

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM**

**KARLSRUHE**

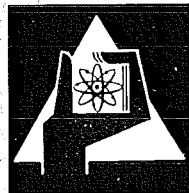
März 1971

KFK 1408

Institut für Angewandte Kernphysik

Untersuchung angeregter Kernzustände in  $^{68}\text{Zn}$   
durch Neutroneneinfang in  $^{67}\text{Zn}$

H. Ottmar, N. M. Ahmed, U. Fanger, D. Heck,  
W. Michaelis, H. Schmidt



**GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.**

**KARLSRUHE**



## UNTERSUCHUNG ANGEREGTER KERNZUSTÄNDE IN $^{68}\text{Zn}$ DURCH NEUTRONENEINFANG IN $^{67}\text{Zn}$

H. OTTMAR, N. M. AHMED †, U. FANGER, D. HECK,  
W. MICHAELIS und H. SCHMIDT

*Institut für Angewandte Kernphysik, Kernforschungszentrum Karlsruhe,  
Karlsruhe, Deutschland*

Eingegangen am 14. Oktober 1970

**Abstract:** The electromagnetic transitions between excited nuclear states of  $^{68}\text{Zn}$  resulting from thermal neutron capture in  $^{67}\text{Zn}$  have been investigated by four different external neutron-beam experiments at the Karlsruhe reactor FR 2. Enriched samples of 89.55%  $^{67}\text{Zn}$  and samples of natural ZnO were used as targets. The  $\gamma$ -spectra recorded with high-resolution Ge(Li) anti-Compton and Ge(Li) pair spectrometers revealed more than 400  $\gamma$ -transitions as originating from  $^{68}\text{Zn}$ . Coincidence measurements were performed with a Ge(Li)-NaI(Tl) detector system. The results lead to a considerably extended transition diagram of  $^{68}\text{Zn}$  with 49 energy levels many of which were previously unknown both in their existence and in their de-excitation mode. In addition angular correlation measurements were carried out on 7 prominent cascades in the lower part of the decay scheme. The level positions, multipole mixing ratios and  $\gamma$ -branching ratios are discussed in the framework of the vibrational and unified collective models. The neutron-separation energies of the zinc isotopes with masses 65, 67, 68 and 69 were determined to be  $7979.2 \pm 0.8$ ,  $7052.4 \pm 0.7$ ,  $10198.10 \pm 0.50$  and  $6482.2 \pm 0.9$  keV respectively. The thermal neutron capture cross sections were derived to  $0.85 \pm 0.20$  b for  $^{66}\text{Zn}$  and  $6.9 \pm 1.4$  b for  $^{67}\text{Zn}$ .

NUCLEAR REACTIONS  $^{67}\text{Zn}(n, \gamma)$ ,  $E = \text{th}$ ; measured  $E_\gamma$ ,  $I_\gamma$ ,  $\gamma\gamma$ -coin,  $\gamma\gamma(\Theta)$ ; deduced  $Q$ .  $^{64, 66, 68}\text{Zn}(n, \gamma)$ ,  $E = \text{thermal}$ ; measured  $E_\gamma$ ,  $I_\gamma$ ; deduced  $Q$ .  $^{68}\text{Zn}$  deduced levels,  $J$ ,  $\pi$ ,  $\delta$ ,  $\gamma$ -branching. Enriched and natural target, Ge(Li) and NaI(Tl) detectors.

### 1. Einleitung

Der Kern  $^{68}\text{Zn}$  liegt in einem Massenbereich, in dem sich die Spektren der geraden Kerne durch ihre tiefliegenden  $0^+$  Zustände in charakteristischer Weise von typischen Vibrationsspektren unterscheiden. Die Kerne im Massenbereich um  $A = 70$  waren deshalb in der Vergangenheit bereits Gegenstand zahlreicher Untersuchungen. Das Anregungsspektrum von  $^{68}\text{Zn}$  wurde bisher mittels inelastischer Streuung von Protonen <sup>1, 2</sup>, Deuteronen <sup>3</sup> und  $\alpha$ -Teilchen <sup>4, 5</sup>, der Stripping-Reaktionen <sup>2, 6, 7</sup>) (d, p) und (t, p) sowie der Pickup-Reaktion <sup>8</sup>) (p, t) untersucht. Diese Experimente lieferten jedoch keine Aussagen über elektromagnetische Übergänge in  $^{68}\text{Zn}$ . Da die  $\gamma$ -Strahlung modellspezifischen Kriterien unterliegt und damit als wichtiges Testmittel für theoretische Voraussagen anzusehen ist, erscheint ihre Untersuchung sehr lohnenswert.

† Gegenwärtige Adresse: Carleton University, Ottawa, Ontario, Canada.

