i} \right)^2 \quad (31)$$

Da für eine genügend große Zahl von Messungen der χ^2 -Test mit der Statistik verträglich war ($\chi^2 \approx (n-1)$), wurde als Fehler die

Standardabweichung angegeben.

Die Messungen sind, wie in Kap. 3.3 erwähnt, mit NaJ-Kristallen und Ge(Li)-Detektoren durchgeführt worden. In den Fällen, wo eine gute Auflösung nicht notwendig ist, sind die NaJ-Kristalle wegen ihrer großen Ansprechwahrscheinlichkeit geeigneter als die Ge(Li)-Detektoren. Die Ge(Li)-Detektoren haben ein wesentlich besseres Auflösungsvermögen, beanspruchen jedoch eine längere Meßzeit.

Als Targets wurden Y_2O_3 , K_2CO_3 , ClC_4 , CeO_2 , Nd_2O_3 und La_2O_3 verwendet. Für die Versuche mit Y und K betrug die Meßzeit jeweils etwa 3 Tage, wobei wegen der geringeren Intensität der untersuchten 8,58 MeV-Linie in Cl eine längere Meßzeit von 10 Tagen erforderlich war. Die Messungen bei den Kernen Nd, Ce, La wurden mit Ge(Li)-Detektoren durchgeführt. Hier benötigte man für jedes Element wegen der geringeren Ansprechwahrscheinlichkeit der Ge(Li)-Detektoren eine Meßzeit von etwa 4-5 Wochen.

4.1 Aussagen über kernspektroskopische Größen

Zur Bestimmung der Eichkonstante a der Apparatur (siehe Gl. 26) wurde die Eichmessung am Schwefel für die Ge(Li)-Detektoren und NaJ-Zähler getrennt durchgeführt. Die Ergebnisse sind innerhalb der experimentellen Abweichung gleich:

$a = 29 \pm 5$ für Ge(Li)-Detektoren und $a = 31 \pm 1,6$ für NaJ-Zähler.

Bei der Auswertung der Messungen mit Ge(Li)-Detektoren wurden der größeren Genauigkeit wegen beide genannten Werte für a zusammengefaßt.

4.1.1 Messungen mit NaJ-Kristallen ²³⁾

Die Reaktion $^{35}Cl(n,\gamma)$. Beim Einfang thermischer Neutronen in ^{35}Cl entsteht ein Compound-Zustand mit dem Spin 2^+ ^{24, 25)}. In dieser Messung wurde der schwache Übergang zum Grundzustand untersucht (Fig. 6), während von anderen Autoren Übergänge zu höheren Niveaus betrachtet wurden ²⁾. Die Ge(Li)-Detektoren sind für die vorliegende Messung wegen ihrer kleinen Ansprechwahrscheinlichkeit nicht geeignet. Der Grundzustand hat den Spin 2^+ , so daß es sich

Tabelle 1a) Ergebnisse für die Messung der zirkularen Polarisation von γ -Strahlung nach Einfang polarisierter Neutronen mit NaJ-Kristall.

Untersuchte γ -Linie	Beitrag des σ_{Einfang} barn Isotops	$\times 10^3$	α	$R = \frac{P_c}{P_n}$
$^{32}\text{S}(n,\gamma)$ -5.44 MeV	100%	0,52	Eichung: $a=31\pm 1.6$	
$^{35}\text{Cl}(n,\gamma)$ -8.58 MeV	100	33,6	+ 7.8 \pm 2.7	0.22 + 0.32 \pm 0.14
$^{89}\text{Y}(n,\gamma)$ -6.07 MeV	100	1,3	- 8.4 \pm 1.7	0.40 - 0.45 \pm 0.10
$^{39}\text{K}(n,\gamma)$ -7.76 MeV	~90	2,1	- 8.2 \pm 2.1	0.45 - 0.48 \pm 0.16

Tabelle 1b) Ergebnisse für die Messung der zirkularen Polarisation von γ -Strahlung nach Einfang polarisierter Neutronen mit Ge(Li)-Detektor.

Untersuchte γ -Linie	Beitrag	σ_{Einfang} barn $\times 10^3$	$E_1 \times 10^3$	α	$R = \frac{P_c}{P_n}$
$^{32}\text{S}(n,\gamma)$ -5.44 MeV	100%	0,52	Eichung: $a=30\pm 1.5$		
$^{140}\text{Ce}(n,\gamma)$ -4.77 MeV	81	0,66	- 5.5 \pm 2.8	- 1.7 \pm 0.7	0.84 - 0.8 \pm 0.7
$^{143}\text{Nd}(n,\gamma)$ -6.5 MeV	77	335	+ 5.2 \pm 1.9		0.58 0.42 \pm 0.18
$^{143}\text{Nd}(n,\gamma)$ -6.25 MeV	77	335	- 2.9 \pm 2.0	- 1.2 \pm 0.7	0.75 - 0.24 \pm 0.32
$^{139}\text{La}(n,\gamma)$ -4.84 MeV	100	8,9	+ 9.1 \pm 1.6		0.74 0.88 \pm 0.28
$^{139}\text{La}(n,\gamma)$ -5.10 MeV	100	8,9	+ 4.7 \pm 1.6	2.0 \pm 0.6	0.7 0.33 \pm 0.22

bei der Linie um einen M1-Übergang handelt. Die einzige gangbare Methode zur Bestimmung des Mischungsverhältnisses besteht in der Messung der zirkularen Polarisation der γ -Strahlung. Die Abhängigkeit der zirkularen Polarisation R vom E2/M1-Mischungsverhältnis δ ist in Fig. 7 dargestellt. Aus dem eingetragenen Meßwert mit Fehlerbereich erhält man folgendes Ergebnis:

Das Mischungsverhältnis des Überganges vom Compoundzustand zum Grundzustand beträgt $\delta = 0.05 \pm 0.13$. Als Alternative erhält man einen Betrag für das Mischungsverhältnis mit den Grenzen $\delta > 5$ oder $\delta < -15$. Nach den Abschätzungen durch das Einteilchenmodell sind diese Werte auszuschließen. Das physikalisch relevante Ergebnis $\delta = 0.05 \pm 0.13$ ist mit dem Auftreten reiner M1-Strahlung verträglich.

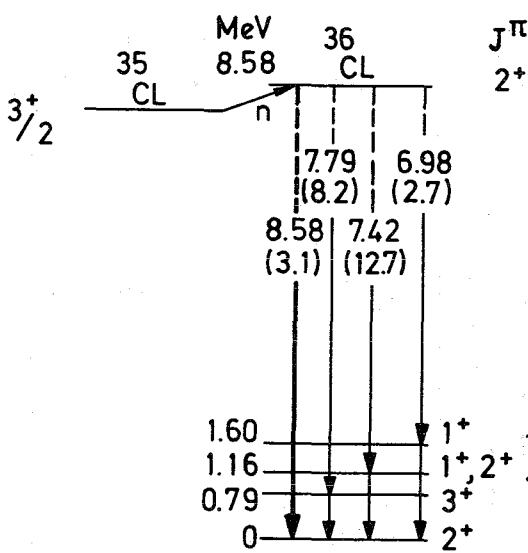


Fig. 6 Vereinfachtes Termschema für ^{36}Cl . Die Zahlen in Klammern geben die relativen Intensitäten an.

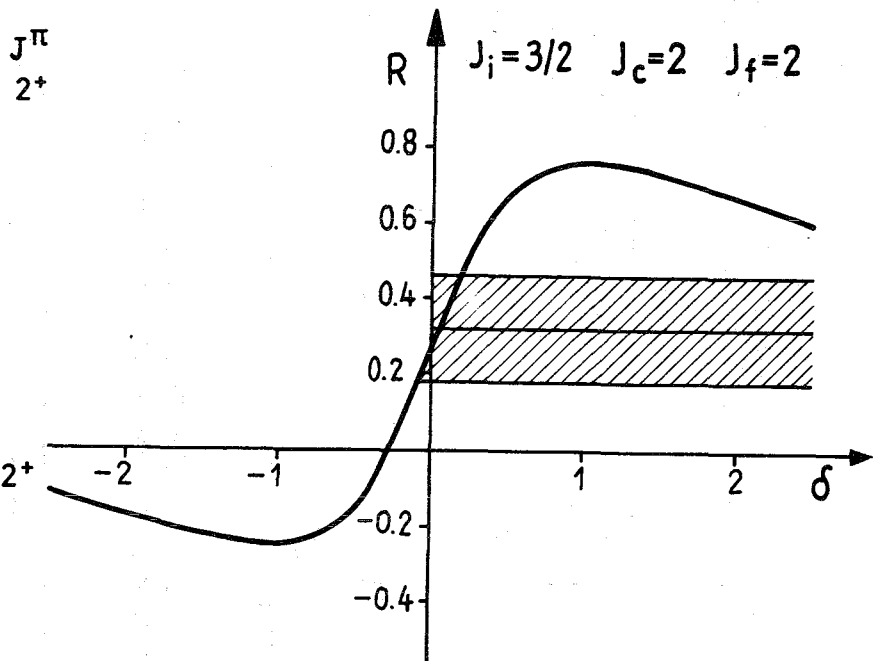


Fig. 7 Abhängigkeit der zirkularen Polarisation R vom Mischungsverhältnis δ für den 8.58 MeV-Zerfall in ^{36}Cl . Der Meßwert für R ist mit Fehlerbereich eingezeichnet.

