

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

Januar 1967

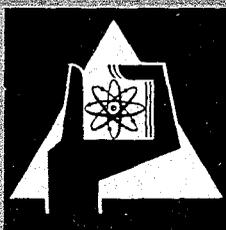
KFK 510

Institut für Angewandte Kernphysik

Messung und Interpretation der tiefliegenden, nach der Reaktion

$\text{Ge}^{73}(\text{n}, \gamma)\text{Ge}^{74}$ angeregten Zustände von Ge^{74}

C. Weitkamp



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

Januar 1967

KFK 510

Institut für Angewandte Kernphysik

Messung und Interpretation
der tiefliegenden, nach der Reaktion $\text{Ge}^{73}(n,\gamma)\text{Ge}^{74}$ angeregten
Zustände von Ge^{74}

C. Weitkamp

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe



Abstract

Thermal neutrons from the reactor FR 2 monochromized by Bragg reflection from a lead single crystal are captured in enriched Ge-73 to investigate the level structure of Ge-74. Precision singles spectra measurements are performed over the whole energy range using two Ge(Li) detectors of 4.0 cm² · 0.5 cm and 2.7 cm · 0.2 cm, respectively. Double and triple coincidence relations could be established with 4"Ø · 5" NaI(Tl) spectrometers, data being processed by the Karlsruhe MIDAS System. 148 gamma transitions were observed. A level scheme of Ge 74 is proposed involving 42 excited states between 0 and 4600 keV. An attempt is made to interpret the low-lying levels in terms of different collective models. The neutron binding energy of Ge 74 is determined to be (10202 ± 10) keV.

Inhalt

	Seite
Einleitung	i
1. Theoretische Grundlagen	3
1.1 Phänomenologische Theorie der Vibrationen sphärischer Kerne	3
1.2 Mikroskopische Beschreibung der Vibrations- zustände	8
1.3 Interpretation der tiefliegenden Niveaus gerader mittelschwerer Kerne als Rotationszustände	9
2. Beschreibung der Apparaturen	11
2.1 Geometrische Anordnung	11
2.2 Proben	15
2.3 Detektoren	15
2.4 Elektronik	16
3. Meß- und Auswerteverfahren	19
3.1 Messung der Einzelspektren	19
3.2 Auswertung der Einzelspektren	19
3.3 Messung der Koinzidenzspektren	22
3.4 Auswertung der Koinzidenzspektren	23
4. Ergebnisse	
4.1 Einzelspektren	24
4.2 Koinzidenzen	30
4.3 Termschema	33
4.4 Bindungsenergie	33
5. Diskussion	37
Zusammenfassung	43
Literaturverzeichnis	44



Einleitung

Trotz der großen Fortschritte der theoretischen Kernphysik in den letzten Jahren gibt es bis heute keine allgemeine Theorie, die die tiefliegenden angeregten Zustände mittelschwerer gerader Kerne quantitativ beschreibt. Das verfügbare experimentelle Material ist andererseits zu unvollständig, um theoretische Ergebnisse auf ihre Gültigkeit hin zu prüfen oder mehrere Parameter, deren Werte die Theorie selbst nicht liefern kann, an das Experiment anzupassen. Eine Vervollständigung der experimentellen Daten ist deshalb gerade für diese Kerne von besonderem Interesse, und es ist das Ziel der vorliegenden Arbeit, die Anregungszustände des geraden Kerns ${}_{32}\text{Ge}^{74}_{42}$ zu untersuchen.

Angeregte Zustände von Ge^{74} erhält man nach dem β^- -Zerfall von ${}_{31}\text{Ga}^{74}_{43}$ (Halbwertszeit $T_{1/2} = 8$ min), und die meisten heute bekannten Daten des Ge^{74} wurden auf diesem Wege gewonnen. Andere Autoren* untersuchten den β^+ -EC-Zerfall³⁻⁵ des ${}_{33}\text{As}^{74}_{41}$ ($T_{1/2} = 18$ d), Coulomb-Anregung⁶⁻¹¹ und inelastische Streuung von Protonen^{12,13} und Neutronen¹⁴ sowie (t,p) und (d,p) Stripping-Reaktionen^{13,15}. Über die Untersuchung angeregter Zustände des Ge^{74} durch Einfang thermischer Neutronen in Ge^{73} lagen aber bisher keine Arbeiten vor.

Die durch β -Zerfall erreichbaren Anregungszustände des Ge^{74} sind in zweierlei Hinsicht beschränkt: einmal sind die Wärmetönungen für den β -Zerfall (5,5 MeV für Ga^{74} , 2,6 MeV für As^{74}) zu gering und β -Übergänge mit kleiner Endpunktenergie zu selten, als daß hochliegende Zustände des Ge^{74} mit großer Häufigkeit gespeist würden; zum anderen können aufgrund der β - und γ -Auswahlregeln Übergänge in Zustände mit großem Drehimpuls nicht erwartet werden, weil keiner der beiden Mutterkerne im Grundzustand einen

* Die angeführte Liste älterer Autoren ist nicht vollständig; weitere Literaturstellen können den zitierten Arbeiten entnommen werden.

Kernspin >3 hat. Im Gegensatz dazu betragen Drehimpuls und Parität des $\text{Ge}^{73} \frac{9}{2}^+$, so daß die bei der (n,γ) -Reaktion erzeugten Compoundkerne in 4^+ - oder 5^+ -Zuständen vorliegen, und die Bindungsenergie des letzten Neutrons in Ge^{74} ist von der Größenordnung 10,2 MeV. Die (n,γ) -Reaktion scheint daher für die Beobachtung höherenergetischer Zustände mit großem Drehimpuls besonders geeignet.

Der erste Abschnitt der vorliegenden Arbeit gibt einen kurzen Überblick über die den verschiedenen Theorien zugrundegelegten Modelle und die danach zu erwartende Niveaustuktur. Der zweite Abschnitt beschreibt die experimentelle Anordnung, im dritten werden die Verfahren zur Messung und Auswertung der (n,γ) -Spektren besprochen und im vierten die Ergebnisse angegeben. Die Diskussion dieser Ergebnisse erfolgt in Abschnitt 5.

1. Theoretische Grundlagen

Das Schalenmodell des Atomkerns gibt schon in seiner einfachsten Form (einfache j-j-Kopplung, sog. Einteilchenschalenmodell) viele Eigenschaften der Kerne gut wieder. Trotzdem konnten gewisse experimentelle Befunde auch mit einem durch Berücksichtigung von Paarwechselwirkung der Nukleonen, nichteinfacher j-j-Kopplung und Konfigurationsmischungen verfeinerten Schalenmodell nicht erklärt werden. Dazu gehören neben statischen magnetischen Dipol- und elektrischen Quadrupolmomenten, Auswahlregeln für γ -Übergänge und Niveauschemata der Kerne mit Atomgewichten $150 < A < 190$ und $220 < A$ vor allem die Niveaustuktur und die Übergangswahrscheinlichkeiten der mittelschweren ($50 < A < 140$) geraden Kerne. Das bisher vorliegende experimentelle Datenmaterial hierzu ist von mehreren Autoren in übersichtlicher Form zusammengestellt worden ¹⁶⁻¹⁸.

1.1 Phänomenologische Theorie der Vibrationen sphärischer Kerne

Schon früh ^{19,20} nahm man daher an, daß den Bewegungen einzelner Nukleonen im Kernfeld kollektive Bewegungen des Kerns überlagert sind und sich das gesamte System durch einen Hamiltonoperator der Form

$$H = H_T + H_{koll} + H_{WW} \quad (1)$$

beschreiben läßt, wobei H_T die Teilchen-, H_{koll} die kollektiven Bewegungen und H_{WW} die Wechselwirkung zwischen beiden verkörpert. H_{koll} kann man ausdrücken als

$$H_{koll} = T_{Vib} + T_{Rot} + V \quad (2)$$

mit V als potentieller Energie und T_{Rot} und T_{Vib} als kinetischen Energien von Rotationen und Vibrationen um die Ruhelage. Ist diese Ruhelage kugelsymmetrisch und entwickelt man die Oberfläche des schwingenden Kerns

$$R(\vartheta, \varphi, t) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\vartheta, \varphi) \right] \quad (3)$$

nach Kugelfunktionen, so erhält man für

$$H_{koll} = T_{Vib} + V = \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} (B_{\lambda\mu} |\dot{\alpha}_{\lambda\mu}|^2 + C_{\lambda\mu} |\alpha_{\lambda\mu}|^2).$$

Dabei wurde ein harmonisches Kraftgesetz mit den Rückstellkräften $C_{\lambda/\mu}$ zugrundegelegt; $B_{\lambda/\mu}$ sind die Massenparameter. Mit

$$\frac{\partial T_{vib}}{\partial \dot{\alpha}_{\lambda\mu}} = B_{\lambda\mu} \dot{\alpha}_{\lambda\mu} \equiv \pi_{\lambda\mu}$$

erhält man für

$$H_{vib} = \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \left(\frac{1}{B_{\lambda\mu}} |\pi_{\lambda\mu}|^2 + C_{\lambda\mu} |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \right), \quad (4)$$

also den Hamilton-Operator eines Satzes so vieler ungekoppelter harmonischer Oszillatoren mit den Eigenwerten

$$E_{\lambda\mu} = \hbar \omega_{\lambda\mu} = \hbar \sqrt{\frac{C_{\lambda\mu}}{B_{\lambda\mu}}} \quad (\lambda = 0, 1, 2, \dots),$$

wie die Summationen angeben. Sinnvoll ist die Summation über $2 \leq \lambda < A^{1/3}$, weil einerseits $\lambda = 0$ einer Kompressionsschwingung, gegen die Kernmaterie offensichtlich sehr hart ist, * und $\lambda = 1$ einer periodischen Translation des Kerns entsprechen und weil andererseits der Begriff der Schwingung seine Bedeutung verliert, wenn die Wellenlänge in die Größenordnung der Nukleonenabstände kommt. Die Parameter $B_{\lambda/\mu}$ und $C_{\lambda/\mu}$ ergeben die richtige Größenordnung für $E_{\lambda/\mu}$, wenn man das Tröpfchenmodell zugrundelegt. Einzelheiten der A-Abhängigkeit von $C_{\lambda/\mu}$ und $B_{\lambda/\mu}$ vermag dieses Modell nicht zu liefern, aber man sieht, daß $\omega_{\lambda/\mu}$ mit λ schnell anwächst. Man beschränkt sich daher zur Beschreibung tiefliegender Anregungszustände auf $\lambda = 2$ (Quadrupolschwingungen) und $\lambda = 3$ (Oktupolschwingungen). λ ist die Drehimpulsquantenzahl jedes Schwingungsquants, μ die seiner Komponente in Richtung $\hat{z} = 0$ (z-Richtung), und die Parität der Wellenfunktion der Schwingung ist $(-)^{\lambda}$. B und C müssen von der Wahl des Koordinatensystems unabhängig sein, folglich kann auch ω nicht von μ abhängen. Da λ ganzzahlig ist, sind Zustände mit mehreren Phononen möglich; ist n_{λ} die Anzahl Phononen der Ordnung λ , so sind Energie und Parität des Gesamtzustandes gegeben durch

* Schwingungen mit $\lambda = 2, 3, \dots$ halten das Kernvolumen nicht konstant. Streng genommen müßten daher bei der Beschreibung von Schwingungen mit $\lambda \geq 2$ auch stets $\lambda = 0$ -Terme mitgenommen werden.

(bei Raz). Die Entartung des Triplets wird dadurch aufgehoben.

Eine andere Gruppe von Arbeiten vernachlässigt wie die einfache Vibrationstheorie die Kopplung der Teilchenbewegungen an die Vibrationen, geht aber von der einfachen Abhängigkeit (4) des Deformationspotentials von den Elongationen $\alpha_{\lambda\mu}$ ab. So betrachten Kerman und Shakin²⁴ statt (4) einen Hamilton-Operator, der auch Terme dritter Ordnung enthält, die eine Anharmonizität bewirken. Die Rechnung zeigt, daß die Entartung der Multipletts erst in zweiter störungstheoretischer Näherung (mit (4) als Hamilton-Operator des ungestörten Problems) aufgehoben wird und deshalb an sich Terme vierter Ordnung mindestens in erster Näherung mit berücksichtigt werden müßten. Das Ergebnis liefert denn auch u. a. einen 4^+ -Zweiphononenzustand, der stets höher liegt als der 0^+ -Zustand; die Termfolge $2^+ - 4^+ - 0^+$, wie sie beim Ge^{74} beobachtet wird, kann die Theorie nicht wiedergeben.

Für eine detailliertere Betrachtungsweise ist es zweckmäßig, die fünf Parameter $\alpha_{2\mu}$ durch neue Koordinaten zu ersetzen¹⁹, etwa indem man das Koordinatensystem in die Richtung der Schwingungen dreht, so daß die neuen Koordinaten

$$a_{2\nu} = \sum_{\mu=-2}^2 \alpha_{2\mu} D_{\mu\nu}^2(\vartheta, \varphi, \psi)$$

die Bedingungen $a_{22} = a_{2-2}$ und $a_{21} = a_{2-1} = 0$ erfüllen. Damit wird das System beschrieben durch zwei Koordinaten a_{20} , a_{22} und drei Euler-Winkel ϑ, φ, ψ , die für die innere Bewegung des Systems unwesentlich sind. Zweckmäßig ist ferner, die Koordinaten a ihrerseits zu ersetzen durch zwei weitere Koordinaten β und γ , wobei

$$\begin{aligned} a_{20} &= \beta \cdot \cos \gamma \\ a_{22} &= a_{2-2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \cdot \sin \gamma. \end{aligned}$$

Man sieht, daß

$$(a_{2-2}^2 + a_{20}^2 + a_{22}^2)^{\frac{1}{2}} = \beta$$

ein Maß für die Gesamtdeformation darstellt, wobei die positive Wurzel Zigarren-, die negative Diskusform beschreibt, während die Koordinate γ die Abweichung der Gestalt des Kerns von der Rotations-symmetrie wiedergibt. Damit erhält die potentielle Energie im harmonischen Fall die einfache Form

$$V = \frac{1}{2} C_2 \cdot \beta^2.$$

$$E = \sum_{\lambda} n_{\lambda} \cdot \hbar \omega_{\lambda},$$

$$\pi = (-)^{\sum_{\lambda} n_{\lambda} \cdot \lambda}.$$

Die Drehimpulse mehrerer Phononen können auf verschiedene Weise zum Gesamtdrehimpuls $\hbar \cdot \sqrt{I(I+1)}$ koppeln. Für Quadrupolschwingungen erhält man so in äquidistanten Abständen über dem Grundzustand ($n_2=0$) zunächst ein Singulett mit $I^{\pi} = 2^+$ ($n_2=1$), ein Triplett mit $I^{\pi} = 0^+, 2^+, 4^+$ ($n_2=2$), ein Quintuplett mit $I^{\pi} = 0^+, 2^+, 3^+, 4^+, 6^+$ ($n_2=3$); für $n_2 \geq 4$ treten einzelne I-Werte mehrfach auf, so daß zur eindeutigen Charakterisierung des Zustandes zusätzliche Quantenzahlen erforderlich werden. Das Spektrum der Oktupolschwingungen besteht aus einem $I^{\pi} = 3^-$ -Singulett ($n_3=1$), einem Quadruplett mit $I^{\pi} = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+$ ($n_3=2$), einem Septuplett mit $I^{\pi} = 1^-, 3^-, 4^-, 5^-, 6^-, 7^-, 9^-$ ($n_3=3$) usw. Daneben können auch Quadrupol- und Oktupolphononen gemeinsam auftreten; die niedrigsten Zustände dieser Art bilden ein $I^{\pi} = 1^-, 2^-, 3^-, 4^-, 5^-$ -Quintuplett ($n_2=n_3=1$).

Experimentell beobachtet wurden bisher neben Einphonon-Oktupol-Vibrationen und einigen wenigen als Quadrupol-Oktupol-Zustand deutbaren Niveaus * vor allem Ein- und Mehrphononen-Quadrupolvibrationszustände, bei denen die Multipletts aber nicht äquidistant und die Entartung der Multipletts praktisch immer aufgehoben sind. Zur Erklärung dieser Abweichungen wurde die einfache Theorie nach verschiedenen Richtungen hin erweitert.