Die Kenntnis über elektromagnetische Übergänge zwischen den Anregungszuständen in  $^{68}\text{Zn}$  stammt bisher fast ausschließlich aus dem  $\beta^+$  Zerfall<sup>9-13</sup>) von  $^{68}\text{Ga}$  ( $T_{\frac{1}{2}} = 68.3$  min,  $J^\pi = 1^+$ ,  $Q = 2.92$  MeV) und dem  $\beta^-$  Zerfall<sup>14,15</sup>) von  $^{68}\text{Cu}$  ( $T_{\frac{1}{2}} = 31.6$  sec,  $J^\pi = 1^+$ ,  $Q = 4.59$  MeV). Aus beiden Zerfällen wurden jedoch bislang nur Aussagen über  $\gamma$ -Übergänge zwischen Zuständen mit  $J \leq 2$  und Anregungsenergien  $E < 2.9$  MeV gewonnen. Der Zerfall des kürzlich entdeckten Isomers<sup>15-17</sup>)  $^{68\text{m}}\text{Cu}$  ( $J^\pi = 5^-$  oder  $6^-$ ) lieferte vorerst noch keine weiterreichende Information über die  $\gamma$ -Strahlung zwischen definierten Anregungszuständen in  $^{68}\text{Zn}$ .

Im folgenden soll über die ausführliche Untersuchung elektromagnetischer Übergänge in  $^{68}\text{Zn}$  mittels der  $(n, \gamma)$  Reaktion berichtet werden<sup>†</sup>. Da der Einfangzustand in  $^{68}\text{Zn}$  Spin und Parität  $2^-, 3^-$  besitzt, erwartet man direkte Übergänge zu Zuständen mit Spin 1, 2, 3 und 4 und damit mehr Information als aus dem radioaktiven Zerfall. Gegenüber den ersten  $(n, \gamma)$  Messungen an  $^{68}\text{Zn}$  von Bystrov *et al.*<sup>19</sup>) sowie Barchuk *et al.*<sup>20</sup>) ließen die vorliegenden Untersuchungen mit hochauflösenden Ge(Li)-Detektoren an einem hochangereicherten  $^{67}\text{Zn}$  Target eine Vielzahl zuvor unbeobachteter  $\gamma$ -Übergänge erkennen und führen zu einem beträchtlich erweiterten Zerfallsschema von  $^{68}\text{Zn}$ . Die intensivsten Übergänge zwischen den ersten angeregten Zuständen wurden durch  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsmessungen auf ihre Multipolarität untersucht.

## 2. Experimentelle Methoden

### 2.1. SPEKTROMETER

Für die  $\gamma$ -Spektroskopie nach Neutroneneinfang standen am Karlsruher Forschungsreaktor FR 2 vier verschiedene Spektrometer zur Verfügung: (i) ein Anti-Compton Spektrometer<sup>21</sup>) mit einem  $4.9$  cm<sup>3</sup> Ge(Li) Detektor (FWHM = 1.62 keV bei 662 keV), (ii) ein Fünf-Kristall Paarspektrometer<sup>22</sup>) mit einem  $2.8$  cm<sup>3</sup> Ge(Li) Detektor (FWHM = 5.9 keV bei 6 MeV), (iii) ein Ge(Li)-NaJ(Tl) Koinzidenzsystem mit einem  $34$  cm<sup>3</sup> Ge(Li) Detektor und einem  $10.16$  cm  $\varnothing$   $\times$   $12.70$  cm NaJ(Tl) Detektor<sup>23</sup>) und (iv) eine NaJ(Tl)-NaJ(Tl) Winkelkorrelationsapparatur<sup>24</sup>) mit zwei  $10.16$  cm  $\varnothing$   $\times$   $12.70$  cm NaJ(Tl) Detektoren. Die Spektrometer sind mit Ausnahme des Anti-Compton Spektrometers "on line" an das Karlsruher Datenerfassungssystem MIDAS angeschlossen, das Paarspektrometer über einen 4096 Kanal ADC, die Koinzidenz- und Winkelkorrelationsapparatur jeweils über einen Doppel-ADC mit  $2 \times 1024$  Kanälen. Dabei erlaubten die für die beiden letzteren Experimente zur Verfügung stehenden Speicherplätze von jeweils  $68 \times 1024$  die gleichzeitige Messung einer Vielzahl von  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen und  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen.

Alle Spektrometer verfügen über eine externe Targetanordnung. Proben von ZnO mit zu 89.55 % angereichertem  $^{67}\text{Zn}$  (s. Abschn. 3.1.) wurden dort in Polyäthylen-Kapseln mit Neutronenflüssen zwischen  $3.5 \times 10^6$  und  $1 \times 10^8$  n  $\cdot$  cm<sup>-2</sup>  $\cdot$  sec<sup>-1</sup> bestrahlt.

<sup>†</sup> Vorläufige Ergebnisse dieser Arbeit finden sich in Ref. 18).