Die Reaktion $^{89}\text{Y}(n,\gamma)$. Im Kern ^{90}Y wird nach Neutroneneinfang das 0.776 MeV-Niveau durch einen starken Übergang besetzt, der mit einem NaJ-Zähler gut zu trennen ist (Fig. 8). Das s-Neutron koppelt an den Spin $1/2^-$ des Grundzustandes von ^{89}Y und man erhält für den Compoundzustand den Spin 0^- oder 1^- . Wegen der hohen Intensität des Übergangs erwartet man einen E1-Zerfall, und als mögliche Spinwerte für den 0.776 MeV-Zustand kommen 0^+ , 1^+ oder 2^+ in Frage. Für den Spin 2^+ errechnet man die zirkulare Polarisation $R = -0.5$, was mit der Messung $R = -0.45 \pm 0.10$ übereinstimmt. Für die Spins 0^+ oder 1^+ ergibt die Rechnung $R \geq 0$. Damit liefert diese Messung den Spin 2^+ für den 0.776 MeV-Zustand. Das Resultat steht in Übereinstimmung mit Messungen der Winkelkorrelation ²⁶⁾ und einer früheren Polarisationsmessung ²⁷⁾, die allerdings statistisch weniger signifikant war ($R = -0.52 \pm 0.31$). Demnach wird dieser Zustand durch das Schalenmodell gut beschrieben, das eine Konfiguration $g_{9/2} d_{5/2}$ mit einer Kopplung zu 2^+ vorhersagt ²⁸⁾.

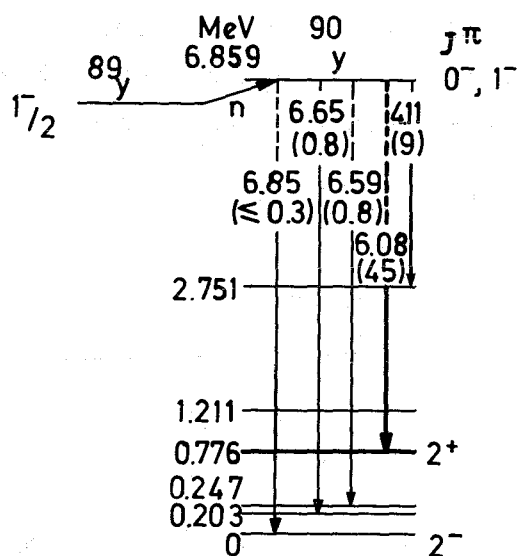


Fig. 8 Vereinfachtes Term-schemata für ^{90}Y

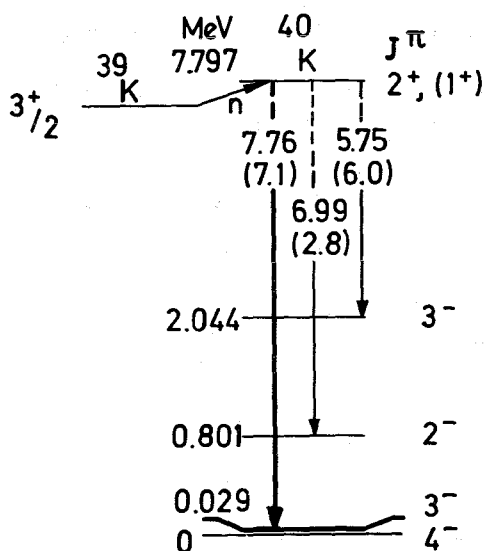


Fig. 9 Vereinfachtes Term-schemata für ^{40}K

Die Reaktion $^{39}\text{K}(n,\gamma)$. Im Einfang- γ -Spektrum tritt eine starke 7,76 MeV-Linie vom Compoundzustand zum 0.29 MeV-Niveau auf (Fig. 9), die hier untersucht wurde. Da der Compoundzustand den Spin 1^+ oder 2^+ haben kann, erwartet man unter der Annahme, daß es sich wegen der hohen Intensität um einen E1-Übergang handelt, für den 0.03 MeV-Zustand die Spinwerte 0^- , 1^- , 2^- oder 3^- . Der Meßwert aus der Tabelle 1, $R = -0.48 \pm 0.16$, ist mit einer ungenaueren Untersuchung anderer Autoren mithilfe von Ge(Li)-Detektoren, die $R = -1.3 \pm 0.6$ ergab, verträglich ¹⁾. Die vorliegende Messung beschränkt die obige Spinauswahl für den 0.03 MeV-Zustand auf 0^- oder 3^- , je nachdem ob der Compoundzustand 1^+ oder 2^+ als Spin hat. Es besteht Übereinstimmung mit einer Arbeit über die (d,p)-Reaktion, aus welcher der Spin 3^- abgeleitet wurde ²⁹⁾.

4.1.2 Messungen mit Ge(Li)-Detektoren ³⁰⁾

Die Reaktion $^{140}\text{Ce}(n,\gamma)$. Der Grundzustand von ^{140}Ce hat den Spin 0^+ und nach Einfang der s-Neutronen wird der Compoundzustand mit dem Spin $1/2^+$ gebildet. Es wurde die zirkulare Polarisation der 4,77 MeV Linie vom Compoundzustand zum 0,662 MeV-Niveau (Fig. 10 und 11) untersucht. Der Spin dieses Niveaus ist unbekannt. Da die relative Intensität dieser Linie ziemlich hoch ist, kann man annehmen, daß es sich um eine E1-Strahlung handelt. Damit kann der Spin des Endzustandes 0.662 MeV $1/2^-$ oder $3/2^-$ sein. In der Tabelle 2 sind die berechneten R-Werte für die beiden möglichen Endspins J_f eingetragen.

Tabelle 2 Berechnete R-Werte für mögliche Spins J_f des 0.662 MeV-Niveaus in ^{140}Ce

Spin J_f	$1/2^-$	$3/2^-$
R	1	-1/2 Experiment R = -0.8±0.7

Durch Vergleich mit dem experimentellen Wert für R kann für den Spin des 0.662 MeV-Niveaus $3/2^-$ angegeben werden. Wenn man das Termschema für ^{140}Ce mit dem Schalenmodell (Fig. 12) vergleicht, so entspricht der Grundzustand dem $2f_{7/2}$ -Niveau und der erste angeregte Zustand 0.662 MeV dem $3p_{3/2}$ -Niveau. Dieses stimmt mit dem Schalenmodell gut überein, in welchem man annimmt, daß für Neutronen die $2f_{7/2}$ und $1h_{9/2}$ -Niveaus sehr dicht benachbart sind und das $3p_{3/2}$ -Niveau unterhalb des $2f_{5/2}$ -Niveaus liegt.

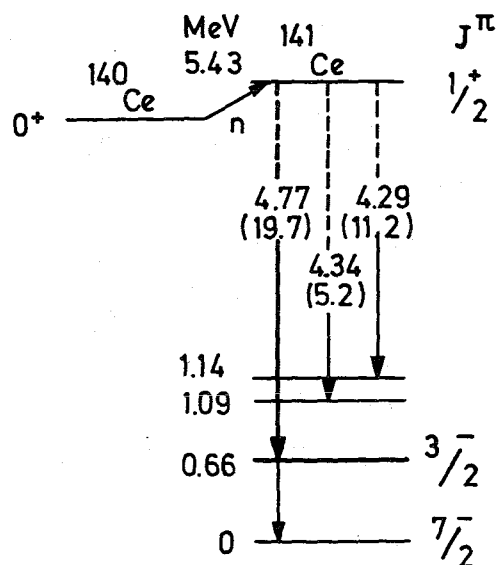


Fig. 10 Vereinfachtes Termschema für ^{141}Ce . Die Zahlen in Klammern geben die relativen Intensitäten an.