Scharff-Goldhaber und Weneser ²² und Raz ²³ gehen weiterhin von einer quadratischen Abhängigkeit der Vibrationsenergie (4) von den Koordinaten α und α aus, berücksichtigen aber in dem Hamilton-Operator (1) den Wechselwirkungsterm H_{WW} für 4 bzw. 2 Nukleonen in einer $f_{7/2}$ -Schale. Die Ergebnisse hängen nur wenig von der verwendeten Schalenmodell-Konfiguration ab. Sind k und D die Kopplungskonstanten der Teilchenbewegungen and die Kollektivbewegung bzw. aneinander, so zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit der Termenergien von dem Parameter

$$K = \frac{0,67}{\sqrt{2}} \hbar^{1/2} \cdot (BC)^{-1/4} \cdot k$$

(bei Scharff-Goldhaber und Weneser) bzw. den Parametern D und

$$x = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \hbar^{-1/2} \cdot j^{-1/2} \cdot (C^3/B)^{-1/4} \cdot k$$

* Eine Zusammenstellung der Literatur enthält z.B. Ref. ²¹

Wilets und Jean ²⁵ nehmen nun stattdessen zunächst ein Kastenpotential

$$V(\beta) = \begin{cases} \text{const} & \text{für } \beta < b \\ \infty & \text{für } \beta > b \end{cases}$$

an und erhalten für diesen Fall extremer Anharmonizität um eine sphärische Ruhelage für die Anregungsenergien der 2^+ - und 4^+ -Zustände des Triplets das 2,20-fache der Energie des Singulets, für den 0^+ -Zustand das 3,03-fache.

Ein "verschobenes" harmonisches Oszillatorpotential der Form

$$V(\beta) = \frac{1}{2} C (\beta - \beta_0)^2, \quad (5)$$

das also nicht von γ abhängt, hebt die Entartung des $n_2 = 2$ -Triplets ebenfalls nur teilweise auf: 2^+ - und 4^+ -Zustand bleiben entartet und werden mit wachsendem β_0 zu höheren Energien hin verschoben, während die Energie des 0^+ -Niveaus mit wachsendem β_0 noch schneller ansteigt.

Tamura und Komai ²⁶ erweiterten das Potential (5) durch einen γ -abhängigen Anteil zu

$$V(\beta, \gamma) = \frac{1}{2} C (\beta - \beta_0)^2 + \sum_{m=1, 2, \dots}^m k_m (\beta - \beta_m)^m \cos 3\gamma$$

und brachen die Summe nach dem Glied mit $m = 1$ ab. Die Rechnung ist nur für einen Kern durchgeführt, und die Ergebnisse geben nach Anpassung der vier freien Parameter (c, k_1, β_0, β_1) die experimentellen Ergebnisse erwartungsgemäß gut wieder.

Schließlich ist in diesem Zusammenhang eine Arbeit von Leal Ferreira et al. ²⁷ zu nennen, in der die Zustände zum Hamiltonoperator

$$H = H_0 + \sigma G_1^{(5)} + \tau L^2 \quad (6)$$

gruppentheoretisch berechnet werden. Hier sind H_0 der Hamiltonoperator des harmonischen fünfdimensionalen Oszillators, $G_1^{(5)}$ und L^2 die Casimir-Invariante der R_5 -Gruppe und das Quadrat des Drehimpulses. Die Konstanten σ und τ müssen an das Experi-

ment angepaßt werden. $G_1^{(5)}$ verschiebt den 2^+ und den 4^+ -Term in gleicher Weise gegenüber dem 0^+ -Niveau, und L^2 allein ergäbe nur (0, 2, 4) oder (4, 2, 0) als mögliche Termfolgen; mit dem Hamilton-Operator (6) lassen sich experimentelle Werte für die Termfolgen qualitativ ordentlich anpassen, wenn auch eine quantitative Wiedergabe der Aufspaltungen meist nicht erreicht wird.

1.2 Mikroskopische Beschreibung der Vibrationszustände

Bei allen phänomenologischen Theorien besteht die Schwierigkeit, daß gewisse Konstanten aus dem Experiment entnommen werden müssen; die Theorie selbst ist zu ihrer Berechnung prinzipiell nicht in der Lage. Die phänomenologischen Theorien der Kernschwingungen verwenden zur Bestimmung der Konstanten (B_λ, C_λ) ein Bild, in welchem der Kern als homogen geladenes inkompressibles Flüssigkeitströpfchen mit scharfer Oberfläche R betrachtet wird, in dem wirbelfreie Strömungen angeregt werden können, und vernachlässigen die Kenntnis vom Aufbau der Kerne aus Nukleonen, die sich in Schalen anordnen.

Im Gegensatz dazu versuchen die mikroskopischen Theorien ²⁸⁻³¹, auch die Konstanten aus elementaren Daten, d.h. aus dem Nukleon-Nukleon-Potential abzuleiten. Man geht dazu von einem Schalenmodell mit Zweikörper-Wechselwirkung aus und beschreibt die Restwechselwirkung durch eine kurzreichweitige Paarkraft, die nur zwischen gleichartigen Nukleonen wirkt und für die Energielücke in den Niveauschemata der geraden Kerne verantwortlich ist, und eine langreichweitige Quadrupolkraft, aus der sich hauptsächlich die kollektiven Anregungen ergeben. Da die Gesetzmäßigkeiten dieser Kräfte aber von ihrer Klärung noch weit entfernt sind, geht man auch hier praktisch den umgekehrten Weg und schließt rückwärts aus den experimentellen Daten auf die wirkenden Kräfte. Eine Konsequenz der experimentell gefundenen Vibrationsspektren ist z.B., daß diese Quadrupolwechselwirkung, anders als die Paarkraft, für die Kopplung von Protonen untereinander, Neutronen untereinander und Protonen mit Neutronen etwa dieselbe Größe hat. ³¹ Quantitative Aussagen über Einzelheiten der Niveaustuktur können auf diese Weise aber noch nicht gewonnen werden.

Trotzdem kommt den Ergebnissen der mikroskopischen Theorien insofern auch im gegenwärtigen Stadium schon große praktische Bedeutung zu, als sie helfen, die Zahl der Parameter, die in phänomenologischen Rechnungen auftreten, zu reduzieren. So können Belyaev und Zelevinskii^{32, 33} die ursprünglich 7 Parameter, die in einem Hamilton-Operator auftreten, der anharmonische Terme bis zur vierten Ordnung in erster nichtverschwindender störungstheoretischer Näherung berücksichtigt, auf drei vermindern. Trotzdem werden hiermit, im Gegensatz zu der Arbeit von Kerman und Shakin, wenigstens alle experimentell gefundenen Reihenfolgen der $n_2 = 2$ - Niveaus erklärt.

1.3 Interpretation tiefliegender Niveaus als Rotationszustände

Neben den verschiedenen Vibrationsmodellen fehlt es nicht an Versuchen, die tiefliegenden Niveaus von Kernen auch außerhalb der "klassischen" Bereiche deformierter Grundzustände ($150 < A < 190$, $220 < A$) als Rotationen zu interpretieren³⁴⁻³⁶. Anlaß dazu bieten folgende experimentelle Fakten:

- 1) Bei einigen Kernen sind bisher nur das 2^+ -Niveau mit $n_2 = 1$ und das 4^+ -Niveau mit $n_2 = 2$ gefunden worden, und das 4^+ -Niveau liegt mehr als doppelt so hoch wie das 2^+ -Niveau.
- 2) Bei Ge^{70} und Ge^{72} sowie einigen Kernen um $A = 90$ treten 0^+ -Niveaus in der Nähe des ersten angeregten 2^+ -Zustandes auf.
- 3) Die Quadrupolmomente einiger ungerader Kerne mit Z oder $N \approx 40$ übersteigen die nach dem Schalenmodell zu erwartenden Werte (s. z.B. Ref. ³⁶).

Schließlich war auch die mangelnde Übereinstimmung der berechneten mit den experimentell gefundenen Spektren ungerader Kerne Ursache, in diesem Massenbereich versuchsweise eine Grundzustandsdeformation anzunehmen³⁷.

So gehen Kregar und Mihailović³⁶ zur Erklärung der tiefliegenden 0^+ -Niveaus der beiden Germaniumisotope von einem Potential aus, das ein Haupt- (z.B. bei $\beta_0 > 0$) und ein Nebenminimum (bei $\beta_1 < 0$) hat; um die beobachteten Niveaus als Rotationszustände zu erklären, muß man dann zusätzlich zur rotationssymmetrischen Deformation eine Asymmetrie der Kerne annehmen³⁸ und von der Hypothese der Adiabasie der inneren Bewegung bezüglich der Rotation abgehen³⁹. Das $n_2=2 - 2^+$ -Niveau wird dann als Bandenkopf einer β -Vibration gedeutet.

Eine numerische Methode zur Lösung des Problems für einen Hamilton-Operator der Form (2) mit beliebigem Potential V haben Baranger und Kumar⁴⁰ entwickelt. Der wesentliche Vorteil der Methode gegenüber den störungstheoretischen Verfahren ist, daß ihr Anwendungsbereich nicht auf die Fälle kleiner Abweichungen von der Harmonizität beschränkt ist, wie sie tatsächlich nur selten auftreten. Die Anwendung des Verfahrens auf Kerne im Bereich $A \approx 70$ steht noch aus.

2. Beschreibung der Apparaturen

2.1 Geometrie der Anordnung

Die Geometrie der experimentellen Anordnung, wie sie zur Messung der γ -Spektren aus der Reaktion $\text{Ge}^{73}(n,\gamma)\text{Ge}^{74}$ verwendet wurde, zeigt Abb. 1. In die Mündung eines horizontalen Corekanals des Reaktors FR-2 ist ein Blei-Einkristall von 63 mm Durchmesser und 40 mm Dicke so eingebaut, daß seine (111)-Ebenen mit der Achse des primären Strahls den Winkel $\theta = 12,2^\circ$ bilden. Die Probe befindet sich 135 cm vom Bleikristall entfernt in einer Richtung von $24,4^\circ$ gegen die Strahlachse. Als primärer und sekundärer Neutronenkollimator dienen Polyäthylenrohre von 41 mm Innendurchmesser und 130 bzw. 90 cm Länge.

Zweck des Bleikristalls ist es, durch Bragg-Reflexion einen sekundären Strahl thermischer Neutronen zu erzeugen, der möglichst frei ist von epithermischen und schnellen Neutronen und γ -Quanten aus dem Reaktor. Stellt man die zusätzliche Bedingung, daß der Anteil der in zweiter und höherer Ordnung reflektierten Neutronen $\leq 1\%$ ist, so ergibt die spektrale Verteilung der Neutronen im Core-Kanal, daß die Energie der in erster Ordnung reflektierten Neutronen $E_n \geq 0,056 \text{ eV}$ sein muß⁴¹. Aus der Bragg-Bedingung

$$2 d \cdot \sin \theta = \frac{h}{m \cdot v} = \lambda$$

($2 d = 5,71 \text{ \AA}$ doppelter Abstand der (111)-Ebenen des Bleis; $h =$ Wirkungsquantum, $\lambda =$ Wellenlänge, $m \cdot v =$ Neutronenimpuls) folgt damit für den Winkel $\theta \leq 12,2^\circ$. Die der Öffnung der beiden Kollimatorrohre entsprechende Winkelunsicherheit bewirkt eine relative Halbwertsbreite $\frac{\Delta E}{E}$ der resultierenden Energieverteilung von 57 %; man erhält also im sekundären Strahl eine Verteilung der Neutronenenergien, deren Maximum gegenüber einem thermischen Spektrum etwas zu höheren Energien verschoben ist. - Die Messung des Kadmiumverhältnisses (Anteil der Neutronen mit Energien $> 0,4 \text{ eV}$) im sekundären Strahl ergab einen Wert von 1 : 26 000, der Neutronenfluß am Ort der Probe betrug^{*} bei einer Reaktorleistung

* Nach der kürzlich erfolgten Leistungserhöhung auf 44 MW und Abflachung der Flußverteilung im Reaktor FR-2 beträgt der entsprechende Wert $4,2 \cdot 10^6 \text{ Neutronen cm}^{-2} \text{ sek}^{-1}$.

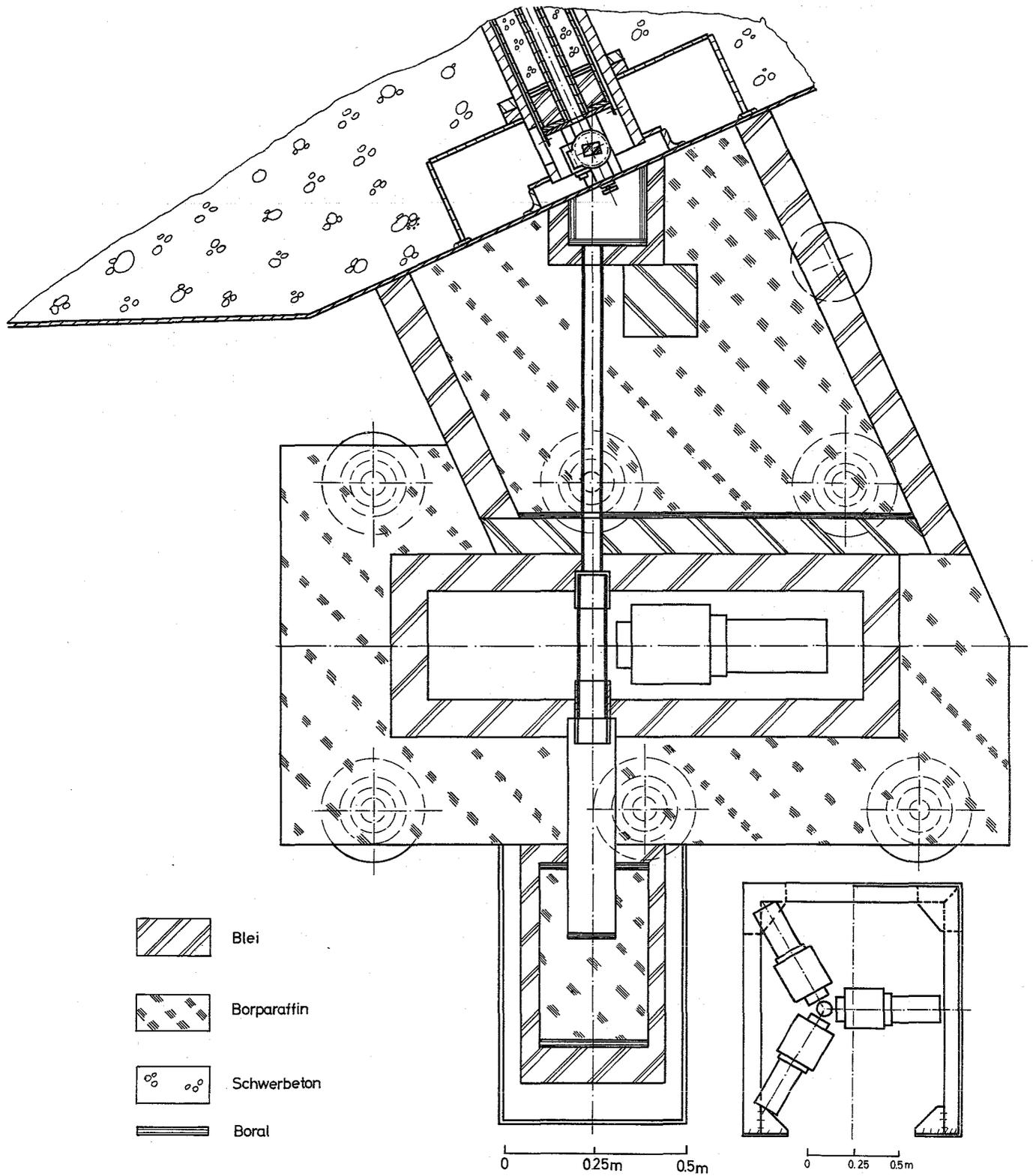


Abb. 1. Geometrie der Anordnung.

von 12 MW $1,0 \cdot 10^6$ Neutronen pro cm^2 und sek.