## 2.2. ANALYSE DER SPEKTREN

Die Energie- und Intensitätsbestimmung der  $\gamma$ -Linien in den Halbleiterspektren wurde mit einem speziellen Computer-Programm<sup>26)</sup> durchgeführt. Zur Energieeichung der Anti-Compton Spektren dienten die genau bekannten  $\gamma$ -Linien<sup>27-30)</sup> von  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{192}\text{Ir}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{95}\text{Zr}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$ ,  $^{24}\text{Na}$  und die  $\gamma$ -Linie<sup>31)</sup> aus der Reaktion  $^1\text{H}(n, \gamma)^2\text{H}$ . Das experimentelle Verfahren zur Bestimmung der Nichtlinearität des Systems ist in Ref.<sup>32)</sup> beschrieben. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors wurde mit Hilfe von absolut geeichten  $\gamma$ -Quellen ermittelt.

Die Energie- und Intensitätseichung der hochenergetischen  $\gamma$ -Spektren beruht auf Standardwerten für die  $\gamma$ -Linien aus der Reaktion  $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$ . Aus der Zusammenstellung in Ref.<sup>33)</sup> kann man allerdings ersehen, daß die Energiewerte verschiedener Autoren für diese  $\gamma$ -Linien besonders im Energiebereich zwischen 5 und 6 MeV bis zu 3 keV differieren. Bei Kontrollmessungen an den Eichsubstanzen  $^{13}\text{C}$  und  $^{15}\text{N}$  ergab sich, daß die mit den Energiewerten von Greenwood<sup>34)</sup> ermittelte Nichtlinearitätskurve die Energie der genau bekannten  $4945.46 \pm 0.17$  keV Linie<sup>35)</sup> aus  $^{13}\text{C}$  am besten reproduzierte. Zur Eichung wurden deshalb die in Ref.<sup>34)</sup> angegebenen Energiewerte herangezogen.

Die  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren und die  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsspektren wurden nach der Fenstersubtraktionsmethode analysiert. Die Intensitätsanalyse der Winkelkorrelationsspektren erfolgte nach Subtraktion des koinzidenten Untergrundes und der zufälligen Koinzidenzen mit einer speziellen Version des oben erwähnten Computer-Programmes (s. Fig. 2c). Die Auswertung umfaßte Korrekturen auf Exzentrizität und Inhomogenität von Probe und Neutronenstrahl (ca. 1 % Korrektur), ferner auf endliche Größe der zylindrischen Quelle ( $1.2 \text{ cm} \varnothing \times 1.6 \text{ cm}$ ) und Öffnungswinkel der Detektoren (Quellabstand 22 cm) nach dem in Ref.<sup>36)</sup> angegebenen Verfahren. Korrekturen bezüglich Absorption in der Quelle ergaben sich zu  $< 1 \text{ ‰}$ . Die korrigierte und normierte Winkelverteilung wurde schließlich durch least-squares fit an die Entwicklung  $W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta)$  angepaßt.

## 3. Experimentelle Ergebnisse

### 3.1. WIRKUNGSQUERSCHNITTE UND BINDUNGSENERGIEN VON Zn-ISOTOPEN

Frühere Abschätzungen aus  $(n, \gamma)$  Messungen am natürlichen Zn Isotopengemisch<sup>37)</sup> ergaben, daß die Isotope 64, 66, 67, 68 ungefähr zu gleichen Teilen zum Gesamtwirkungsquerschnitt beitragen und daher ein komplexes Spektrum liefern. In den vorliegenden Spektren aus der Reaktion  $^{67}\text{Zn}(n, \gamma)^{68}\text{Zn}$  mit der an  $^{67}\text{Zn}$  hochangereicherten Probe (s. Tabelle 1) lag dagegen der Einfanganteil der Targetkerne  $^{64}\text{Zn}$ ,  $^{66}\text{Zn}$  und  $^{68}\text{Zn}$  insgesamt unter 2 %. Durch Vergleich dieser Spektren mit Kontrollspektren von natürlichem Zink konnten die  $\gamma$ -Linien aus  $^{68}\text{Zn}$  eindeutig identifiziert werden.