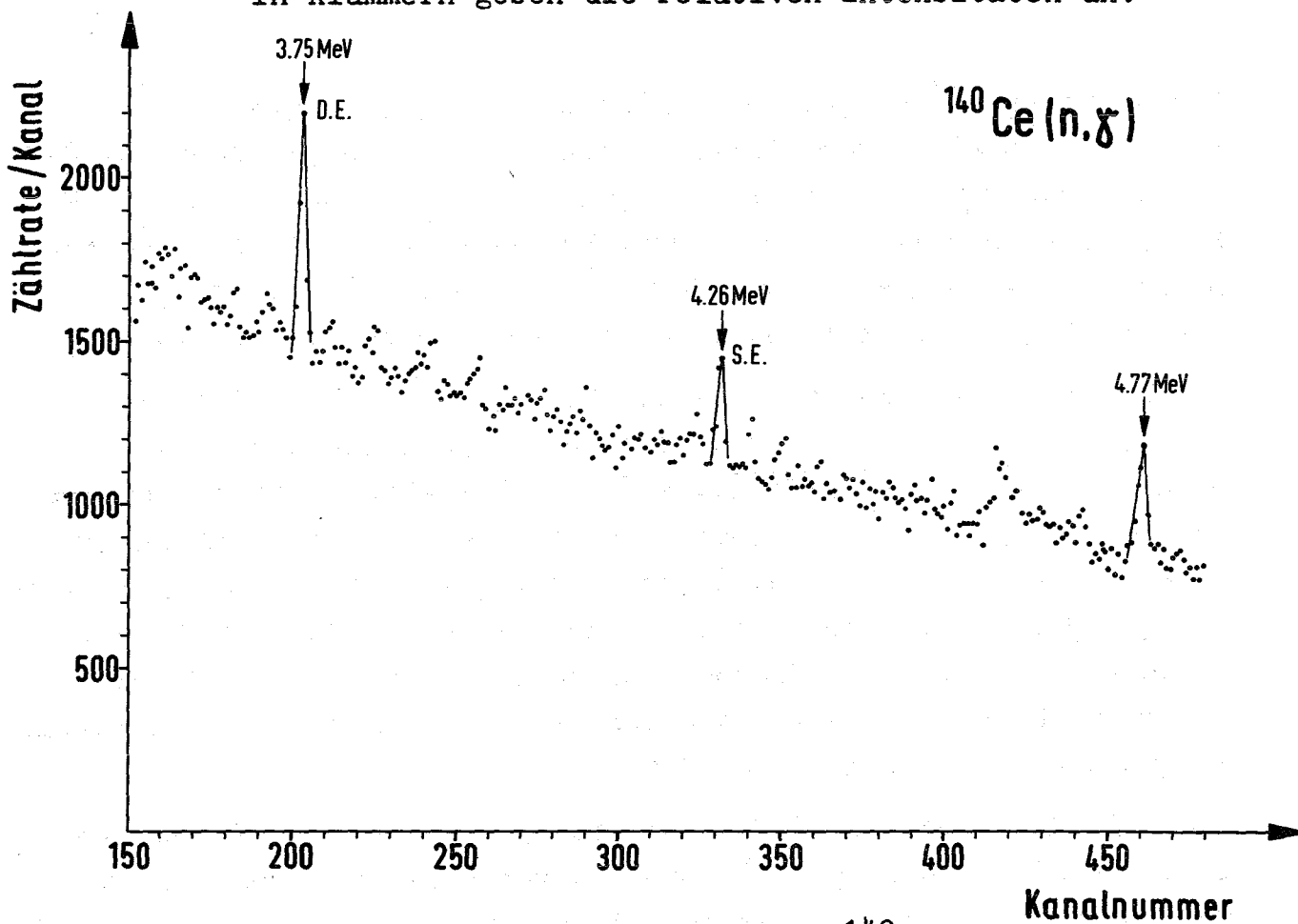


Fig. 11 Neutroneneinfang γ -Spektrum von ^{140}Ce . Gemessen mit Ge(Li)-Detektor-Target Ce O_2 . S.E und D.E. sind single und double escape Linie.

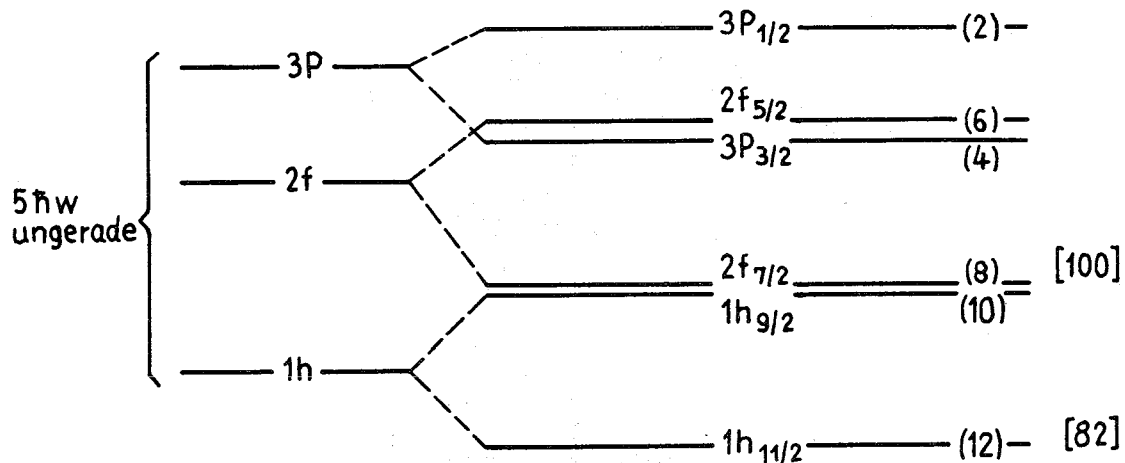


Fig. 12 Schematische Darstellung der Neutronen-Kernniveaus mit Spin-Bahn-Aufspaltung. Die Zahlen in den runden bzw. eckigen Klammern entsprechen der Anzahl der Neutronen in den jeweiligen Niveaus bzw. der Gesamtzahl im Kern.

Die Reaktion $^{143}\text{Nd}(n,\gamma)$. Die Spins der Energieniveaus in ^{144}Nd sind durch Messung der Winkelkorrelation ³¹⁾ und Untersuchung der γ -Strahlung von polarisierten Kernen ³²⁾ beobachtet worden. Die Ergebnisse in dieser Arbeit erreichen wegen der geringen Zählrate nicht die Genauigkeiten von Ref. ³¹⁾ und Ref. ³²⁾, sind jedoch mit den Resultaten aus den anderen Experimenten verträglich.

In dem Einfang- γ -Spektrum traten zwei intensive Linien 6.25 MeV und 6.5 MeV (Fig. 13 und Fig. 14) vom Compoundzustand zu den Niveaus 1.56 MeV und 1.31 MeV auf. Der Targetspin ist $7/2^-$, damit kann der Compoundspin 3^- oder 4^- oder eine nicht interferierende Mischung der beiden Spinwerte sein. Mit der Annahme, daß die beiden Übergänge E1 Charakter haben, würden die in der Tabelle 3 eingetragenen Spins für die Endzustände möglich sein. Wenn man die experimentellen Ergebnisse aus der Tabelle 3 betrachtet, so können folgende Aussagen gemacht werden:

Das 1.56 MeV-Niveau in ^{144}Nd hat den Spin 2^+ , 3^+ oder 5^+ und das 1.31 MeV-Niveau hat Spin 3^+ oder 4^+ . Unter der Annahme, daß der Compoundspin 3^- ist ³²⁾, werden die möglichen Spinwerte auf 2^+ oder 3^+ für das 1.56 MeV-Niveau und 4^+ für das 1.31 MeV-Niveau reduziert.