Der Gamma-Fluß im sekundären Strahl setzt sich aus mehreren Anteilen zusammen, deren größte zustandekommen durch

Compton-Streuung im Bleikristall

$$\text{(Energie } E_C = E_\gamma / (1 + E_\gamma (1 - \cos 24,4^\circ) / 511 \text{ keV))},$$

Paareffekt im Bleikristall mit anschließender Emission von Positronen-Vernichtungsstrahlung (Energie $E_V = 511 \text{ keV}$),

Photoeffekt im Bleikristall mit anschließender Emission eines charakteristischen Röntgenquants

$$\text{(Energie } E_X \leq 85 \text{ keV)},$$

kohärente-Streuung am Bleikristall (Energie $E_k = E_\gamma$).

Eine einfache Rechnung, die Absorption der sekundären Gamma-Quanten berücksichtigt, aber Effekte der tertiären Quanten vernachlässigt, ergibt für die einzelnen Anteile die in Abb. 2 über der Energie E_γ der primären Quanten aufgetragenen Werte, die auf die Anzahl primärer Gammas normiert sind. Dabei wurden die von Grodstein⁴² tabulierten Wirkungsquerschnitte verwendet.

Man sieht, daß der sekundäre Strahl für alle Energien $< 3 \cdot 10^{-4}$ der primären γ -Strahlung enthält; die sekundäre Strahlung ist außerdem (bis auf den Anteil durch kohärente Streuung) gegenüber der primären stark zu kleinen Energien hin verschoben. Zum Vergleich ist in Abb. 2 ein typisches Spektrum der prompten Spaltungs-Gammastrahlung (nach Ref. 43) mit eingezeichnet. Man sieht, daß das Spektrum zu hohen Energien hin schnell abfällt. Das Strahlrohr des Experimentierkanals ist nicht auf Brennelementpositionen gerichtet; das aus dem Strahlrohr austretende Spektrum ist deshalb gegenüber dem (gezeichneten) Spaltspektrum nach niedrigen Energien verschoben. Da schließlich nur diejenigen sekundären Quanten in den Detektor gelangen können, die in der Probe unter ungefähr 90° gestreut werden (im wesentlichen durch Compton-Effekt), gelingt es so, den Gamma-Untergrund aus dem Strahlrohr klein zu halten.

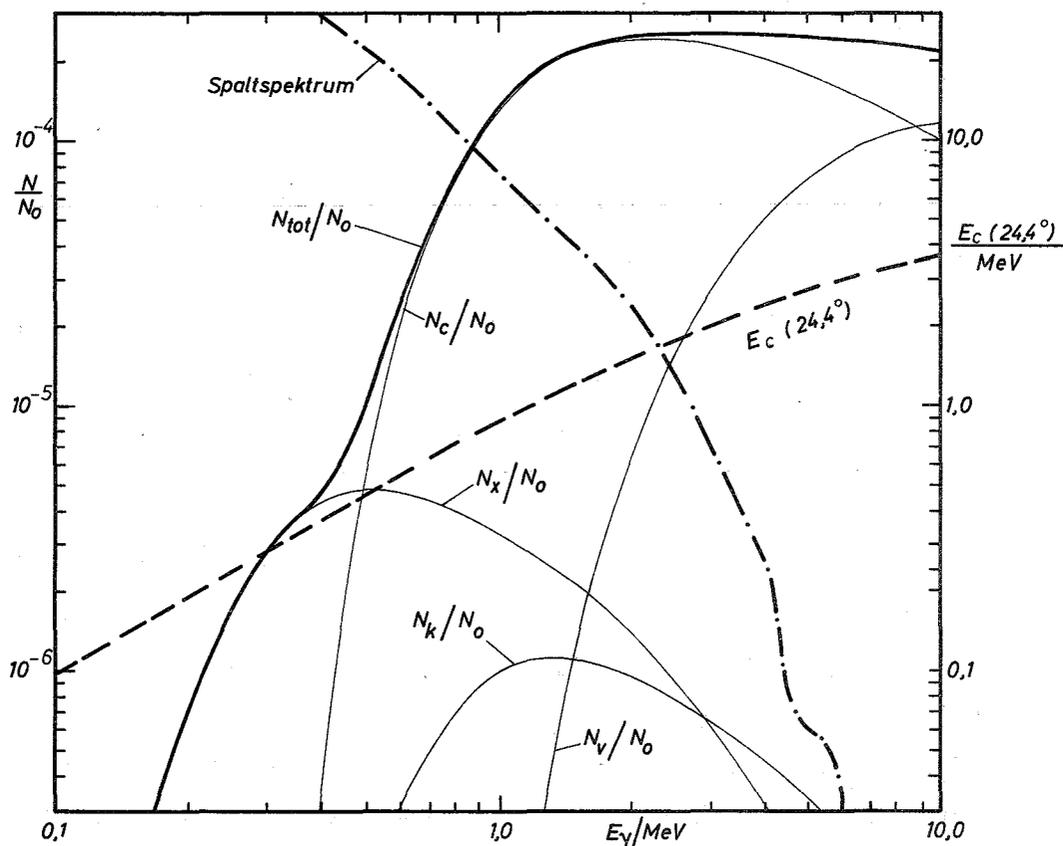


Abb. 2. Berechnetes Verhältnis (γ -Quanten des sekundären Strahls)/(γ -Quanten des primären Strahls) für die Geometrie der Abb. 1 als Funktion der Energie E_γ der primären Quanten unter Berücksichtigung der Absorption sekundärer Quanten im Monochromator (durchgezogene Kurven, linke Skala):

- N_{tot}/N_0 insgesamt,
 - N_k/N_0 kohärenter Anteil, Quantenenergie = E_γ ,
 - N_c/N_0 Compton-Anteil, Quantenenergie $E_C(24,4^\circ) = E_\gamma / (1 + 0,175 E_\gamma/\text{MeV})$,
 - N_v/N_0 Anteil an Vernichtungsstrahlung, Quantenenergie = 511 keV,
 - N_x/N_0 Anteil an charakteristischer Röntgenstrahlung, Quantenenergie ≤ 85 keV.
- Die gestrichelte Kurve (rechte Skala) gibt die Energie E_C der unter $24,4^\circ$ gestreuten Compton-Quanten wieder, die strichpunktiierte Kurve (willkürliche Einheiten) zeigt ein typisches Spaltspektrum (nach Maienschein, Ref. ⁴³).

2.2 Proben

Ge^{73} ist im natürlichen Isotopengemisch nur zu 7,76 % enthalten, so daß der Anteil dieses Isotops am (n,γ) -Querschnitt weniger als 50 % beträgt (vgl. z.B. Ref. ⁴³). Bei Verwendung natürlichem Germaniums bereitet daher die Zuordnung der gefundenen γ -Linien zu den einzelnen Isotopen außerordentliche Schwierigkeiten. Aus diesem Grunde wurde eine auf 86,1 % Ge^{73} angereicherte GeO_2 -Probe verwendet, deren Gesamtquerschnitt sich wie folgt zusammensetzt:

Ge^{73}	> 98,3 %,
Ge^{70}	0,8 %,
Ge^{72}	0,3 %,
Ge^{74}	0,03 %,
andere Elemente	< 0,3 %.

Eine Probe natürlichen Germaniumoxyds diente zu Vergleichsmessungen. Die Probenhalter bestanden aus Polyäthylen von 1 mm Wandstärke und waren zur Abschirmung der Detektoren gegen Streuneutronen aus der Probe von einem doppelwandigen Polyäthylrohr umgeben, dessen Zwischenraum mit 7,5 mm Li^6H gefüllt war.

2.3 Detektoren

Zur Aufnahme der Einzelspektren diente in lithiumgedrifteter Germaniumdetektor mit einer aktiven Zone von $4,0 \text{ cm}^2$ Fläche und 5 mm Dicke, der bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs mit einer Spannung von 600 V betrieben wurde und für die 662 keV-Linie des Cs^{137} eine Auflösung von 6,7 keV zeigte. Der Detektor war so angeordnet, daß die Einfang-Gammastrahlung aus der Probe parallel zur Grundfläche des zylindrischen Detektors einfiel. Diese Anordnung sollte, besonders für die Spektren hochenergetischer Gammas, das Verhältnis der Peakamplituden zum Compton-Kontinuum verbessern, da die Winkelverteilung beim Paareffekt stark vorwärtsgerichtet ist. Um Photopeaks und Doppel-Escape-Peaks als solche identifizieren zu können, wurde ein Teil der Spektren zusätzlich mit einem $\text{Ge}(\text{Li})$ -Detektor von 2 mm aktiver Dicke und $2,7 \text{ cm}^2$ Fläche aufgenommen, der bei 360 V Vorspannung eine Auflösung von 5,6 keV für Cs^{137} lieferte. Die Bestrahlung erfolgte normal zur Stirnfläche.

Zur Messung der Koinzidenzspektren dienten zwei bzw. drei Szintillationsdetektoren mit $4'' \varnothing \times 5''$ NaJ(Tl)-Kristallen auf XP-1040 Photomultipliern.

2.4 Elektronik

Die Impulse aus den Halbleiterdetektoren wurden über einen ladungsempfindlichen Vorverstärker (Energieäquivalent des Rauschens $2,7 \text{ keV} + 0,065 \text{ keV/pF}$ Detektorkapazität), einen Hauptverstärker und einen vorgespannten Nachverstärker in einem 102^4 Kanal-Impulshöhenanalysator untersucht. Die verwendeten Geräte waren im wesentlichen kommerziell.

Die Aufnahme der NaJ(Tl)-Koinzidenzspektren erfolgte nach dem konventionellen Schnell-Langsam-Verfahren, dessen Prinzip Abb. 3 zeigt. Jeder Detektor liefert ein schnelles (an der Anode des Multipliers abgenommenes) Zeitsignal und ein die Energieinformation lieferndes Analogsignal (von der 10. Dynode). Zwei der Analogsignale werden in einem 2×102^4 Kanal-Analog-Digital-Konverter (ADC) analysiert, das dritte kann dazu dienen, die Analyse von einer zusätzlichen Bedingung abhängig zu machen.

Die Zeitsignale gelangen auf eine schnelle Koinzidenzstufe, die mit Lawinentransistoren arbeitet und speziell für diesen Anwendungsbereich entwickelt wurde⁴⁴. Sie zeichnet sich durch Zuverlässigkeit und gute Zeitauflösung aus ($2\tau \approx 3,2 \text{ ns}$ für Co^{60} mit NaJ(Tl)-Detektoren bei 100 % Wirkungsgrad). Um die Rate der zufälligen Koinzidenzen niedrig zu halten, aber den hohen Wirkungsgrad bis herunter zu niedrigen Energien auszudehnen, wurde in praxi mit einer Auflösung $\tau = 15 \text{ ns}$ gearbeitet.

Durch Temperatur-, Zählraten-, Netzspannungsschwankungen usw. in den NaJ(Tl)-Detektoren hervorgerufene Amplitudenänderungen wurden durch eine Stabilisierungsanordnung (Regelfaktor ≈ 100) kompensiert⁴⁵, die nach dem Prinzip des Zählratenvergleichs zweier Differentialdiskriminatoren, die auf die linke und rechte Flanke eines prominenten Peaks eingestellt sind, arbeitet.

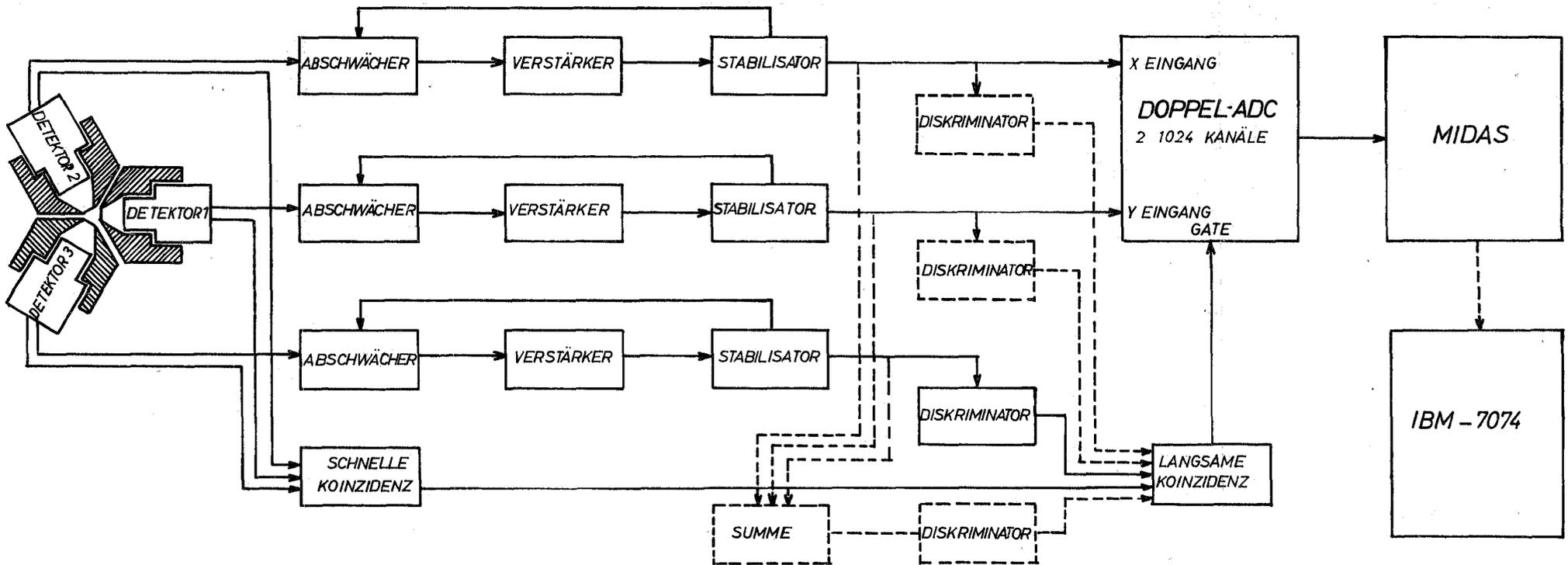


Abb. 3. Blockschaltbild der Apparatur zur Aufnahme von Koinzidenzspektren. Die gestrichelten Linien zeigen die für die Messung von Summenkoinzidenzspektren und zur Reduktion der Totzeit im ADC erweiterte Anordnung.

Die ganze Anlage wird durch eine Uhr und eine als Monitor arbeitende seitlich im sekundären Strahl befindliche Spaltkammer (in Abb. 3 nicht eingezeichnet) gesteuert. Eine besondere Vorrichtung bewirkt, daß sich die Stabilisierungsschaltung (z.B. nach einer Reaktorpause) automatisch auf den gewünschten Peak einstellt, sobald der Neutronenstrom den normalen Wert erreicht hat; mit der Analyse der Impulse wird aber erst nach dem Einpendeln der Verstärkung auf den Gleichgewichtswert begonnen.

3. Meß- und Auswerteverfahren

Die Vorteile, die die (n,γ) -Reaktion gegenüber Kernstrukturuntersuchungen mit Hilfe des radioaktiven Zerfalls bietet, müssen durch experimentelle Schwierigkeiten erkauft werden, von denen hier nur einige genannt werden sollen. So müssen die Detektoranordnungen gegen die thermischen und schnellen Neutronen in der Umgebung des Reaktors sowie gegen den Gamma-Untergrund durch schwere Abschirmungen geschützt werden, die die Zugänglichkeit zu allen Teilen der Apparatur stark erschweren oder unmöglich machen und somit Vorrichtungen zur Fernbedienung und -kontrolle erfordern. Neutronenfluß und Nutzzählrate sind Schwankungen unterworfen, die nicht vorherzusehen sind; Neutronen- und vor allem Gammauntergrund können sich selbst bei konstanter Reaktorleistung um Größenordnungen ändern und erfordern komplizierte Einrichtungen für eine korrekte Untergrundsubtraktion. Streuneutronen aus der eigenen Apparatur schränken die Auswahl der verwendbaren Strukturmaterialien ein. Elektrische Einflüsse infolge des Betriebs von Schwermaschinen lassen sich nur mit großem Aufwand abschwächen. Schließlich sind Einflüsse von Schwankungen der Umgebungstemperatur oft prinzipiell nicht auszuschalten.