Die Kenntnis der  $\gamma$ -Linien aus  $^{68}\text{Zn}$  und Daten aus  $(d, p)$  Messungen<sup>38)</sup> über Energieniveaus in  $^{65}\text{Zn}$ ,  $^{67}\text{Zn}$ , und  $^{69}\text{Zn}$  ermöglichten eine weitgehende Zuordnung

TABELLE 1  
 Daten über Zink-Isotope

Natürliches Isotopengemisch						
Isotop		<sup>64</sup> Zn	<sup>66</sup> Zn	<sup>67</sup> Zn	<sup>68</sup> Zn	<sup>70</sup> Zn
<i>N</i> (%)		48.89	27.81	4.11	18.56	0.62
<i>σ</i> (b)	Ref. <sup>40)</sup>	0.47 ± 0.05			1.095 ± 0.15	
	Ref. <sup>39)</sup>	0.77 ± 0.03			1.072 ± 0.15	
	diese Arbeit		0.85 ± 0.20	6.9 ± 1.4		
<i>Nσ</i> (%)	Ref. <sup>40)</sup>	19.5			18.5	0.6
	Ref. <sup>39)</sup>	34.2			18.1	
	diese Arbeit	36.7	20.5	25.1	17.6	
<i>B<sub>n</sub></i> (keV) im Produkt- kern	Ref. <sup>41)</sup>	7984.3 ± 4.3	7048.1 ± 0.9	10197.7 ± 0.9	6483 ± 8	
	diese Arbeit	7979.2 ± 0.8	7052.4 ± 0.7	10198.10 ± 0.50	6482.2 ± 0.9	
Angereicherte Probe						
Isotop		<sup>64</sup> Zn	<sup>66</sup> Zn	<sup>67</sup> Zn	<sup>68</sup> Zn	<sup>70</sup> Zn
<i>N</i> (%)		1.79	4.42	89.55	4.24	0.10
<i>Nσ</i> (%)		0.23	0.62	98.4	0.75	≈ 10 <sup>-4</sup>

der Primärübergänge im Spektrum des natürlichen Zinks zu den entsprechenden Isotopen. Damit war die Möglichkeit gegeben, aus dem ermittelten Intensitätsverhältnis der Primärübergänge aus den Reaktionen  $^{66}\text{Zn}(n, \gamma)^{67}\text{Zn}$  und  $^{67}\text{Zn}(n, \gamma)^{68}\text{Zn}$  (20.5 % : 25.1 %) die zuvor unbekanntenen Absorptionsquerschnitte für thermische Neutronen von  $^{66}\text{Zn}$  und  $^{67}\text{Zn}$  zu bestimmen. Zusammen mit den bekannten Wirkungsquerschnitten <sup>39, 40)</sup> von  $^{64}\text{Zn}$ ,  $^{68}\text{Zn}$  und natürlichem Zink erhält man mit diesem Intensitätsverhältnis die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{66} = 0.85 \pm 0.20$  b und  $\sigma_{67} = 6.9 \pm 1.4$  b (s. Tabelle 1).

Durch die Zuordnung von  $\gamma$ -Linien zu den einzelnen Isotopen konnten ferner aus zahlreichen  $\gamma$ -Kaskaden die Neutronenbindungsenergien in den Isotopen  $^{65}, ^{67}, ^{68}, ^{69}\text{Zn}$  neu bestimmt werden. Diese Ergebnisse sind ebenfalls in Tabelle 1 aufgenommen. Zum Vergleich sind die bisherigen "Adopted Values" aus Ref. <sup>41)</sup> mitaufgeführt.

### 3.2. ENERGIEN UND INTENSITÄTEN DER $\gamma$ -LINIEN AUS $^{68}\text{Zn}$

Die nachgewiesenen  $\gamma$ -Linien aus der angereicherten Probe resultieren aus:

(i) Zwei Messungen im Anti-Compton Spektrometer in den Energiebereichen 0.1–1.1 MeV (Kanalbreite 270 eV, FWHM = 1.62 keV bei 662 keV) und 0.1–2.9 MeV (Kanalbreite 760 eV, FWHM = 1.93 keV). Die Auflösungen blieben über die Meßzeiten von 285 h bzw. 315 h voll bewahrt.

(ii) Einer Messung im Paarspektrometer im Energiebereich 2.05–6.35 MeV (Kanalbreite 1.05 keV, FWHM = 5.9 keV bei 6 MeV). Die Meßzeit betrug 160 h.

(iii) Einem Einzelspektrum im obersten Energiebereich 5.2–10.3 MeV, aufgenommen mit einem  $4.9\text{ cm}^3\text{ Ge(Li)}$  Detektor (FWHM = 8.9 keV bei 6 MeV).