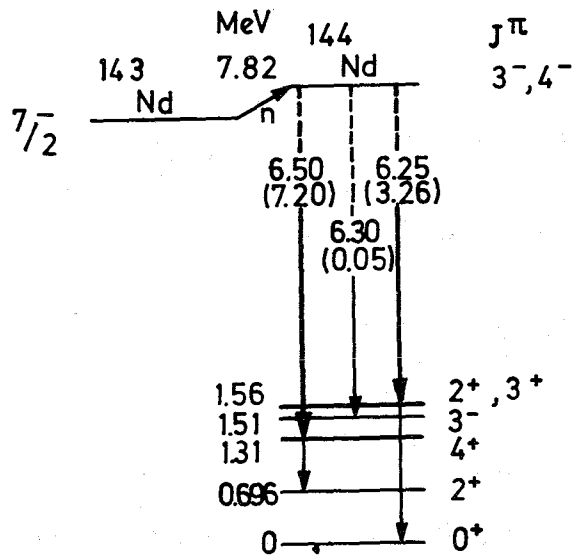


Fig. 13 Vereinfachtes Termschema für ^{144}Nd

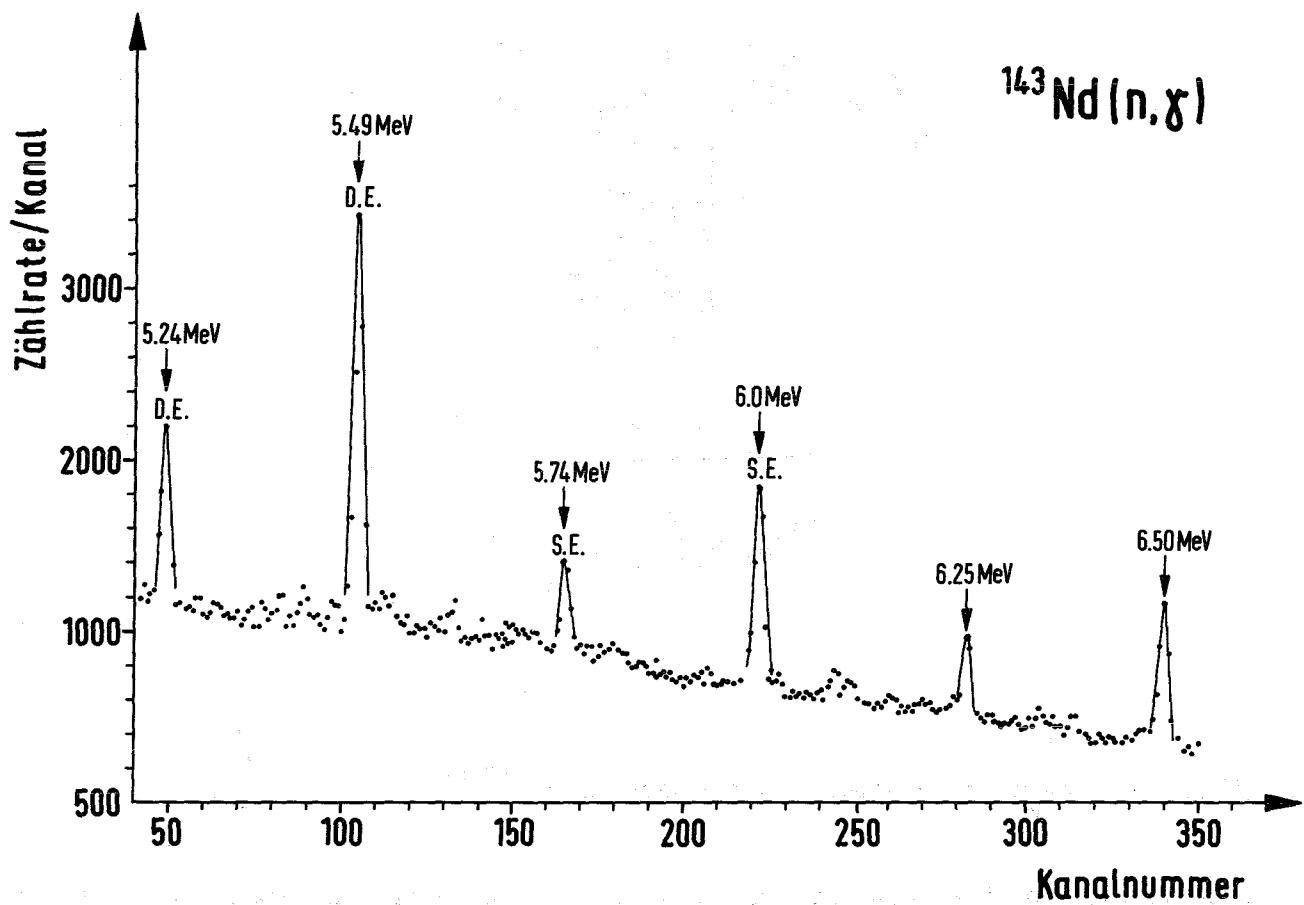


Fig. 14 Neutroneneinfang γ -Spektrum von ^{143}Nd . Gemessen mit Ge(Li)-Detektor. Target Nd_2O_3

Dies stimmt mit den anderen Messungen, die in der Tabelle 4 genannt sind, überein.

Tabelle 3 Berechnete R-Werte für mögliche Spins J_f der 1.56 MeV bzw. 1.31 MeV-Niveaus in ^{144}Nd und 0.32 MeV bzw. 0.064 MeV-Niveaus in ^{140}La .

J_c	Endzustandsspin J_f				$R_{\text{exp.}}$	Energie	Zustand
	2	3	4	5			
3	-1/2	-1/8	3/8	kein E1	-0.24±0.32	1.56 MeV	^{144}Nd
					0.42±0.18	1.31 MeV	^{144}Nd
4	kein E1	5/8	1/8	-1/2	0.88±0.28	0.32 MeV	^{140}La
					0.33±0.22	0.064 "	^{140}La

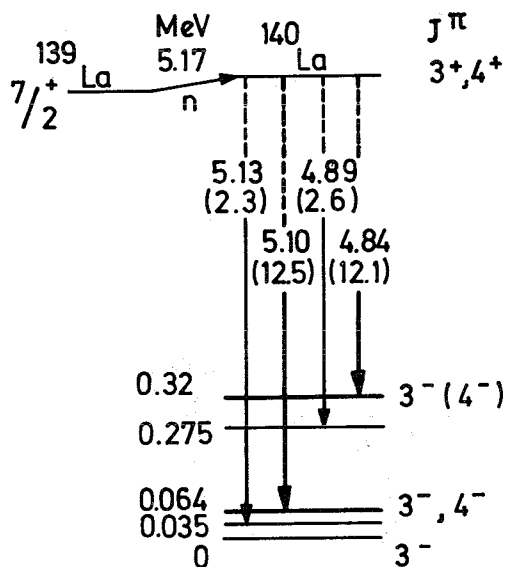


Fig. 15 Vereinfachtes Termschema für ^{140}La

Die Reaktion $^{139}\text{La}(n,\gamma)$. Beim Einfang thermischer Neutronen in ^{139}La gibt es zwei starke Linien vom Compoundzustand zu den Niveaus 0.064 MeV und 0.32 MeV (Fig. 15). Es ist anzunehmen, daß diese Übergänge E1 Strahlungen sind. Der Spin des Targetkerns ist $7/2^+$ und der

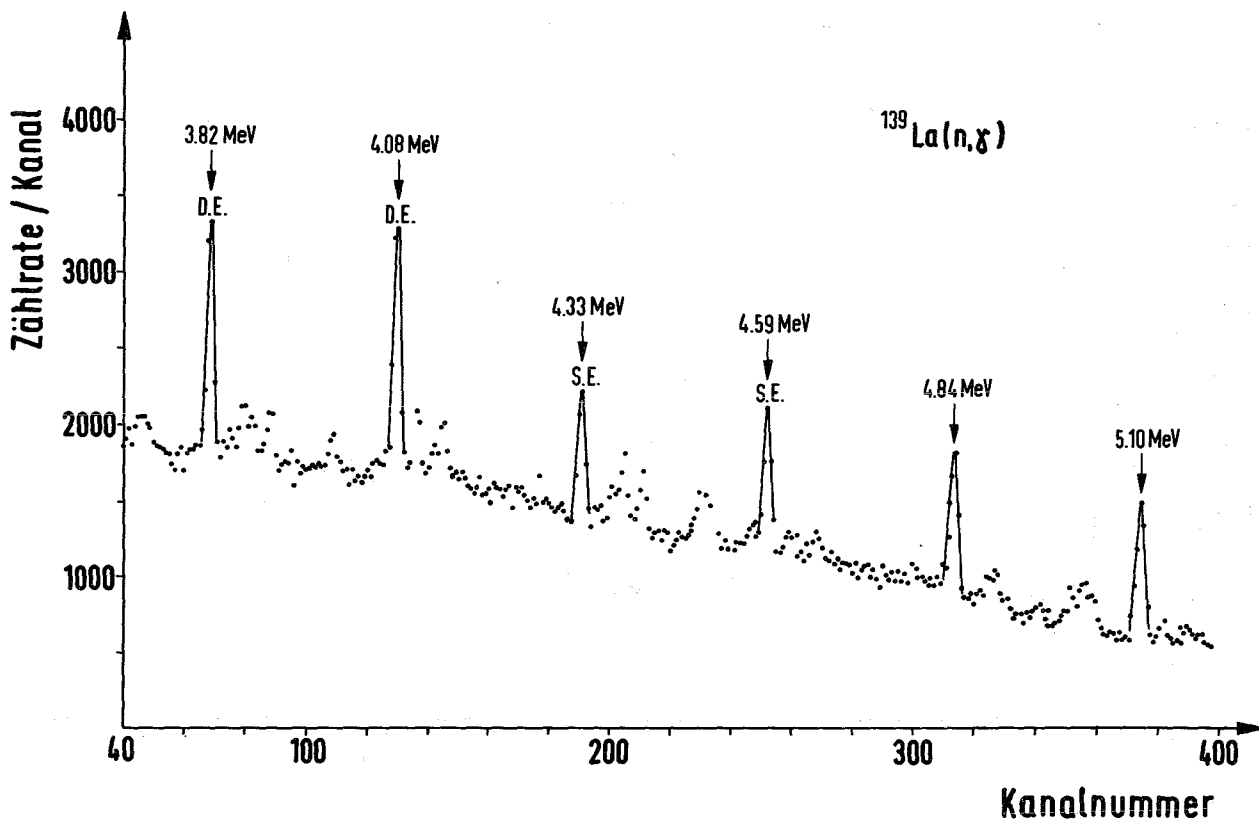


Fig. 16 Neutroneneinfang γ -Spektrum von ^{139}La . Gemessen mit Ge(Li)-Detektor. Target La_2O_3 .

Compoundspin ist infolgedessen 3^+ oder 4^+ . Die beiden Niveaus 0.064 MeV und 0.32 MeV könnten die Spins 2^- , 3^- , 4^- oder 5^- haben.

Die theoretisch berechneten Werte für die verschiedenen Kombinationen zeigt die Tabelle 3. Wenn man die experimentellen Werte für die zirkulare Polarisation betrachtet, erhält man folgende Ergebnisse:

- 1.) Das Niveau bei 0.064 MeV hat den Spin 3^- oder 4^- .
- 2.) Der Spin des 0.32 MeV-Niveaus ist 3^- und der Compoundspin ist 4^+ . Der Spin 4^- kann für dieses Niveau wegen ungenügender Statistik nicht ausgeschlossen werden. Dieses Ergebnis stimmt gut mit der Messung der mittleren zirkularen Polarisation (siehe Kap. 5.4) überein, nach welcher 70% des gebildeten Compoundzustandes den Spin 4^+ haben soll.