3.1 Messung der Einzelspektren

Die Hauptschwierigkeit bei der Messung der Einzelspektren mit Ge(Li)-Detektoren war die vergleichsweise schlechte Stabilität des Verstärkungsfaktors. Dabei zeigten vor allem die transistorsierten Impulshöhenanalytoren starke Langzeit- und Temperaturschwankungen, während die mit Röhren bestückten Verstärker relativ stabil blieben. Da digitalstabilisierte Analog-Digital-Konverter nicht zur Verfügung standen und bei Klimatisierung der temperaturempfindlichen Elemente nur mit einem Teilerfolg zu rechnen gewesen wäre, boten sich zur Behebung der Schwierigkeit im wesentlichen die beiden Möglichkeiten an, in kurzen Zeitintervallen oder mit großem Maßstab (Kanalzahl/Energieeinheit) zu messen. In den Tabellen I und II sind die beiden Methoden einander gegenübergestellt. Die Methode A ist der Methode B prinzipiell überlegen, solange die Verstärkungsschwankungen linear

Tabelle I. Charakterisierung zweier Methoden zur Kompensation von Analysator-Instabilitäten.

	Methode A	Methode B
Skala (Anzahl Kanäle/Energieintervall)	wenige Kanäle pro Peak - Halbwertsbreite	viele Kanäle pro Peak - Halbwertsbreite, so daß Schwankungsbreite des Analysators \ll Peakbreite
Anzahl der Energieintervalle	wenige	viele
Meßzeit	kurz gegen die Zeit, in der der Analysator merkli- chen Schwankungen un- terworfen ist	lang
Anzahl der Zeitintervalle	viele	eins
anschließend notwendige Datenreduktion	Kontrolle der Einzelspek- tren auf Peakverbrei- terung; Kompatibilisierung und Addition der "guten" Spektren	Reduktion der Spektren durch Addition der In- halte benachbarter Kanäle
Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Methode	Vorhandensein hinrei- chend markanter Peaks, deren Maxima schon nach kurzer Meßzeit mit einem Fehler $\approx 0,1$ Kanal be- stimmt werden können	Vorhandensein einer hin- reichenden Zahl Referenz- peaks, die zur Eichung dienen können

Tabelle II. Gegenüberstellung der Vorzüge zweier Methoden zur Kompensation von Analysator-Instabilitäten.

	Methode A	Methode B
Methode korrigiert auch Detektor- und Verstärker-Instabilitäten	+	-
apparative Fehler (z.B. Störungen in der Elektronik, Stromausfall, Fehl- bedienung) leicht korrigierbar	+	-
Energieeichung der Impulshöhenspektren einfach	+	-
Zur Gewinnung der Information genügen geringe Mengen anfallenden Rohdaten- materials (Lochstreifen, Lochkarten)	-	+
Datenverarbeitung in einem Schritt mög- lich, notfalls manuell	-	+

sind; leider waren die Voraussetzungen für die Anwendbarkeit der Methode A (klare Peaks nach hinreichend kurzer Meßzeit) im vorliegenden Falle, besonders für mittlere und höhere Energien, nicht gegeben, so daß überwiegend die Methode B angewandt wurde.

3.2 Auswertung der Einzelspektren

Die Ausgabe der Spektren aus den Impulshöhenanalysatoren konnte über Druckstreifen und über Lochstreifen erfolgen, so daß sowohl manuelle (vor allem bei kleinen Datenmengen) als auch maschinelle Verarbeitung möglich war.

Für die maschinelle Verarbeitung wurde ein IBM-7074 Programm⁴⁶ geschrieben, das alle elementaren Operationen mit den Spektren durchführen kann, insbesondere

- 1) Linearkombinieren (Multiplizieren und Addieren der Inhalte verschiedener Spektren),
- 2) Integrieren (Addieren der Inhalte eines Spektrums),
- 3) Reduzieren (Addieren der Inhalte zweier oder mehrerer aufeinanderfolgender Kanäle eines Spektrums),
- 4) Glätten (Ersetzen jedes Kanalinhalt durch den Funktionswert einer Ausgleichsgeraden oder -parabel durch den Kanal und seine zwei bzw. vier Nachbarn),
- 5) lineares Kompatibilisieren (Umrechnen der Inhalte eines Spektrums auf eine neue Adressenskala K , wenn sie sich aus der alten Adressenskala K' durch eine Transformation der Art $K' = aK + b$ ergibt),
- 6) Anpassen durch Gauß-Funktionen (Bestimmung von Lage, Amplitude, Halbwertsbreite und Fläche vorgegebener Peaks, wenn diese als Superposition einer Geraden und einer Gauß-Funktion angesehen werden).

Das Programm ist auf eine minimale Anzahl Eingabeparameter abgestimmt, die einzelnen Schritte können in beliebiger Reihenfolge und beliebig oft wiederholt werden. Die Ausgabe der Ergebnisspektren kann als Liste, als graphische Darstellung und auf Lochkarten (zur weiteren Bearbeitung) erfolgen.

Zur Energieeichung der Einzelspektren wurden die in den Spektren auftretenden $K\alpha_1$ - und $K\beta_1$ -Linien des Bleis, die Positronium-Ver-nichtungsstrahlung sowie die Gamma-Linien aus den Reaktionen $H(n,\gamma)D$ und $C^{12}(n,\gamma)C^{13}$ herangezogen.

3.3 Messung der Koinzidenzspektren

Die Verarbeitung der aus den NaJ(Tl)-Detektoren stammenden Ana-logsignale erfolgte über ein besonderes Meßprogramm der Karls-ruher Datenverarbeitungsanlage MIDAS (= Multiple Input Data Acqui-sition System) ⁴⁷⁻⁴⁹, dessen Arbeitsweise kurz wie folgt beschrie-ben werden kann:

Unabhängig von der speziellen elektronischen Konfiguration (Zwei-fach- γ -Koinzidenz, Dreifach- γ -Koinzidenz, Summenkoinzidenz usw., vgl. Abb. 3) wird eine Analyse von zwei Impulshöhen immer dann eingeleitet, wenn die für die langsame Koinzidenz geforderten Be-dingungen erfüllt sind und der ADC aufnahmebereit ist. Die resul-tierenden binär kodierten Impulshöheninformationen von gewöhnlich 8 Bit Länge, die wir mit X und Y bezeichnen, werden dann gemein-sam auf Magnetband gespeichert. Gleichzeitig arbeitet ein Teil des MIDAS-Systems als konventioneller, einparametriger Zweifach-Impulsanalysator, der X- und Y-Information getrennt verarbeitet. Die so entstehenden X- und Y-Projektionsspektren können während des Experiments jederzeit auf einem Sichtgerät betrachtet, photo-graphiert, gelöscht, über Lochstreifen ausgegeben und wieder ein-gelesen werden. Diese Möglichkeiten sind besonders zu Eichzwecken, zur Abschätzung der erreichten Impulsrate, zur Stabilitätskon-trolle usw. unerlässlich.

Das Sortieren der sequentiell auf Magnetband gespeicherten Da-ten geschieht nach Beendigung des Experiments. Sind während der Messung irgendwelche Fehler aufgetreten, so werden die entsprechen-ten Teile des Bandes übergangen. Das Sortieren erfolgt aber in der Regel nicht mit "voller Auflösung", also etwa in 256×256 Kanälen, weil dazu 2^{16} Kernspeicherplätze oder häufiger (bei maximal 2^{13} zur Verfügung stehenden Speicherplätzen 8-maliger) Durchlauf der Bänder notwendig wären und ein Teil der Spektren

hinterher ohnehin addiert werden müssen. Stattdessen wird eine der Achsen in einzelne Gruppen unterteilt, deren Grenzen anhand des zugehörigen Projektionsspektrums festgelegt werden und die physikalisch sinnvolle Bereiche enthalten, z.B. einen Photopeak, die Flanke eines Peaks o.ä. Im Gegensatz zu den so entstehenden "MIDAS-Fenstern" soll der Ausdruck "elektronisches Fenster" im folgenden auf die Einstellung der Schwellen des Diskriminators von Detektor 3 beschränkt bleiben.

3.4 Auswertung der Koinzidenzspektren

Infolge der beschränkten Energieauflösung von NaJ(Tl)-Detektoren und des komplexen Amplitudenspektrums, das sie selbst für mono-energetische Gammas liefern, bereitet die Auswertung der Koinzidenzspektren insofern Schwierigkeiten, als sich Anwesenheit und Fehlen von Linien selten durch klare Spitzen und Täler, sondern oft nur durch stärker oder schwächer ausgeprägte Absätze auf einer Flanke, durch ein stärker oder schwächer aufgefülltes Tal usw. bemerkbar machen.

Zur Erleichterung der Interpretation der Koinzidenzspektren wurden deshalb dieselben Bereiche verschiedener Spektren einer Messung integriert, auf gleiche Gesamtzählraten der Spektren normiert und die Ergebnisse benachbarter Spektren in X- und Y-Richtung graphisch aufgetragen. Die Wahl der Bereiche erfolgte wieder anhand der Projektionsspektren, die Durchführung der Rechnung mit Hilfe eines besonderen IBM-7074 Programms ⁵⁰.

4. Ergebnisse *

4.1 Einzelspektren

Einige der mit dem 5 mm-Ge(Li)-Detektor aufgenommenen Einzelspektren sind in Abb. 4 bis 7 wiedergegeben. Tabelle III enthält eine Liste der entsprechenden Gamma-Linien.

Die angegebenen Energieunsicherheiten schließen sowohl statistische als auch systematische Fehler ein und beruhen überwiegend auf Unsicherheiten der Eichung.

Die Intensitäten sind auf die 597 keV-Linie normiert. Zu ihrer Berechnung wurden den Spektren des (normal zur Stirnfläche bestrahlten) 2 mm-Detektors die geeignet interpolierten Ergebnisse der Ansprechwahrscheinlichkeitsberechnungen von Wainio⁵³ zugrundegelegt. Für den 5 mm-Detektor, der tangential zur Stirnfläche bestrahlt wurde, wurden mit Hilfe der Querschnitte von Grodstein⁴² in einer IBM 7074-Routine Ansprechwahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Wechselwirkungseffekte berechnet, die aber keine Mehrfachprozesse berücksichtigen. Die Ergebnisse wurden deshalb anhand von Erweiterungen der Wainioschen Ergebnisse⁵⁴ auf Mehrfachwechselwirkungen korrigiert. Die aufgeführten Intensitätsunsicherheiten enthalten statistische Fehler und systematische Fehler infolge möglicher Fehlinterpretationen der auftretenden Peaks. Unsicherheiten im Ansprechvermögen wurden mit maximal 20 % berücksichtigt; übersteigen die Fehler der Ansprechwahrscheinlichkeiten von Wainio diesen Wert (z.B. für hohe Energien), so sind auch die angegebenen Gamma-Intensitäten mit diesem (zusätzlichen) Fehler behaftet.

Der Vergleich der mit dem 5 mm- und mit dem 2 mm-Detektor aufgenommenen Spektren zusammen mit den entsprechenden Ansprechwahrscheinlichkeitswerten ermöglichten für viele Peaks die eindeutige Identifizierung als Photopeaks oder Doppel-Escape-Peaks.

* Ein Teil der Ergebnisse der vorliegenden Arbeit wurde bereits in Refn. ^{51,52} zusammengestellt.

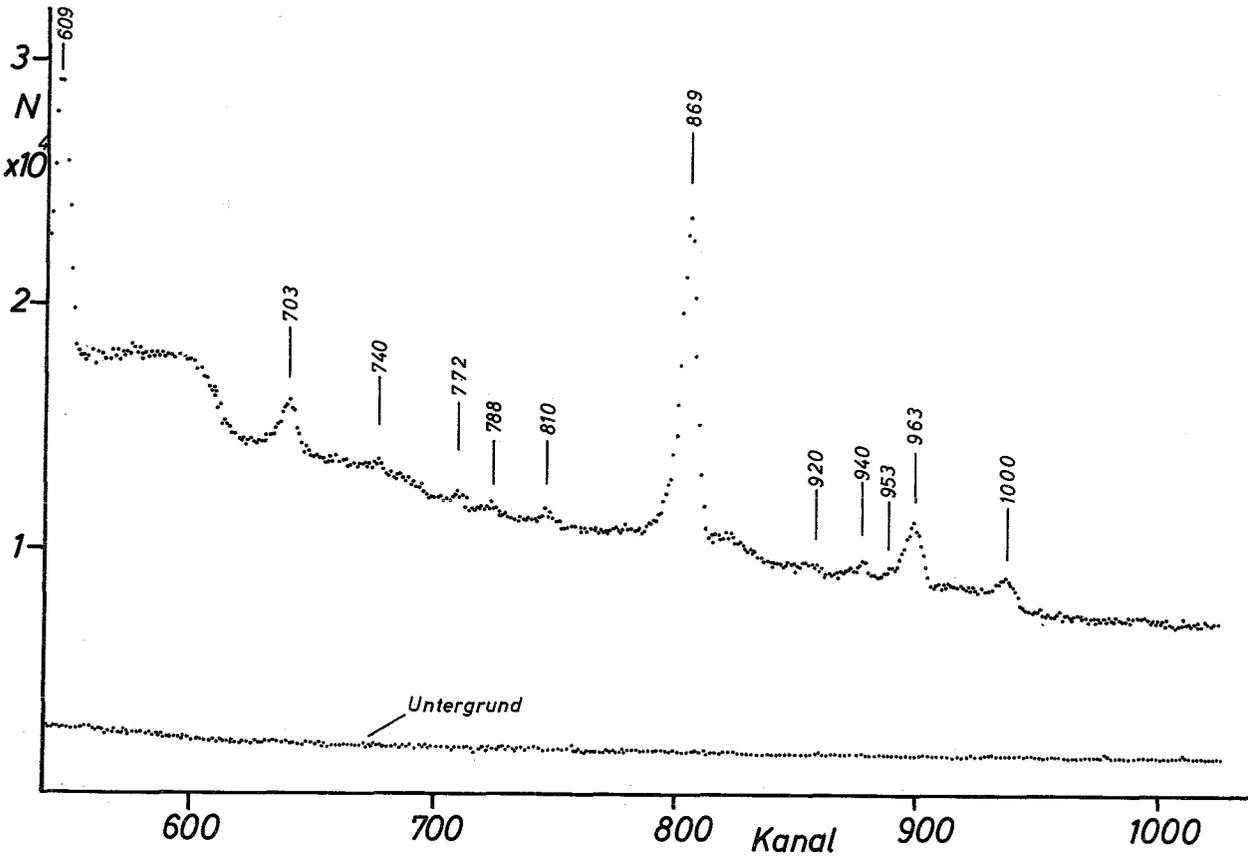
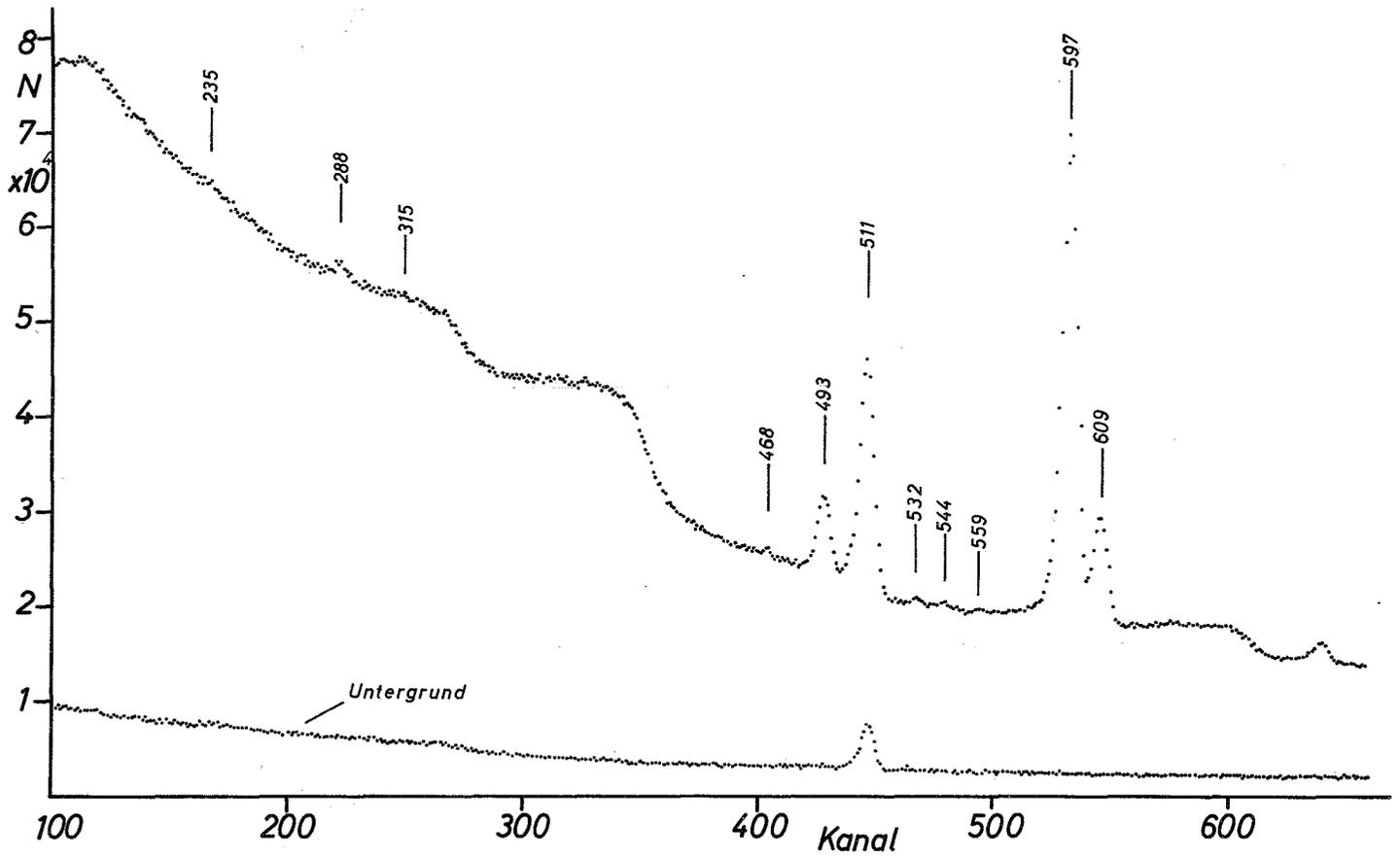


Abb. 4. Einzel-Gammaspektrum der Reaktion $\text{Ge}^{73}(n,\gamma)\text{Ge}^{74}$, aufgenommen mit einem $4 \text{ cm}^2 \times 0,5 \text{ cm Ge(Li)}$ -Detektor. Energiebereich 200 bis 1000 keV, mit Untergrund.