Als Beispiel für die Anti-Compton Spektren zeigt Fig. 1 einen Ausschnitt mit dem Energiebereich 750–1520 keV. Die Gesamtheit der beobachteten Einfanglinien aus der angereicherten Probe ist in den Tabellen 2 und 3 zusammengestellt. Neben den  $\gamma$ -Linien aus  $^{68}\text{Zn}$  erscheinen auch die intensivsten Linien aus den Isotopen  $^{65}\text{Zn}$ ,  $^{67}\text{Zn}$  und  $^{69}\text{Zn}$ . Die in Ref. <sup>42)</sup> aufgeführten prominenten Linien 337.8 keV, 445.7 keV und 451.1 keV aus der  $(n, \gamma)$  Reaktion an natürlichem Zink konnten weder bei

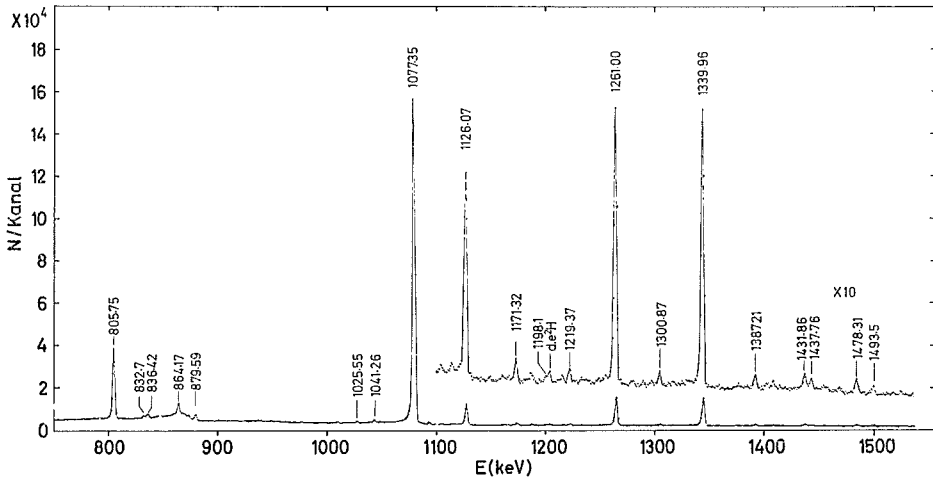


Fig. 1. Ausschnitt aus dem Anti-Compton Spektrum. Energiebereich 750–1520 keV. Nur intensivere Linien sind mit Energien gekennzeichnet.

den Messungen an der angereicherten Probe noch bei denen mit natürlichem Isotopengemisch beobachtet werden; diese Linien stammen deshalb mit Sicherheit nicht aus Zn Isotopen. Von den Fremdsubstanzen in der angereicherten Probe, deren einzelne Anteile zu  $< 0.05\%$  angegeben waren, wurde nur die 558.2 keV Linie aus der Reaktion  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)$  beobachtet. Untergrundlinien aus Strukturmaterialien wurden in getrennten Messungen mit Leerprobenbehältern bestimmt und sind nicht in die Tabellen aufgenommen.

Die angegebenen Fehler für die Energien sind Absolutwerte und enthalten die Unsicherheit in der Kanallagenbestimmung, im Verlauf des Eichpolynoms und in den Energien der Eichlinien. Die Intensitäten der niederenergetischen  $\gamma$ -Linien (Tabelle 2) und die der hochenergetischen  $\gamma$ -Linien (Tabelle 3) sind getrennt normiert auf  $I = 1000$  für die in beiden Bereichen jeweils intensivsten Linien 1077.35 keV bzw. 6910.6 keV. Obwohl sich die Anti-Compton- und Paarspektren im Energiebereich zwischen 2.1 und 2.9 MeV überlappen, wurde ein Anschluß der Intensitäten unterlassen, weil der in diesem Bereich stark energieabhängige Verlauf der double-escape-peak efficiency

TABELLE 2

Gammalinien im Energiebereich 110 keV–2420 keV, gemessen mit dem Anti-Compton Spektrometer