Tabelle 4 Vergleich der Meßergebnisse mit früheren Messungen

Niveau	Spin	Vergleich mit früheren Arbeiten
^{90}Y 0.776 MeV	2^+	2^+
^{40}K 0.029 MeV	$0^-, 3^-$	3^-
^{141}Ce 0.66 MeV	$3/2^-$	-
^{144}Nd 1.56 MeV	$2^+, 3^+$	2^+
^{144}Nd 1.31 MeV	4^+	4^+
^{140}La 0.32 MeV	3^- (oder 4^-)	-
^{140}La 0.064 MeV	$3^-, 4^-$	-

5. Bestimmung der Spins von Compoundzuständen nach Einfang thermischer Neutronen durch Messung der mittleren zirkularen Gamma-Polarisation.³³⁾

Beim Einfang der thermischen Neutronen wird der Compoundzustand mit dem Spin $J_c = J_i \pm 1/2$ gebildet, wobei J_i der Spin des Targetkerns ist. Außerhalb der Resonanzen, bei denen nur ein bestimmter Spin vorkommt, ist die Bildung eines Compoundzustandes mit einer inkohärenten Mischung der beiden Compoundspins möglich. Zur Bestimmung des Compoundspins sind eine Reihe von Methoden verwendet worden, die man folgendermaßen zusammenfassen kann:

1. Bestimmung von J_c durch statistischen Faktor $g = 1/2(2J_c + 1)(2J_i + 1)$ in der Breit-Wigner Formel. Für diesen Zweck benötigt man die Werte aus dem Resonanzquerschnitt oder Streuquerschnitt. Diese Methode wird bei Betrachtung von hohen Spinwerten schwierig.
2. Benutzung von polarisierten Targets und polarisierten Neutronenstrahlen³⁴⁻⁴⁰⁾. Hier wird der Spin durch die Spinabhängigkeit der Transmission von Neutronen durch das Target bestimmt, wobei wegen der technischen Schwierigkeiten die Verwendung dieser Methode beschränkt ist.

3. Eine andere Möglichkeit ist von Huizenga und Vandenbosch ³⁾ untersucht worden. Sie zeigten, daß man für einige Kerne nach Einfang thermischer Neutronen eine Beziehung zwischen dem Spin des Compoundzustandes und der Wahrscheinlichkeit der Bildung von isomeren Paarzuständen finden kann. Diese relative Wahrscheinlichkeit ist abhängig von der Spindifferenz zwischen dem zerfallenden Niveau und den isomeren Niveaus.
4. Die spinabhängigen Effekte in dem γ -Zerfallsschema könnten zur Bestimmung des Compoundspins benutzt werden. Die Multipolarität von einigen erlaubten Übergängen ist von dem Spin des Compoundzustandes abhängig, so daß dieser Spin einen Einfluß in ihrer mittleren Intensität haben könnte. Coceva et al. ⁴¹⁾ haben gezeigt, daß die Verteilung von Übergängen in einer γ -Kaskade sehr stark von dem Spin des zerfallenden Niveaus abhängt.

Eine weitere Methode zur Bestimmung des Compoundspins ist durch die Messung der mittleren zirkularen Polarisation der γ -Strahlung nach Einfang polarisierter thermischer Neutronen möglich. Der polarisierte Compoundzustand zerfällt über eine γ -Kaskade bis der Grundzustand bzw. ein isomeres Zustand erreicht wird. Die γ -Strahlung ist zirkular polarisiert (siehe Kap. 2.1) und der Grad der Polarisation ist unter anderem eine Funktion des Compoundspins. Es läßt sich zeigen (siehe 6.2), daß die zirkulare Polarisation gemittelt über das γ -Spektrum nur noch vom Spin des Compoundzustandes abhängt.

5.1 Theoretische Grundlagen

Für die Polarisation des Compound-Kernes beim Einfang eines polarisierten Neutrons gilt ⁴²⁾:

$$f_1(J_1) = \frac{\langle M \rangle}{J_1} = \frac{\sum_{M_0 = -J_0}^{J_0} (M_0 + 1/2) W_{J_1}(M_0)}{\sum_{M_0 = -J_0}^{J_0} W_{J_1}(M_0)} \quad (32)$$

Hierbei sind J_0 und M_0 der Drehimpuls des Targetkerns bzw. seine z-Komponente.

$W_{J_1}(M_0) = C_{J_0, 1/2}^2(J_1, M_0 + 1/2; M_0, 1/2)$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß die z-Komponente $M = M_0 + 1/2$ des Compoundkerns auftritt, dessen Spin J_1 ist. Setzt man für die Clebsch-Gordan Koeffizienten $C_{J_0, 1/2}$ die tabellierten Werte ein ⁴³⁾, so erhält man für einen 100% polarisierten Strahl:

$$f_1(J_1) = \frac{4}{3} \frac{(J_1 + 1)(J_1 - J_0)}{2J_0 + 1} \quad (33)$$

oder:

$$f_1(J_1) = -1/3 \quad \text{für } J_1 = J_0 - 1/2 \neq 0 \quad (33a)$$

$$f_1(J_1) = \frac{J_1 + 1}{3J_1} \quad \text{für } J_1 = J_0 + 1/2$$

Der Compoundzustand zerfällt durch γ -Emission. Die γ -Quanten sind zirkular polarisiert und die Winkelverteilung der Polarisation ist gegeben durch (siehe Kap. 2.1)

$$P_c(\theta) = R \cos \theta \quad (34)$$

Nach Gl. (8) läßt sich R in folgender Weise aufspalten:

$$R = C f_1(J_1) \quad (35)$$

Hierbei ist C eine Funktion der an der Reaktion beteiligten Spins und der Multipolordnung der γ -Strahlung. Für die Dipolstrahlung gilt ⁴⁴⁾:

$$C = 3/2 \quad \text{für } J_2 = J_1 - 1$$

$$C = \frac{3}{2(J_1 + 1)} \quad \text{für } J_2 = J_1 \quad (36)$$

$$C = -\frac{3J_1}{2(J_1 + 1)} \quad \text{für } J_2 = J_1 + 1$$

wobei J_2 der Spin des Endzustandes ist. Die Größe der zirkularen Polarisation wird also durch die beteiligten Spins im Einfangs- und Zerfallsprozess bestimmt.

Der Endzustand oder ein isomerer Zustand wird durch Emission von mehreren γ -Quanten erreicht. Für die Berechnung der Polarisation in jeder Stufe der Kaskade muß man die Änderung der Kern-Polarisation nach jeder γ -Emission kennen. Aus Ref. (43) folgt:

$$f_1(J_2) = a_{J_1 J_2} f_1(J_1) \quad (37)$$

Für reine Dipolstrahlung sind die Faktoren $a_{J_1 J_2}$, welche die Depolarisation der Kernniveaus beschreiben, in folgender Weise gegeben:

$$\begin{aligned} a_{J_1 J_2} &= 1 \quad (=0) && \text{für } J_2 = J_1 - 1 \quad (\text{für } J_1 = 0) \\ a_{J_1 J_2} &= 1 - \frac{1}{J_1(J_1+1)} && \text{für } J_2 = J_1 \\ a_{J_1 J_2} &= 1 - \left(\frac{1}{J_1+1}\right)^2 && \text{für } J_2 = J_1 + 1 \end{aligned} \quad (38)$$

Mit den Formeln 36, 37 und 38 ist es möglich, die zirkuläre Polarisation für jeden γ -Übergang nach Einfang von polarisierten Neutronen zu bestimmen.

Die mittlere zirkuläre Polarisation kann für die beiden möglichen Spins des Compoundzustandes berechnet werden, wenn man das Zerfallsschema mit den Spins kennt. Für viele Kerne sind die Niveau- und Spinverteilung nicht bekannt. Trotzdem kann man durch folgende Betrachtung die mittlere zirkuläre Polarisation abschätzen und daher durch Messung der mittleren zirkulären Polarisation Aussagen über den Compoundspin machen.

Die Spektren der γ -Strahlung nach Neutroneneinfang sind von verschiedenen Autoren untersucht worden ⁴⁵⁾. Weit von den magischen Zahlen entfernt und insbesondere in dem Gebiet der Massenzahl $100 < A < 200$ zeigen die Kerne gleiche Eigenschaften ⁴⁴⁾:

- 1) Es gibt nur wenige intensive Linien und das aufgenommene Spektrum mit schlechter Auflösung hat die Gestalt einer glockenförmigen Kurve mit einem Maximum bei etwa 2 MeV.
- 2) Die mittlere Anzahl der γ -Quanten in der Zerfallkaskade nach dem Neutroneneinfang ist für den größten Teil der Kerne $N = 4 \pm 1$.
- 3) Weiterhin ist anzunehmen, daß die meisten γ -Übergänge Dipolcharakter haben.

Mit diesen Annahmen lassen sich die γ -Spektren durch ein statistisches Zerfallmodell berechnen. Dieses Modell gilt nicht für leichte Kerne und in dem Gebiet der magischen Zahlen. Die Verteilung der Niveaus mit dem Spin J ist folgende ³⁾:

$$\rho(J) = \rho(0)(2J+1) \exp \left[\frac{(-J+1/2)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (39)$$

wobei $\rho(J)$ die Dichte der Niveaus mit dem Spin J , $\rho(0)$ die Dichte der Niveaus mit dem Spin 0 und σ der cut-off Parameter ist. Der cut-off Parameter hat eine physikalische Bedeutung und ist eine Funktion des Kernträgheitsmomentes I und der Kerntemperatur T .

$$\sigma^2 = \frac{IT}{h^2} \quad (40)$$

Nach den experimentellen Arbeiten ergibt sich für $\sigma=3-4$ ⁴⁷⁾. Mit dem obigen einfachen Modell kann man die mittlere zirkulare Polarisation berechnen. Die Polarisation hängt stark vom Compoundspin ab, so daß durch die Messung der Polarisation der Spin des Compoundzustandes bestimmt werden kann.