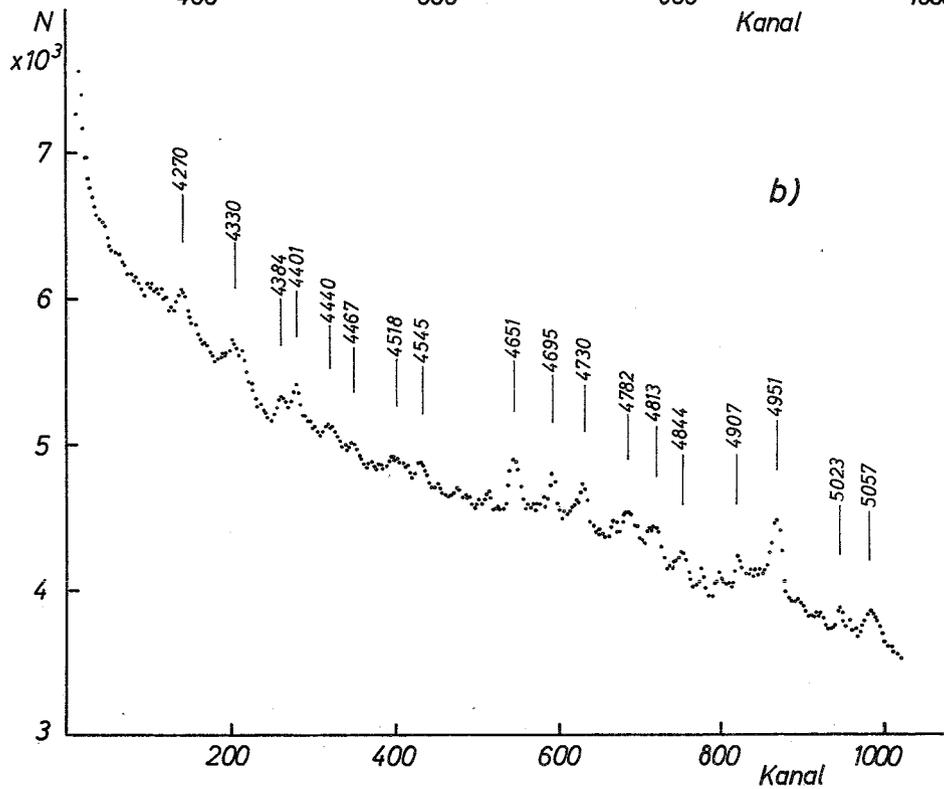
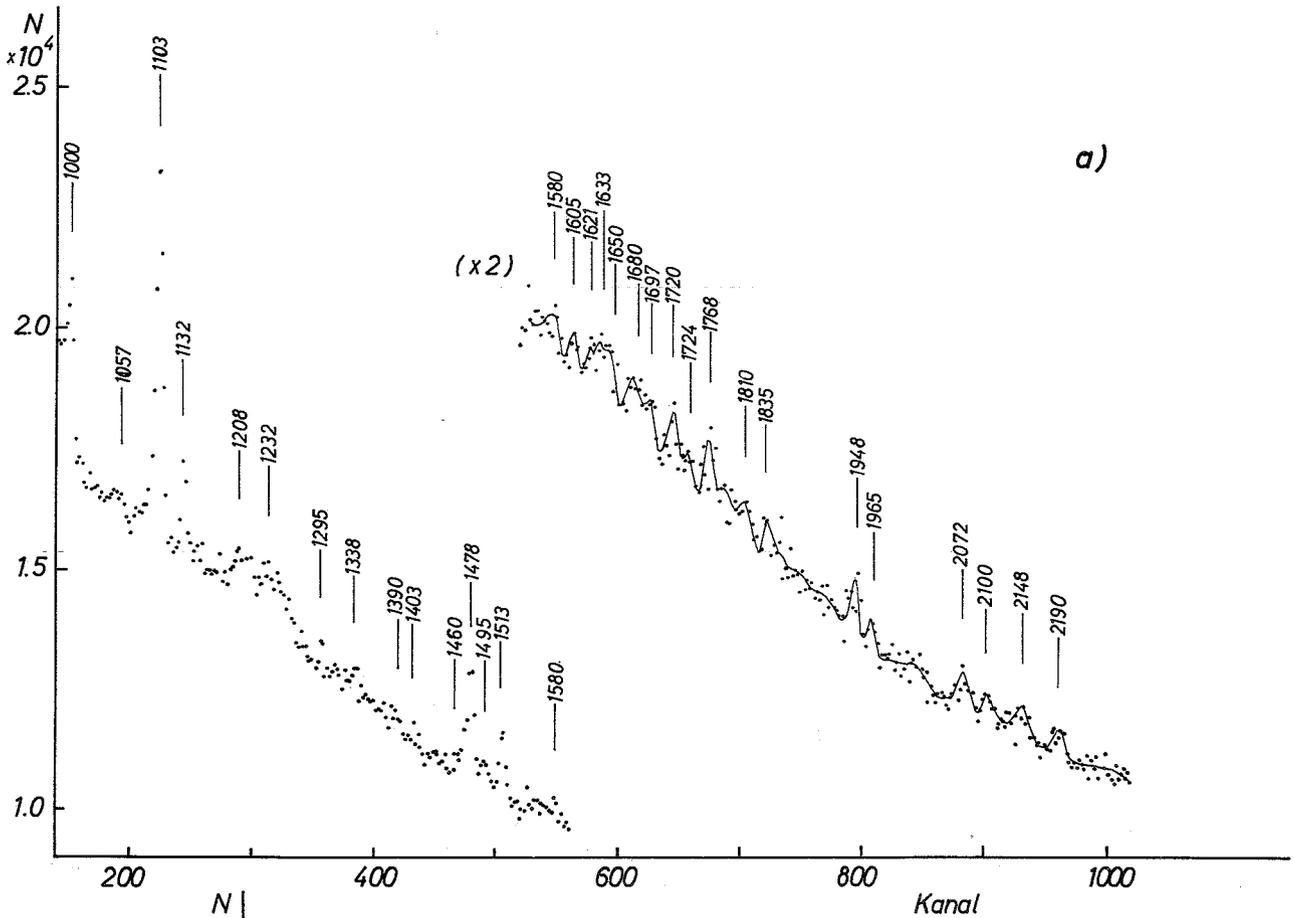


Abb. 5. Einzel-Gammaspektrum der Reaktion $\text{Ge}^{73}(\text{n},\gamma)\text{Ge}^{74}$, aufgenommen mit einem $4 \text{ cm}^2 \times 0,5 \text{ cm}$ $\text{Ge}(\text{Li})$ -Detektor. a) Energiebereich 1000 bis 2300 keV, Untergrund subtrahiert, Inhalte je zweier benachbarter Kanäle addiert; b) Energiebereich 3200 bis 4100 keV, ohne Untergrundkorrektur, Inhalte je dreier benachbarter Kanäle addiert, und geglättet. In b) sind alle Peaks als Doppel-Escape-Peaks interpretiert und mit der γ -Energie bezeichnet.

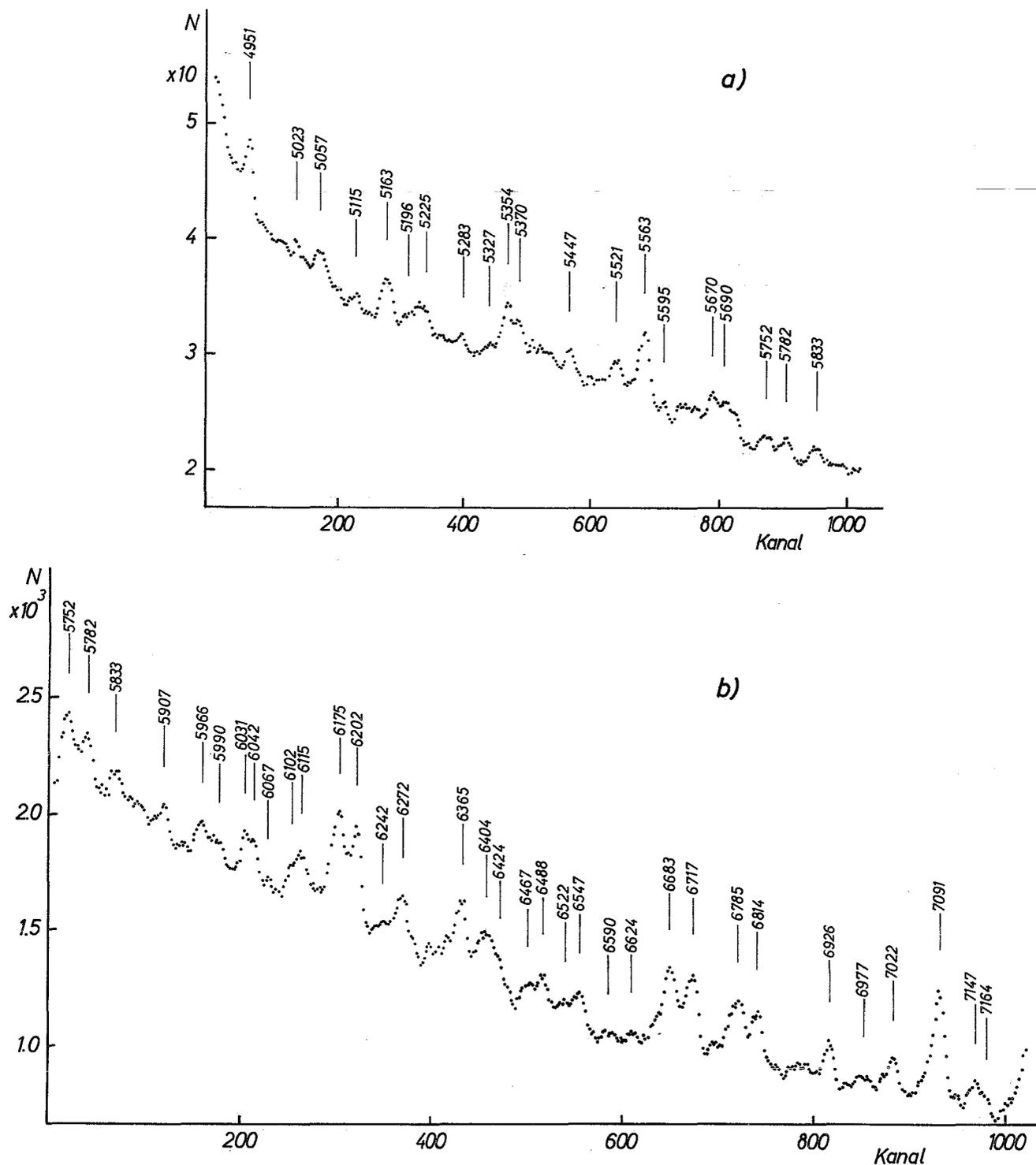


Abb. 6. Einzel-Gammaspektrum der Reaktion $\text{Ge}^{73}(n,\gamma)\text{Ge}^{74}$, aufgenommen mit einem $4 \text{ cm}^2 \times 0,5 \text{ cm}$ Ge(Li)-Detektor. a) Energiebereich 3900 bis 4800 keV, Inhalte je dreier benachbarter Kanäle addiert; b) Energiebereich 4700 bis 6100 keV, Inhalte je zweier benachbarter Kanäle addiert. Beide Spektren sind geglättet, aber nicht auf Untergrund korrigiert. Peaks sind mit der γ -Energie bezeichnet.

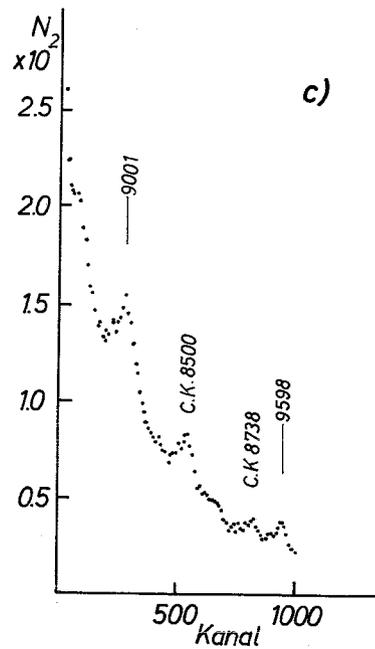
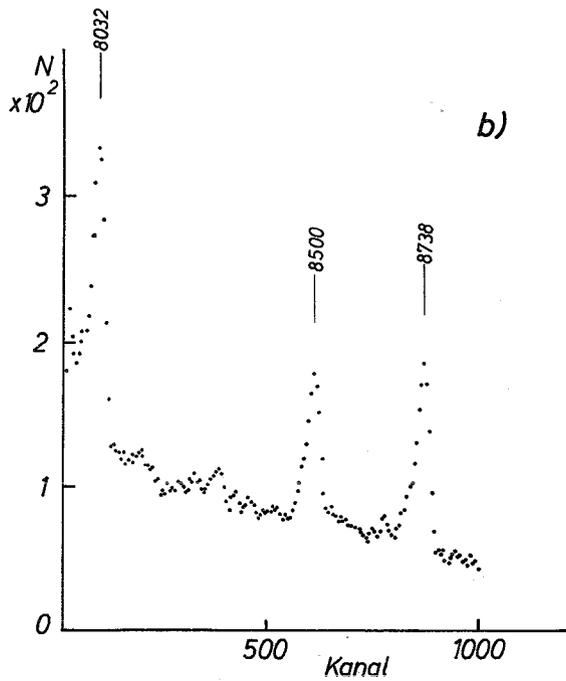
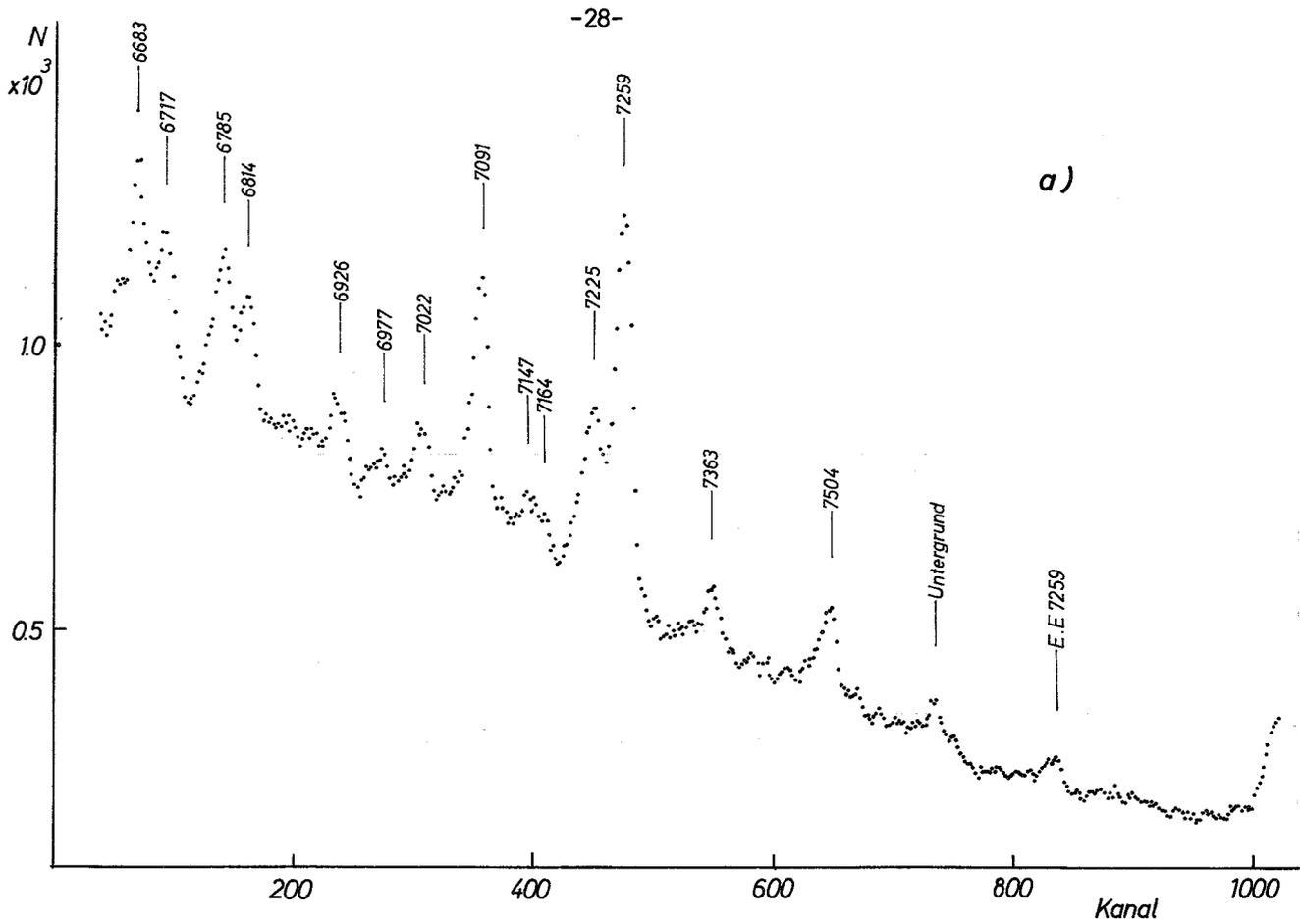