$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ (relativ)	Interpretation	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ (relativ)	Interpretation
115.35 (10)	1.7 <sup>a)</sup>	$^{64}\text{Zn} (n, \gamma)$	654.6 (8)	0.5 (2)	
128.50 (15)	0.10		670.89 (17)	3.1 (4)	3009 $\rightarrow$ 2338
133.69 (20)	0.13		700.3 (5)	0.5 (2)	
139.89 (10)	1.1		720.2 (7)	0.4 (2)	
149.6 (3)	0.06		733.7 (3)	1.2 (4)	
151.57 (15)	0.69		744.8 (6)	0.8 (4)	3496 $\rightarrow$ 2751
152.98 (18)	0.27	$^{64}\text{Zn} (n, \gamma)$	750.7 (6)	0.8 (4)	$^{64}\text{Zn} (n, \gamma)$
160.1 (4)	0.07		761.8 (8)	0.4 (2)	
164.0 (4)	0.08		787.7 (5)	0.9 (4)	
171.1 (3)	0.12		794.6 (8)	0.9 (3)	$^{66}\text{Zn} (n, \gamma)$
176.1 (4)	0.06		805.75 (6)	121 (6)	1883 $\rightarrow$ 1077
181.9 (3)	0.08		810.8 (8)	1.1 (4)	
184.62 (12)	0.80	$^{66}\text{Zn} (n, \gamma)$	832.7 (2)	3.4 (4)	
208.79 (15)	0.23 (3)	$^{66}\text{Zn} (n, \gamma)$	836.42 (18)	6.2 (6)	3587 $\rightarrow$ 2751
227.3 (3)	0.08 (3)	1883 $\rightarrow$ 1656	845.2 (6)	1.3 (3)	3184 $\rightarrow$ 2338
245.4 (3)	0.17 (3)		864.17 (14)	20 (2)	3282 $\rightarrow$ 2417
279.74 (20)	1.4 (2)		873.6 (3)	2.9 (8)	
283.7 (4)	0.15 (3)		879.59 (15)	9.5 (12)	3630 $\rightarrow$ 2751
296.75 (19)	0.14 (8)		893.4 (6)	0.5 (2)	
300.22 (16)	0.51 (5)	$^{66}\text{Zn} (n, \gamma)$	900.6 (4)	1.3 (4)	
305.9 (5)	0.25 (6)		904.6 (4)	1.1 (3)	3726 $\rightarrow$ 2822
307.4 (4)	0.17 (6)		910.1 (5)	0.8 (2)	$^{64}\text{Zn} (n, \gamma)$
312.2 (3)	0.23 (5)		916.1 (4)	0.7 (3)	(4851 $\rightarrow$ 3935)
322.48 (20)	0.40 (8)		936.7 (3)	1.7 (4)	3896 $\rightarrow$ 2959
325.3 (5)	0.15 (4)		975.4 (4)	1.3 (3)	(3726 $\rightarrow$ 2751)
348.7 (3)	0.33 (7)	(3630 $\rightarrow$ 3282)	980.2 (6)	0.9 (3)	
393.7 (3)	0.20 (5)	$^{66}\text{Zn} (n, \gamma)$	996.2 (5)	1.1 (3)	(3335 $\rightarrow$ 2338)
397.0 (4)	0.18 (6)		1007.65 (20)	2.9 (3)	$^{68}\text{Zn} (n, \gamma)$
412.41 (12)	5.6 (4)	2751 $\rightarrow$ 2338	1018.3 (4)	0.9 (3)	4028 $\rightarrow$ 3009
426.0 (6)	0.27 (9)		1025.55 (18)	3.9 (4)	
433.9 (3)	0.34 (8)	$^{66}\text{Zn} (n, \gamma)$	1041.26 (16)	6.9 (5)	(3458 $\rightarrow$ 2417)
439.21 (17)	0.77 (15)	$^{68}\text{Zn} (n, \gamma)?$	1046.2 (4)	1.3 (3)	
465.20 (18)	0.77 (15)	(3287 $\rightarrow$ 2822)	1077.35 (6)	1000	1077 $\rightarrow$ 0
483.42 (20)	1.1 (3)	2822 $\rightarrow$ 2338	1091.04 (18)	5.6 (4)	(3430 $\rightarrow$ 2338)
516.9 (4)	0.27 (9)		1103.5 (3)	2.4 (3)	
531.3 (4)	0.4 (1)	$^{68}\text{Zn} (n, \gamma)$	1113.34 (20)	2.4 (3)	3935 $\rightarrow$ 2822
534.22 (20)	0.7 (2)	2417 $\rightarrow$ 1883	1126.07 (6)	65 (3)	3009 $\rightarrow$ 1883
538.3 (3)	0.5 (1)		1147.5 (5)	1.0 (2)	
542.05 (16)	1.8 (3)	2959 $\rightarrow$ 2417	1159.2 (3)	1.6 (5)	
558.2 (4)	0.5 (2)	$^{113}\text{Cd} (n, \gamma)$	1164.3 (4)	1.2 (4)	
564.3 (7)	0.11 (5)		1171.32 (18)	7.3 (7)	
568.6 (3)	0.84 (20)		1180.3 (6)	0.9 (3)	
578.54 (12)	30 (2)	1656 $\rightarrow$ 1077	1184.5 (3)	3.0 (8)	(3935 $\rightarrow$ 2751)
591.71 (16)	3.7 (4)	3009 $\rightarrow$ 2417	1186.9 (6)	1.2 (4)	(4851 $\rightarrow$ 3664)
602.4 (5)	1.0 (2)		1198.1 (4)	1.9 (4)	
604.8 (7)	1.1 (3)		1208.9 (7)	0.6 (3)	
609.3 (7)	0.9 (3)		1212.7 (3)	2.2 (3)	3630 $\rightarrow$ 2417
621.06 (14)	4.0 (4)	3630 $\rightarrow$ 3009	1219.37 (18)	5.1 (5)	
629.3 (3)	1.2 (3)	(3911 $\rightarrow$ 3282)	1230.3 (4)	1.4 (3)	



TABELLE 2 (Fortsetzung)

