

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

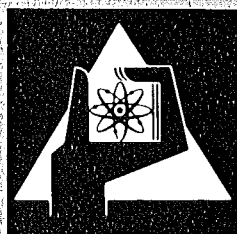
Oktober 1977

KFK 2511

Institut für Kernphysik

**Suche nach Strömen zweiter Klasse mit Hilfe von  
 $\beta\gamma$ -Winkelkorrelationsmessungen**

H.-W. Müller



**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

KFK 2511

Institut für Kernphysik

Suche nach Strömen zweiter Klasse mit Hilfe von  
 $\beta\gamma$ -Winkelkorrelationsmessungen \*)

H.-W. Müller

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H. Karlsruhe

\*) von der Fakultät für Physik der Universität (T.H.)

Karlsruhe genehmigte Dissertation



# SUCHE NACH STRÖMEN ZWEITER KLASSE MIT HILFE VON $\beta\gamma$ - WINKELKORRELATIONSMESSUNGEN

## Zusammenfassung

Die Abhängigkeit der Beobachtungsgrößen des Kernbeta-zerfalls von induzierten Wechselwirkungen und Einflüssen der Kernstruktur wurde für die Nuklide  $\text{Sc}^{46}$ ,  $\text{Ca}^{47}$  und  $\text{Cs}^{134}$  untersucht. Die induzierte Tensorwechselwirkung, die die Existenz von Strömen zweiter Klasse anzeigen würde, beeinflusst bei diesen Nukliden vor allem die  $\beta\gamma$ -Winkelkorrelation.

Es wurden Präzisionsmessungen der  $\beta\gamma$ -Anisotropie an den genannten Nukliden durchgeführt.

Für die Kerne  $\text{Sc}^{46}$  und  $\text{Ca}^{47}$  läßt sich der Beitrag der Kernstruktur zur Beobachtungsgröße auf einen kleinen Bereich begrenzen, wenn die aktiven Nukleonen nur durch  $f_{\frac{7}{2}}$ -Wellenfunktionen beschrieben werden. Aussagen zur Tensorkopplungskonstanten sind jedoch erst möglich, wenn die Amplituden für die Beimischungen anderer Schalen ermittelt sind.

Im Falle des  $\text{Cs}^{134}$  ist mit realistischen Annahmen über die Kernstruktur ein weiter Bereich der  $\beta\gamma$ -Anisotropie zu interpretieren, so daß der Meßwert keine Aussage über die induzierten Wechselwirkungen zuläßt.

SEARCH FOR SECOND-CLASS CURRENTS BY OBSERVATION OF  $\beta\gamma$ -  
ANGULAR CORRELATIONS

Abstract

The dependence of observables in nuclear beta decay on induced interactions and nuclear structure effects was investigated for the nuclei  $^{46}\text{Sc}$ ,  $^{47}\text{Ca}$  and  $^{134}\text{Cs}$ . The induced tensor-interaction, which would indicate the existence of second-class currents, is particularly sensitive with respect to  $\beta\gamma$ -angular correlations.

Precision measurements of  $\beta\gamma$ -anisotropies have been carried out on the nuclei cited above.

For  $^{46}\text{Sc}$  and  $^{47}\text{Ca}$ , the nuclear structure contribution to angular correlations is calculable and well defined within a small range as long as the active nuclei are in the  $f_{7/2}$  shell only. The determination of the induced tensor coupling constant is only possible if the amplitudes for the possible shell-mixing are known.

The observed correlation on  $^{134}\text{Cs}$  can be interpreted in a wide range by realistic assumptions on nuclear structure effects. Therefore, the experimental result does not allow any conclusion with respect to tensor induced terms.

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. Einleitung	1
II. Theoretische Grundlagen	6
1) Formeln für den $\beta$ -Zerfall	6
2) Berechnung der Matrixelemente	9
III. Experiment und Ergebnisse	11
1) Meßapparatur	11
2) Datenauswertung	14
3) Korrekturen	16
4) Testmessungen	18
5) Quellenherstellung	19
6) Meßergebnisse	20
IV. Analyse der Daten	26
1) $\text{Sc}^{46}$	26
2) $\text{Ca}^{47}$	37
3) $\text{Cs}^{134}$	44
V. Diskussion	49
VI. Zusammenfassung	51
Anhang	53

Literaturverzeichnis

## I. Einleitung

Die Untersuchungsmethoden der Kernspektroskopie sind in den letzten Jahren sehr hoch entwickelt worden, um Kernmodelle zu prüfen und detaillierte Aussagen über die Kernstruktur zu machen. Bei der gegenwärtig erreichten Präzision bieten diese Methoden sich aber auch an, die Struktur der schwachen Wechselwirkung selbst zu untersuchen. Die phänomenologische Theorie beschreibt den Kern- $\beta$ -Zerfall durch die Kopplung von zwei Strömen, des Hadronenstroms und des Leptonenstroms. Während der Leptonenstrom wohlbekannt ist,

( $j_\mu = \bar{\psi}_\nu \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\ell$ ) wissen wir über den Hadronenstrom nur, daß er aus einem Vektor- und einem Axialvektoranteil besteht:

$$J_\mu^+ = V_\mu^+ + A_\mu^+$$

Die Theorie macht jedoch keine Aussage darüber, wie diese Ströme aus den Dirac-Spinoren gebildet werden. Wir können nur den allgemeinsten lorentzinvarianten Ansatz angeben |1|<sup>+) ++)</sup>:

---

+) Vorausgesetzt wurde, daß die Nukleonen auf der Massenschale sind, d.h.  $p^2 = -M^2$

++) In der hier verwendeten Schreibweise lautet die Dirac-Gleichung:  $(-\vec{\alpha} \cdot \vec{p} - \beta m_e - W)\psi = 0$ .  
 $\vec{p}$  und  $W$  sind Impuls und Energie der Teilchen.

Die Definition der  $\gamma$ -Matrizen ist  $\gamma_k = -i\beta\alpha_k$ ,  
 $\gamma_4 = -\beta$ ,  $\gamma_5 = \gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4$ ,  $\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2}i(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)$ .

$A_\mu = (\vec{A}, i\phi)$  ist das Potential für ein externes elektromagnetisches Feld. Die Elektronenladung ist  $-e$ , und  $\lambda$  hat den Wert  $\lambda = +1.25$ .



$$\begin{aligned}
 J_{\mu}^{+} = i\bar{\psi}_P \left[ \gamma_{\mu} + if_M \sigma_{\mu\nu} \left( \frac{\partial}{\partial x_{\nu}} + ieA_{\nu} \right) + f_S \left( \frac{\partial}{\partial x_{\mu}} + ieA_{\mu} \right) \right. \\
 \left. + \lambda \gamma_{\mu} \gamma_5 + if_T \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 \left( \frac{\partial}{\partial x_{\nu}} + ieA_{\nu} \right) + f_P \gamma_5 \left( \frac{\partial}{\partial x_{\mu}} + ieA_{\mu} \right) \right] \psi_N
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Neben den historisch zuerst eingeführten Hauptanteilen  $\bar{\psi}_P [\gamma_{\mu} (1 + \lambda \gamma_5)] \psi_N$  enthält dieser Ansatz vier zusätzliche Ströme, die den schwachen Magnetismus, die induzierte Skalar-, die induzierte Tensor- und die induzierte Pseudoskalarwechselwirkung verursachen. Ist die Wechselwirkung zeitumkehrinvariant, so sind alle Kopplungskonstanten  $f_i$  reell.

Weinberg [2] hat erstmals untersucht, wie sich die schwache Wechselwirkung bei der G-Transformation verhält, der Drehung im Isospinraum um  $180^{\circ}$  mit anschließender Ladungskonjugation ( $G \equiv U_C \cdot U_S$ ,  $U_S = e^{i\pi t_2}$ ). Die starke Wechselwirkung ist invariant unter dieser Operation und es ist die Frage, ob dieses Invarianzprinzip auch für die schwache Wechselwirkung gilt. Die meisten Eichtheorien, wie auch die von Weinberg, setzen diese Invarianz voraus [3]. Nach ihrem Transformationsverhalten werden die Ströme erster und zweiter Klasse genannt:

$$\begin{aligned}
 V^I &= G^{-1} V^I G \\
 A^I &= -G^{-1} A^I G
 \end{aligned}
 \quad \text{Ströme erster Klasse}$$

$$\begin{aligned}
 V^{II} &= -G^{-1} V^{II} G \\
 A^{II} &= G^{-1} A^{II} G
 \end{aligned}
 \quad \text{Ströme zweiter Klasse}$$

Wenn die Wechselwirkung zeitumkehrinvariant ist, so transformieren sich nur die induzierte Skalar- und die induzierte Tensorwechselwirkung wie Ströme zweiter Klasse<sup>+</sup>).

---

<sup>+</sup>) Einige Autoren verwenden eine abweichende, etwas näher am Experiment orientierte Definition [4,5]. Die G-Transformation führt zu Kernen aus Antimaterie; die Verbindung zur normalen

Der Beitrag von Strömen zweiter Klasse läßt sich auf zwei verschiedene Arten untersuchen. Experimente der ersten Art vergleichen die  $ft$ -Werte der Zerfälle von Spiegelkernen. Ströme erster Klasse sind beim Übergang zum Spiegelkern invariant, während Ströme zweiter Klasse ihr Vorzeichen ändern. Diese Experimente sind jedoch mit einer großen Unsicherheit behaftet; die Brechung der Isospinsymmetrie durch die Coulomb-Wechselwirkung kann den Zerfall der Spiegelkerne in gleicher Weise beeinflussen wie die Ströme zweiter Klasse. Die Analyse der  $ft$ -Werte von Spiegelkernen ist von Wilkinson [7] durchgeführt worden.

Nahezu unabhängig von der Isospinsymmetrieverletzung durch die Coulomb-Wechselwirkung ist ein anderer Typ von Experimenten, der den Einfluß der induzierten Terme auf die Beobachtungsgrößen des  $\beta$ -Zerfalls untersucht. Die Resultate lassen sich jedoch nicht unabhängig von der Kernstruktur interpretieren. Experimente dieser Art sind die Messungen der  $\beta$ -Zerfallsasymmetrie ausgerichteter Kerne von Sugimoto et al. [8, 9, 10] und Calaprice et al. [11] und die  $\beta\alpha$ - und  $\beta\gamma$ -Winkelkorrelationsmessungen von Nathan et al. [12, 13] bzw. Rolin et al. [14]. Eine zusammenfassende Übersicht der experimentellen Daten von Wilkinson [15] kommt zu dem Ergebnis, daß sich noch keine Aussage über die Ströme zweiter Klasse machen läßt.

---

Materie läßt sich über die CP-Invarianz herstellen. Tatsächlich wird bei Experimenten, die die Zerfälle von Spiegelkernen vergleichen, also gar nicht die G-Invarianz, sondern  $G \cdot U_C \cdot U_P$  getestet. Da aber die Kernwellenfunktionen gute Paritätseigenzustände sind, gilt [6]:  $G \cdot U_C \cdot U_P \equiv U_S \cdot U_C \cdot U_C \cdot U_P = \pm U_S$ . Aus diesem Grunde werden die Ströme häufig allein nach ihrem Verhalten bei der Ladungssymmetrie-Operation  $U_S$  klassifiziert. In diesem Fall ist ein Strom zweiter Klasse, wenn gilt:

$$J_{\mu}^{+} = U_S^{-1} J_{\mu} U_S$$

Ebenfalls zu dieser zweiten Klasse von Experimenten gehört die vorliegende Messung der  $\beta\gamma$ -Winkelkorrelation erlaubter  $\beta$ -Zerfälle. Durch die Beschränkung auf erlaubte Übergänge ist die Kernstrukturabhängigkeit klein gehalten worden, denn die Winkelkorrelation wird dann nur über Korrekturen von der Größenordnung  $(v_{\text{Nukleon}}/c)(pR)$  bzw.  $(pR)^2$  von der Kernstruktur beeinflusst. Vernachlässigt man diese Korrekturen, so ist der Anisotropiekoeffizient  $A_2$  der Winkelkorrelation proportional zu den Kopplungskonstanten der induzierten Wechselwirkungen |16| <sup>+</sup>)

$$A_2 = -2\sqrt{\frac{2}{3}} v_{12} \frac{p^2}{W} \frac{f_M - f_T}{\lambda} \cdot \Gamma_2(11J_1J_2) \cdot A_2^Y(\lambda\lambda'J_3J_2) \quad (2)$$

Gl. (2) zeigt, daß die Tensorkopplungskonstante nur bestimmt werden kann, wenn die Kopplungskonstante des schwachen Magnetismus bekannt ist. Die Theorie vom erhaltenen Vektorstrom (CVC) macht eine Aussage über diese Kopplungskonstanten des Vektorstroms. Daneben läßt sich aus der Theorie vom teilweise erhaltenen Axialvektorstrom (PCAC), die allerdings experimentell nicht so gut gesichert ist wie die CVC-Theorie, eine Abschätzung für die Kopplungskonstante der induzierten Pseudoskalarwechselwirkung herleiten |17| <sup>++)</sup>:

$$\text{CVC:} \quad f_M = \frac{\mu_P - \mu_N}{2M} = 0.00101 \quad f_S = 0$$

$$\text{PCAC:} \quad f_P \approx - \frac{2M}{1+m_\pi^2} \cdot \lambda = - 0.06584$$

<sup>+</sup>) Die geometrischen Faktoren  $\Gamma_k(LL'J_1J_2)$  und  $A_2^Y(\lambda\lambda'J_3J_2)$  sowie die Coulombfunktion  $v_{12}$  werden in Kap.II näher beschrieben. Dort wird auch der Beitrag der Kernstruktur angegeben.

<sup>++)</sup>  $\mu_P$  und  $\mu_N$  sind die anomalen magnetischen Momente des Protons bzw. Neutrons,  $M$  und  $m_\pi$  die Nukleonen- bzw. Pionenmasse.

In der vorliegenden Arbeit wurde der Anisotropiekoeffizient der Winkelkorrelation  $A_2$  für die Nuklide  $\text{Sc}^{46}$ ,  $\text{Ca}^{47}$  und  $\text{Cs}^{134}$  in Abhängigkeit von der Elektronenenergie gemessen.  $\text{Sc}^{46}$  und  $\text{Ca}^{47}$  zerfallen innerhalb der  $f_{7/2}$ -Schale; die Kernstruktur ist für diese Nuklide recht gut bekannt.

$\text{Cs}^{134}$  hat 79 Neutronen und ist damit ein nahezu semimagischer Kern. Oberhalb des Schalenabschlusses bei  $Z = 50$  befinden sich 5 Protonen. Die Kernstruktur ist also auch bei diesem Kern relativ einfach zu beschreiben.

In einer sorgfältigen Analyse wird untersucht, welchen Einfluß die Kernstruktur auf die Winkelkorrelation ausübt. Der Einfluß der induzierten Tensorwechselwirkung wird aufgezeigt und es wird untersucht, ob die Tensorwechselwirkung zur Interpretation der Daten erforderlich ist. Dies würde die Existenz der Ströme zweiter Klasse bedeuten.

## II. Theoretische Grundlagen

### 1) Formeln für den $\beta$ -Zerfall

Die Winkelkorrelation einer  $\beta$ - $\gamma$ -Kaskade mit der Spinfolge  $J_1 \rightarrow J_2 \rightarrow J_3$  wird als Entwicklung nach Legendre-Polynomen dargestellt:

$$\omega(E, \theta) = 1 + A_2(E) \cdot P_2(\cos\theta) + A_4(E) \cdot P_4(\cos\theta) \quad (3)$$

Höhere Glieder der Entwicklung können bei den hier untersuchten erlaubten  $\beta$ -Übergängen vernachlässigt werden. Die Entwicklungskoeffizienten zerfallen in zwei Faktoren:

$$A_k(E) = B_k(E) \cdot A_k^\gamma(\lambda\lambda'J_3J_2).$$

$B_k(E)$  wird von den geometrischen Faktoren und den reduzierten Matrixelementen des  $\beta$ -Zerfalls bestimmt; dagegen hängt  $A_k^\gamma(\lambda\lambda'J_3J_2)$  nur von den geometrischen Faktoren des  $\gamma$ -Übergangs und, im Falle eines Übergangs mit einer Mischung zwischen den Multipolordnungen  $\lambda$  und  $\lambda'$ , auch von den reduzierten Matrixelementen  $\delta_\lambda$  des  $\gamma$ -Übergangs ab:

$$A_k^\gamma(\lambda\lambda'J_3J_2) = \sum_{\lambda\lambda'} F_k(\lambda\lambda'J_3J_2) \cdot \delta_\lambda \cdot \delta_{\lambda'}$$

Die reduzierten Matrixelemente  $\delta_\lambda$  sind so normiert, daß  $\sum_{\lambda} \delta_\lambda^2 = 1$ . Das Mischungsverhältnis  $\delta$  ist dann  $\delta = \delta_{\lambda'} / \sqrt{1 - \delta_{\lambda'}^2}$ . Der F-Koeffizient enthält 3j- und 6j-Symbole und ist in |18| tabelliert.

Bei der theoretischen Analyse der Daten ist es zweckmäßig, weitere Beobachtungsgrößen, die von anderen Autoren gemessen wurden, in die Untersuchungen einzubeziehen. Hierzu ist vor allem die  $\beta\gamma$ -Zirkularpolarisationskorrelation ( $\beta\gamma_{CP}$ -Korrelation) geeignet. Diese Größe mißt die Winkelkorrelation zwischen  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung einer Kaskade, wobei der  $\gamma$ -Detektor auf

die Polarisation der  $\gamma$ -Quanten empfindlich ist. Für erlaubte Zerfälle schreibt man für diese Korrelation

$$\omega(E, \theta) = 1 - \tau \cdot A_1(E) \cdot P_1(\cos \theta)$$

( $\tau = +1$  für rechtszirkularpolarisierte,  $\tau = -1$  für linkszirkularpolarisierte  $\gamma$ -Quanten). Anstelle von  $A_1$  wird zumeist der durch

$$A_1 = - \frac{v}{c} \cdot A$$

definierte Asymmetriekoeffizient  $A$  verwendet.\* Diese Größe ist für erlaubte Zerfälle nahezu unabhängig von der Energie.