Abb. 7. Einzel-Gammaspektren der Reaktion $\text{Ge}^{73}(n,\gamma)\text{Ge}^{74}$, aufgenommen mit einem $4 \text{ cm}^2 \times 0,5 \text{ cm}$ Ge(Li)-Detektor. a) Energiebereich 5600 bis 7000 keV, Inhalte je zweier benachbarter Kanäle addiert; b) Energiebereich 7000 bis 7900 keV, Inhalte von je sechs benachbarten Kanälen addiert; c) Energiebereich 7900 bis 8600 keV, Inhalte von je zehn benachbarten Kanälen addiert. Alle Spektren geglättet, aber ohne Untergrundkorrektur. Peaks, die auch im Untergrund sichtbar sind, sind mit „Untergrund“, sichtbare Einzel-Escape-Peaks und Compton-Kanten prominenter Linien mit „E.E. ...“ und „C.K. ...“, die übrigen mit der Gamma-Energie bezeichnet.

Tabelle III. Gamma-Linien aus dem Einfang thermischer Neutronen in auf 86,1% angereichertem Ge⁷³.

Linie Nr.	γ-Energie keV	relative Intensität	Klasse	Linie Nr.	γ-Energie keV	relative Intensität	Klasse
1	235 ± 5	0.1 ± 0.1	B	75	4330 ± 10	0.5 ± 0.1	A
2	288 ± 4	0.7 ± 0.4	A	76	4384 ± 7	0.2 ± 0.2	B
3	315 ± 4	0.4 ± 0.3	A	77	4401 ± 7	0.5 ± 0.1	A
4	468 ± 3	1.7 ± 0.5	A	78	4440 ± 8	0.2 ± 0.2	B
5	493 ± 2	11.7 ± 0.8	A	79	4467 ± 8	0.1 ± 0.1	B
6	532 ± 2	1.2 ± 0.1	A	80	4518 ± 10	0.2 ± 0.2	B
7	544 ± 3	0.6 ± 0.6	B	81	4545 ± 10	0.2 ± 0.2	B
8	559 ± 3	0.7 ± 0.7	B	82	4651 ± 5	0.7 ± 0.2	A
9	597 ± 1	100.0	A	83	4695 ± 7	0.6 ± 0.1	A
10	609 ± 1	24.2 ± 0.5	A	84	4730 ± 7	0.6 ± 0.1	A
11	703 ± 2	7.2 ± 1.0	A	85	4782 ± 8	0.4 ± 0.1	A
12	740 ± 3	2.1 ± 0.3	A	86	4813 ± 10	0.3 ± 0.1	A
13	772 ± 2	2.3 ± 0.4	A	87	4844 ± 10	0.3 ± 0.1	A
14	788 ± 3	3.3 ± 3.3	A ^b	88	4907 ± 8	0.3 ± 0.1	A
15	810 ± 3	2.8 ± 0.2	A	89	4951 ± 5	0.9 ± 0.2	A
16	869 ± 1	58.3 ± 1.5	A ^b	90	5023 ± 8	0.3 ± 0.1	A
17	920 ± 2	2.0 ± 2.0	A ^b	91	5057 ± 7	0.4 ± 0.1	A
18	940 ± 2	3.3 ± 0.8 ^a	A	92	5115 ± 8	0.2 ± 0.2	B
19	953 ± 3	1.2 ± 1.2	B	93	5163 ± 5	0.9 ± 0.2	A
20	963 ± 1	15.7 ± 1.1	A	94	5196 ± 10	0.2 ± 0.2	B
21	1000 ± 2	7.5 ± 0.8	A	95	5225 ± 8	0.5 ± 0.1	A
22	1057 ± 3	5.0 ± 5.0	A ^b	96	5283 ± 8	0.2 ± 0.2	B
23	1103 ± 2	24.1 ± 2.4	A	97	5327 ± 10	0.2 ± 0.2	B
24	1132 ± 3	8.0 ± 0.8	A	98	5354 ± 5	1.2 ± 0.2	A
25	1208 ± 5	9.6 ± 9.6	A ^d	99	5370 ± 10	1.0 ± 0.3	A
26	1232 ± 5	4.6 ± 4.6	B ^b	100	5447 ± 7	0.6 ± 0.1	A
27	1295 ± 4	2.5 ± 2.5	A ^b	101	5521 ± 8	0.7 ± 0.2	A
28	1338 ± 4	2.0 ± 1.0	A ^b	102	5563 ± 5	1.6 ± 0.3	A
29	1390 ± 5	2.6 ± 2.6	A	103	5595 ± 8	0.3 ± 0.1	A
30	1403 ± 5	2.4 ± 2.4	A ^b	104	5670 ± 8	1.0 ± 0.2	A
31	1445 ± 7	2.1 ± 2.1	B ^b	105	5690 ± 10	0.8 ± 0.2	A
32	1460 ± 7	1.8 ± 1.8	B ^b	106	5752 ± 10	0.4 ± 0.1	A
33	1478 ± 3	14.2 ± 4.0	A	107	5782 ± 10	0.4 ± 0.1	A
34	1495 ± 4	3.8 ± 0.5	A	108	5833 ± 10	0.4 ± 0.1	A
35	1513 ± 4	8.3 ± 0.8	A	109	5907 ± 8	0.4 ± 0.1	A
36	1580 ± 7	3.1 ± 0.8	A	110	5966 ± 8	0.4 ± 0.1	A
37	1605 ± 7	2.0 ± 2.0	B ^b	111	5990 ± 10	0.3 ± 0.1	A
38	1624 ± 7	2.9 ± 2.9	B ^b	112	6031 ± 8	0.5 ± 0.1	A
39	1633 ± 7	5.2 ± 5.2	A ^b	113	6042 ± 8	0.4 ± 0.1	A
40	1650 ± 7	2.3 ± 2.3	B ^b	114	6067 ± 8	0.1 ± 0.1	B
41	1680 ± 7	4.4 ± 4.4	B ^b	115	6102 ± 10	0.3 ± 0.1	A
42	1697 ± 7	3.1 ± 3.1	B ^d	116	6115 ± 10	0.5 ± 0.1	A
43	1720 ± 7	2.5 ± 2.5	A	117	6175 ± 8	1.0 ± 0.2	A
44	1742 ± 7	3.0 ± 2.0	B	118	6202 ± 8	0.9 ± 0.2	A
45	1768 ± 6	5.3 ± 5.3	A ^b	119	6242 ± 12	0.1 ± 0.1	B
46	1810 ± 7	1.6 ± 1.6	A ^b	120	6272 ± 8	0.6 ± 0.1	A
47	1835 ± 7	1.6 ± 1.6	B ^b	121	6365 ± 8	0.8 ± 0.2	A
48	1933 ± 7	1.4 ± 1.4	B ^b	122	6404 ± 12	0.7 ± 0.2	A
49	1948 ± 5	8.9 ± 1.6	A	123	6424 ± 12	0.4 ± 0.1	A
50	1965 ± 7	4.4 ± 0.8	B ^b	124	6467 ± 12	0.4 ± 0.1	A
51	2072 ± 5	3.0 ± 3.0	A ^b	125	6488 ± 8	0.5 ± 0.1	A
52	2100 ± 10	6.1 ± 6.1	B ^b	126	6522 ± 12	0.1 ± 0.1	B
53	2148 ± 5	8.3 ± 8.3	A ^b	127	6547 ± 10	0.4 ± 0.1	A
54	2190 ± 10	4.0 ± 4.0	B ^b	128	6590 ± 12	0.1 ± 0.1	B ^c
55	2265 ± 7	1.8 ± 1.8	B ^b	129	6624 ± 10	0.1 ± 0.1	B
56	2280 ± 7	1.4 ± 1.4	B ^b	130	6683 ± 8	0.8 ± 0.2	A
57	2318 ± 7	2.8 ± 2.8	B ^b	131	6717 ± 8	0.8 ± 0.2	A
58	2337 ± 7	3.0 ± 3.0	B ^b	132	6785 ± 10	0.7 ± 0.2	A ^c
59	2357 ± 7	2.0 ± 2.0	B ^b	133	6814 ± 10	0.6 ± 0.1	A
60	2375 ± 7	1.0 ± 1.0	B ^b	134	6926 ± 8	0.5 ± 0.1	A
61	2395 ± 10	2.6 ± 2.6	B ^b	135	6977 ± 12	0.2 ± 0.2	B
62	2416 ± 7	1.6 ± 1.6	B ^b	136	7022 ± 8	0.4 ± 0.1	A
63	2451 ± 7	1.6 ± 1.6	B ^b	137	7091 ± 8	1.2 ± 0.2	A
64	2466 ± 7	2.1 ± 2.1	B ^b	138	7147 ± 10	0.3 ± 0.1	A
65	2483 ± 7	3.3 ± 3.3	B ^b	139	7164 ± 10	0.2 ± 0.1	A
66	2655 ± 10	1.9 ± 1.9	B ^b	140	7225 ± 8	0.7 ± 0.2	A
67	2690 ± 10	3.9 ± 3.9	B ^b	141	7259 ± 8	2.1 ± 0.4	A
68	2710 ± 10	2.7 ± 2.7	B ^b	142	7363 ± 8	0.4 ± 0.1	A
69	2757 ± 10	2.1 ± 2.1	B ^b	143	7504 ± 8	0.5 ± 0.1	A
70	2793 ± 10	4.3 ± 4.3	B ^b	144	8032 ± 10	0.9 ± 0.2	A
71	2852 ± 10	2.3 ± 3.3	B ^b	145	8500 ± 10	0.5 ± 0.1	A
72	2868 ± 10	3.8 ± 3.8	B ^b	146	8738 ± 10	0.8 ± 0.2	A
73	2900 ± 10	3.1 ± 3.1	B ^b	147	9001 ± 12	0.2 ± 0.1	A
74	4270 ± 5	0.4 ± 0.1	A	148	9598 ± 15	0.1 ± 0.1	A

a) Klassen: A gesicherte Linie, B Linie, deren Existenz nicht endgültig gesichert ist;

c) breite Struktur, möglicherweise Dublett;

b) möglicherweise als Doppel-Escape-Peak zu interpretieren;

d) Peak möglicherweise durch falsche Untergrund-Subtraktion vorgetäuscht.

Tabelle IV. Übersicht über Dreifach-Koinzidenzen mit elektronischem Fenster bei 0,60 MeV.

MIDAS-Fenster	Konzidente Gamma - Linien MeV											
MeV	0,49	0,60	0,71	0,87	0,96	1,00	1,10	1,20	1,48	7,26	8,03	8,74
0,49		(+)				(+)						
0,60	(+)			((+))	+	+	((+))					
0,71				+								
0,87		((+))	+	((+))			((+))	((+))	+	+	+	+
0,96		+										
1,00		+										
1,10							(+)					
1,20												
1,48				+								
7,26				+								
8,03				+								
8,74				+								

Tabelle V. Übersicht über Dreifach-Koinzidenzen mit elektronischem Fenster bei 0,87 MeV.

MIDAS-Fenster	Konzidente Gamma - Linien MeV							
MeV	0,49	0,60	0,71	0,87	1,48	7,26	7,50	8,03
0,49								
0,60			+					+
0,71		+		((+))		+		
0,87		((+))	((+))					
1,48						+		
7,26		+			+			
7,50	(+)	(+)	(+)					
8,03		+	+					

Tabelle VI. Übersicht über Zweifach-Koinzidenzen, soweit sie nicht aus Tabellen IV und V hervorgehen.