$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ (relativ)	Interpretation	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ (relativ)	Interpretation
1234.3 (5)	1.2 (3)		1624.2 (4)	5.5 (8)	
1261.00 (6)	113 (5)	2338 $\rightarrow$ 1077	1627.7 (7)	2.2 (7)	
1274.8 (8)	1.0 (4)	4284 $\rightarrow$ 3009	1630.9 (3)	7.1 (7)	3287 $\rightarrow$ 1656
1276.9 (6)	1.5 (6)	4028 $\rightarrow$ 2751	1645.0 (5)	2.0 (5)	
1285.7 (6)	1.2 (4)		1654.1 (5)	1.8 (5)	
1300.87 (20)	5.1 (4)	3184 $\rightarrow$ 1883	1673.29 (10)	73 (5)	2751 $\rightarrow$ 107
1313.1 (4)	1.4 (4)		1690.0 (6)	1.5 (4)	
1327.5 (7)	1.5 (7)		1698.0 (8)	1.9 (5)	
1339.96 (6)	126 (4)	2417 $\rightarrow$ 1077	1705.7 (5)	2.4 (5)	
1353.6 (6)	1.0 (3)		1723.5 (5)	1.9 (4)	(4733 $\rightarrow$ 3009)
1372.3 (4)	1.6 (4)		1744.16 (15)	41 (3)	2822 $\rightarrow$ 1077
1387.21 (19)	6.3 (5)	3726 $\rightarrow$ 2338	1758.3 (9)	1.3 (4)	
1397.7 (3)	3.2 (8)		1767.2 (4)	2.8 (5)	4952 $\rightarrow$ 3184
1403.7 (3)	2.1 (7)	3287 $\rightarrow$ 1883	1777.6 (4)	4.5 (6)	
1431.86 (22)	7.1 (6)	3849 $\rightarrow$ 2417	1781.5 (3)	8.8 (9)	3665 $\rightarrow$ 1883
1437.76 (24)	5.1 (4)	3776 $\rightarrow$ 2338	1791.3 (8)	1.6 (4)	
1448.8 (5)	1.6 (4)	4408 $\rightarrow$ 2959	1882 <sup>b)</sup> (1)	15 (4)	2959 $\rightarrow$ 1077
1451.8 (6)	1.3 (3)	(3335 $\rightarrow$ 1883)	1883.09 (7)	187 (8)	1883 $\rightarrow$ 0
1463.3 (4)	2.2 (3)		1902.2 (5)	3.0 (8)	4724 $\rightarrow$ 2822
1478.31 (18)	7.7 (6)	3896 $\rightarrow$ 2417	1925.9 (7)	1.8 (5)	
1483.9 (8)	0.8 (4)		1932.1 (3)	7.6 (8)	3009 $\rightarrow$ 1077
1490.6 (9)	0.8 (4)		2027.9 (4)	4.1 (6)	3911 $\rightarrow$ 1883
1493.5 (3)	3.9 (5)	3911 $\rightarrow$ 2417	2094.6 (3)	5.1 (6)	4512 $\rightarrow$ 2417
1511.1 (7)	0.9 (4)	3849 $\rightarrow$ 2338	2106.83 (18)	20 (3)	3184 $\rightarrow$ 1077
1518.3 (4)	1.9 (5)		2144.7 (5)	3.0 (8)	
1533.2 (4)	1.9 (4)	4284 $\rightarrow$ 2751	2181.7 (5)	3.5 (6)	4521 $\rightarrow$ 2338
1541.73 (22)	6.9 (7)	3425 $\rightarrow$ 1883	2209.75 (16)	49 (6)	3287 $\rightarrow$ 1077
1546.13 (16)	20.0 (15)	3430 $\rightarrow$ 1883	2257.2 (7)	2.1 (4)	(3335 $\rightarrow$ 1077)
1557.1 (6)	0.6 (3)	3896 $\rightarrow$ 2338	2347.6 (3)	13 (2)	3425 $\rightarrow$ 1077
1572.5 (9)	0.9 (3)	3911 $\rightarrow$ 2338	2352.4 (3)	10 (2)	3430 $\rightarrow$ 1077
1596.3 (5)	1.9 (5)	3935 $\rightarrow$ 2338	2391.2 (6)	3.3 (7)	5400 $\rightarrow$ 3009
1612.2 (6)	1.4 (4)	3496 $\rightarrow$ 1883	2418.5 (3)	26 (3)	3496 $\rightarrow$ 1077

Target: ZnO, zu 89.55 % angereichert mit  $^{67}\text{Zn}$ . Die Intensitäten sind normiert auf  $I = 1000$  für die 1077.35 keV Linie. Bezügl. Absolutintensitäten siehe Diskussion im Text.

<sup>a)</sup> Intensitäten der  $\gamma$ -Linien unterhalb 200 keV sind durch Impulsform-Diskriminierung beeinflusst.