Der Formalismus, der die Beobachtungsgrößen mit der Kernstruktur verbindet, ist bei Behrens und Jänecke [19] und Behrens und Bühring [1] dargestellt. Die zur Berechnung der Observablen erforderliche Information über die Kernstruktur ist in den Formfaktorkoeffizienten  $F_{KLS}^N(k_e, m, n, \rho)$  enthalten.  $K, L$  und  $s$  geben Rang, Multipolarität und Spin der Tensoroperatoren in den Formfaktoren an. Die Indizes  $m, n$  und  $\rho$  sind durch die Entwicklung der Formfaktoren nach  $(m_e R)^{m-n} (WR)^{n-\rho} (\alpha Z)^\rho$  gegeben;  $N$  gibt die Potenz der Entwicklung nach  $(pR)^{2N}$  an. Für  $\rho=0$  schreibt man einfach:  $F_{KLS}^N(k_e, m, n, 0) \equiv F_{KLS}^N$ . In der vorliegenden Untersuchung sind Glieder bis  $\rho \leq 3$  und  $N \leq 1$  berücksichtigt worden.

Vernachlässigt man die induzierten Wechselwirkungen, so sind die Formfaktorkoeffizienten  $F_{KLS}^N$  bis auf einen Faktor  $\pm 1$  oder  $\pm \lambda$  mit den Matrixelementen  $M_{KLS}^N$  identisch. (Definition siehe Anhang) Die induzierten Wechselwirkungen ändern an der Beschreibung der Observablen durch die Formfaktorkoeffizienten nichts; nur die Matrixelemente in den Formfaktorkoeffizienten müssen durch zusätzliche Terme ergänzt werden. Für Rang 0- und Rang 1-Formfaktorkoeffizienten erhält man die folgenden Formeln:

\*  $v$  ist die Geschwindigkeit des Elektrons,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit

$$V_{F_{000}}^O = \left[ 1 + f_S \left( W_O + \frac{6}{5} \frac{\alpha Z}{R} \right) \right] V_{M_{000}}^O$$

$$V_{F_{011}}^O = - \left[ 1 - f_M \left( W_O + \frac{6}{5} \frac{\alpha Z}{R} \right) \right] V_{M_{011}}^O \\ + f_S \frac{1}{R} \sqrt{6} V_{M_{000}}^O$$

$$V_{F_{111}}^O = \left[ 1 - f_M \left( W_O + \frac{6}{5} \frac{\alpha Z}{R} \right) \right] V_{M_{111}}^O \\ - f_M \frac{1}{R} \sqrt{6} A_{M_{101}}^O$$

$$A_{F_{110}}^O = \left[ \lambda + f_P \left( W_O + \frac{6}{5} \frac{\alpha Z}{R} \right) \right] A_{M_{110}}^O \\ - f_T \frac{1}{R} \sqrt{3} A_{M_{101}}^O$$

$$A_{F_{101}}^O = - \left[ \lambda - f_T \left( W_O + \frac{6}{5} \frac{\alpha Z}{R} \right) \right] A_{M_{101}}^O$$

$$A_{F_{121}}^O = - \left[ \lambda - f_T \left( W_O + \frac{6}{5} \frac{\alpha Z}{R} \right) \right] A_{M_{121}}^O \\ + f_T \frac{1}{R} 5 \sqrt{\frac{1}{3}} V_{M_{111}}^O \\ + f_P \frac{1}{R} 5 \sqrt{\frac{2}{3}} A_{M_{110}}^O$$

Für leichte bis mittelschwere Kerne kommen die Hauptbeiträge von wenigen Matrixelementen; in diesem Fall läßt sich für den Anisotropiekoeffizienten  $A_2$  der Winkelkorrelation erlaubter, isospinverbotener Übergänge eine einfache Näherungsformel angeben [16]:<sup>+)</sup>

---

<sup>+)</sup>   $\Gamma_2(LL'J_1J_2)$  ist ein geometrischer Faktor und in [18] tabelliert.  $v_{12}$  ist eine Coulomb-Funktion ( $v_{12} \approx 1$ ) und in [19] tabelliert.

$$\begin{aligned}
 A_2 = & - \frac{2}{\sqrt{3}} v_{12} \frac{p^2}{W} R \{ \Gamma_2(11J_1J_2) \frac{\frac{1}{\sqrt{3}} V_{M111}^O - \frac{2}{\sqrt{3}} \lambda \frac{A_{M110}^O}{\lambda \frac{A_{M101}^O}}{\lambda \frac{A_{M101}^O}}}} \\
 & + \Gamma_2(12J_1J_2) \frac{V_{M211}^O}{\lambda \frac{A_{M101}^O}} + \Gamma_2(11J_1J_2) \sqrt{2} \frac{f_M - f_T}{\lambda \cdot R} \} A_2^Y(\lambda \lambda' J_3 J_2)
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

Die ersten zwei Terme in dieser Formel sind kernstrukturabhängig; sie enthalten die Rang1- und Rang2-Matrixelemente. Der letzte Term enthält die Kopplungskonstanten der induzierten Wechselwirkungen. Die Matrixelemente gehen in diese Formel nur als Quotienten ein, d.h., für die Anisotropie ist nur die Größe relativ zu einem Standardmatrixelement von Bedeutung. Die Energieabhängigkeit des Anisotropiekoeffizienten ist in dieser Näherung  $A_2 \sim v_{12} p^2/W$ . Aus diesem Grunde wurde die Analyse der Meßdaten mit dem reduzierten Anisotropiekoeffizienten

$$A_2^{\text{red}} = \frac{A_2}{v_{12} \frac{p^2}{W}}$$

vorgenommen.

## 2) Berechnung der Matrixelemente

Die Matrixelemente müssen für Vielteilchenwellenfunktionen berechnet werden; dabei ist man jedoch auf Näherungslösungen angewiesen. Die Vielteilchenmatrixelemente werden durch eine Summe über Einteilchenmatrixelemente ersetzt. Der Mesonenaustausch zwischen den gebundenen Nukleonen bleibt dabei unberücksichtigt. Die Nukleonen werden durch Schalenmodellwellenfunktionen beschrieben. Ein n-Teilchenzustand in der j-Schale wird durch Spin J, Isospin T und Seniorität v charakterisiert; ein zusätzlicher Index  $\alpha$  unterscheidet solche orthogonalen Zustände, die in allen anderen Quanten-



zahlen übereinstimmen. Für Übergänge innerhalb einer j-Schale lassen die reduzierten Matrixelemente sich schreiben als das Produkt aus Einteilchenmatrixelementen und einem Faktor, der nur vom Tensorrang K, aber nicht von Multipolarität L und Spin s abhängt (siehe Anhang):

$$\begin{aligned}
 & (j^n v T J \alpha ||| \sum_{i=1}^n T_{KLS}(i) \cdot t(i) ||| j^n v' T' J' \alpha') \\
 & = C(K) \cdot (j ||| T_{KLS} ||| j) \left( \frac{1}{2} ||| t ||| \frac{1}{2} \right)
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

Für isospinverbotene Übergänge verschwindet das Fermi-Matrixelement:  $V_{M_{000}}^0 = 0$ . Da die reduzierten Matrixelemente ungleich null sind, folgt  $C(0) = 0$ . Damit müssen auch alle anderen Rang0-Matrixelemente verschwinden, und der Übergang wird von Rang1-Matrixelementen beherrscht.

Die Kernstruktur beeinflusst nur den Faktor  $C(K)$ , und da die Observablen nur von Quotienten der Matrixelemente abhängen, sind die Observablen unabhängig von den Rang1-Matrixelementen. Wenn der Zerfall innerhalb einer j-Schale stattfindet, sind die Observablen also nur über Matrixelemente vom Rang  $K \geq 2$  von der Kernstruktur abhängig.

### III. Experiment und Ergebnisse

#### 1) Meßapparatur

Die Durchführung von Messungen mit der erforderlichen Genauigkeit wird durch eine Mehrdetektorapparatur ermöglicht.<sup>+)</sup> Die in Abb. 1 dargestellte Anordnung mit 4 $\beta$ - und 2 $\gamma$ -Detektoren bietet acht Koinzidenzmöglichkeiten unter den Winkeln 90°, 135° und 180°. Sie bringt daher eine gute statistische Genauigkeit, ermöglicht die gleichzeitige Messung von  $A_2$  und  $A_4$  und erlaubt eine Auswertung, bei der die üblichen Korrekturen für unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren und abfallende radioaktive Quellstärke entfallen. Die  $\beta$ -Detektoren lassen sich aus ihrer mittleren Stellung in Abb.1 um 45° nach links und rechts schwenken. Da die Winkelkorrelation Gl.(3) für die Winkel 45° und 135° bzw. 225° und 315° gleich ist, kann auf diese Weise kontrolliert werden, ob die Messung durch unerwünschte

<sup>+) Eine eingehende Beschreibung findet sich bei Wischhusen | 20 |</sup>

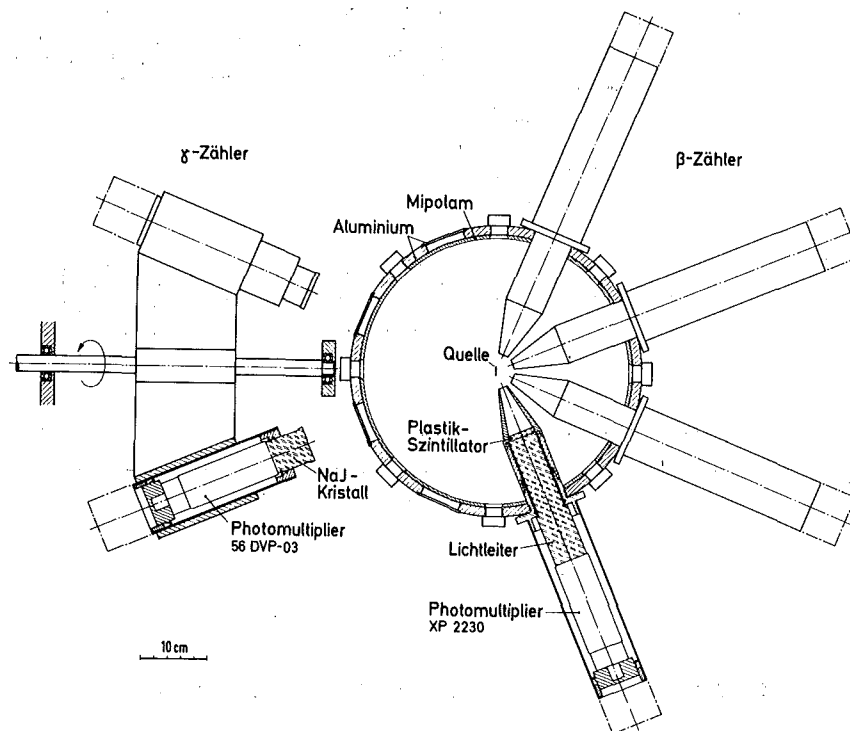


Abb. 1: Experimentelle Anordnung

Koinzidenzen verfälscht ist. Solche Koinzidenzen können z.B. durch Elektronen und Bremsstrahlung oder durch Zähler-Zähler-Streuung von  $\gamma$ -Quanten verursacht werden. Durch die Verwendung eines Vielkanalanalysators kann die Energieabhängigkeit der Winkelkorrelation ohne Zählratenverluste aufgenommen werden.

Die Quelle befindet sich inmitten einer mit Mipolam gegen Elektronen-Rückstreuung ausgekleideten Aluminiumkammer in einem Vakuum von  $4 \cdot 10^{-2}$  Torr. Die Justierung läßt sich durch Fenster in der Wandung kontrollieren. Gestreute Elektronen werden durch tütenförmige Blenden vor den Detektoren, gestreute  $\gamma$ -Quanten durch 2 cm starke Bleiblenen an der Außenseite der Kammer abgeschirmt.

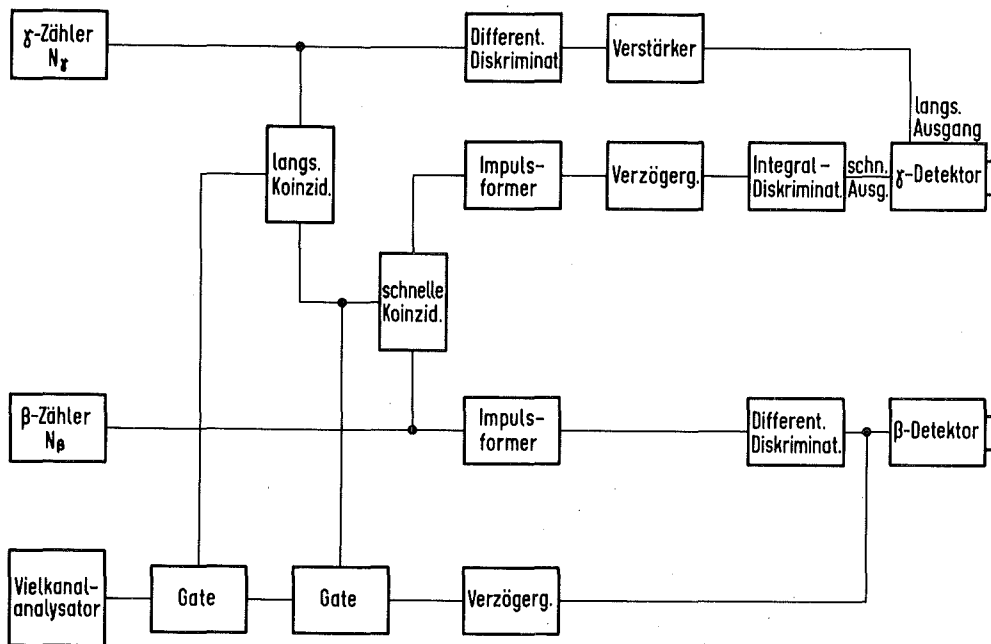


Abb. 2: Blockschaltbild einer Koinzidenzstufe

Die Elektronen werden mit Plastiksziintillatoren nachgewiesen. Die Dicke der Szintillatoren läßt sich zwischen 2 mm und 16 mm variieren und wird nicht größer gewählt, als zum Stoppen der Elektronen erforderlich ist. Zum Nachweis der  $\gamma$ -Quanten werden 2"  $\times$  2" große NaJ(Tl)-Kristalle verwendet. Die Photovervielfacher sind bei den  $\gamma$ -Detektoren vom Typ Valvo 56 DVP-O3; bei den  $\beta$ -Detektoren wird der neuere Typ XP 2230 eingesetzt. Die Photovervielfacher sind mit  $\mu$ -Metall abgeschirmt, und das magnetische Erdfeld ist kompensiert.

Die elektronischen Signale werden zunächst mit einer konventionellen Fast-Slow-Koinzidenzanordnung verarbeitet, die bereits früher beschrieben worden ist [20]. Daneben werden die  $\beta$ -Signale nach einer Verzögerung auf ein lineares Gate gegeben, das nur geöffnet ist, wenn die schnelle Koinzidenz angesprochen hat (Abb.2). Der Eingang des Vielkanalanalysators wird über den Koinzidenzeingang von der langsamen Koinzidenz freigegeben. Die acht Koinzidenzspektren werden im Vielkanalanalysator gespeichert und nach einer Meßzeit von 300 sec von dem Prozeßrechner TR 86 im System CALAS der Abteilung für Datenverarbeitung und Instrumentierung ausgelesen und auf Magnetband geschrieben. Eine gleichzeitige Vorauswertung, die zusammen mit den wichtigsten Daten über ein Bildschirmgerät abgerufen werden kann, ermöglicht die ständige Kontrolle der Messung.

Die Diskriminatoren der  $\beta$ -Seite wurden so eingestellt, daß nur der koinzidenzfähige Teil des Spektrums aufgenommen wurde. Die  $\gamma$ -Diskriminatoren wurden auf die Photolinie eingestellt. Die Energieeichung erfolgte mit geeigneten Konversionslinienspektren. Eichung und Diskriminatoreinstellungen wurden täglich überprüft.

Die  $\gamma$ -Detektoren sind so angebracht, daß sie gegeneinander vertauscht werden können. Dadurch werden Messungen unter ein und demselben Winkel mit verschiedenen Koinzidenzstufen durchgeführt, so daß die elektronischen Zählratenverluste

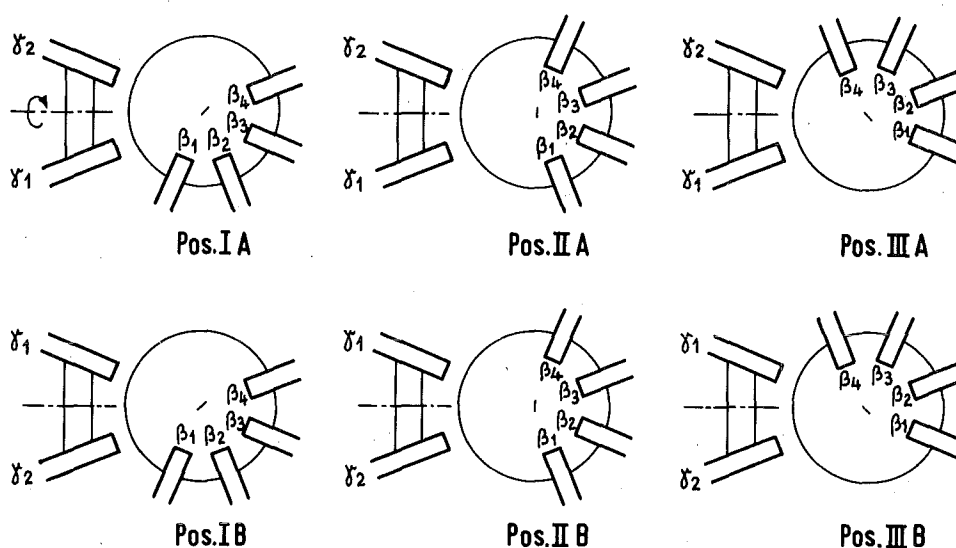


Abb. 3: Schematische Darstellung der Detektorpositionen

der einzelnen Koinzidenzstufen in der Auswertung beseitigt werden können. Die möglichen Positionen der  $\beta$ - und  $\gamma$ -Detektoren sind in Abb.3 dargestellt. Nach jeder Einzelmessung wird die Position verändert, wobei die Reihenfolge IA, IB, IIA, IIB, IIIA, IIIB, IIA, IIB durchlaufen wird.