MIDAS-Fenster	Konzidente Gamma - Linien MeV						
MeV	0,60	0,87	0,96	1,00	1,10	1,20	1,48
7,26	+	+					+
7,50				(+)			
8,03			+			(+)	
8,50	+				+		
8,74	+	+					
9,00	+					+	

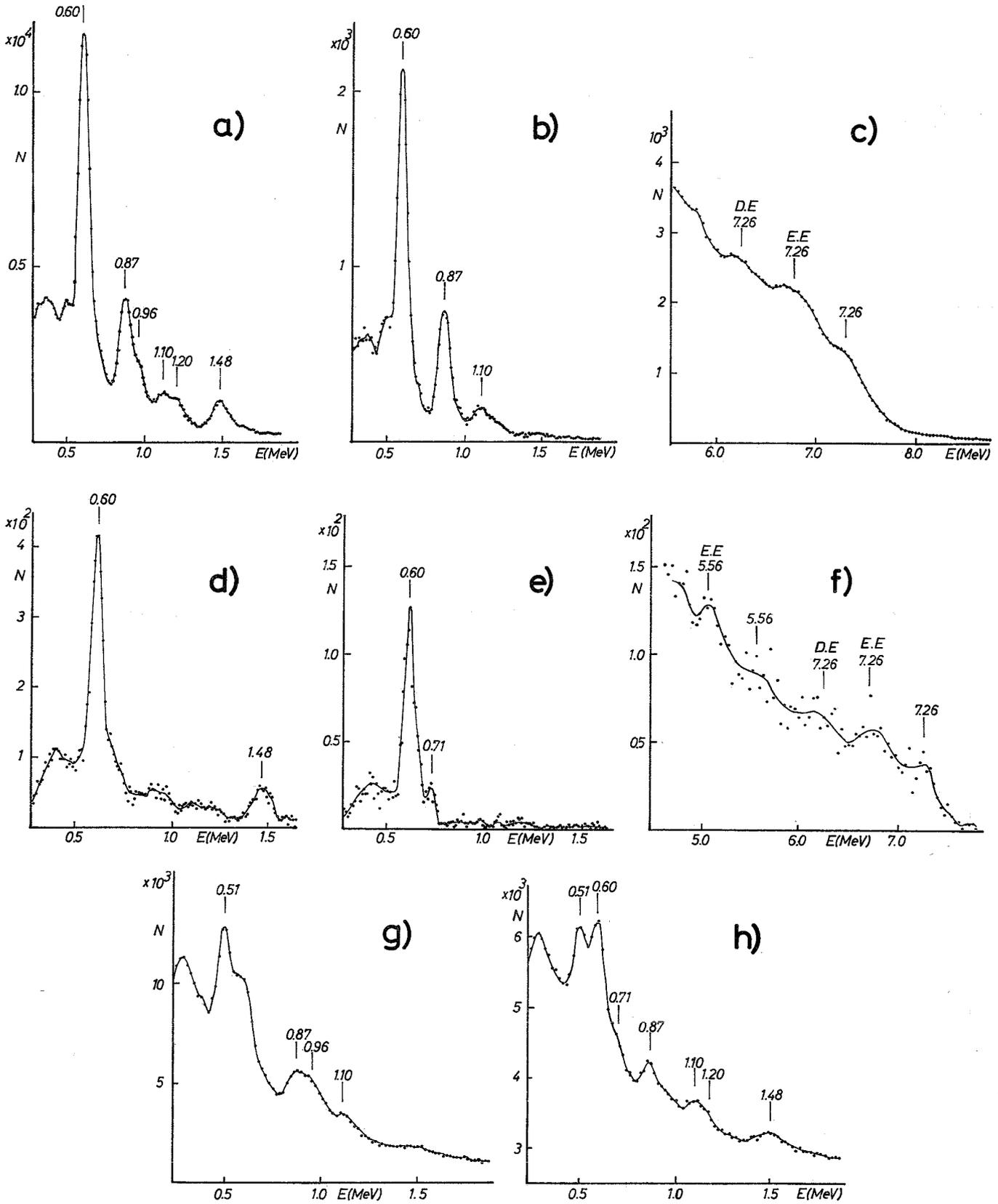


Abb. 8. Koinzidenz-Gammaspektren der Reaktion $\text{Ge}^{73}(n,\gamma)\text{Ge}^{74}$, aufgenommen mit $4''\varnothing \times 5''$ NaJ(Tl)-Detektoren. a) Zweifach-Koinzidenzspektrum, MIDAS-Fenster (7,05 bis 7,30) MeV; b) Zweifach-Koinzidenzspektrum, MIDAS-Fenster (8,50 bis 8,75) MeV; c) Zweifach-Koinzidenzspektrum, MIDAS-Fenster (1,43 bis 1,54) MeV; d) Dreifach-Koinzidenzspektrum, MIDAS-Fenster (7,09 bis 7,42) MeV, elektronisches Fenster bei 0,87 MeV; e) Dreifach-Koinzidenzspektrum, MIDAS-Fenster (8,00 bis 8,32) MeV, elektronisches Fenster bei 0,87 MeV; f) Dreifach-Koinzidenzspektrum, MIDAS-Fenster (1,45 bis 1,52) MeV, elektronisches Fenster bei 0,87 MeV; g) Dreifach-Koinzidenzspektrum, MIDAS-Fenster (0,57 bis 0,64) MeV, elektronisches Fenster bei 0,60 MeV; h) Dreifach-Koinzidenzspektrum, MIDAS-Fenster (0,81 bis 0,91) MeV, elektronisches Fenster bei 0,60 MeV.

zur Diagonalen. Ursache dafür sind verschiedene Energiebereiche und Diskriminatorfenster für die X- und Y-Achse sowie zusätzliche "elektronische" Diskriminatoren in dem einen oder anderen Zweig.

4.3 Termschema

Abb. 9 zeigt das Termschema von Ge^{74} . Es beruht auf der Annahme, daß Gammas mit Energien $> 5,6$ MeV primären, d.h. vom Einfangzustand ausgehenden Übergängen entsprechen. Außer ihnen und der 1850 keV-Linie, deren Plazierung im Termschema von anderen Autoren vorgeschlagen ist, sind keine Gammas in das Schema aufgenommen, deren Energien schlechter als bis auf $+ 4$ keV zu den Energien der Niveaus (bzw. anderer Gammalinien) passen. Als gesichert anzusehende Koinzidenzen sind durch Punkte angedeutet. Einige Gammas, die mit der Auflösung, wie sie NaJ(Tl)-Detektoren liefern, keine ausgeprägten Koinzidenzbeziehungen zeigen, stimmen in ihrer Energie mit den Differenzen verschiedener Paare von Niveaus überein. Solche Übergänge sind durch ein Fragezeichen hinter der Energieangabe gekennzeichnet. Gestrichelte Linien deuten Gammas an, deren Existenz nicht endgültig gesichert ist. Übergänge, die ausschließlich mit anderen Methoden gefunden wurden, sind selbst dann nicht eingezeichnet, wenn ihre Existenz als sicher angesehen werden kann.

Die beobachteten Energieniveaus werden in Tab. VII mit den Ergebnissen einiger älterer Arbeiten verglichen.

Bei den letzten Berechnungen⁵⁵ der relativen Häufigkeiten und $\log ft$ -Werte für den β^- -Zerfall des Ga^{74} lagen die Ergebnisse von Eichler et al.² noch nicht vor. Häufigkeiten und $\log ft$ -Werte der einzelnen β^- -Gruppen wurden daher aus den Daten von Ythier et al.¹ und Eichler et al.² neu berechnet und sind in Abb. 9 mit eingetragen.

4.4 Bindungsenergie

Die bisherigen Messungen der Bindungsenergie des letzten Neutrons in Ge^{74} ergeben:^{56,57}

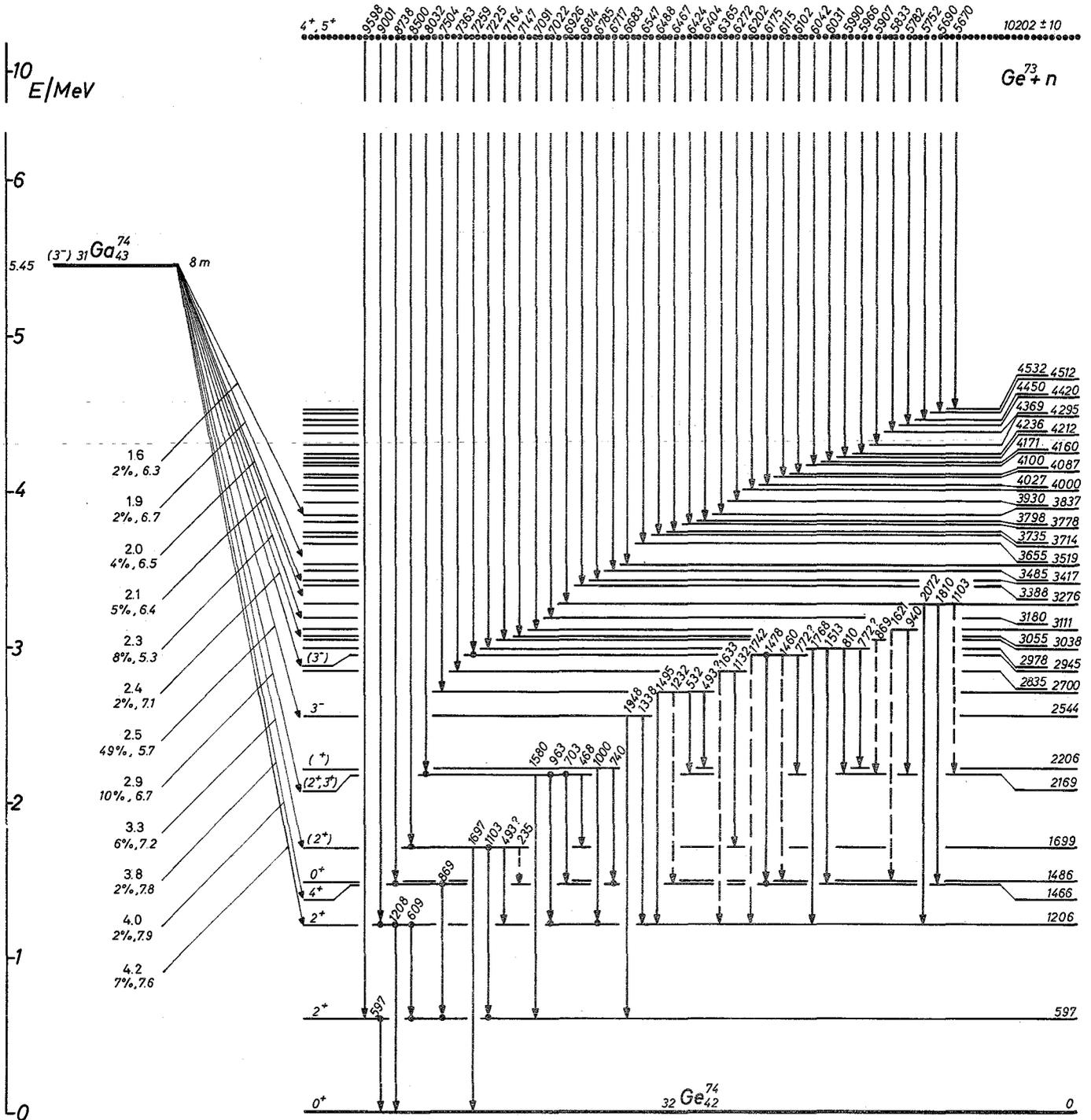


Abb. 9. Termschema von ^{74}Ge . Koinzidenzen sind durch Punkte angedeutet. Energien in keV; Fragezeichen kennzeichnen Gamma-Linien, die an mehreren Stellen im Termschema untergebracht werden können. Linien, deren Existenz nicht gesichert ist, sind gestrichelt eingezeichnet.

Tabelle VII. Energieniveaus von Ge^{74} in keV.

Ythier et al. ^a Ref. ¹	Nuclear Data Sheets ^b Ref. ⁵²	Eichler et al. ^a Ref. ²	Darcey ^c Ref. ¹³	vorliegende Arbeit ^d
600	596	598	599	597
1200	1200	1200	1207	1206
1470	1470	1470	1472	1466
			1486	1486
		1710		1699
	1960			
		2180		2169
2200	2200		2203	2206
	2450	2530	2537	2544
			2575	
			2695	2700
			2835	2835
2950	2930	2950		2945
				2978
				3038
		3050		3055
3150		3160		3111
				3180
3330	3330	3330		3276
		3410		3388
				3417
				3485
	3550	3570		3519
				3655
				3714
				3735
				3778
3800	3760			3798
		3830		3837
				3930
				4000
4080	4050			4027
				4087
				4100
				4160
				4171
				4212
				4236
				4295
				4369
				4420
				4450
				4512
	4530			4532

^aAus dem B^- -Zerfall von Ga^{74} .

^bAus den Ergebnissen der bis dahin vorliegenden Arbeiten.

^cAus der Reaktion $\text{Ge}^{74}(\text{p}, \text{p}')\text{Ge}^{74}$.

^dAus der Reaktion $\text{Ge}^{73}(\text{n}, \gamma)\text{Ge}^{74}$.

$$E_B = (10250 \pm 70) \text{ keV}$$

$$E_B = (9990 \pm 40) \text{ keV}$$

$$E_B = (10140 \pm 70) \text{ keV.}$$

Aus den vorliegenden Daten folgt der Wert

$$E_B = (10202 \pm 10) \text{ keV.}$$

5. Diskussion

Die Anwendung der (n, γ) -Methode und der Einsatz lithium-gedriffter Germaniumdetektoren ermöglichten die Beobachtung von 148 Gamma-Linien, aus denen unter Zuhilfenahme der Koinzidenzbeziehungen zwischen den intensiveren Linien auf 42 angeregte Zustände des Ge^{74} -Kerns geschlossen werden konnte; das so aufgestellte Niveauschema bedeutet eine wesentliche Erweiterung der bisher bekannten Niveaus, zu deren Entdeckung im wesentlichen NaJ(Tl) -Spektroskopie beim β -Zerfall geführt hatte. Zu den einzelnen Zuständen ist folgendes zu sagen:

Die kollektive Natur des 2^+ -Zustandes bei 597 keV kann als sicher angesehen werden. Die Zustände bei 1206 keV (2^+) und 1466 keV (4^+) gehören offensichtlich dem Zweiphononen-Quadrupol-Triplett an, und das von Darcey¹³ kürzlich mit der Reaktion $\text{Ge}^{72}(t, p)\text{Ge}^{74}$ gefundene 0^+ -Niveau bei 1486 keV ist der fehlende dritte Term des Triplets. Dieser Zustand wird in der (n, γ) -Reaktion allerdings mit merklicher Intensität weder direkt noch indirekt bevölkert, in Übereinstimmung mit der Drehimpulszuordnung 0.

Zum Vergleich dieser vier ersten Anregungsniveaus von Ge^{74} mit den theoretischen Voraussagen der verschiedenen Modelle sind in Abb. 10 diese Ergebnisse wiedergegeben. Dabei erfolgte die Anpassung der Parameter so, daß die Summe der Quadrate der relativen Fehler minimal wurde, wenn möglich analytisch, sonst nach einem iterativen Verfahren mit einem besonderen IBM-7074 Programm. Zur Illustration sind die Terme des $n_2=3$ - Quintupletts mit eingezeichnet. Abb. 10 zeigt links (a - f) die Ergebnisse für die Vibrationstheorien, rechts (h - j) für Rotationen, dazwischen (g) zum Vergleich die experimentellen Werte.

Man sieht, daß keine der bestehenden Theorien die Aufspaltung des Zweiphononentriplets quantitativ beschreibt. Um die beobachteten Zustände ohne zusätzliche Annahmen auch nur einigermaßen mit Hilfe der verschiedenen Rotationsmodelle wiederzugeben, muß der Parameter γ , der ein Maß für die (mittlere) Abweichung der Gestalt des Kerns von der Rotationssymmetrie ist und Werte

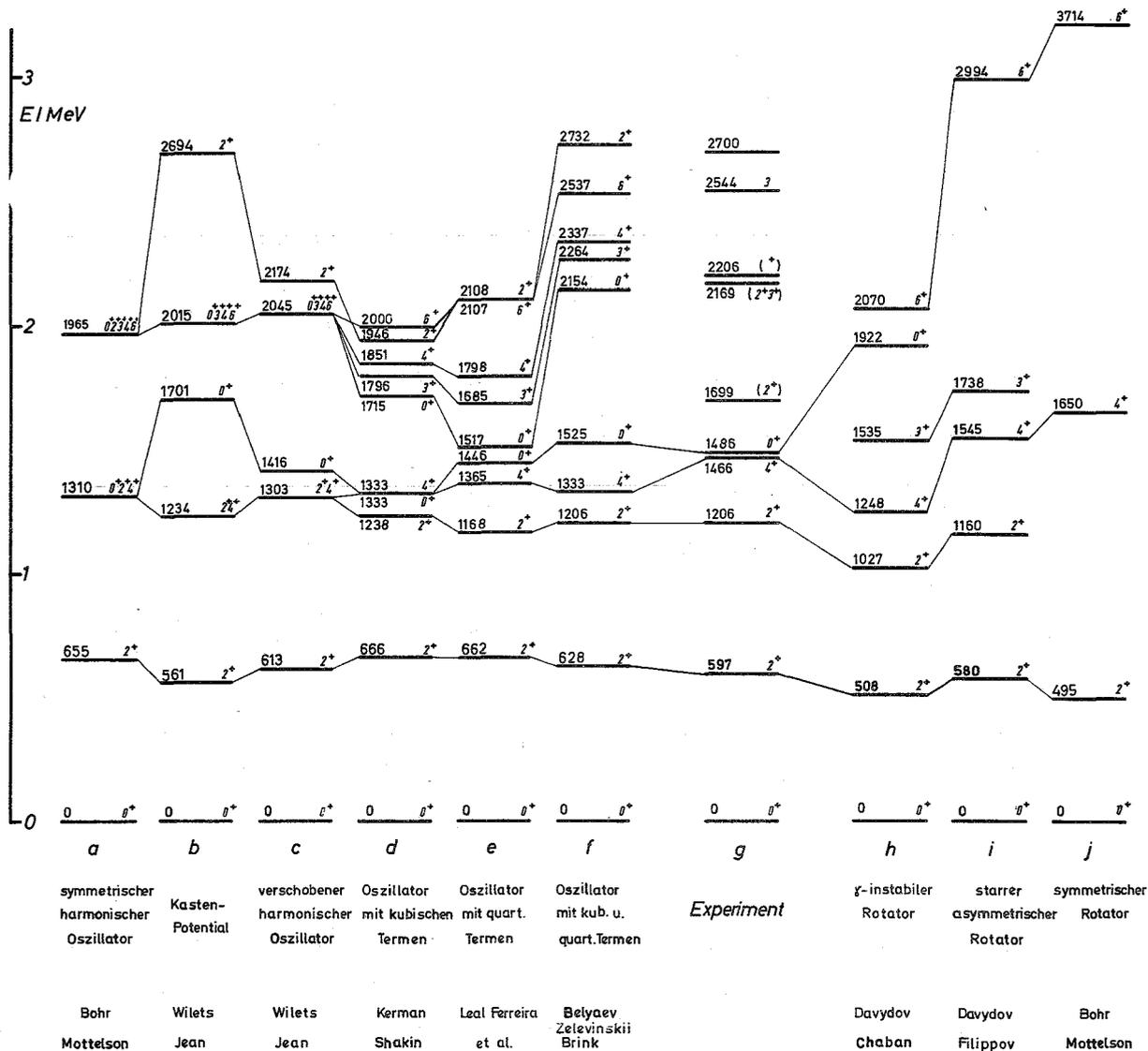


Abb. 10. Vergleich der tiefliegenden Anregungszustände von Ge^{74} mit den Ergebnissen verschiedener kollektiver Theorien. Die Anpassung der Parameter erfolgte durch Minimierung der Fehlerquadratsumme für die ersten vier angeregten Niveaus.

zwischen 0 und $\pi/3$ durchlaufen kann, zu 30° (bei Beschreibung des Kerns als starren asymmetrischen Rotator, Ref. ³⁸) bzw. zu $27,5^\circ$ (bei Beschreibung als γ -instabiler Rotator, Ref. ³⁹) angenommen werden. Es wäre ungewöhnlich, wenn die außerhalb abgeschlossener Schalen befindlichen zwei Neutronen und vier Protonen eine derart starke Polarisation des Kerns bewirken könnten.