5.2 Berechnung der mittleren zirkularen Polarisation

Für die theoretische Bestimmung der mittleren zirkularen Polarisation nach dem Neutroneneinfang, kann man folgende Berechnung nach Ref. (3) durchführen. Die Besetzungszahl b folgt aus der Formel (39).

$$b(N, J_N) = \sum_{J_{N-1}=J_N-1}^{J_N+1} W(J_{N-1}, J_N) \quad (41)$$

wobei

$$W(N, J_{N-1}, J_N) = \frac{b(N-1, J_{N-1}) (2J_N+1) \exp \left[-(J_N+1/2)^2 / 2\sigma^2 \right]}{\sum_{J_N=J_{N-1}-1}^{J_{N-1}+1} (2J_N+1) \exp \left[-(J_N+1/2)^2 / 2\sigma^2 \right]} \quad (41a)$$

$b(N, J_N)$ ist die Besetzungszahl eines Niveaus mit dem Spin J_N in der Stufe N einer Kaskade und $W(N, J_{N-1}, J_N)$ ist die Übergangswahrscheinlichkeit bei einem γ -Übergang von einem Niveau mit dem Spin J_{N-1} zu einem Niveau mit dem Spin J_N in der Stufe N einer Kaskade.

Die Anzahl der Stufen der γ -Strahlung in einem Einfang ist normalerweise $N = 4$. Mit den Formeln 33, 37, 38 und 39 bekomme man:

$$f(N, J_N) = \frac{\sum_{J_{N-1}=J_N-1}^{J_N+1} f(N-1, J_{N-1}) a_{J_{N-1} J_N} W(N, J_{N-1}, J_N)}{\sum_{J_{N-1}=J_N-1}^{J_N+1} W(N, J_{N-1}, J_N)} \quad (42)$$

$f(N, J_N)$ ist die Polarisation eines Niveaus mit dem Spin J_N in N -Stufe einer Kaskade und $a_{J_{N-1} J_N}$ ist der Faktor welcher die Depolarisation nach den Formeln 37 und 38 beschreibt. Die Berechnung

zeigt, daß für große Spinwerte die Depolarisation pro γ -Zerfall in der Größenordnung von 10% liegt. Für Spinwerte 1 und 2 wird die Depolarisation dagegen größer. Schließlich bekommt man die zur zirkularen Polarisation des γ -Strahles proportionale Größe R nach Formel (35):

$$R(N, J_{N-1}, J_N) = f(N, J_N) C_{J_{N-1}, J_N} \quad (43)$$

$R(N, J_{N-1}, J_N)$ ist die zirkulare Polarisation eines Quantes von einem Niveau mit dem Spin J_{N-1} zu einem Niveau mit dem Spin J_N in N -Stufe einer Kaskade für Neutronenpolarisation $P_n=1$. C_{J_{N-1}, J_N} sind die Faktoren, die durch Formel (36) definiert sind.

Die mittlere zirkulare Polarisation bekommt man, wenn man die Formel (43) über mögliche Spins und verschiedene Stufen summiert:

$$\bar{R} = \frac{\sum_{N, J_{N-1}, J_N} R(N, J_{N-1}, J_N) W(N, J_{N-1}, J_N)}{N} \quad (44)$$

Die Berechnung von \bar{R} ist mit Hilfe einer IBM 7076 Maschine durchgeführt worden. σ und N dienten als Parameter. \bar{R} verkleinert sich um 5%, wenn N sich von 3 auf 4 vergrößert. Die berechneten Werte für \bar{R} mit $N = 3$ und 4 sind in der Tabelle 5 zusammengefaßt.

Tabelle 5 Theoretische Ergebnisse für mittlere zirkulare Polarisation \bar{R} (in %) der γ -Strahlung nach Neutroneneinfang

		<u>N = 3</u>									
Targetspin		9/2		7/2		5/2		3/2		1/2	
Compoundspin		5	4	4	3	3	2	2	1	1	0
$\sigma = 3$		20.3	-13.7	16.9	-10.1	13.7	-6.9	10.4	-3.4	7	0
$\sigma = 4$		11.9	-8	10	-6.1	8.1	-4.1	6	-2	4	0
$\sigma = 5$		7.8	-5.2	6.5	-4	5.2	-2.6	3.9	-1.3	2.6	0
		<u>N = 4</u>									
$\sigma = 3$		19.4	-13.1	16.4	-9.9	13.2	-6.7	10	-3.3	6.7	0
$\sigma = 4$		11.7	-7.8	9.8	-5.9	7.9	-3.9	5.9	-2	4	0
$\sigma = 5$		7.7	-5.1	6.4	-3.9	5.2	-2.6	3.9	-1.3	2.6	0

Infolge verschiedener Betrachtungen und aufgrund des empirischen Materials liegt der Spin cut-off Faktor zwischen 3 und 4⁴⁷⁾. Wir haben die mittlere zirkulare Polarisation für $\sigma = 3, 4$ und 5 berechnet. Unsere Messungen stimmen gut mit den theoretisch berechneten Werten \bar{R} für $\sigma = 3$ überein, (siehe Tabelle 7).

5.3 Zusammenstellung der Meßergebnisse

Zum Nachweis der γ -Quanten und der zirkularen Polarisation wurden NaJ-Kristalle und die entsprechende in Kap. 3.3 beschriebene experimentelle Anordnung benutzt. Die mittlere zirkulare Polarisation wurde aus dem relativen Zählratenunterschied (siehe Gl. 21) ermittelt. Für die Bestimmung der zirkularen Polarisation, gemittelt über das ganze Energiespektrum, muß man in der Gl. (26) einige zusätzliche Faktoren mit berücksichtigen:

- a) Die Energieabhängigkeit der Transmission durch den Polarimeter-Magneten und die Ansprechwahrscheinlichkeit der NaJ-Zähler $T(k_0)$.
- b) Die Analysierwirkung des Polarimeters $\frac{1}{a(k_0)}$. Damit folgt für die zirkulare Polarisation gemittelt über das Energiespektrum $I(k_0)$ ⁴⁶⁾:

$$\bar{R} = \frac{\int I(k_0)T(k_0)a(k_0)E(k_0)dk_0}{\int I(k_0)T(k_0)dk_0} \quad (45)$$

Die mittlere zirkulare Polarisation wurde in dem Energiebereich 1.7 - 8 MeV gemessen. Unterhalb 1.7 MeV wird die Analysierwirkung und Transmission der Compton-Polarimeter klein¹⁶⁾. In dem Energieintervall 1.7 - 8 MeV ändert sich der Faktor $a(k_0)$ wenig mit der Energie. Das γ -Spektrum ist für alle Kerne ungefähr dasselbe: glockenförmig mit einem Maximum bei 2 MeV. Infolge der Energieabhängigkeit der Transmission der Polarimeter wird das Maximum mit zunehmender Energie in den Bereich der höheren Energien verschoben (siehe Fig. 17).

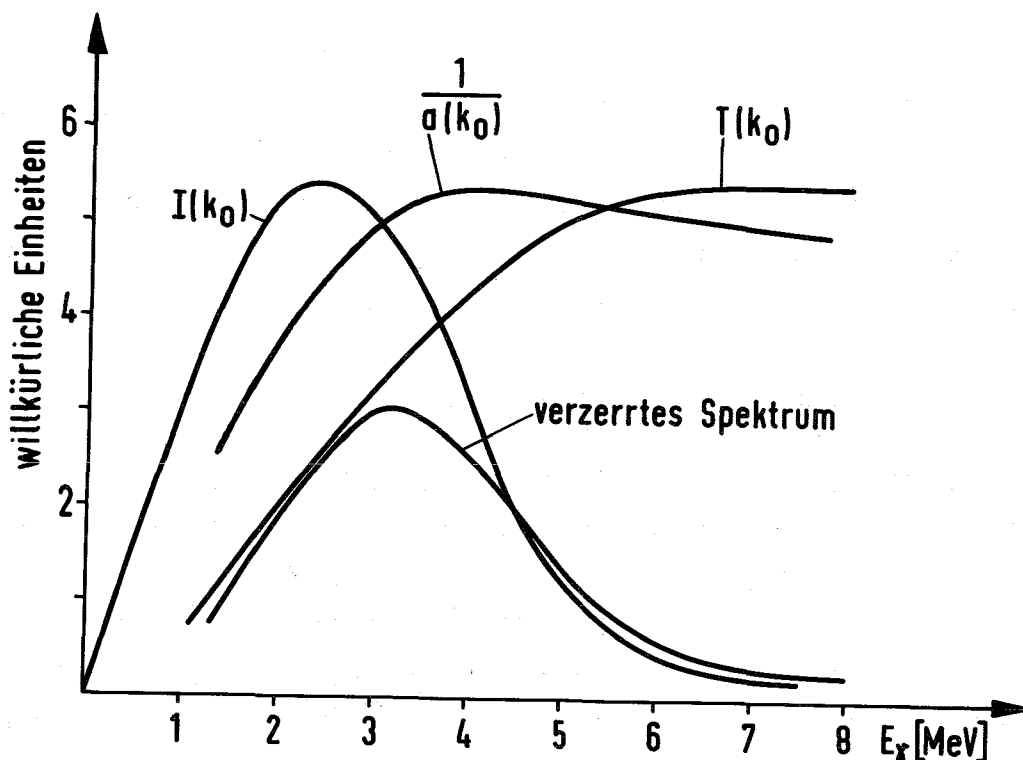


Fig. 17 Energiespektrum $I(k_0)$ und entsprechendes verzerrtes Transmissionsspektrum infolge der Energieabhängigkeit der Transmission. $\frac{1}{a(k_0)}$ Analysierwirkung des Polarimeters. $T(k_0)$ Transmission des Polarimetermagnetes \times Ansprechwahrscheinlichkeit der NaJ-Zähler.