## 2) Datenauswertung

Das Meßdatenband enthält als Rohdaten:

die  $\gamma$ -Einzelzählraten  $N_{\gamma n}$ ,  $n = 1, 2$

die  $\beta$ -Einzelzählraten  $N_{\beta m}$ ,  $m = 1 \dots 4$  für das ganze, von den Diskriminatoren akzeptierte Intervall

die acht Koinzidenzspektren  $K_{mn}^i$  zwischen  $\beta$ -Zähler  $m$  und  $\gamma$ -Zähler  $n$ ;  $i =$  Kanalnummer.

Die ursprünglich 128 Kanäle der Spektren werden zu Beginn der Auswertung auf 32 Kanäle reduziert.

Die systematischen Koinzidenzraten müssen für zufällige Koinzidenzen korrigiert werden. Dazu wurden einmal täglich

die Spektren der zufälligen Koinzidenzen  $Z_{mn}^i$  aufgenommen. Die Daten wurden über alle Einzelmessungen gemittelt und aus Gl.(6) die Größen  $\tau_{mn}^i$  berechnet.

$$Z_{mn}^i = 2 \cdot \tau_{mn}^i \cdot N_{\beta m} \cdot N_{\gamma n} \quad (6)$$

Bei der Auswertung der systematischen Koinzidenzen wurde zunächst für jede Einzelmessung die Zahl der zufälligen Koinzidenzen nach Gl.(6) berechnet und abgezogen. Sodann wurden die Daten über alle Einzelmessungen gemittelt und für jede Detektorposition und jeden Kanal die vier Quotienten berechnet:

$$Q_1^i = \frac{K_{12}^i \cdot K_{21}^i}{K_{11}^i \cdot K_{22}^i} \quad Q_2^i = \frac{K_{32}^i \cdot K_{41}^i}{K_{31}^i \cdot K_{42}^i}$$

$$Q_3^i = \frac{K_{11}^i \cdot K_{42}^i}{K_{12}^i \cdot K_{41}^i} \quad Q_4^i = \frac{K_{22}^i \cdot K_{31}^i}{K_{21}^i \cdot K_{32}^i}$$

Diese Größen sind nicht unabhängig von den unterschiedlichen elektronischen Zählratenverlusten der acht Koinzidenzstufen, doch lassen sich diese Unterschiede ausschalten, wenn man die Quotienten für verschiedene Positionen der  $\gamma$ -Zähler durcheinander dividiert:

$$W_K^i = \sqrt[4]{\frac{(Q_K^i)_{\text{Pos. A}}}{(Q_K^i)_{\text{Pos. B}}}}$$

Daraus berechnen sich die Korrelationskoeffizienten nach den Formeln:

$$A_2^i = \frac{10}{7} \cdot \frac{4 - 9W_m^i + 5W_n^i}{8 - 6W_m^i + W_n^i}$$

$$A_4^i = \frac{48}{7} \cdot \frac{-2 + W_m^i + W_n^i}{8 + 6W_m^i + W_n^i}$$

Die Indizes geben an, welche der Quotienten in den verschiedenen Zählerpositionen verwendet werden:

$m = 1$	$n = 2$	in Position I
$m = 3$	$n = 4$	in Position II
$m = 2$	$n = 1$	in Position III.

Außer  $A_2$  und  $A_4$  läßt sich aus den Quotienten noch ein Kontrollwert  $K^i$  berechnen:

$$K^i = \frac{W_{5-n}^i}{W_{5-m}^i}$$

Wenn die gemessene Korrelation die Form (3) besitzt, ist  $K^i = 1$ . Signifikante Abweichungen lassen auf Beimischung unerwünschter Koinzidenzen schließen und machen eine Korrektur der Resultate erforderlich.

Nachdem alle Korrekturen der systematischen Fehler angebracht sind (hierauf wird im nächsten Kapitel näher eingegangen), werden die drei Zählerpositionen gemittelt. Da der Abstand der Kanäle wesentlich kleiner ist als die Energieauflösung der Detektoren, werden mehrere Kanäle zu den Endresultaten zusammengefaßt.

### 3) Korrekturen

Die systematischen Fehler und ihre Korrekturen sind in einer früheren Arbeit [21] untersucht worden. Sie werden hier nur kurz beschrieben.

#### Vielfach- und Rückstreuung der Elektronen in der Quelle

Bei Winkelkorrelationsapparaturen mit nur einem  $\beta$ -Detektor kann diese Korrektur mit einem Faktor an den Anisotropiekoeffizienten  $A_2$  und  $A_4$  angebracht werden. Im vorliegenden Fall stehen die  $\beta$ -Detektoren unter den Winkeln  $22.5^\circ$  und  $67.5^\circ$  zur Oberfläche der Quelle. Die Korrekturen müssen daher

an den Quotienten  $Q_K^i$  in Gl.(7) angebracht werden.

Die Korrekturfaktoren wurden mit einem Monte-Carlo-Programm berechnet. Dabei wurde vorausgesetzt, daß die Streuung der Elektronen mit der Mott-Born-Formel beschrieben werden kann:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4 \cdot Z^2 r_0^2 E^2 \frac{[1-F(q_0)]^2}{q_0^4}$$

( $q_0$  = Impulsübertrag,  $F(q_0)$  = Atomformfaktor)

Das Potential wurde durch ein Thomas-Fermi-Potential angenähert.

$$V(r) = \frac{Z \cdot e^2}{r} \sum_{i=1}^3 a_i e^{-b_i \cdot r}$$

$a_i$  und  $b_i$  wurden für jedes Z berechnet.

### $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen

Zur Bestimmung des  $\gamma\gamma$ -Anteils an den Koinzidenzen wurden die  $\beta$ -Detektoren mit Plastikabsorbern gegen die  $\beta$ -Strahlung abgedeckt. Besteht die  $\gamma\gamma$ -Beimischung nur aus einer Kaskade, kann die Korrektur mit den Literaturwert für die  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation vorgenommen werden. Bei einer Beteiligung mehrerer Kaskaden muß die Winkelkorrelation gemessen werden.

### Koinzidenzen zwischen Elektronen und äußerer Bremsstrahlung

Die Winkelverteilung der Bremsstrahlung wurde mit einer  $Sr^{90} + Y^{90}$ -Quelle für verschiedene  $\gamma$ -Energien gemessen. Da Bremsstrahlung vorwiegend in Vorwärtsrichtung emittiert wird, ist der Kontrollwert K empfindlich für eine Beimischung derartiger Koinzidenzen und läßt sich zur Bestimmung des Anteils verwenden.



### Endliche Raumwinkelauflösung

Die Korrekturfaktoren für die Anisotropiekoeffizienten erhält man durch Integration der Legendre-Polynome über die Öffnungswinkel der Zähler:

$$A_2^{\text{Korr}} = 1.032 \cdot A_2$$

$$A_4^{\text{Korr}} = 1.113 \cdot A_4$$

### Systematische Fehler

Die Genauigkeit der Korrekturen ist untersucht worden. Dabei hat sich gezeigt, daß nur der Fehler bei der Korrektur für  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen von Bedeutung ist; die übrigen Fehler sind klein gegen die statistische Ungenauigkeit. Die Unsicherheit der  $\gamma\gamma$ -Korrekturen liegt in der Bestimmung des Anteils der  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen an der Gesamtzahl; dagegen kann die  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation genügend genau gemessen werden. Um eine Abschätzung für die Größe des Fehlers zu erhalten, wurde der Anteil mehrmals bestimmt und der Fehler aus der Streuung ermittelt.

### 4) Testmessungen

Es wurde eine Reihe von Testmessungen durchgeführt, die teilweise bereits früher veröffentlicht worden sind |20, 22|, und die ausgezeichnete Resultate geliefert haben.

### $\gamma\gamma$ -Korrelation von $\text{Co}^{60}$

Die Winkelkorrelation der  $4^+ - 2^+ - 0^+$ -Kaskade läßt sich für reine E2-Übergänge berechnen |18|:  $A_k = F_k(2224) \cdot F_k(2202)$ . Sowohl die Messung aus dieser Arbeit als auch die ältere Messung von Wischhusen |20| ist in ausgezeichneter Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert:

	$A_2$	$A_4$
Wischhusen  20	0.1010±0.0011	0.0092±0.0007
diese Arbeit	0.1010±0.0010	0.0097±0.0007
theoretischer Wert	0.1020	0.0091

Tabelle 1:  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation von  $\text{Co}^{60}$

$\beta\gamma$ -Winkelkorrelation von  $\text{Co}^{60}$

Die  $\beta\gamma$ -Winkelkorrelation der  $5^+-4^+-2^+-0^+$ -Kaskade sollte innerhalb der Meßgenauigkeit isotrop sein, wobei es gleichgültig ist, welches der beiden aufeinanderfolgenden  $\gamma$ -Quanten nachgewiesen wird.

	$A_2 \cdot 10^3$	$A_4 \cdot 10^3$
Experiment  20	-0.10±0.19	0.0±0.12
theoretischer Wert	< 0.05	< $10^{-4}$

Tabelle 2:  $\beta\gamma$ -Winkelkorrelation von  $\text{Co}^{60}$

5) Quellenherstellung

Die Präparate  $\text{Sc}^{46}$ ,  $\text{Ca}^{47}$  und  $\text{Cs}^{134}$  wurden durch  $(n,\gamma)$ -Reaktionen im Reaktor FR2 des Kernforschungszentrums Karlsruhe hergestellt. Die Unterlagen der Quellen waren mit einer dünnen Schicht Gold bedampft, die über die Präparathalterung in leitender Verbindung mit der übrigen Apparatur stand und die elektrostatische Aufladung verhinderte. Die Dicke der Präparate wurde aus der Aktivität berechnet.

$Sc^{46}$

Ausgangsmaterial der Bestrahlung war natürliches Scandium. Das aktivierte Material wurde auf eine  $2\mu$  dicke Glimmerfolie aufgedampft; die Massenbelegung betrug  $40 \mu g/cm^2$ .

$Ca^{47}$

Das Ausgangsmaterial war auf 43.4% mit  $Ca^{46}$  angereichert und wurde als  $CaCO_3$  vom Holifield National Laboratory, Oak Ridge bezogen. Nach der Bestrahlung wurde das Präparat in Flußsäure gelöst und ein Tropfen auf Hostaphan-Folie eingetrocknet. Die Quelle wurde mit  $4\mu$  Hostaphan abgedeckt. Da die Halbwertszeit von  $Ca^{47}$  nur  $T_{1/2} = 4.54 \text{ d}$  ist, wurden 4 Quellen hergestellt. Die Dicke betrug zwischen  $120 \mu g/cm^2$  und  $220 \mu g/cm^2$ .

$Cs^{134}$

Das Material wurde als  $CsCl$  bestrahlt und auf Glimmerfolie aufgedampft. Die Dicke betrug  $260 \mu g/cm^2$ .

6) Meßergebnisse

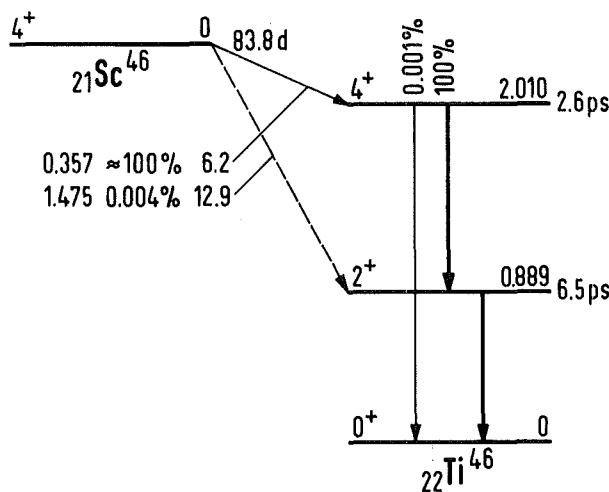


Abb. 4: Zerfallsschema von  $Sc^{46}$  | 23, 24 |

Sc<sup>46</sup>

Bei diesem Nuklid wurde die Winkelkorrelation der 4<sup>+</sup>-4<sup>+</sup>-2<sup>+</sup>-Kaskade gemessen (Abb. 4). Nahezu die gesamte Intensität zerfällt über den beobachteten  $\beta$ - bzw.  $\gamma$ -Übergang, so daß eine gute Koinzidenzausbeute bei kleiner Rate zufälliger Koinzidenzen erreicht wird. Da die  $\gamma$ -Diskriminatoren auf die Photolinie des 1120 keV-Übergangs eingestellt waren, können Elektron-Bremsstrahlkoinzidenzen ausgeschlossen werden. (Der Kontrollwert K war in der Tat  $K^i = 1$  innerhalb des statistischen Fehlers). Indes verursacht die  $\gamma\gamma$ -Kaskade Koinzidenzen, die eine Korrektur erforderlich machen.

Abb. 5 und Tabelle 3 zeigen die Meßergebnisse. Die Werte sind auf  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen, Vielfach- und Rückstreuung und endliche Raumwinkelauflösung korrigiert. Die  $\gamma\gamma$ -Korrektur wurde mit dem theoretischen Wert für die 4<sup>+</sup>-2<sup>+</sup>-0<sup>+</sup>-Kaskade vorgenommen. Als mittleren reduzierten Anisotropiekoeffizienten erhält man

$$\langle A_2^{\text{red}} \rangle = (-1.46 \pm 0.80) \cdot 10^{-3}.$$

E  keV	W	$A_2 \cdot 10^3$	$A_4 \cdot 10^3$	$FA_2^{\text{Syst}}$
120	1.235	-2.49±1.15	1.23±0.83	0.1
152	1.297	-0.68±0.78	0.57±0.56	0.1
200	1.391	0.32±0.99	-0.56±0.71	0.1
247	1.483	-3.01±1.39	0.88±1.00	0.5
295	1.577	0.75±2.29	2.37±1.65	0.3

Tabelle 3: Anisotropiekoeffizienten von Sc<sup>46</sup>

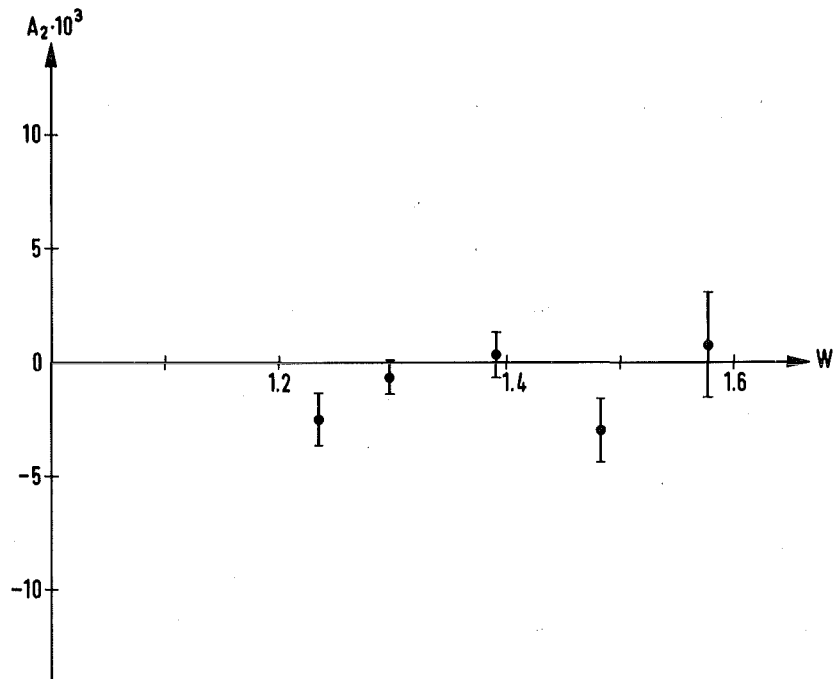


Abb. 5: Winkelkorrelation von Sc<sup>46</sup>

Ca<sup>47</sup>

Über die beobachtete  $7/2^- - 5/2^- - 7/2^-$ -Kaskade zerfällt 30% der Intensität, so daß die Koinzidenzausbeute noch befriedigend ist (Abb.6).  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen und Koinzidenzen mit Bremsstrahlung können bei dieser Kaskade nicht auftreten, und auch der nachfolgende Sc<sup>47</sup>-Zerfall kann wegen der kleinen  $\gamma$ -Energie keine Störung verursachen. Es brauchten daher nur Korrekturen für Vielfach- und Rückstreuung und endliche Raumwinkelauflösung angebracht werden. Die Resultate sind in Tabelle 4 und Abb. 7 dargestellt. Der mittlere reduzierte Anisotropiekoeffizient ist

$$\langle A_2^{\text{red}} \rangle = (1.22 \pm 0.39) \cdot 10^{-3}.$$

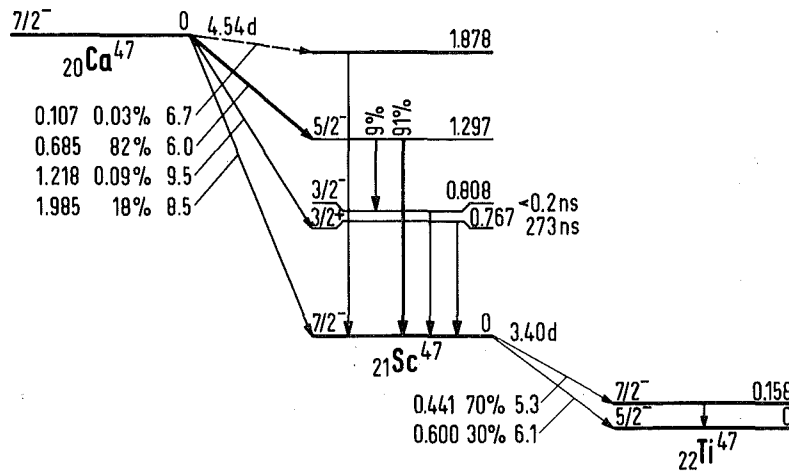


Abb. 6: Zerfallsschema von  $\text{Ca}^{47}$  | 23 |

E [keV]	W	$A_2 \cdot 10^3$	$A_4 \cdot 10^3$
291	1.569	$1.81 \pm 0.90$	$-1.69 \pm 0.64$
365	1.714	$1.13 \pm 0.95$	$-0.75 \pm 0.68$
431	1.834	$1.38 \pm 1.07$	$-0.35 \pm 0.77$
496	1.971	$1.35 \pm 1.28$	$-2.71 \pm 0.92$
562	2.100	$3.14 \pm 1.70$	$-1.19 \pm 1.22$
625	2.223	$0.19 \pm 2.71$	$-2.02 \pm 1.95$