Die Deutung der vier ersten angeregten Zustände als Vibrationen gibt die experimentell gefundenen Energiewerte etwas zwangloser wieder, und am besten lassen sich noch die Ergebnisse von Leal Ferreira et. al. ²⁷ und Belyaev und Zelevinskii ³³ bzw. Brink ⁵⁸ mit dem Experiment in Einklang bringen. Dennoch ist es erstaunlich, wie gering die Verbesserung der "Dreiparametertheorien" (Abb. 10 b - f) gegenüber der einfachen Vibrationstheorie von Bohr und Mottelson ist, die einen einzigen Parameter an das Experiment anpaßt. Allein durch Hinzunahme kubischer und quartischer Terme zum Vibrationspotential und die Verschiebung des Minimums nach $\beta_0 \neq 0$ scheinen sich also die wahren Verhältnisse im Kern nicht beschreiben zu lassen.

Endgültige Schlüsse auf die Natur der höherliegenden Niveaus sind aufgrund des bisher vorliegenden experimentellen Materials schwierig; eine Zuordnung der Niveaus oberhalb 1500 keV wurde deshalb in Abb. 10 nicht vorgenommen.

Der Zustand bei 1699 keV scheint mit den von Eichler et al. bei 1,71 MeV gefundenen Niveau identisch zu sein. Da der Zustand durch direkten Übergang vom Einfangniveau angeregt wird, ist ein Drehimpuls < 2 unwahrscheinlich; die direkte Abregung in den Grundzustand verbietet praktisch andererseits Spins > 2 , zumal das Fehlen einer starken β -Gruppe vom Ga^{74} auf positive Parität des Zustandes schließen läßt. Ein kollektives 2^+ -Niveau wird in diesem Energiebereich von keiner der angeführten Theorien vorhergesagt; vermutlich handelt es sich daher um eine innere Anregung des Kerns.

Das 2169 keV-Niveau entspricht offensichtlich dem von Eichler et al. beobachteten 2,18 MeV-Zustand; auch die Abregung des Niveaus ist (bis auf das Fehlen des Grundzustandsübergangs, der bei Anregung durch die (n,γ) -Reaktion nicht mit merklicher Intensität nachzuweisen ist) mit Eichlers Daten konsistent. Die entsprechenden Kaskaden wurden durch mehrere Koinzidenzspektren bestätigt.

Für das Niveau bei 2206 keV spricht die Beobachtung der 597 keV-609 keV-1000 keV-Koinzidenz und das Fehlen einer ausgeprägten Koinzidenzbeziehung der 1000 keV-Linie mit anderen intensiven Gammas wie denen von 869 keV und 1103 keV; aus dem Fehlen einer Koinzidenz der 1000 keV mit der 1103 keV-Linie muß geschlossen werden, daß die 1000 keV-Linie nicht zwischen die Niveaus bei 2700 und 1699 keV einzuordnen ist. Weitere Koinzidenzuntersuchungen könnten zur Bestätigung dieses Niveaus von Nutzen sein.

Während der Zustand bei 2169 keV stark primär gespeist wird, kann ein direkter Übergang vom Einfangzustand zu dem 2206 keV-Niveau nicht nachgewiesen werden, so daß für das 2169 keV-Niveau Spins ≥ 2 , für das bei 2206 Spins ≤ 2 wahrscheinlich sind. Die verhältnismäßig großen $\log ft$ -Werte von 7,6 (für As^{74}) bzw. 7,2 (für Ga^{74}) der β -Gruppen zu einem der beiden Zustände deuten auf gerade Parität hin. - Energetisch könnten beide Zustände zum Dreiphononen-Quadrupolvibrations-Quintuplett gehören. Nach der einfachen Vibrationstheorie (harmonischer Oszillator in adiabatischer Näherung) sind M1 und E2-Übergänge mit $|\Delta n| > 1$ verboten, so daß sich die beiden Niveaus vorzugsweise zu den $n_2=2$ - Zuständen hin abregen müßten. Berücksichtigt man, daß die einfache Theorie nur eine grobe Näherung darstellt (was z.B. die Existenz des 1208 keV-Übergangs beweist), so sieht man, daß die Deutung der Niveaus bei 2169 keV und 2206 keV als Dreiphononenzustände nicht ausgeschlossen werden kann.

Das von Darcey mit Hilfe der Reaktion (p,p') beobachtete Niveau bei 2537 keV scheint mit dem 2544 keV-Zustand aus der (n,γ) -Reaktion identisch zu sein. Aufgrund des großen Wirkungsquerschnitts und der charakteristischen Winkelverteilung inter-

pretierte Darcey dieses Niveau als 3^- -Oktupolvibration. Überraschenderweise zeigte sich mit der (n,γ) -Reaktion kein primärer Übergang zu einem Niveau in diesem Energiebereich, obgleich er mit merklicher Intensität auftreten müßte, wenn keine anderen als Spin- und Paritätsauswahlregeln berücksichtigt werden.

Andererseits speist eine sehr starke primäre γ -Linie einen Zustand bei 2945 keV, der mit dem von Ythier et al. und Eichler et al. gefundenen 2,95 MeV-Niveau identisch sein könnte. Anregung, Abregung und $\log ft$ -Wert für die 2,50 MeV- β^- -Gruppe des Ga^{74} sind mit der Zuordnung 3^- zu diesem Zustand in Einklang. Der starke 2,35 MeV- γ -Übergang zu dem 597 keV-Niveau, von dem die älteren Autoren berichten, konnte allerdings in den vorliegenden Messungen nicht nachgewiesen werden, so daß Zweifel an der Identität der zwei Niveaus bestehen bleiben.

Die vorliegende Arbeit wurde im Institut für Angewandte Kernphysik des Kernforschungszentrums Karlsruhe angefertigt.

Herrn Prof. Dr. K.H. Beckurts danke ich für die stete Förderung,
Herrn Dr. W. Michaelis für die Anregung und viele klärende
Diskussionen zu dieser Arbeit.

Zusammenfassung

Durch Bragg-Reflexion an einem Blei-Einkristall monochromatisierte thermische Neutronen aus dem Karlsruher Reaktor FR-2 wurden in angereichertem Ge^{73} eingefangen, um die Niveaustuktur von Ge^{74} zu untersuchen. Zur Präzisionsmessung des Einfanggammapektrums über den gesamten Energiebereich dienten zwei $\text{Ge}(\text{Li})$ -Detektoren mit Volumina von $4 \text{ cm}^2 \times 0,5 \text{ cm}$ und $2,7 \text{ cm}^2 \times 0,2 \text{ cm}$, zur Messung der Zwei- und Dreifach-Koinzidenzspektren drei $4'' \text{ } \varnothing \times 5''$ $\text{NaJ}(\text{Tl})$ -Detektoren in Zusammenhang mit dem Karlsruher Datenverarbeitungssystem MIDAS. 148 Gamma-Übergänge wurden beobachtet, und ein Termeschema mit 42 angeregten Zuständen zwischen 0 und 4600 keV wird vorgeschlagen. Die tiefliegenden Anregungszustände werden mit den theoretischen Ergebnissen für verschiedene Modelle verglichen und diskutiert. Für die Bindungsenergie des letzten Neutrons in Ge^{74} ergibt sich der Wert von $(10202 \pm 10) \text{ keV}$.

Literaturverzeichnis

- 1 C. Ythier, W. Schoo, B.L. Schram, H.L. Polak, R.K. Girgis, R.A. Ricci und R. van Lieshout, Physica 25 (1959) 694.
- 2 E. Eichler, G.D. O'Kelley, R.L. Robinson, J.A. Marinsky und N.R. Johnson, Nuclear Phys. 35 (1962) 557.
- 3 R.K. Girgis und R. van Lieshout, Physica 25 (1959) 688.
- 4 T. Yamazaki, H. Ikegami und M. Sakai, J. Phys. Soc. Japan 15 (1960) 957.
- 5 E.E. Habib, H. Ogata und W. Armstrong, Canadian J. of Physics 44 (1966) 1157.
- 6 F.K. McGowan und P.H. Stelson, Phys. Rev. 126 (1962) 257.
- 7 P.H. Stelson und F.K. McGowan, Nuclear Phys. 32 (1962) 652.
- 8 K.I. Erokhina und I.Kh. Lemberg, Izvest. Akad. Nauk S.S.S.R., Ser. 26 (1962) 205; - Bull. Acad. Sci. U.S.S.R. 26 (1962) 205.
- 9 Yu.P. Gangrskii und I.Kh. Lemberg, Izvest. Akad. Nauk S.S.S.R., Ser. Fiz. 26 (1962) 1001; - Bull. Acad. Sci. U.S.S.R. 26 (1962) 1009.
- 10 Yu.P. Gangrskii und I.Kh. Lemberg, Zhur. Eksptl. i Teoret. Fiz. 42 (1962) 1027; - Soviet Phys. JETP 15 (1962) 711.
- 11 R.L. Robinson, P.H. Stelson, F.K. McGowan, J.L.C. Ford jr. und W.T. Milner, ORNL-3778 (1964) 116.
- 12 J.K. Dickens, F.G. Perey und R.J. Silva, ORNL-3499, vol. 1, (1963) 20.
- 13 W. Darcey, Compt. rend. congr. intern. phys. nucléaire, Paris 2 (1964) 456.
- 14 K. Nishimura, J. Phys. Soc. Japan 16 (1961) 355.

- 15 N.J. Zaika, O.F. Nemeč und A.M. Jasnogorodskii, *Izvest. Akad. Nauk S.S.S.R., Ser. Fiz.* 7 (1964) 1160.
- 16 S.A. Moszkowski, in S. Flügge ed., *Handbuch der Physik* XXXIX, p. 411 ff. Berlin: Springer Verlag (1957).
- 17 E. Eichler, *Rev. Mod. Phys.* 36 (1964) 809.
- 18 W. Michaelis, unveröffentlicht.
- 19 A. Bohr, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 26 No. 14 (1952).
- 20 A. Bohr und B.R. Mottelson, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 27 No. 16 (1953).
- 21 P.O. Lipas, *Nuclear Physics* 82 (1966) 91.
- 22 G. Scharff-Goldhaber und J. Weneser, *Phys. Rev.* 98 (1955) 212.
- 23 B.J. Raz, *Phys. Rev.* 114 (1959) 1116.
- 24 A.K. Kerman und C.M. Shakin, *Physics Letters* 1 (1962) 151.
- 25 L. Willets und M. Jean, *Phys. Rev.* 102 (1956) 788.
- 26 T. Tamura und L.G. Nomai, *Phys. Rev. Letters* 3 (1959) 344.
- 27 P. Leal Ferreira, J.A. Castilho Alcarás und V.C. Aguilera Navarro, *Phys. Rev.* 136 (1964) B 1243.
- 28 S.T. Belyaev, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 31 No. 11 (1959).
- 29 L.S. Kisslinger und R.A. Sorensen, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 32 No. 9 (1960).
- 30 B.L. Birbrair, K.I. Erokhina und I.Kh. Lemberg, *Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser.* 27 (1963) 161.
- 31 L.S. Kisslinger und R.A. Sorensen, *Rev. Mod. Phys.* 35 (1963) 853.

- 32 S.T. Belyaev und V.G. Zelevinskii, Zhur. Eksptl. i Teoret. Fiz. 42 (1962) 1590; - Sovjet Physics JETP 15 (1962) 1104.
- 33 S.T. Belyaev und V.G. Zelevinskii, Izvest. Akad. Nauk S.S.S.R., Ser. Fiz. 28 (1964) 127; - Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. 28 (1964) 121.
- 34 J. Hiura, Progr. Theor. Phys. (Kyoto) 24 (1960) 462.
- 35 R.K. Gupta und P.S. Sood, Progr. Theor. Phys. (Kyoto) 31 (1964) 509.
- 36 M. Kregar und M.V. Mihailović, NIJS Report R-484 (1966).
- 37 W. Scholz und F.B. Malik, Phys. Rev. 147 (1966) 836.
- 38 A.S. Davydov und G.F. Filippov, Nuclear Physics 8 (1959) 237.
- 39 A.S. Davydov und A.A. Chabenz, Nuclear Physics 20 (1960) 499.
- 40 K. Kumar, AED-Conf. 312-24 (1965).
- 41 G. Markus, persönliche Mitteilung.
- 42 G.W. Grodstein, National Bureau of Standards Circular 583 (1957).
- 43 F.C. Maienschein, R.W. Peelle, W. Zobel und T.A. Love, Proc. of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Genf, 15 (1958) 366.
- 44 W. Michaelis, H. Schmidt und C. Weitkamp, Nucl. Instr. and Meth. 31 (1964) 93.
- 45 U. Tamm, Nucl. Instr. and Meth. 40 (1966) 355.
- 46 C. Weitkamp, IAK-Arbeitsbericht Nr. 25/1966 (unveröffentlicht)
- 47 G. Krüger und G. Dimmler, KFK-242 (1964).
- 48 G. Krüger, Atomwirtschaft 10 (1965) 118.

- 49 G. Krüger, G. Dimmler, G. Zipf, H. Hanak und R. Merkel,
Kerntechnik 8 (1966) 273.
- 50 C. Weitkamp, IAK-Arbeitsbericht Nr. 24/1966 (unveröffentlicht).
- 51 C. Weitkamp, W. Michaelis, H. Schmidt, U. Fanger und G. Mar-
kus, Proceedings of the Internat. Conference on the Study of
Nuclear Structure with Neutrons, Antwerpen 1965.
- 52 C. Weitkamp, W. Michaelis, H. Schmidt und U. Fanger,
Z. Physik 192 (1966) 423
- 53 K.M. Wainio, Dissertation University of Michigan, Ann Arbor
(1965).
- 54 K.M. Wainio und G. Knoll, persönliche Mitteilung.
- 55 Nuclear Data Sheets, National Research Council, Washington 25,
D.C., Blatt 59-4-67.
- 56 T.L. Collins, W.H. Johnson jr. und A.O. Nier, Phys. Rev. 94
(1954) 398.
- 57 K. Way, USAEC Publikation TID-5300 (1955).
- 58 D.M. Brink, ANL-6797 (1963).