Die γ -Quanten im Bereich unterhalb 1 MeV werden stark absorbiert. Nach der vereinfachten Theorie von Kap. 5.1 ist die zirkulare Polarisation von der Energie unabhängig und die Änderung von \bar{R} mit der Multiplizität der γ -Kaskade sehr gering. Daher kann man annehmen, daß in der Gl. (45) $E(k_0)$ energieunabhängig ist.

Dann erhält man:

$$\bar{R} = E \bar{a}$$

$$\bar{a} = \frac{\int I(k_0) T(k_0) a(k_0) dk_0}{\int I(k_0) T(k_0) dk_0} \quad (46)$$

Zur Bestimmung der Eichkonstante $a(k_0)$ wurde die intensitätsstarke 5.44 MeV-Linie von ^{32}S untersucht (siehe Kap. 4).

Aus dem gemessenen Effekt in der Tabelle 6 folgt für die Eichkonstante a :

$$a(5,4 \text{ MeV}) = 29,5 \pm 1,7 \quad (47)$$

und nach Mittelung entsprechend der Gl. (46) folgt:

$$\bar{a} = 31,0 \pm 1,7 \quad (48)$$

Infolgedessen gilt für die mittlere Polarisierung (siehe Kap. 4):

$$\bar{R} = \frac{\bar{a} E}{1-\alpha} \quad (49)$$

Die experimentellen Ergebnisse sind in der Tabelle 6 zusammengefaßt. Um statistische Tests anzubringen, wurden die Messungen in Serien von 3,5 Stunden durchgeführt und ausgewertet. Da der χ^2 -Test mit der Statistik verträglich war, wurde als Fehler die Standardabweichung angegeben. Die Meßzeit für jedes Element betrug 2-3 Tage.

5.4 Diskussion der Meßergebnisse

^{115}In , $^{155,157}\text{Gd}$ und ^{113}Cd : Die Messungen mit diesen Kernen dienten zur Prüfung der theoretisch berechneten mittleren zirkularen Polarisierung (Tabelle 5). Bei diesen Kernen ist aus früheren Arbeiten ³²⁻³⁴ bekannt, daß beim Einfang thermischer Neutronen der Neutronenspin mit dem Spin des Targetkernes parallel koppelt, so daß die Spins der Compoundzustände für ^{115}In , $^{155,157}\text{Gd}$ und ^{113}Cd 5,2 bzw. 1 sind (siehe Tabelle 7).

Infolge der Werte in der Tabelle 5 erwartet man für diese Kerne eine positive Polarisierung von der Größenordnung von etwa 10%. Der Spin cut-off Faktor σ (siehe Kap. 5.1) ist mit verschiedenen Methoden gemessen worden und als empirischer Wert wird $\sigma = 3-4$ angegeben ⁴⁷⁾. Die Meßergebnisse für die zirkuläre Polarisierung stimmen gut mit den mit $\sigma = 3$ berechneten theoretischen Werten überein, die zum Vergleich in der Tabelle 7 zusammengefaßt sind. Es ist leicht zu ersehen, daß die Meßergebnisse eine parallele Kopplung des Neutronenspins mit dem Targetspin für die Kerne ^{115}In , $^{155,157}\text{Gd}$ und ^{113}Cd hervorrufen.

Um eine bessere Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment zu erreichen, müßte man für die einzelnen Kerne die genaue Spin- und Niveauverteilung kennen und die Quadrupolstrahlung mit berücksichtigen. Außerdem sind genauere Informationen über σ notwendig.

a) Eichmessung

Tabelle 6 Experimentelle Ergebnisse von der Messung der mittleren zirkularen Polarisation der γ -Strahlung nach Neutroneneinfang in dem Energieintervall 1.7 - 8 MeV

Target	Reaktion	Beitrag	E ($\times 10^3$)	α	R (%)
S ^{a)}	^{32}S (n, γ)	100%	-11.5 \pm 0.5	0.32 \pm 0.01	a(5.4 MeV) = 29.5 \pm 1.7)
In	^{115}In (n, γ)	100%	3.8 \pm 0.4	0.18 \pm 0.01	14 \pm 2
Gd ₂ O ₃	$^{155,157}\text{Gd}$ (n, γ)	18%, 81%	2.6 \pm 0.3	0.11 \pm 0.01	9 \pm 1
Mo	^{95}Mo (n, γ)	80%	3.2 \pm 0.7	0.43 \pm 0.01	17 \pm 5
Cd	^{113}Cd (n, γ)	100%	3.7 \pm 0.4	0.09 \pm 0.01	12 \pm 2
HgO	^{199}Hg (n, γ)	94%	0.4 \pm 0.4	0.08 \pm 0.01	1 \pm 1
Ho ₂ O ₃	^{165}Ho (n, γ)	100%	-0.1 \pm 0.5	0.31 \pm 0.01	-1 \pm 2
Cs ₂ O ₃	^{133}Cs (n, γ)	100%	0.6 \pm 0.3	0.16 \pm 0.01	2 \pm 1
Ta	^{191}Ta (n, γ)	100%	1.8 \pm 0.5	0.36 \pm 0.01	9 \pm 3
Pr ₂ O ₃	^{141}Pr (n, γ)	100%	0.5 \pm 0.5	0.60 \pm 0.02	4 \pm 4
Sb ₂ O ₃	$^{121,123}\text{Sb}$ (n, γ)	66%, 34%	-0.1 \pm 0.5	0.46 \pm 0.01	-1 \pm 3
I ₂	^{127}I (n, γ)	100%	1.2 \pm 0.4	0.23 \pm 0.01	5 \pm 2
Tb ₄ O ₇	^{159}Tb (n, γ)	100%	0.5 \pm 0.5	0.49 \pm 0.01	3 \pm 3
La ₂ O ₃	^{139}La (n, γ)	100%	2.0 \pm 0.3	0.18 \pm 0.01	8 \pm 2

Reaktion	zirkulare Polarisierung \bar{R} (%)	theoretisch berechnete zirkulare Polarisation		Spin des Grundzustandes	Compound-Spin nach dieser Arbeit	Compound-Spin nach früheren Arbeiten
		\bar{R} (I+1/2)	\bar{R} (I-1/2)			
$^{115}\text{In}(n,\gamma)$	14±2	19	-13	9/2+	5	5(refs.31, 3)
$^{155,157}\text{Gd}(n,\gamma)$	9±1	10	- 3	3/2+	2	2(ref. 32)
$^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$	12±2	7	0	1/2+	1	1(ref. 33)
$^{95}\text{Mo}(n,\gamma)$	17±5	13	7	5/2+	3	
$^{199}\text{Hg}(n,\gamma)$	1±1	7	0	1/2+	0	0(ref. 34)
$^{165}\text{Ho}(n,\gamma)$	-1±2	16	-10	7/2+	(35±15)%:4	(39±3)%:4 (ref. 35)
$^{133}\text{Cs}(n,\gamma)$	2±1	16	-10	7/2+	(46±9)%:4	
$^{181}\text{Ta}(n,\gamma)$	9±3	16	-10	7/2+	(73±24)%:4	
$^{141}\text{Pr}(n,\gamma)$	4±4	13	- 7	5/2+	(55±29)%:3	ca.70%:3 (ref. 3)
$^{121,123}\text{Sb}(n,\gamma)$	-1±3	13,16	- 7, -10	5/2+,7/2-	siehe Text	
$^{127}\text{I}(n,\gamma)$	5±2	13	- 7	5/2+	(60±22)%:3	
$^{159}\text{Tb}(n,\gamma)$	3±3	10	- 3	3/2+	(46±33)%:2	
$^{139}\text{La}(n,\gamma)$	8±2	16	-10	7/2+	(70±20)%:4	

Tabelle 7 Vergleich der Meßergebnisse mit der theoretisch berechneten mittleren zirkularen Polarisation für $\sigma=3$ und daraus sich ergebende Compoundspins.

^{95}Mo . Das experimentelle Ergebnis in der Tabelle 7 zeigt, daß der Compoundspin 3 sein soll. Der Spin der niedrigsten Resonanz bei 45 eV ist laut der Messung in Ref (41) $J = 3$.

^{199}Hg . Die Messung mit diesem Kern ist ein guter Test für die Funktionsweise der Apparatur. Nach Ref (37) ist der Spin im Compoundzustand Null. Dieses bedeutet, daß die zirkulare Polarisation verschwinden sollte. Die Messung der mittleren zirkularen Polarisation liefert $\bar{R} = 1 \pm 1\%$, was mit dem Meßresultat in der Ref. (37) übereinstimmt.

^{165}Ho . Für Ho ist aus der Messung der Transmission von polarisierten Neutronen durch ein polarisiertes Target bekannt, daß beim Einfang thermischer Neutronen der gebildete Compoundzustand $(39 \pm 3)\%$ Spin 4 und der Rest Spin 3 hat ³⁸⁾. Dieses Resultat ist mit dem Ergebnis in der Tabelle 7, welches $(35 \pm 15)\%$ Spin 4 für den Compoundzustand zusagt, gut verträglich.

^{133}Cs . Hier gibt es keine andere Messung, die Informationen über den Spin im Compoundzustand liefert. Nach der Messung der mittleren zirkularen Polarisation $(46 \pm 9)\%$ koppelt der Spin der Neutronen parallel mit dem Targetspin.