Tabelle 4: Anisotropiekoeffizienten von  $\text{Ca}^{47}$

$\text{Cs}^{134}$

Bei der Messung der Winkelkorrelation der  $4^+ - 4^+ - 2^+$ -Kaskade dieses Nuklids muß eine sehr sorgfältige Energieeichung der  $\beta$ -Detektoren vorgenommen werden. Denn einerseits kann der 410 keV  $\beta$ -Übergang mit  $\gamma$ -Quanten des 1038 keV-Übergangs Koinzidenzen bilden, andererseits muß der Nachweis der koinzidenzfähigen Konversionselektronen des 570 keV bzw. 605 keV-Übergangs ausgeschlossen werden. Es wurde daher nur der Bereich von 415 keV bis 490 keV zur Auswertung herangezogen.  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen können von mehreren Kaskaden

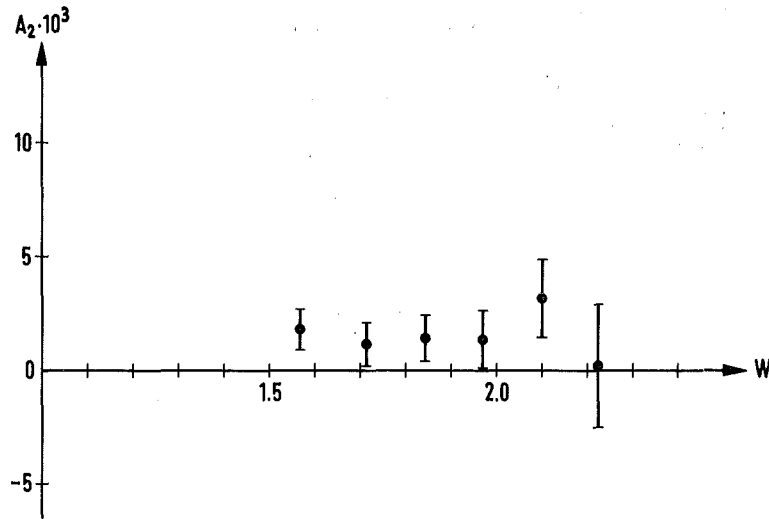


Abb. 7: Winkelkorrelation von  $\text{Ca}^{47}$

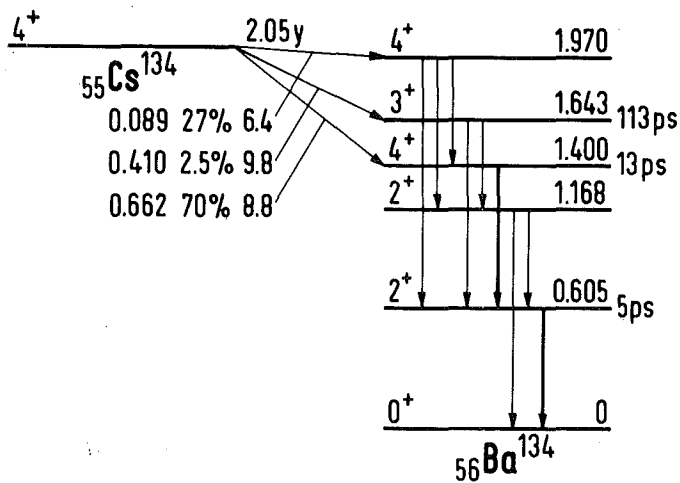


Abb. 8: Zerfallsschema von  $\text{Cs}^{134}$  | 25 |

verursacht werden; die Korrektur muß also mit der gemessenen  $\gamma\gamma$ -Korrelation vorgenommen werden. Daneben wurden Korrekturen für Vielfach- und Rückstreuung und endliche Raumwinkelauflösung angebracht.

Die korrigierten Resultate sind:

$$E = 455 \text{ keV} \quad W = 1.89 \quad A_2 = (1.24 \pm 0.85) \cdot 10^{-3} \quad FA_2^{\text{Syst}} = 0.4 \cdot 10^{-3}$$

$$A_4 = (0.56 \pm 0.61) \cdot 10^{-3}$$

Daraus erhält man für den reduzierten Anisotropiekoeffizienten

$$A_2^{\text{red}} = (0.91 \pm 0.62) \cdot 10^{-3}.$$



#### IV. Analyse der Daten

##### 1) Sc<sup>46</sup>

Neben der Winkelkorrelation steht als weitere Observable die  $\beta\gamma_{CP}$ -Korrelation für die Untersuchung zur Verfügung. Der Artikel von Raman et al. [29] gibt eine Übersicht über die zahlreichen Messungen. Als mittleren Wert findet man dort<sup>+</sup>)

$$A = 0.100 \pm 0.003$$

Die spektroskopischen Faktoren sind für die Sc<sup>45</sup>(He<sup>3</sup>,d)-Reaktionen gemessen worden [30]. Für das 2010 keV-Niveau ergab sich als Verhältnis der spektroskopischen Faktoren  $\alpha = 0.41$  der  $(2p_{3/2}^3)$ -Schale zur  $(1f_{7/2}^7)$ -Schale. Es sei auch noch auf eine ältere Winkelkorrelationsmessung von Steffen [31] hingewiesen:

$$A_2(\text{integral}) = (0.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$$

Es handelt sich dabei um eine integrale Messung über einen großen Energiebereich, die nur bedingt mit den Werten aus dieser Arbeit verglichen werden kann.

Der betrachtete  $\beta$ -Übergang ist isospinverboten ( $T_i = 2 \rightarrow T_f = 1$ ) und hat den log ft-Wert  $\log ft = 6.2$ , ist also leicht behindert. Der energetisch niedrigste Zustand für das zerfallende Neutron ist nach dem Schalenmodell (Abb.9) ein  $1f_{7/2}^7$ -Zustand. Das Proton wird in diesem Modell ebenfalls wieder in die

---

<sup>+</sup>) Dieser Wert ist der Mittelwert der beiden genauesten Messungen. Als Mittelwert aller Messungen ist in [29] der Wert  $A = 0.084 \pm 0.003$  angegeben. Dieser Wert würde eine kleinere Isospinmischung im 2010 keV-Zustand bedeuten. Wie weiter unten gezeigt wird, wäre das für diese Arbeit ohne Bedeutung.

$1f_{7/2}$ -Schale eingebaut. Die Rechnungen von McCullen, Bayman und Zamick [32] zeigen, daß die Anregungsspektren, die sehr viel stärker von Konfigurationsmischungen abhängen, recht gut mit  $f_{7/2}$ -Wellenfunktionen zu beschreiben sind, und auch neuere Rechnungen [33] zeigen, daß  $f_{7/2}$ -Zustände ein guter Ausgangspunkt für die Beschreibung sind.

Nach Flowers [34] gibt es in der  $f_{7/2}$ -Schale für 6 Teilchen, die zum Isospin  $T=2$  koppeln, einen Zustand mit der Seniorität  $v=2$  und vier Zustände mit Seniorität  $v=4$ . Für  $T=1$  gibt es zwei  $v=2$ , acht  $v=4$  und sieben  $v=6$  Zustände. Die Paarungskraft begünstigt die Zustände mit der kleinsten Seniorität, doch haben die Rechnungen von Ginocchio [35] gezeigt, daß auch Zustände mit höherer Seniorität einen beträchtlichen Anteil an den Wellenfunktionen haben. Es wurde daher zunächst der Einfluß von Senioritätsmischungen auf die Observablen untersucht. In Abb. 10 wurde im Endzustand zu der  $v_f=2$ -Wellenfunktion eine  $v_f=4$ -Wellenfunktion mit der Amplitude  $a_v$  beigemischt; in Abb. 11 wurden alle  $v_f=4$  und  $v_f=6$ -Wellenfunktionen beigemischt. Die gestrichelte Linie trennt den Bereich ab, in dem der berechnete  $ft$ -Wert den experimentellen übersteigt. In diesem Bereich ist die Kernstruktur mit Sicherheit nicht richtig beschrieben, denn der zu große  $ft$ -Wert zeigt, daß wesentlich am Zerfall beteiligte Konfigurationen nicht berücksichtigt wurden. Beide Rechnungen zeigen dasselbe

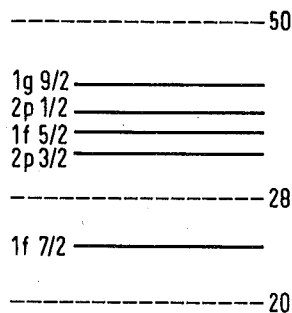


Abb. 9: Schalenmodellzustände oberhalb der  $f_{7/2}$ -Schale

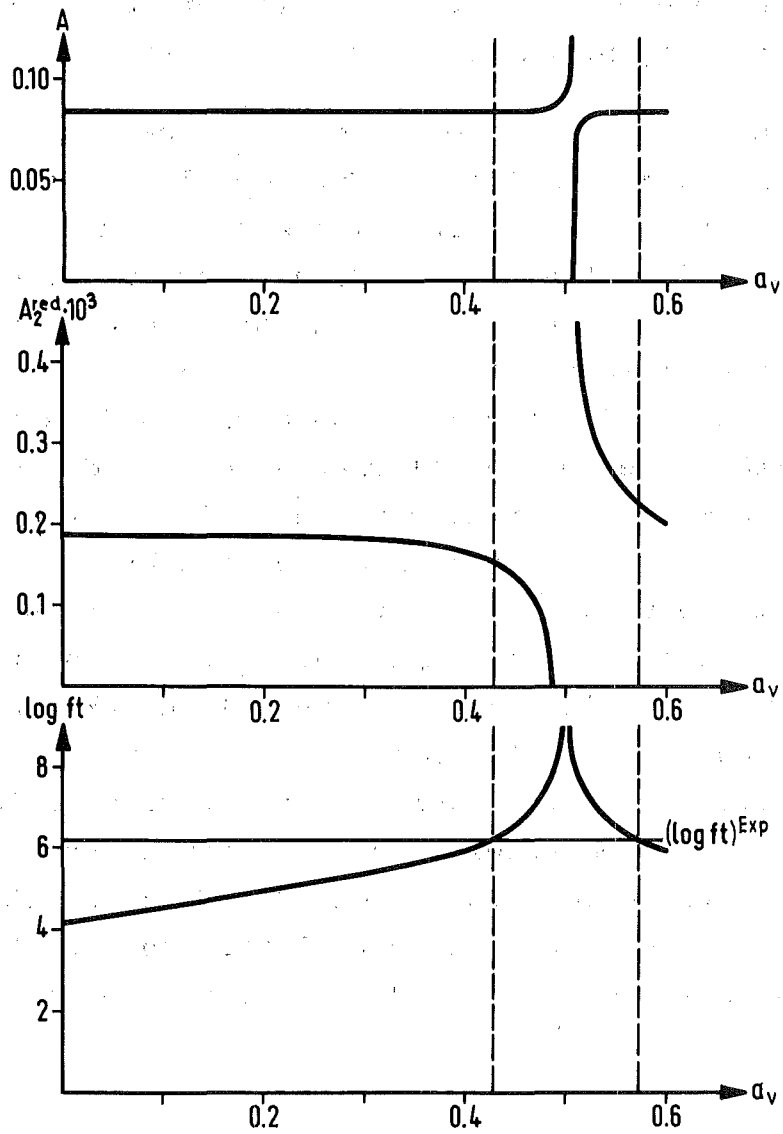


Abb. 10: Einfluß der Beimischung einer  $\gamma=4$ -Wellenfunktion mit der Amplitude  $a_v$  auf den Asymmetriekoeffizienten  $A$ , den Anisotropiekoeffizienten  $A_2^{\text{red}}$  und den  $\log ft$ -Wert

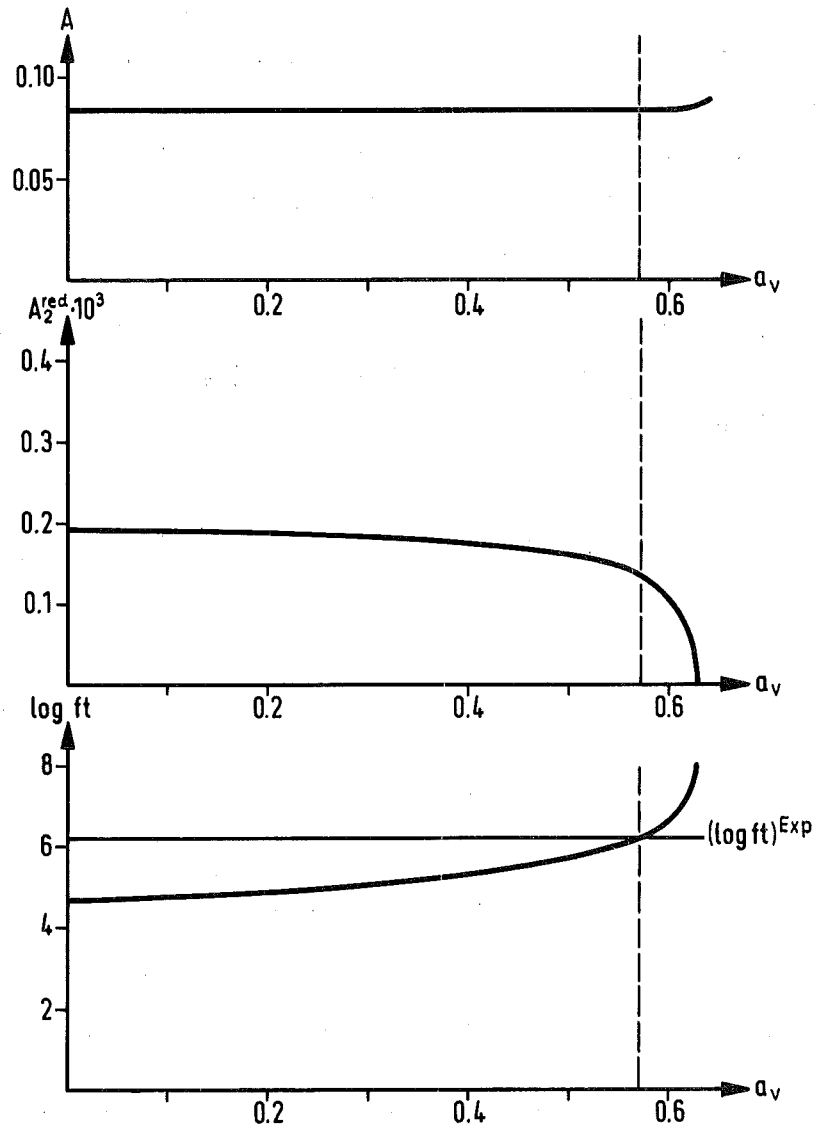


Abb. 11: Einfluß einer Mischung aus  $v_f=2$ ,  $v_f=4$  und  $v_f=6$ -Wellenfunktionen auf den Asymmetriekoeffizienten  $A$ , den Anisotropiekoeffizienten  $A_2^{\text{red}}$  und den  $\log ft$ -Wert

Ergebnis: Winkelkorrelation und  $\beta\gamma_{CP}$ -Korrelation sind weitgehend unabhängig von Senioritätsmischungen, solange die führenden Matrixelemente sich nicht gegenseitig auslöschen. Dieses Verhalten läßt sich verstehen, wenn man die Gleichungen (4) und (5) betrachtet:

Durch die Mischung der Wellenfunktionen mit verschiedenen Senioritäten wird nur der Faktor C(K) geändert; der Beitrag der Rang1-Matrixelemente bleibt unverändert, während jener der Rang2-Matrixelemente um den Faktor C(2)/C(1) geändert wird..

Die numerischen Werte der Faktoren C(K) für den Übergang von  $v_i=2$  und  $v_f=2$ - und  $v_f=4$ -Wellenfunktionen (Abb.10) zeigt Tabelle 5.

$$\psi_i(v_i=2, T_i=2, J_i=4, a_i=0) \rightarrow \sqrt{1-a_v^2} \psi_f(v_f=2, T_f=1, J_f=4, \alpha_f=0) + a_v \psi_f(v_f=4, T_f=1, J_f=4, \alpha_f=0)$$

	C(0)	C(1)	C(2)	$\frac{C(2)}{C(1)}$
$a_v = 0$	0.0	0.2791	0.0493	0.18
$a_v = 1$	0.0	-0.4808	0.2446	-0.51
$a_v = 0.42$	0.0	0.0514	0.1426	2.77

Tabelle 5: Kernstrukturfaktoren C(K) aus Gleichung (5) für die Mischung von Wellenfunktionen mit den Senioritäten  $v_f=2$  und  $v_f=4$ .

Die Kernstrukturfaktoren C(K) wurden für alle 85 möglichen Übergänge berechnet. Das Verhältnis C(2)/C(1) ist am größten für Übergänge zwischen den folgenden Konfigurationen:

$$\psi_i (v_i=2 \quad T_i=2 \quad J_i=4 \quad \alpha_i=0) \rightarrow \sqrt{1-a_V^2} \psi_f (v_f=4 \quad T_f=1 \quad J_f=4 \quad \alpha_f=1) + a_V \psi_f (v_f=4 \quad T_f=1 \quad J_f=4 \quad \alpha_f=1) \quad (8)$$

Der Einfluß auf die Observablen ist wiederum am größten, wenn die Amplitude  $a_V$  so gewählt ist, daß der ft-Wert richtig wiedergegeben wird. (Dies ist gleichbedeutend mit der Forderung, daß der Zerfall ausschließlich zwischen den Konfigurationen (8) stattfinden soll.) Die Faktoren C(K) für diese Übergänge sind in Tabelle 6 aufgelistet.

	C(0)	C(1)	C(2)	$\frac{C(2)}{C(1)}$
$a_V = 0$	0.0	0.5235	-0.4237	-0.81
$a_V = 1$	0.0	0.3458	0.5220	1.51
$a_V = -0.7904$	0.0	0.0474	-0.6721	-14.2
$a_0 = -0.8736$	0.0	0.0473	-0.6622	14.0

Tabelle 6: Kernstrukturfaktoren C(K) aus Gl.(5) für den Übergang zwischen den Konfigurationen (8). Mit den Amplituden  $a_V = -0.7904$  und  $a_V = -0.8736$  wird der ft-Wert richtig berechnet.

Mit diesen extremen Annahmen erhält man für den Anisotropiekoeffizienten die Grenzen

$$0.07 \cdot 10^{-3} < A_2^{\text{red}} < 0.46 \cdot 10^{-3}$$

In einem realistischen Modell wird die Wellenfunktion aber einen großen  $v=2$ -Anteil besitzen, und neben  $\alpha_f=1$  und  $\alpha_f=2$  werden auch die anderen  $v_f=4$ -Wellenfunktionen beitragen.

Realistische Werte für den Anisotropiekoeffizienten werden somit eher aus Abb.10 und Abb.11 zu entnehmen sein.

Die  $\beta\gamma_{CP}$ -Korrelation wird durch die bisher beschriebenen Rechnungen nicht richtig wiedergegeben. Da diese Größe vor allem für Isospinbeimischungen empfindlich ist, wurde die folgende Konfiguration untersucht:

$$|f\rangle = |T_f=1, T_{3f}=1\rangle + a_T |T_f=2, T_{3f}=1\rangle \quad (9)$$

Aus dem Asymmetriekoeffizienten wird  $a_T = (0.76 \pm 0.13) \cdot 10^{-3}$  berechnet; diese Beimischung ändert den Anisotropiekoeffizienten um etwa 1%.

Da die Kernstruktur innerhalb der  $f_{7/2}$ -Schale nicht in der Lage ist, die Winkelkorrelation richtig wiederzugeben, soll jetzt der Einfluß der induzierten Terme untersucht werden. Auf  $f_T$ -Wert und  $\beta\gamma_{CP}$ -Korrelation ist dieser Einfluß gering, die Amplituden  $a_V = 0.42$  aus Abb.10 und  $a_T = 0.00076$  aus Gl.(9) können also beibehalten werden. Den Einfluß der induzierten Tensorwechselwirkung auf die reduzierte Winkelkorrelation zeigt Abb.12. Für die Kopplungskonstanten des schwachen Magnetismus und der induzierten Pseudoskalarwechselwirkung wurden die Werte  $f_M = f_P = 0$  sowie die aus der CVC- und der PCAC-Theorie folgenden Werte eingesetzt. Daneben ist der experimentelle Wert  $\langle A_2^{\text{red}} \rangle$  eingezeichnet. Um den größtmöglichen Einfluß der Kernstruktur zu zeigen, wurden die Rechnungen mit den Wellenfunktionen Gl. (8) wiederholt. Der schraffierte Bereich zwischen den Kurven in Abb.13 gibt den Bereich an, der innerhalb der  $f_{7/2}$ -Schale zu interpretieren ist.

Bisher wurden nur Konfigurationsmischungen innerhalb der  $f_{7/2}$ -Schale betrachtet, nun sollen auch Beimischungen aus anderen Schalen berücksichtigt werden. Im folgenden werden jedoch nur Übergänge betrachtet, die proportional zur Amplitude  $a$  der Beimischung sind. Daneben sind auch Rechnungen mit Konfigurationen durchgeführt worden, die im Anfangs- wie im Endzustand Beimischungen enthalten, doch hat sich

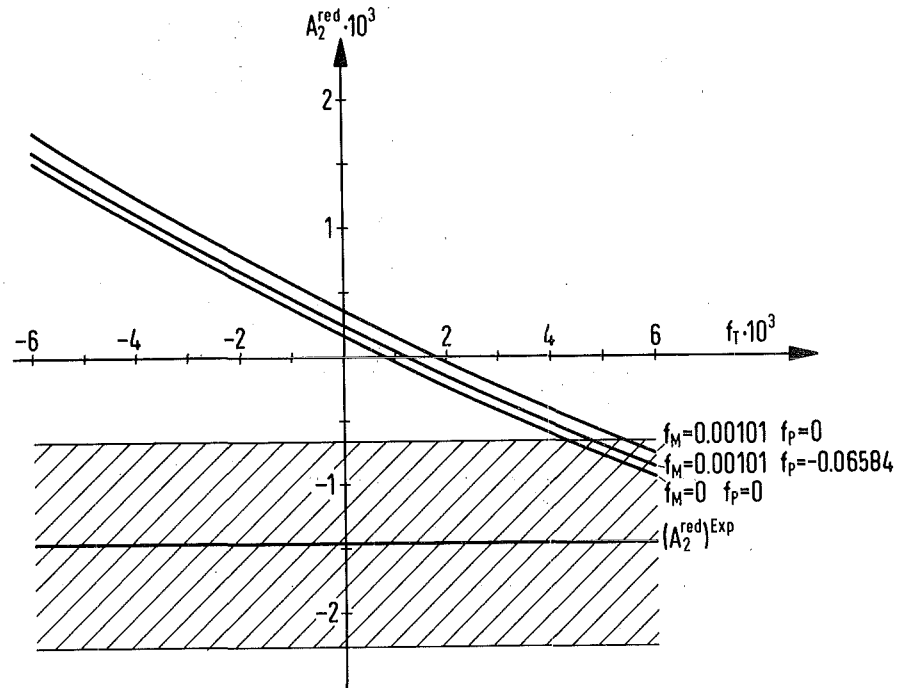


Abb. 12:  $\text{Sc}^{46}$ : Abhängigkeit des reduzierten Anisotropiekoeffizienten von den induzierten Wechselwirkungen. Aufgetragen ist der Anisotropiekoeffizient  $A_2^{\text{red}}$  gegen die Kopplungskonstante der Tensorwechselwirkung  $f_T$ . Parameter sind die Kopplungskonstanten des schwachen Magnetismus und der Pseudoskalarwechselwirkung. Die Kernstruktur wurde durch eine Konfiguration aus  $f_{\frac{7}{2}}$ -Zuständen beschrieben. Der schraffierte Bereich zeigt den Meßwert und eine Standardabweichung.

gezeigt, daß solche Übergänge, die nur in der Größenordnung  $a_i \cdot a_f$  beitragen, keine Rolle spielen. Ebenfalls vernachlässigt wurde die Anregung des Rumpfkerns (Core-Polarisation), da durch diesen Effekt auch nur Übergänge mit dem Quadrat der Amplitude beigemischt werden können.

Ein Blick auf das Schalenmodell (Abb.9) zeigt, daß als Beimischung nur die  $1f_{\frac{5}{2}}$ -Schale und die  $2p_{\frac{3}{2}}$ -Schale in Frage kommen. Der Übergang zum  $2p_{\frac{1}{2}}$ -Zustand ist unterdrückt, weil



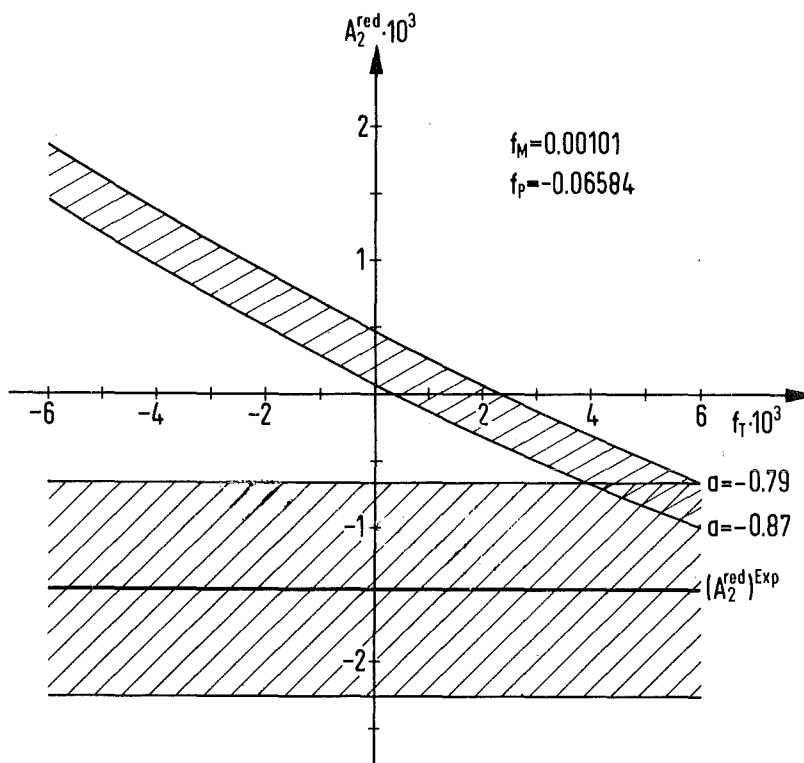


Abb. 13:  $Sc^{46}$ : Einfluß von induzierter Tensorwechselwirkung und Kernstruktur. Der Anisotropiekoeffizient ist gegen die Tensorkopplungskonstante aufgetragen. Die Kurven, die den schraffierten Bereich begrenzen, wurden mit der Wellenfunktion (8) berechnet. Innerhalb dieses Bereichs liegen die Werte, die mit  $f_{\frac{7}{2}}$ -Wellenfunktionen erklärt werden können.

er nur über Rang3-Matrixelemente stattfinden kann, und der  $1g_{\frac{9}{2}}$ -Zustand hat die falsche Parität.

Der Konfigurationsraum wächst für diese Rechnungen stark an und muß sinnvoll beschränkt werden. Deshalb ist über die unbeobachteten Quantenzahlen, die in der Notation der Wellenfunktionen nicht angegeben sind, summiert worden. Die Ergebnisse der Rechnungen mit den Wellenfunktionen

$$\begin{aligned}
 |f \rangle = & \sqrt{1 - \Sigma a^2} \quad \psi \left[ \left( f_{\frac{7}{2}} \right)^6, \quad v = 2 \right] \\
 & + a_{\left( f_{\frac{7}{2}}, v=4 \right)} \quad \psi \left[ \left( f_{\frac{7}{2}} \right)^6, \quad v = 4 \right] \\
 & + a_{f_{\frac{5}{2}}} \quad \psi \left[ \left( f_{\frac{7}{2}} \right)^5 \left( f_{\frac{5}{2}} \right)^1 \right]
 \end{aligned}$$

zeigen Abb.14 und 15. Um den größtmöglichen Einfluß der

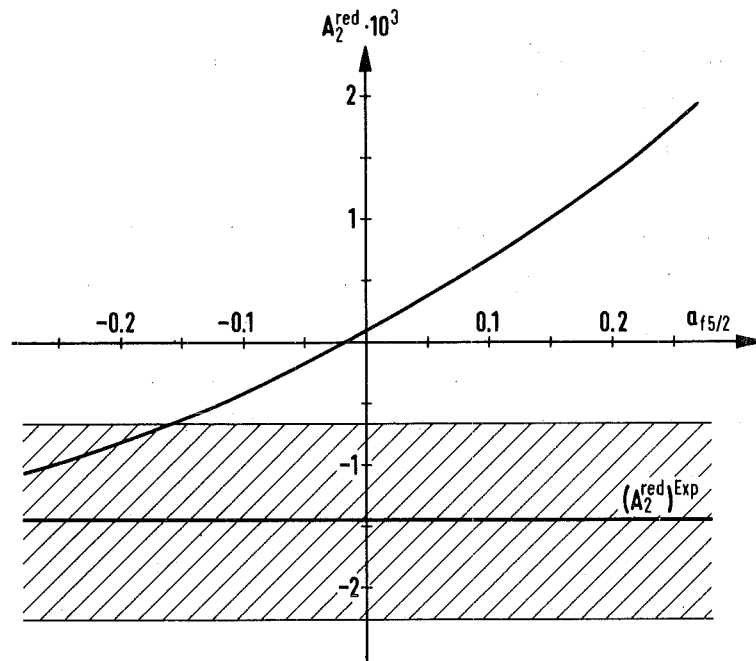


Abb. 14:  $Sc^{46}$ : Beimischung der  $f_{\frac{5}{2}}$ -Schale  
Aufgetragen ist der Anisotropiekoeffizient gegen die Amplitude  $a_{f_{\frac{5}{2}}}$  der Beimischung.

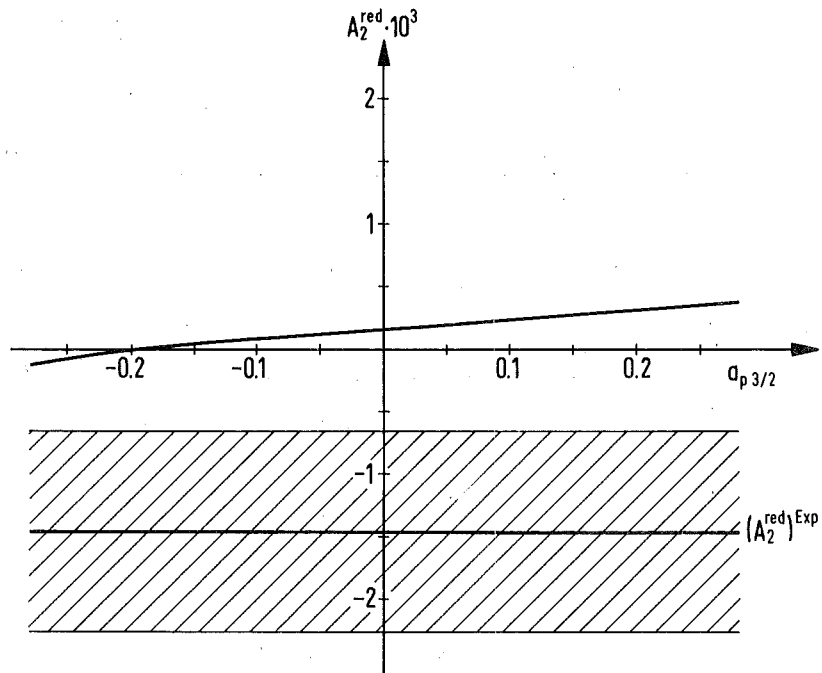


Abb. 15:  $Sc^{46}$ : Beimischung der  $p_{\frac{3}{2}}$ -Schale  
Der Anisotropiekoeffizient ist gegen die Amplitude  $a_{p_{\frac{3}{2}}}$  aufgetragen.

Beimischungen zu zeigen, ist die Amplitude  $a_{(f_{\frac{7}{2}}, v=4)}$  so gewählt worden, daß der logft-Wert korrekt wiedergegeben wird.

Der Einfluß einer Beimischung der  $p_{\frac{3}{2}}$ -Schale ist, wie Abb.15 zeigt, gering. Dies liegt daran, daß diese Schale nur über Rang2-Matrixelemente erreicht werden kann und der Zerfall nur leicht behindert ist. Größere Amplituden für die  $f_{\frac{5}{2}}$ -Komponente könnten allerdings von Bedeutung sein. Für die Amplitude  $a_{f_{\frac{5}{2}}} = -0.20$  wurde der Einfluß der induzierten Tensorwechselwirkung in Abb.16 dargestellt. Bei dieser (relativ großen) Beimischung wäre die Winkelkorrelation ohne die induzierte Tensorwechselwirkung zu interpretieren.

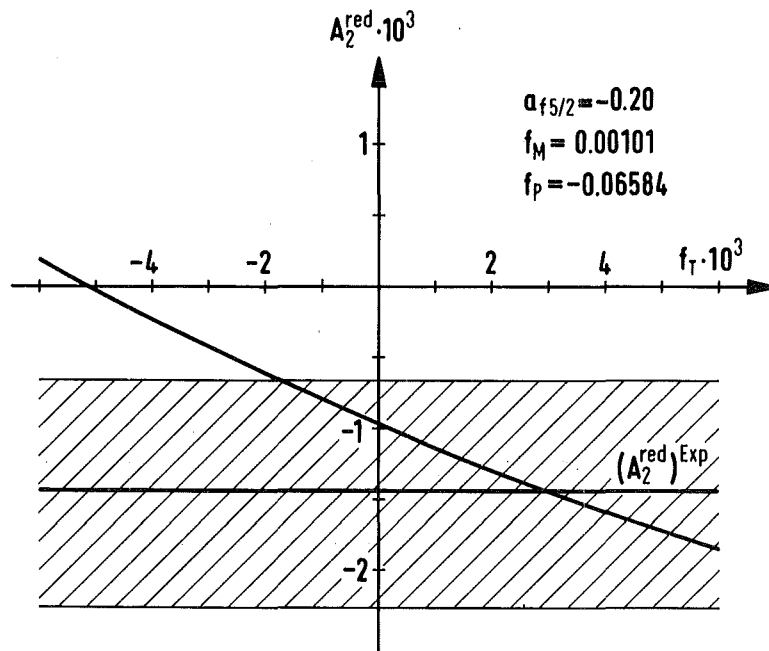


Abb. 16:  $Sc^{46}$ : Induzierte Tensorwechselwirkung und  $f_{\frac{5}{2}}$ -Beimischung. Der Anisotropiekoeffizient ist gegen die Kopplungskonstante der Tensorwechselwirkung aufgetragen. Die Wellenfunktion enthielt  $f_{\frac{7}{2}}$ -Zustände und eine Beimischung der  $f_{\frac{5}{2}}$ -Schale mit der Amplitude  $a_{f_{\frac{5}{2}}} = -0.20$ .

2.) Ca<sup>47</sup>

Für dieses Nuklid liegen keine weiteren experimentellen Daten vor, die für die Analyse verwendet werden könnten. Da der vorliegende  $\frac{5^-}{2} - \frac{7^-}{2}$  - $\gamma$ -Übergang einen E2-Anteil enthalten kann, muß das Mischungsverhältnis  $\delta$  der Multipolordnung, das für die Berechnung von  $A_2^Y(\lambda\lambda'J_3J_2)$  benötigt wird, aus dem Asymmetriekoeffizienten der  $\beta\gamma_{CP}$ -Korrelation bestimmt werden. Mit dem Meßwert von Behrens [36]<sup>+) , ++)</sup>

$$A = 0.383 \pm 0.018$$

erhält man für das Mischungsverhältnis

$$\delta = 0.035 \pm 0.024.$$

Auch dieser  $\beta$ -Zerfall ist isospinverboten ( $T_i = \frac{7}{2} \rightarrow T_f = \frac{5}{2}$ ) und leicht behindert ( $\log ft = 6.0$ ). Der Übergang findet innerhalb der  $f_{\frac{7}{2}}$ -Schale statt; die Analyse folgt daher demselben Weg wie im  $Sc^{46}$ -Fall. Die Kernstruktur ist bei  $Ca^{47}$  allerdings wesentlich einfacher zu beschreiben, da wir außerhalb der abgeschlossenen Schalen nur ein Neutronenloch im Anfangszustand und zwei Neutronenlöcher und ein Proton

---

<sup>+) )</sup> Daneben gibt es noch eine Messung von Mann et al. [37] mit dem Resultat  $A = 0.292 \pm 0.018$ , die zu dem Mischungsverhältnis  $\delta = -0.08 \pm 0.02$  führt. Da die Messungen um mehr als fünf Standardabweichungen differieren, scheint es nicht sinnvoll, den Mittelwert zu verwenden. Wenn man sich für den Wert von Mann et al. entscheidet, muß in den folgenden Darstellungen der Wert  $A_2$  durch  $(A_2^Y)_{Mann} / (A_2^Y)_{Behrens} \cdot A_2 = 0.1341 \cdot A_2$  ersetzt werden.