^{181}Ta . In dem Energiegebiet von einigen eV für Neutronen hat Ta einige Resonanzen. Die Spins von den zwei niedrigsten Resonanzen sind gemessen worden: Die 4,3 eV Resonanz hat Spin 4 und die 10,3 eV Resonanz Spin 3 ³⁹⁾. Somit erwartet man in dem thermischen Bereich eine überwiegend parallele Kopplung des Neutronenspins mit dem Targetkern. Nach den Messungen in dieser Arbeit hat der Compoundzustand $(73 \pm 24)\%$ Spin 4, was mit der obigen Vorstellung übereinstimmt.

^{141}Pr . Nach einer Theorie von Huizenga und Vandenbosch ³⁾, welche den Compoundspin und die Wahrscheinlichkeit der Bildung von isomeren Paarzuständen verknüpft, wird der Compoundzustand zu 70% mit dem Spin 3 gebildet. Aus der Tabelle 7 folgt, daß $(55 \pm 24)\%$ der thermischen Neutronen Compoundspin 3 bilden.

$^{121,123}\text{Sb}$. Bei diesem Kern kann man nur eine grobe Aussage über den Compoundspin machen, weil eine natürliche Mischung der Isotope vorhanden ist. Man könnte sagen, daß in beiden Isotopen parallele und antiparallele Kopplung der Spins mit gleicher Wahrscheinlichkeit vorkommen.

^{127}I . Aus der Tabelle 7 folgt, daß $(60 \pm 29)\%$ des gebildeten Compoundzustands den Spin 3 hat. Eine andere Messung für die Bestimmung des Compoundspins ist für diesen Kern nicht durchgeführt worden.

^{159}Tb . Die Spins der drei niedrigsten Resonanzen in ^{159}Tb sind bestimmt worden ⁴⁰⁾: 3,4 eV, Spin 2, 4,7 eV, Spin 1 und 11,1 eV Spin 2. Die parallele und antiparallele Kopplung sollte also mit gleicher Wahrscheinlichkeit vorkommen. Aus der Messung der zirkularen Polarisation folgt, daß $(46 \pm 33)\%$ der thermischen Neutronen im Einfangsprozess Compoundspin 2 bilden.

^{139}La . Hier ist der Compoundspin in keiner anderen Arbeit beobachtet worden. Die Messung in dieser Arbeit liefert $(70 \pm 20)\%$ Spin 4, für den Compoundzustand. Dieses Ergebnis liefert auch die Messung der zirkularen Polarisation des 4.84 MeV-Überganges (siehe Kap. 4.1.2).

Die Ergebnisse zeigen, daß die Messung der mittleren zirkularen Polarisation der γ -Übergänge eine gute Methode zur Bestimmung der inkohärenten Mischung der beiden möglichen Spins des Compoundzustandes nach dem Einfang polarisierter thermischer Neutronen ist. Diese Methode ist ungenauer als die Messung mit polarisiertem Strahl und polarisiertem Target, ³⁴⁻⁴⁰⁾ aber besonders in den Fällen wichtig, in denen eine Polarisation der Target-Kerne nicht möglich ist. Im Bereich der Resonanzen würde das Vorzeichen der zirkularen Polarisation zur Bestimmung des Compoundspins genügen. Wegen der im Resonanzbereich kleineren Einfangquerschnitte benötigt man dort einen intensiven Neutronenstrahl mit variabler Energie. Die aus Tabelle 5 ersichtlichen Abweichungen zwischen Rechnung und Experiment kann mehrere Ursachen haben. Insbesondere könnte man daran denken, einen eventuellen Anteil an Quadrupolstrahlung zu berücksichtigen. Auch ist eine individuellere Anpassung der Spin-

und Niveauverteilung an die einzelnen Kerne denkbar.

Herrn Prof. Dr. H. Schopper und Herrn Prof. Dr. H. Appel möchte ich für die Themenstellung und das rege Interesse am Fortgang der Arbeit herzlich danken.

Herrn Dr. J. Eichler danke ich für seine Teilnahme an Experimenten und seine wertvolle Diskussionen.

Die Betriebsgruppe FR2 hat durch ihr Verständnis und die Bereitstellung des Reaktors die Arbeit sehr unterstützt.

Literaturverzeichnis

- 1) K. Abrahams und W. Ratyński,
Nucl.Phys. A 124 (1969) 34
- 2) J. Kopecký und E. Warming,
Nucl.Phys. A 127 (1969) 385
- 3) I.R. Huizenga und R. Vandenbosch,
Phys.Rev. 120 (1960) 1305
- 4) R. Michaiec und T. Ruskov,
Czech.J. of Phys. B12 (1962) 325
- 5) L.C. Biedenharn, M.F. Rose, G.B. Arfken,
Phys.Rev. 83 (1951) 683
- 6) G. Trumpy, Jener Publications, No. 13 (1957)
- 7) L.C. Biedenharn, M.E. Rose, G.B. Arfken,
ORNL - (1951) 986
- 8) C. Eckart, Rev. Mod. Phys. 2 (1930) 305
- 9) M. Hamermesch, Phys.Rev. 75 (1949) 1766
D.J. Hughes, M.T. Burgy, Phys.Rev. 81 (1951) 498
- 10) C.P. Stanford et al.,
Phys.Rev. 94 (1954) 374
- 11) Hasler, Atomkernenergie 5 (1962)
- 12) D.J. Hughes,
Neutron Optics, Intersc.Publ., Inc.New York (1954)
- 13) C.E. Bacon,
Neutron Diffraction, Oxf. Univ. Press (1954)
- 14) D.J. Hughes, M.T. Burgy, Phys.Rev. 81 (1951) 498
- 15) J. Eichler,
Dissertation, Universität Karlsruhe, Juni (1969)
- 16) H. Schopper,
Nucl. Instr. 3 (1958) 158
- 17) L. Volfenstein,
Phys.Rev. 75 (1949) 1664
- 18) H. Beil, P. Corlos, J. Matuszek,
Journ.de Phys.24 (1963) 359

- 19) O. Steinvoll, K. Abrahams, P. Bongaards, P. de Lange,
Rev. Sci. Instr. 33 (1962) 524
- 20) J. Kopecky, I. Kajfosz und B. Chalupa,
Nucl.Phys. 68 (1965) 449
- 21) G. Manning and G.A. Bartholomev,
Phys.Rev. 115 (1959) 401
- 22) Neutrons cross section, BNL 325
- 23) J. Eichler und F. Djadali, Z.Physik, 233 (1970) 154
- 24) G. van Middelkoop, P. Spilling,
Nucl.Phys. 77 (1966) 267
- 25) R.M. Brugger
Phys.Rev. 104 (1956) 1054
- 26) G.A. Bartholomev,
Nucl.Phys. 10 (1959) 590
- 27) J. Vervier,
Nucl.Phys. 26 (1961) 10
- 28) J.P. Elliot, A.M. Lane,
Handbuch der Physik, Bd. 39, 241, Berlin, Göttingen,
Heidelberg: Springer 1957
- 29) P.M. Endt, C. van der Leun,
Nucl.Phys. A 105 (1967) 1
- 30) F. Djadali and J. Eichler,
Nucl.Phys. A165, (1971) 560
- 31) S. Ofer, Phys.Rev. 113, (1959) 895
- 32) E.R. Reddingens, J.F.M. Potters und H. Postma,
Physica 38, (1968) 48
- 33) J. Eichler und F. Djadali,
Nucl.Phys. A 147, (1970) 150
- 34) A. Stolovy,
Phys.Rev. 118 (1960) 211
- 35) A. Stolovy, Phys.Rev. 134 (1964) B 68
- 36) H.E. Jackson und L.M. Bollinger,
Phys.Rev. 124 (1961) 1142

- 37) L.M. Bollinger, R.E. Coté, R.T. Carpenter und I.R. Manon,
Phys.Rev. 132 (63) 1640
- 38) R.I. Schermer Phys.Rev. 136 (1964) B 1285
- 39) A. Stolvy,
Phys.Rev. 155 (1967) 1330
- 40) H. Postma, F.I. Schore und C.A. Regnolds,
Physica 30 (1964) 713
- 41) C. Cocovi, F. Corvi und P. Giucobbe,
Nucl.Phys. A 117 (1968) 585
- 42) J. Blatt und V. Weiskopf, Theoretical nuclear
physics (Russ.Trasl.) Moscow, IL, (1954) 612
- 43) L. Shapiro, Usp. Fiz Nauk 65, (1958) 133
- 44) S.R. de Groot, H.A. Tolhoek und W.I. Huiskamp
in Alpha-Beta- and Gamma-ray spectroscopy,
ed. K. Siegbahn, (North-Holland) Amsterdam, 1965)
Vol. II, 1208
- 45) Nucl.Data Tables: Compendium of thermal neutron-
capture γ -ray measurements (1969)
- 46) L.V. Groshev, A.M. Dimidov, v. N. Lutsenko und V.I. Pelekhov,
Proc. of Sec. U.N. Int.Conf. on the peaceful uses of atomic
energy, Geneva 1958, Vol 15, 139.
- 47) R. Vandenbosch, L. Haskin und I.C. Norman,
Phys.Rev. 137 (1969) B1134
B. Minetti und A. Pasquarelli, Z.Physik 217 (1968) 8