<sup>++) )</sup> Die Berechnung von  $\delta$  ist nicht ganz kernstrukturunabhängig, doch haben die Rechnungen gezeigt, daß dieser Effekt vernachlässigt werden kann.

im Endzustand vorliegen haben. Der Anfangszustand wird durch die Wellenfunktion  $\psi(v_i=1, T_i=\frac{7}{2}, J_i=\frac{7}{2}, \alpha=0)$  eindeutig beschrieben; für den Endzustand haben wir drei Wellenfunktionen  $\psi(v_f=3, T_f=\frac{5}{2}, J_f=\frac{5}{2}, \alpha_f)$  mit  $\alpha_f=0,1,2$ . Für Übergänge zu den beiden Zuständen mit  $\alpha_f=1$  und  $\alpha_f=2$  ist der Kernstrukturfaktor  $C(K)$  aus Gl.(5) gleich null für  $K=1$ ; diese Zustände können also nur über Matrixelemente vom Rang  $\geq 2$  erreicht werden. Eine kleine Amplitude ( $a = \pm 0.037$ ) für den  $\alpha_f=0$ -Zustand könnte die Behinderung des Zerfalls erklären. Abb.17 zeigt die berechnete Abhängigkeit des Anisotropiekoeffizienten von den induzierten Wechselwirkungen. Der Anisotropiekoeffizient hängt bei diesem

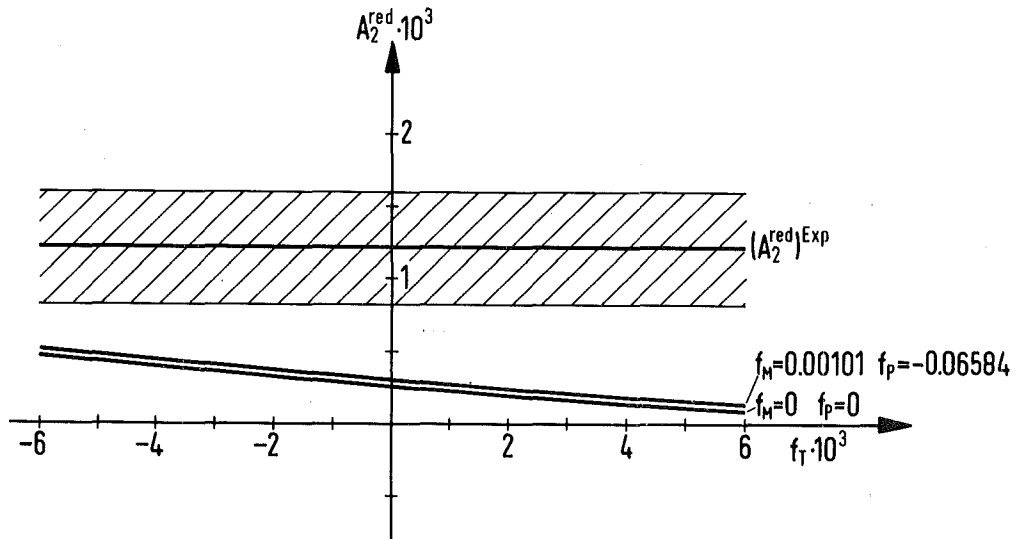


Abb. 17:  $\text{Ca}^{47}$ : Abhängigkeit des reduzierten Anisotropiekoeffizienten von den induzierten Wechselwirkungen. Aufgetragen ist der Anisotropiekoeffizient gegen die Kopplungskonstante der Tensorwechselwirkung. Zwei Werte für die Kopplungskonstanten des schwachen Magnetismus und der Pseudoskalarwechselwirkung sind als Parameter eingesetzt. Der Einfluß der Pseudoskalarwechselwirkung ist so gering, daß er in dieser Darstellung innerhalb der Zeichengenauigkeit liegt.

Zerfall weit weniger von den induzierten Wechselwirkungen ab als bei der  $4^+-4^+-2^+$ -Kaskade des  $Sc^{46}$ . Der Grund liegt darin, daß die induzierten Terme und die Rang1-Matrixelemente für  $Sc^{46}$  durch die Drehimpulsfaktoren in Gl.(4) besonders hervorgehoben werden. Man erhält für  $Sc^{46}$

$$\Gamma_2(1144) \cdot A_2^Y(2224) = -0.1604 \text{ und } \Gamma_2(1244) \cdot A_2^Y(2224) = -0.0548$$

im Vergleich zu

$$\Gamma_2(11\frac{7}{2}\frac{5}{2}) \cdot A_2^Y(12\frac{7}{2}\frac{5}{2}) = -0.0199 \text{ und } \Gamma_2(12\frac{7}{2}\frac{5}{2}) \cdot A_2^Y(12\frac{7}{2}\frac{5}{2}) = -0.0462$$

für  $Sc^{46}$ . Der Einfluß der Kernstruktur läßt sich aus Tabelle 7 und Abb.18 ersehen. Wie bei  $Sc^{46}$  spielt auch hier nur der Beitrag der Rang2-Matrixelemente eine Rolle.

$$\begin{aligned} \psi_i(v_i=1 \quad T_i=\frac{7}{2} \quad J_i=\frac{7}{2} \quad \alpha_i=0) &\rightarrow \sqrt{1-a^2} \quad \psi(v_f=3 \quad T_f=\frac{5}{2} \quad J_f=\frac{5}{2} \quad \alpha_f=1) \\ &+ a \quad \psi(v_f=3 \quad T_f=\frac{5}{2} \quad J_f=\frac{5}{2} \quad \alpha_f=0) \end{aligned}$$

	C(1)	C(2)	$\frac{C(2)}{C(1)}$
a = 0	0.0	-1.2694	—
a = 1	1.4880	-0.2400	-0.16
a = 0.037	0.0551	-1.2774	-23.2
a = -0.037	-0.0551	-1.2553	+22.8

Tabelle 7: Kernstrukturfaktoren C(K) aus Gl.(5) für  $Ca^{47}$

Dieser Beitrag wird am größten, wenn die Amplitude a so gewählt ist, daß der ft-Wert richtig wiedergegeben wird, d.h., wenn die Rang1-Matrixelemente den kleinsten mit dem ft-Wert verträglichen Wert haben. Mit dem Vorzeichen der Amplitude ändert sich auch das Vorzeichen des Beitrags der Rang2-Matrixelemente. Auf diese Weise sind die Grenzen des

schraffierten Bereichs in Abb.18 berechnet worden.

(Für die dritte Wellenfunktion mit  $\alpha_f=2$  ist  $C(2) = -0.1762$ . Mit dieser Wellenfunktion wäre der Einfluß der Kernstruktur weit geringer als in Abb.18.)

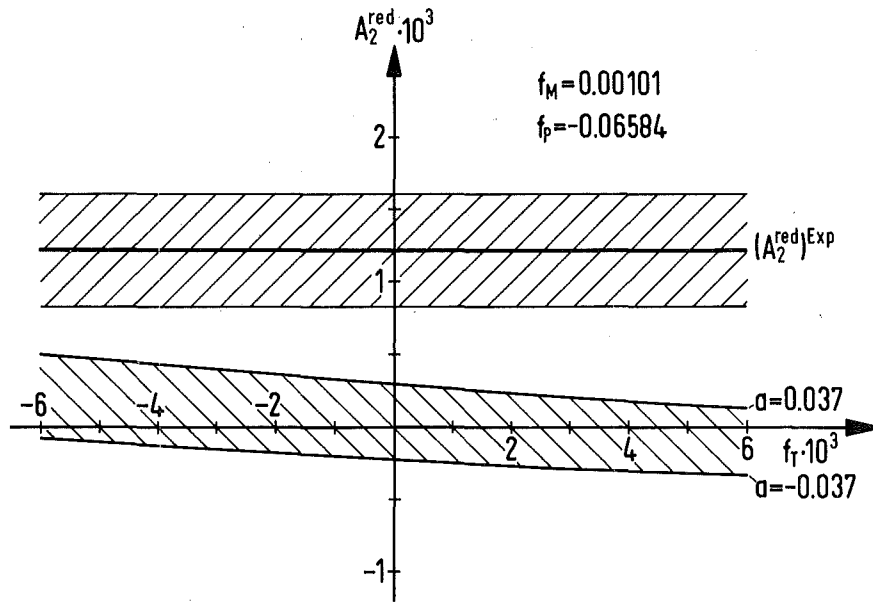


Abb. 18:  $Ca^{47}$ : Einfluß von induzierter Tensorwechselwirkung und Kernstruktur. Der Anisotropiekoeffizient ist gegen die Tensorkopplungskonstante aufgetragen. Innerhalb des schraffierten Bereichs liegen die Werte, die mit  $f_{\frac{7}{2}}$ -Wellenfunktionen erklärt werden können.

Somit können die Meßergebnisse innerhalb der  $f_{\frac{7}{2}}$ -Schale nicht befriedigend interpretiert werden, und es müssen Beimischungen aus anderen Schalen untersucht werden. Die  $f_{\frac{5}{2}}$ -Schale ist im  $\frac{5}{2}$ -Zustand des  $Sc^{47}$  nicht beigemischt, da dieses Niveau sonst bei der  $Ca^{46}(d,n)$ -Reaktion bevölkert werden müßte. Diese Reaktion ist jedoch nicht beobachtet worden [38]. Darüberhinaus hat eine Untersuchung gezeigt, daß eine  $f_{\frac{5}{2}}$ -Beimischung ohne große Auswirkung auf den

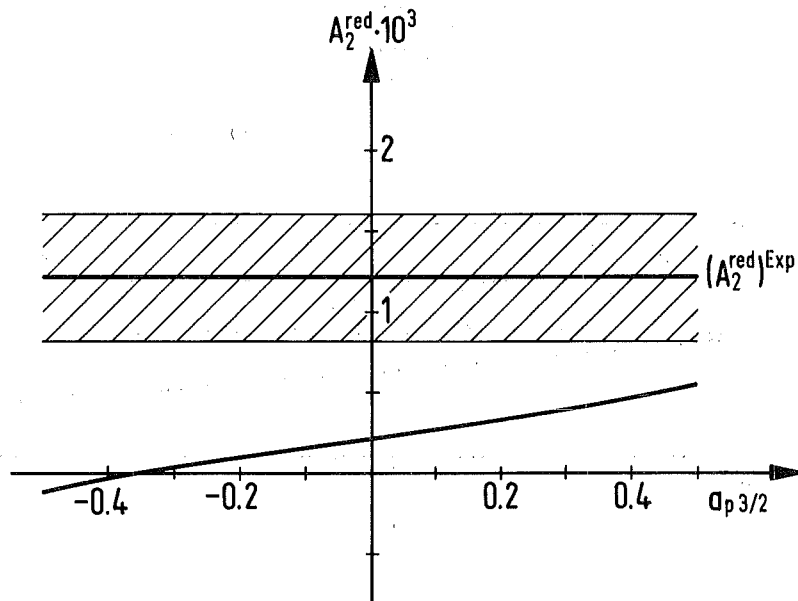


Abb. 19:  $\text{Ca}^{47}$ : Beimischung der  $p_{2/2}^3$ -Schale  
 Aufgetragen ist der Anisotropiekoeffizient  
 gegen die Amplitude  $a_{p_{2/2}^3}$  der Beimischung.

Anisotropiekoeffizienten ist. Von größerer Bedeutung ist dagegen die Beimischung von  $p_{2/2}^3$ -Zuständen (Abb.19), doch kann sie alleine die Meßwerte nicht innerhalb einer Standardabweichung wiedergeben. Erst zusammen mit einer großen Tensorkopplungskonstanten ist die  $p_{2/2}^3$ -Beimischung in der Lage, den Meßwert zu erklären. Die Tensorkopplungskonstante müßte dazu allerdings einen Wert annehmen, der wesentlich größer ist als die Kopplungskonstante des schwachen Magnetismus.

Die theoretischen Kurven und die Meßwerte in Abhängigkeit von der Energie zeigt Abb.21. Die punktierte Linie gibt den berechneten Anisotropiekoeffizienten für die  $f_{2/2}^7$ -Schale ohne die induzierten Terme wieder; die gestrichelte Linie



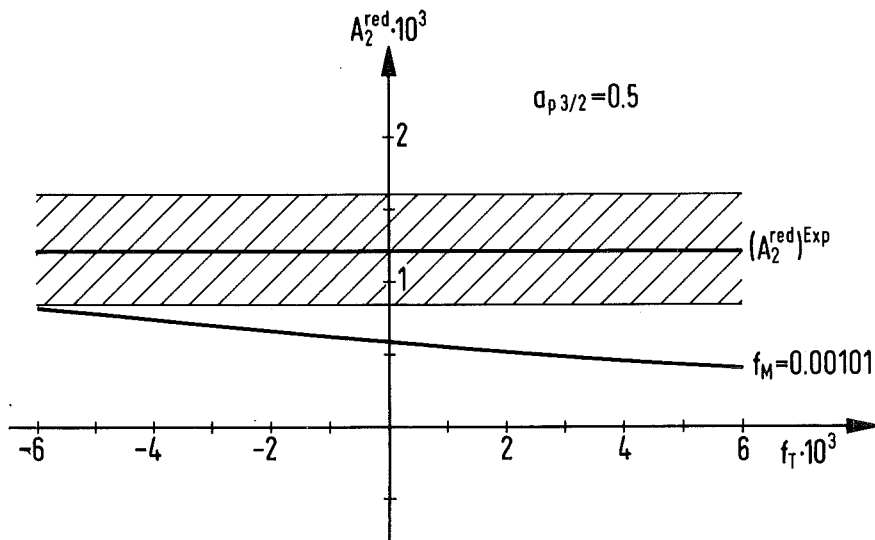


Abb. 20:  $Ca^{47}$ : Induzierte Tensorwechselwirkung und  $p_{2/2}^3$ -Beimischung

Der reduzierte Anisotropiekoeffizient ist gegen die Tensorkopplungskonstante aufgetragen. Die Wellenfunktion enthält  $f_{2/2}^7$ -Zustände und eine Beimischung der  $p_{2/2}^3$ -Schale mit der Amplitude  $a_{p_{2/2}^3} = 0.50$ .

zeigt die  $f_{2/2}^7$ -Schale mit der  $p_{2/2}^3$ -Beimischung ( $a_{p_{2/2}^3} = 0.50$ ). Bei der durchgezogenen Linie sind die induzierten Terme hinzugefügt, wobei für die Tensorkopplungskonstante der Wert  $f_T = -0.006$  eingesetzt wurde.

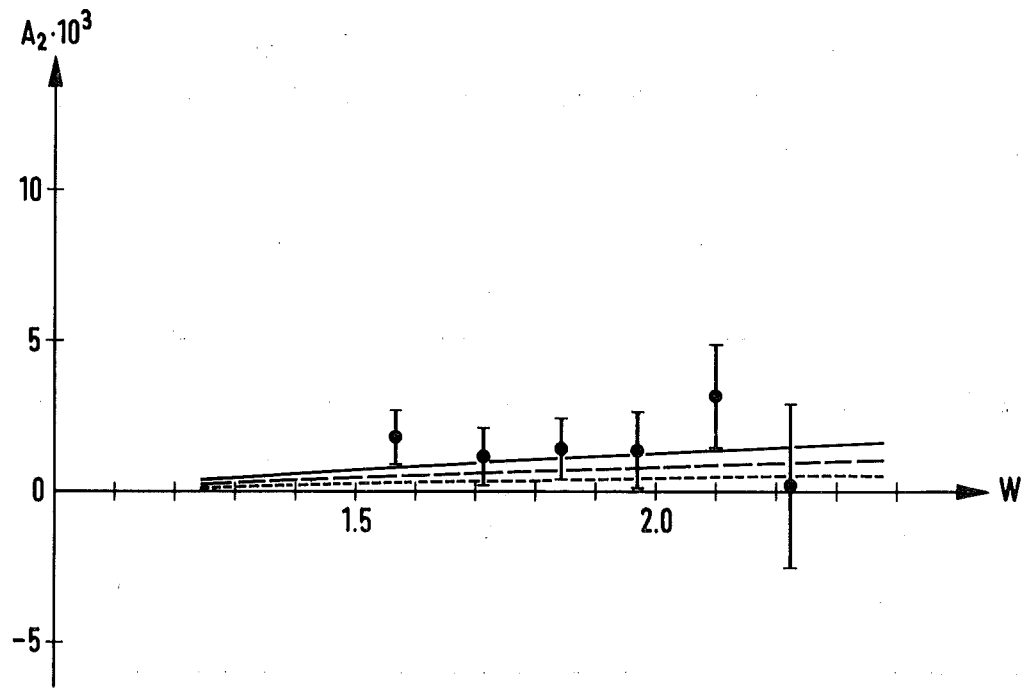


Abb. 21:  $\text{Ca}^{47}$ : Vergleich der Meßwerte des energieabhängigen Anisotropiekoeffizienten mit der Theorie

Die Kurven wurden für verschiedene Modelle berechnet:

- .....  $f_{\frac{7}{2}}$ -Schale
- $f_{\frac{7}{2}} + 50\% p_{\frac{3}{2}}$
- $f_{\frac{7}{2}} + 50\% p_{\frac{3}{2}} + \text{ind. Terme}$

3) Cs<sup>134</sup>

Für den  $4^+ - 4^+$ -Übergang ist  $\log ft = 8.8$ ; auch dieser Zerfall ist isospinverboten ( $T_i = 12, T_f = 11$ ). Da der Zerfall stark behindert ist, ist zu erwarten, daß Abweichungen von der erlaubten Form des  $\beta$ -Zerfalls auftreten. Dennoch wurde bei der Untersuchung des Spektrums von Hsue et al. [39] keine Abweichung von der statistischen Form festgestellt. Die  $\beta\gamma_{CP}$ -Korrelation wurde von mehreren Autoren gemessen. Als Mittelwert findet man bei Raman et al. [29]:

$$A = -0.0702 \pm 0.0024$$

Der Anisotropiekoeffizient der  $\beta\gamma$ -Winkelkorrelation ist bereits von anderen Autoren gemessen worden. Die Resultate sind in Tabelle 8 zusammengestellt.

	E [keV]	W	$A_2 \cdot 10^3$
Subotowicz et al. [26]	420	1.82	$-1.3 \pm 6.8$
Grabowski et al. [27]	460	1.90	$1 \pm 3$
Sastry et al. [28]	400	1.78	$0.7 \pm 1.0$
diese Arbeit	455	1.89	$1.24 \pm 0.85$

Tabelle 8: Anisotropiekoeffizient von Cs<sup>134</sup>

Der Wert von Sastry et al. kann nur mit Vorbehalt betrachtet werden, da bei jener Messung ein sehr großer Energiebereich registriert wurde. Eine Beimischung des 410 keV-Übergangs ist sicher vorhanden, und wenn der Meßwert auch in guter Übereinstimmung mit dieser Arbeit ist, kann eine Verfälschung von vornherein nicht ausgeschlossen werden.

Das Nuklid Cs<sup>134</sup> liegt in der Nähe der Schalenabschlüsse: 5 Protonen liegen oberhalb des Z=50-Schalenabschlusses, und 3 Neutronen fehlen zu N=82. Der Grund für die Behinderung

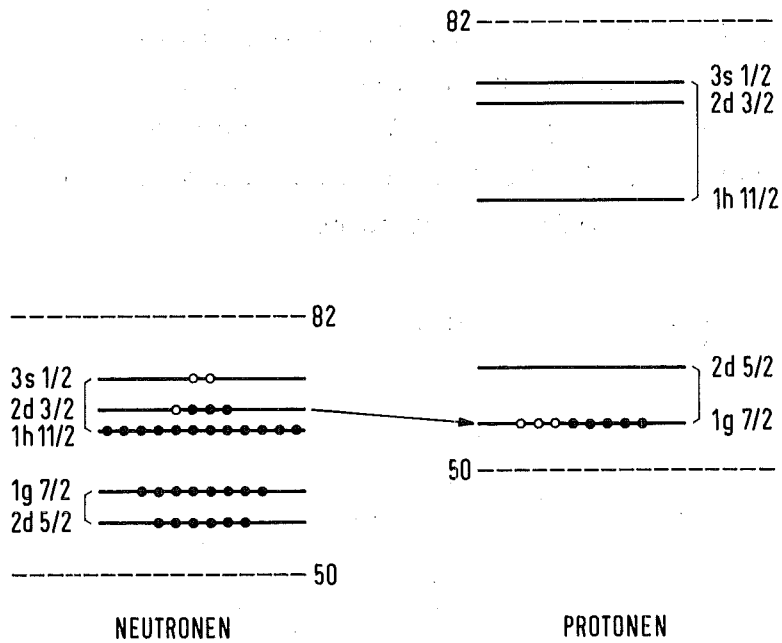


Abb. 22: Schalenmodellzustände für Cs<sup>134</sup>

des Übergangs ist aus dem Schalenmodell (Abb.22) leicht verständlich: In den energetisch niedrigsten Zuständen wird der Übergang durch  $(\nu d_{3/2}^3) \rightarrow (\pi g_{7/2}^7)$  beschrieben. Danach müßte der Zerfall die Phänomenologie eines zweifach verbotenen Übergangs haben, d.h.  $\log ft \approx 12$ ,  $|A_2| \approx 0.1$ , Shape-Faktor  $C(W) \neq 1$ . Da dies mit den experimentellen Daten nicht zu vereinbaren ist, müssen Konfigurationen beigemischt werden, die den Zerfall über Rang0- und Rang1-Matrixelemente ermöglichen. Eine Mischung aus den beiden niedrigsten Zuständen  $\sqrt{1-a_{d_2^5}^2} |g_{7/2}^7\rangle + a_{d_2^5} |d_{5/2}^5\rangle$  ist jedoch nicht in der Lage, Winkelkorrelation und  $\beta\gamma_{CP}$ -Korrelation gleichzeitig zu erklären. Bei der Amplitude  $a_{d_2^5} = -0.0035$  wird zwar die  $\beta\gamma_{CP}$ -Korrelation befriedigend wiedergegeben, doch ist  $A_2^{\text{red}} = 12 \cdot 10^{-3}$ , während  $a < -0.04$  die richtige Winkelkorrelation, aber den Asymmetriekoeffizienten der  $\beta\gamma_{CP}$ -Korrelation mit dem falschen Vorzeichen liefert. Die Diskrepanz ist so groß, daß sie auch durch induzierte Terme nicht aufgehoben werden kann.

Zur Erklärung der Daten müssen die  $h\frac{11}{2}$ ,  $d\frac{3}{2}$  und  $s\frac{1}{2}$ -Wellenfunktionen hinzugenommen werden. Diese Zustände können zwar im Prinzip mit beliebigen Amplituden zu den Ba-Zuständen mischen, doch wird vor allem die Kombination von Bedeutung sein, die den zum Cs-Grundzustand isoanalogen Zustand bildet. Dieser Zustand kann nach Atkinson et al. [40] konstruiert werden:

$$|A\rangle = \frac{1}{\sqrt{2T}} T_- |Cs^{134} \text{ g.s.}\rangle$$

Mit der Konfiguration

$$|Ba^{134}, 4^+\rangle = \sqrt{1-\Sigma a_i^2} |g\frac{7}{2}\rangle + a_{d\frac{5}{2}} |d\frac{5}{2}\rangle + a_A |A\rangle$$

können die Meßergebnisse bei geeigneter Wahl der Amplituden befriedigend wiedergegeben werden.

Abb. 23 zeigt in der  $a_{d\frac{5}{2}} - a_A$  - Ebene die  $\chi^2 = 1$ -Kontur für Winkelkorrelation  $\chi^2$  und  $\beta\gamma_{CP}$ -Korrelation.

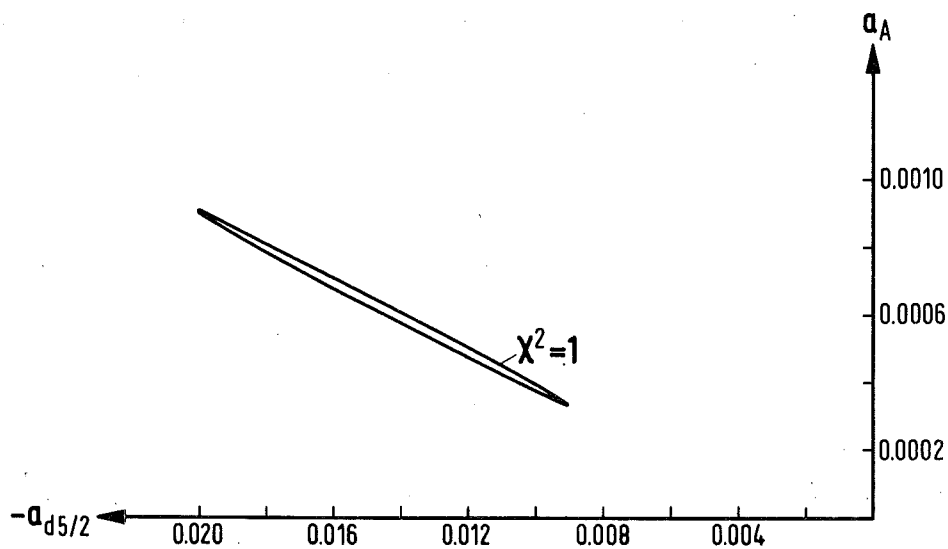


Abb. 23:  $Cs^{134}$ :  $\chi^2 = 1$ -Kontur für Amplituden der Beimischungen des  $d\frac{5}{2}$ - und des Analogzustandes

Auch wenn die Observablen dieses Nuklids ohne die induzierte Tensorwechselwirkung erklärt werden können, ist es doch von Interesse, in welcher Größenordnung der Einfluß dieser Wechselwirkung zu erwarten ist. Abb. 24 und 25 zeigen die Observablen in Abhängigkeit von der Tensorkopplungskonstanten. Die Amplituden  $a_{d^5}$  und  $a_A$  sind dabei so gewählt, daß sie die Beobachtungsgrößen ohne die induzierten Terme richtig wiedergeben.

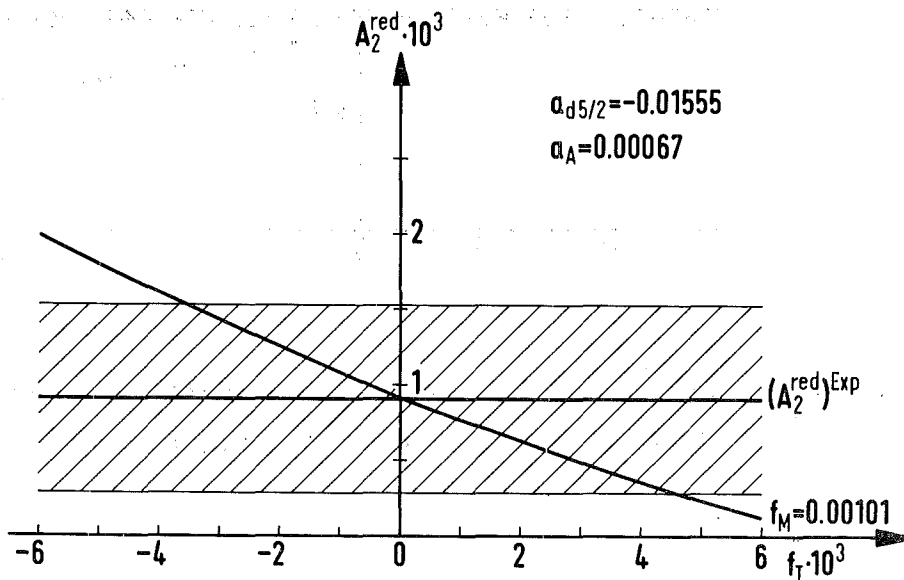


Abb. 24:  $\text{Cs}^{134}$ : Einfluß der induzierten Tensorwechselwirkung auf die Winkelkorrelation

Aufgetragen ist der reduzierte Anisotropiekoeffizient gegen die Tensorkopplungskonstante. Die Amplituden  $a_{d^5}$  und  $a_A$  sind so gewählt, daß die Meßwerte bei Vernachlässigung der induzierten Terme richtig wiedergegeben werden.

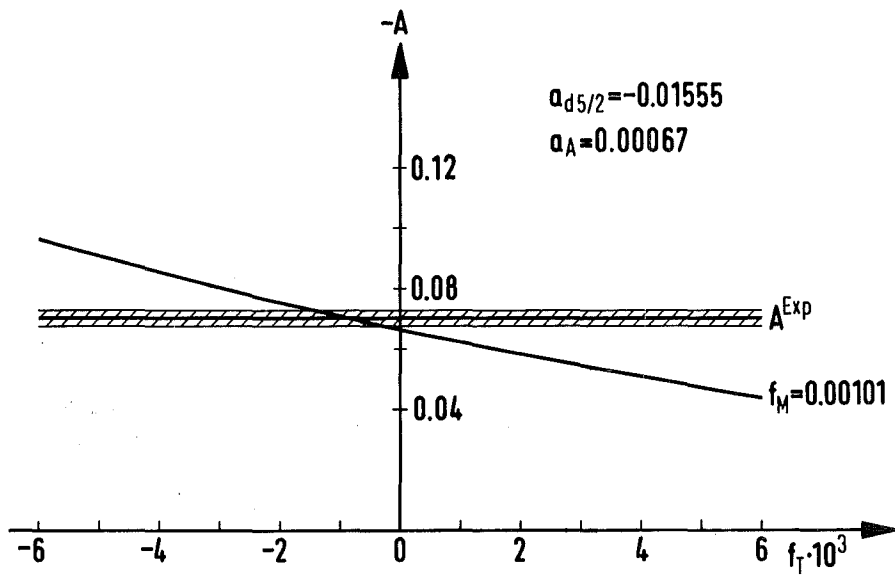


Abb. 25:  $Cs^{134}$ : Einfluß der induzierten Tensorwechselwirkung auf die  $\beta\gamma_{CP}$ -Korrelation

V. Diskussion

Die Analysen der einzelnen Nuklide kann man folgendermaßen zusammenfassen:

$Sc^{46}$	$f_{\frac{7}{2}}$ -Schale	$f_T = (9.5 \pm 4.5) \cdot 10^{-3}$
	$f_{\frac{7}{2}} + 20\% f_{\frac{5}{2}}$	$-2 \cdot 10^{-3} < f_T < 10 \cdot 10^{-3}$
$Ca^{47}$	$f_{\frac{7}{2}}$ -Schale	keine befriedigende Interpretation
	$f_{\frac{7}{2}} + 50\% p_{\frac{3}{2}}$	$f_T < -6 \cdot 10^{-3}$
$Cs^{134}$	Interpretation durch Kernstruktur, keine Aussage über $f_T$	

Wenn es gelingt, im Falle des  $Sc^{46}$  den statistischen Fehler noch weiter herabzusetzen, können die Aussagen präzisiert werden. Obwohl die integrale Messung von Steffen eigentlich nicht mit der differentiellen Winkelkorrelation in dieser Arbeit verglichen werden kann, wurde doch einmal der Mittelwert beider Arbeiten berechnet. Daraus erhält man für die Tensorkopplungskonstante  $f_T$ :

$f_{\frac{7}{2}}$ -Schale	$f_T = (2.2 \pm 1.9) \cdot 10^{-3}$
$f_{\frac{7}{2}} + 20\% f_{\frac{5}{2}}$	$f_T = (-4 \pm 2) \cdot 10^{-3}$

Der Anisotropiekoeffizient des  $Sc^{46}$ -Zerfalls läßt sich gut im Rahmen des hier verwendeten Modells interpretieren. Wenn der Übergang nur zwischen  $f_{\frac{7}{2}}$ -Zuständen stattfindet, muß die Tensorkopplungskonstante einen recht großen Wert annehmen, um die Daten zu erklären. Eine kleine Beimischung des  $f_{\frac{5}{2}}$ -Zustandes würde einen kleineren, aber immer noch endlichen Wert für die Kopplungskonstante ergeben. Beimischungen mit einer Amplitude, die größer als 10% ist,



könnten die Daten auch ohne Tensorwechselwirkung erklären. Eine Aussage über die induzierte Tensorwechselwirkung kann also erst gemacht werden, wenn die Amplitude der  $f_{\frac{5}{2}}$ -Beimischung aus einem anderen Experiment bekannt ist.

Dagegen kann der  $\text{Ca}^{47}$ -Zerfall nur schwer mit Einteilchenanregungen im Schalenmodell erklärt werden. Dazu wäre eine Tensorkopplungskonstante erforderlich, die sehr viel größer als die Kopplungskonstante des schwachen Magnetismus ist. Wahrscheinlicher ist, daß bei diesem Kern Mehrteilchenanregungen und Anregungen des Rumpfes eine größere Rolle spielen, als angenommen wurde. Die Beobachtungsgrößen des  $\text{Cs}^{134}$ -Zerfalls können mit Anregungen der Protonen interpretiert werden. Eine Aussage über die Tensorwechselwirkung kann nicht gemacht werden.

In der vorstehend beschriebenen Untersuchung ist versucht worden, die Kopplungskonstante  $f_{\text{T}}$  der induzierten Tensorwechselwirkung für mehrere Nuklide zu bestimmen. Dabei ist vorausgesetzt worden, daß diese Nukleonenkopplungskonstante fundamentaler Art ist und auch in komplexen Kernen ihren Wert beibehält. Diese Vorstellung muß jedoch korrigiert werden, wenn man untersucht, welchen Einfluß die Bindung der Nukleonen hat. Wie alle gebundenen Teilchen sind die Nukleonen nicht auf der Massenschale. Der Stromoperator Gl. (1) muß daher durch zusätzliche Terme ergänzt werden. Daneben bewirkt die starke Wechselwirkung den ständigen Mesonenaustausch mit anderen Nukleonen. Diese beiden Effekte können den Wert der Tensorkopplungskonstante modifizieren [41]. Die Beziehung zwischen der experimentell bestimmten Konstante  $f_{\text{T}}$  und fundamentalen Konstanten kann erst hergestellt werden, wenn die Mesonenaustauschmatrixelemente für den speziellen Kern berechnet sind.

## VI. Zusammenfassung

Ströme zweiter Klasse zeigen sich beim  $\beta$ -Zerfall durch die induzierte Tensorwechselwirkung. Obwohl diese Wechselwirkung im Prinzip zu allen Beobachtungsgrößen beiträgt, ist beim Kern- $\beta$ -Zerfall mit kleiner Zerfallsenergie ( $\lesssim 1$  MeV) vor allem die  $\beta\gamma$ -Winkelkorrelation empfindlich auf solche Terme. Der Anisotropiekoeffizient für erlaubte isospinverbotene Übergänge enthält zwei Teile: einen kernstrukturabhängigen, dessen Größe vor allem von den Rang1- und Rang2-Matrixelementen bestimmt wird, und einen zweiten Teil, der proportional zu der Differenz der Kopplungskonstanten des schwachen Magnetismus und der induzierten Tensorwechselwirkung ist. Dieser zweite Teil ist in guter Näherung unabhängig von der Kernstruktur. Mit Hilfe der Theorie vom erhaltenen Vektorstrom (CVC) kann die Kopplungskonstante des schwachen Magnetismus bestimmt werden, so daß die Tensorkopplungskonstante, wenn die Kernstruktur zuverlässig bekannt ist, eindeutig aus dem Experiment zu entnehmen ist.

Die Abhängigkeit von der Kernstruktur konnte durch die Auswahl der Nuklide kleingehalten werden. Dabei kommt der Umstand zu Hilfe, daß der Anisotropiekoeffizient nur über Rang2-Matrixelemente von der Kernstruktur abhängt, wenn der Übergang innerhalb einer  $j$ -Schale stattfindet. Daher boten sich vor allem die Kerne der  $f_{7/2}$ -Schale an.

Der Anisotropiekoeffizient ist für die Nuklide  $Sc^{46}$ ,  $Ca^{47}$  und  $Cs^{134}$  gemessen worden. Dabei wurde eine Mehrdetektorapparatur verwendet, die eine gute statistische Genauigkeit ermöglicht und gleichzeitig einige systematische Fehler vermeidet, die bei üblichen Anordnungen auftreten. Die noch verbliebenen systematischen Fehler sind sorgfältig korrigiert worden. Durch die Verwendung eines Vielkanalanalysators konnte für  $Sc^{46}$  und  $Ca^{47}$  die Energieabhängigkeit des Anisotropiekoeffizienten ohne Zählratenverluste aufgenommen werden.

Zur Interpretation der Meßwerte wurde der Einfluß der Kernstruktur sorgfältig analysiert. Im Falle des  $\text{Sc}^{46}$  können die Daten mit  $f_{\frac{7}{2}}$ -Wellenfunktionen allein nicht erklärt werden; erst die Hinzunahme der Tensorwechselwirkung führt zu einer befriedigenden Interpretation. Eine Erklärung der Daten wäre aber auch mit einer, allerdings recht großen, Beimischung der  $f_{\frac{5}{2}}$ -Schale möglich. Erst wenn diese Amplitude in einem anderen Experiment bestimmt wird, kann eine zuverlässige Aussage über die Tensorkopplungskonstante gemacht werden. - Die  $\text{Ca}^{47}$ -Winkelkorrelation läßt sich nicht so einfach interpretieren. Die Daten können weder durch induzierte Wechselwirkungen noch durch die Beimischung von Einteilchenzuständen in anderen Schalen allein erklärt werden, sondern nur durch das Zusammenwirken mehrerer Effekte, wobei möglicherweise auch Rumpfanregungen eine Rolle spielen. - Das Nuklid  $\text{Cs}^{134}$  hat eine kompliziertere Struktur als die  $f_{\frac{7}{2}}$ -Kerne; deshalb müssen mehrere Schalen zur Beschreibung herangezogen werden. Die beiden niedrigsten Schalenmodellzustände können die Beobachtungsgrößen nicht erklären, doch eine kleine Beimischung energetisch hochliegender Zustände liefert eine befriedigende Interpretation der Daten. Der Einfluß, den die induzierte Tensorwechselwirkung auf die Observablen hätte, ist aufgezeigt worden, doch können die Einflüsse von Kernstruktur und induzierten Wechselwirkungen bei diesem Nuklid nicht getrennt werden.

Es läßt sich somit aus den vorstehend berichteten Experimenten noch keine Aussage über die Existenz der Ströme zweiter Klasse machen. Auch die Ergebnisse anderer Autoren, die weitere Beobachtungsgrößen untersucht haben, lassen keinen eindeutigen Schluß zu, wenn auch in einigen Arbeiten ein endlicher Wert für die Tensorkopplungskonstante angegeben wurde. Die schwerwiegenden Folgerungen, die eine Existenz dieser Ströme für die Theorie der schwachen Wechselwirkung haben würde, legen es nahe, vor einer endgültigen Aussage den Nachweis in einer Reihe unabhängiger Experimente zu führen.

Anhang

Die reduzierten Matrixelemente  $V_{M_{KLS}}^N$  und  $A_{M_{KLS}}^N$  sind durch die folgende Gleichung definiert [1]:

$$\begin{aligned}
 & (-1)^{J_f - M_f} \begin{pmatrix} J_f & K & J_i \\ -M_f & M & M_i \end{pmatrix} \{ V_{M_{KLS}}^N + \lambda A_{M_{KLS}}^N \} \\
 & = \sqrt{\frac{4\pi}{2J_i + 1}} \iint \dots \int \psi_f^\dagger(1, 2, \dots, A; J_f M_f \pi_f) \cdot \sum_{i=1}^A \left\{ \left( \frac{r}{R} \right)^{L+2N} (1 + \lambda \gamma_5) \right. \\
 & \quad \left. T_{KLS}^M(i) t_-(i) \right\} \psi_i(1, 2, \dots, A; J_i M_i \pi_i) d\tau_1 d\tau_2 \dots d\tau_A
 \end{aligned}$$

$\pi_i$  und  $\pi_f$  sind die Paritäten der Zustände, und der Isospinoperator  $t_-$  wandelt ein Neutron in ein Proton. Die Operatoren wirken nur auf das  $i$ -te Teilchen der Wellenfunktion. Bei gegebenen Paritäten  $\pi_i$  und  $\pi_f$  ist für einen bestimmten Tensoroperator  $T_{KLS}^M$  nur eines der Matrixelemente  $V_{M_{KLS}}^N$  und  $A_{M_{KLS}}^N$  ungleich null.

Die Berechnung der relativistischen Matrixelemente ist bei Behrens et al. [1] beschrieben worden. Die Dirac-Spinoren enthalten die großen Radialwellen-Wellenfunktionen  $g(r, \kappa)$  und die um einen Faktor  $v_{\text{Nukleon}}/c$  kleineren Komponenten  $f(r, \kappa)$ . Während die großen Komponenten durch das (nichtrelativistische) Kernmodell gegeben sind, können die kleinen Komponenten im nichtrelativistischen Grenzfall berechnet werden:

$$f(r, \kappa) = \frac{1}{2M} \left[ \frac{d}{dr} + \frac{\kappa + 1}{r} \right] g(r, \kappa)$$

Auf diese Weise erhält man Matrixelemente von relativistischer Tensoroperatoren, die auf angenäherte relativistische Wellenfunktionen wirken. Das Verfahren ist äquivalent

zur Foldy-Wouthuysen Transformation, bei der die relativistischen Operatoren auf nichtrelativistische transformiert werden und dann auf nichtrelativistische Wellenfunktionen angewendet werden.

Die Vielteilchenmatrixelemente werden in der impulseapproximation durch eine Summe über Einteilchenmatrixelemente ersetzt. Dazu muß ein Nukleon aus der Wellenfunktion mit Hilfe der genealogischen Koeffizienten (coefficients of fractional parentage) antisymmetrisch ausgekoppelt werden. Ein n-Teilchenzustand in der j-Schale mit Spin J und Isospin T entwickelt sich aus (n-1)-Teilchenzustand mit Spin und Isospin  $J_1$  und  $T_1$  nach der Formel

$$\psi(j^n_{vTJ\alpha}) = \sum_{v_1 T_1 J_1 \alpha_1} [j^{n-1}_{v_1 T_1 J_1 \alpha_1} | j^n_{vTJ\alpha}] \psi(j^{n-1}_{v_1 T_1 J_1 \alpha_1}) \phi(j)$$

v ist die Seniorität des Zustands,  $\alpha$  ist ein Index, der Zustände mit gleichen Quantenzahlen unterscheidet. Die genealogischen Koeffizienten wurden mit dem Programm von Hubbard [42] berechnet. Für Übergänge innerhalb einer j-Schale können die Matrixelemente mit Hilfe der Formel (5) berechnet werden. Der Faktor C(K) lautet explizit [43]:

$$C(K) = n \cdot \sqrt{(2T+1)(2T'+1)(2J+1)(2J'+1)}$$

$$\times \sum_{v_1 T_1 J_1 \alpha_1} [j^n_{vTJ\alpha} | j^{n-1}_{v_1 T_1 J_1 \alpha_1}] [j^{n-1}_{v_1 T_1 J_1 \alpha_1} | j^n_{v'T'\alpha'}]$$

$$\times (-1)^{T_1 + \frac{1}{2} + T + 1 + J_1 + j + J + K} \left\{ \begin{matrix} \frac{1}{2} & T & T_1 \\ T' & \frac{1}{2} & 1 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} j & J & J_1 \\ J' & j & K \end{matrix} \right\}$$

Die geschweiften Klammern stellen 6j-Symbole dar. Bei der Berechnung ist zu beachten, daß die Größe  $( \left| \left| \left| T_{KLS} \right. \right. \left. \right. t \left. \left. \left. \right) \right)$  in Gl. (5) ein zweifach reduziertes Matrixelement ist. Für die Berechnung der reduzierten Matrixelemente  $M_{KLS}^N$  muß die Reduktion im Isospinraum rückgängig gemacht werden:

$$M_{KLS}^N \cdot t_- = (-1)^{T-T_3} \begin{pmatrix} T & 1 & T' \\ -T_3 & -1 & T'_3 \end{pmatrix} (j^{n_{VTJ\alpha}} || | T_{KLS} \cdot t || | j^{n_{V'T'J'\alpha'}})$$

Die Matrixelemente sind in dieser Arbeit als sphärische Tensoroperatoren geschrieben. Die Cartesische Notation ist in Tab. A1 angegeben |19|:

---

$V_{M_{000}}^O$	$\int 1$
$V_{M_{011}}^O$	$\int i \frac{\vec{\alpha} \cdot \vec{r}}{R}$
$A_{M_{101}}^O$	$- \int \vec{\sigma}$
$V_{M_{111}}^O$	$- \sqrt{\frac{3}{2}} \int \frac{\vec{\alpha} \times \vec{r}}{R}$
$A_{M_{110}}^O$	$\sqrt{3} \int \gamma_5 \frac{i\vec{r}}{R}$
$A_{M_{121}}^O$	$- \frac{3}{\sqrt{2}} \int \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{r}) \vec{r} - \frac{1}{3} \vec{\sigma} r^2}{R^2}$

---

Tabelle A1:      Matrixelemente in Cartesischer Notation

## Literaturverzeichnis

- |1| H. Behrens and W. Bühring  
Nuclear Beta Decay  
Nucl. Phys. A 162, 111-114 (1971)
  
- |2| S. Weinberg  
Charge Symmetrie of Weak Interactions  
Phys.Rev. 112, 1375-1379 (1958)
  
- |3| B.R. Kim and R. Rodenberg  
Implications of Second-Class Currents for Neutral  
Weak Currents and Gauge Models  
Phys. Rev. D10, 2234-2236 (1974)
  
- |4| R.J. Blin-Stoyle  
Fundamental Interactions and the Nucleus  
North-Holland, Amsterdam (1973)
  
- |5| N. Cabibbo  
in: Particle Symmetries, Vol.II, eds. M. Chretien and  
S. Deser, Brandeis University, Summer Institute in  
Theoretical Physics, 1965, Gordon and Breach, New York (1966)
  
- |6| H.J. Lipkin  
Mirror Transitions and Second Class Currents  
Phys. Lett. 34B, 202-206 (1971)
  
- |7| D.H. Wilkinson  
Limits to Second-Class Currents  
Phys.Lett. 48B, 169-172 (1974)
  
- |8| K. Sugimoto, I. Tanihata and J. Göring  
 $\beta$ -Decay Asymmetries in Polarized  $^{12}\text{B}$  and  $^{12}\text{N}$  and the  
G-Parity-Nonconserving Weak Interaction  
Phys.Rev.Lett. 34, 1533-1537 (1975)
  
- |9| M. Morita and I. Tanihata  
Asymmetrie of Beta-Ray Angular Distribution in Polarized  
Nuclei and G-Parity Nonconservation  
Phys.Rev.Lett. 35, 26-29 (1975)

- | 10 | K. Kubodera, H. Ohtsubo and Y. Horikawa  
Energy-Dependent Anisotropy of Beta-Rays and  
Second-Class Currents  
Phys.Lett. 58B, 402-404 (1975)
- | 11 | F.P. Calaprice, S.J. Freedman, W.E. Mead and H.C. Vantine  
Experimental Study of Weak Magnetism and Second-Class  
Interaction Effects in the  $\beta$ -Decay of Polarized  $^{19}\text{Ne}$   
Phys.Rev.Lett. 35, 1566-1570 (1975)
- | 12 | R.E. Tribble and G.T. Garvey  
Induced Weak Currents and  $\beta^-$ - $\alpha$  Angular Correlations  
in  $A = 8$   
Phys.Rev. C12, 967-983 (1975)
- | 13 | A.M. Nathan, G.T. Garvey, P. Paul and E.K. Waburton  
M1 Decay Rate and Second-Class Currents in Mass  $A=8$   
Phys.Rev.Lett. 35, 1137-1140 (1975)
- | 14 | N. Rolin, J.P. Deutsch, D. Fayart, M. Lebrun and  
R. Prieels  
Search for Second-Class Current in the  $\beta$ -Decay of  $^{20}\text{Na}$   
Topical Conference on Weak Interactions University of  
Sussex, 29 June - 1 July 1976
- | 15 | D.H. Wilkinson  
Second-Class Currents in Nuclei  
Phys.Lett. 66B, 105-108 (1977)
- | 16 | H. Behrens  
private Mitteilung
- | 17 | H. Behrens, M. Kobelt, L. Szybisz and W.G. Thies  
The Unique First-Forbidden  $\beta$ -Decay of  $^{86}\text{Rb}$   
Nucl.Phys. A245, 515-527 (1975)
- | 18 | H. Appel  
Numerical Tables for Angular Correlations Computations  
in  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -Spectroscopy in: Landolt-Börnstein Tables,  
New Series, Group I, Vol.3 Springer-Verlag, Berlin-  
Heidelberg-New York (1968)



- |19| H. Behrens and J. Jänecke  
Numerical Tables for  $\beta$ -Decay and Electron Capture  
in: Landolt-Börnstein Tables, New Series, Group I,  
Vol.4, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York (1969)
- |20| R. Wischhusen  
Ein neues Meßprinzip zur Untersuchung von  $\beta\gamma$ -  
Winkelkorrelationen  
Dissertation, Universität Karlsruhe (1973)  
Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK-Ext. 3/73-5
- |21| H.W. Müller  
Einfluß der Vielfach- und Rückstreuung von Elektronen  
in der Quelle auf die  $\beta\gamma$ -Winkelkorrelation von  $Mn^{56}$   
und  $Au^{198}$   
Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1973)
- |22| H. Appel, H. Behrens, K. Bürk, H.W. Müller, L. Szybisz  
and R. Wischhusen  
 $\beta$ -Decay and Nuclear Structure:  $Rb^{86}$   
Z.Phys. 268, 347-358 (1974)
- |23| Nuclear Data Sheets B4, 271 (1970)
- |24| J.L. Durell, G.D. Dracoulis, and W. Gelletly  
Lifetimes of Levels in  $^{46}Ti$   
Journal of Physics A7, 1448 (1974)
- |25| J. Burde, S. Eshhar, A. Ginzburg and A. Molchadzki  
Absolute Transition Probabilities in  $^{134}Ba$   
Nucl.Phys. A250, 141.148 (1975)
- |26| M. Subotowicz, J. Kuranc and J. Sarzynski  
 $\beta$ - $\gamma$  Angular Correlation measurements for Some Highly  
Retarded Allowed  $\beta$ -Transitions  
Bull.Acad.Sci.USSR, Phys.Sev.33, 1503-1504 (1969)
- |27| Z.W. Grabowski, R.S. Raghavan and R.M. Steffen  
Search for Higher Order Effects in Allowed  $\beta$ -Transitions  
Phys.Rev. 139, B24-B28 (1965)

- | 28 | K.S.R. Sastry, R.J. Ouellette, Y. Sharma and R. Strange  
On Higher Order Effects in Some Abnormal Allowed  
 $\beta$ -Transitions  
Phys.Lett. 26B, 207-209 (1968)
- | 29 | S. Raman, T.A. Walkiewicz and H. Behrens  
Superaligned  $O^+ - O^+$  and Isospin-Forbidden  $J^\pi - J^\pi$   
Fermi Transitions  
Atomic Data and Nuclear Data Tables 16, 451-494 (1975)
- | 30 | H. Ohmura, T. Jshimatsu, K. Yagi, H. Ejiri, Y. Nakajima,  
T. Tohei and T. Nakagawa  
A Study of the Nuclear Structure of  $^{46}\text{Ti}$  by the  
 $^{45}\text{Sc} (^3\text{He}, d)$  Reaction  
J.Phys.Soc. Jap. 25, 953-964 (1968)
- | 31 | R.M. Steffen  
Search for Higher-Order Effects in Allowed  $\beta$ -Decay  
Phys.Rev.Lett.3, 277-279 (1959)
- | 32 | J.D. McCullen, B.F. Bayman and L. Zamick  
Spectroscopy in the Nuclear  $1f_{7/2}$  Shell  
Phys.Rev.134, B515-B538 (1964)
- | 33 | R.A. Ricci and P.R. Maurenzig  
The  $1f_{7/2}$  Problem in Nuclear Spectroscopy  
Revista del Nuovo Cimento I, 291-354 (1969)
- | 34 | B.H. Flowers  
Studies in jj-coupling  
Proc.Roy.Soc. (London) A212, 248-263 (1952)
- | 35 | J.N. Ginocchio  
Symplectic Symmetrie in  $f_{7/2}$ -Shell  
Nucl.Phys. 63, 449-65 (1965)
- | 36 | H. Behrens  
Messung des Asymmetrie-Koeffizienten der  $\beta$ - $\gamma$ -Zirkular-  
polarisationskorrelation an erlaubten  $\beta$ -Übergängen  
Z.Phys. 201, 153-171 (1967)

- | 37 | L.G. Mann, D.C. Camp, J.A. Miskel and R.J. Nagle  
New Measurements of  $\beta$ -Circularly-Polarized  $\gamma$ -Angular-  
Correlation Asymmetry Parameters in Allowed  $\beta$ -Decay  
Phys.Rev. 137, B1-B12 (1965)
- | 38 | Nucl.Data Sheets B4, 314 (1970)
- | 39 | S.T. Hsue, M.U. Kim, L.M. Langer and E.H. Spejewski  
The  $\beta$ -Decay of  $^{134}\text{Cs}$   
Nucl.Phys. A109, 423-432 (1968)
- | 40 | J. Atkinson, L.G. Mann, K.G. Tirsell and S.D. Bloom  
Coulomb Matrix Elements from  $\beta$ - $\gamma$ (CP) Correlation  
Measurements in  $^{57}\text{Ni}$  and  $^{65}\text{Ni}$   
Nucl.Phys. A114, 143-160 (1968)
- | 41 | K. Kubodera, J. Delorme and M. Rho  
The Second-Class Current Problem in Nuclear  $\beta$ -Decay  
Nucl.Phys. B66, 253-292 (1973)
- | 42 | L.B. Hubbard  
Coefficients of Fractional Parentage in j-j Coupling  
in the Isospin Representation  
Computer Physics Communications 1, 225-231 (1970)
- | 43 | A. de-Shalit and J. Talmi  
Nuclear Shell Theory  
Academic Press, New York and London, 1963