<sup>b)</sup> Aus Koinzidenzmessung.

mit den Eichlinien aus  $^{15}\text{N}$  nicht exakt bestimmt werden konnte. Eine nachträgliche genaue Ermittlung der double-escape peak efficiency für  $\gamma$ -Energien zwischen 2 und 3 MeV mittels anderer Eichlinien war wegen einer plötzlichen Verschlechterung des Detektors nicht mehr möglich.

Die überragende Intensität der beiden  $\gamma$ -Linien 1077.3 keV und 1883.1 keV ermöglicht jedoch eine relativ zuverlässige Aussage über die Absolutintensitäten der niederenergetischen  $\gamma$ -Linien in Tabelle 2. Aus der Normierung der Gesamtintensität aller beobachteten Grundzustandsübergänge ergibt sich für die 1077.3 keV Linie eine

TABELLE 3

Gammalinien im Energiebereich 2200 keV–9120 keV, gemessen mit dem Paarspektrometer <sup>a)</sup>

$E_\gamma$ (MeV)	$I_\gamma$ (relativ)	Interpretation Bemerkung <sup>c)</sup>	$E_\gamma$ (MeV)	$I_\gamma$ (relativ)	Interpretation Bemerkung <sup>c)</sup>
2.2097 (2)	1070 <sup>b)</sup>	3287 → 1077	3.0772 (8)	75 (15)	(4733 → 1656)
2.2572 (6)	79		3.0819 (7)	90 (18)	
2.3034 (9)	35	(3380 → 1077)	3.1075 (15)	48 (23)	(4991 → 1883)
2.3474 (4)	277	3425 → 1077	3.1109 (13)	58 (22)	
2.3528 (4)	264	3429 → 1077	3.1200 (9)	56 (16)	
2.3902 (9)	58	5400 → 3009	3.1378 (6)	129 (19)	4215 → 1077
2.4186 (3)	600	3496 → 1077	3.1473 (11)	44 (13)	5565 → 2417
2.4389 (15)	23		3.1519 (10)	54 (21)	
2.5063 (5)	181		3.1546 (8)	83 (18)	
2.5127 (6)	125	4851 → 2338	3.1843 (6)	108 (12)	3184 → 0
2.5470 (4)	117	5298 → 2751	3.2011 (9)	50 (12)	4858 → 1656
2.5872 (7)	95	3665 → 1077	3.2064 (9)	81 (12)	4284 → 1077
2.5913 (6)	110		3.2149 (7)	50 (12)	
2.6103 (11)	46		3.2264 (7)	83 (12)	(5565 → 2338)
2.6148 (9)	52		3.2439 (8)	44 (10)	
2.6274 (9)	69	(3705 → 1077)	3.2544 (10)	29 (11)	4910 → 1656
2.6319 (10)	46	(3709 → 1077)	3.2637 (7)	71 (14)	
2.6370 (9)	58		3.2684 (10)	40 (13)	
2.6481 (6)	171	3726 → 1077	3.2763 (6)	91 (13)	5693 → 2417
2.6521 (7)	130		3.2872 (3)	395 (40)	3287 → 0
2.6958 (9)	52		3.2939 (8)	52 (7)	
2.6995 (10)	49	3776 → 1077	3.3310 (4)	208 (20)	4408 → 1077
2.7077 (17)	16		3.3387 (7)	73 (11)	
2.7300 (11)	32		3.3459 (4)	192 (20)	
2.7377 (4)	244		3.3582 (6)	104 (11)	
2.7560 (9)	43		3.3762 (16)	40 (20)	
2.7704 (7)	85	5187 → 2417	3.3802 (13)	46 (22)	(3380 → 0)
2.8144 (11)	48	5565 → 2751	3.3941 (9)	69 (13)	
2.8214 (12)	69	2822 → 0	3.3998 (11)	52 (17)	5283 → 1883
2.8247 (14)	42		3.4124 (15)	56 (26)	
2.8510 (7)	81		3.4156 (9)	107 (30)	5298 → 1883
2.8576 (4)	415	3935 → 1077	3.4302 (11)	40 (13)	3430 → 0
2.8661 (7)	100	5283 → 2417	3.4349 (8)	67 (13)	4512 → 1077
2.8780 (10)	46		3.4526 (11)	33 (12)	
2.8837 (8)	56		3.4581 (4)	208 (25)	4535 → 1077
2.8934 (9)	46		3.4918 (10)	44 (14)	
2.9445 (9)	52	(5283 → 2338)	3.5099 (7)	75 (15)	
2.9597 (8)	50	(5298 → 2338)	3.5194 (6)	69 (15)	5403 → 1883
2.9655 (8)	52		3.5383 (7)	56 (12)	
2.9723 (7)	62		3.5491 (9)	46 (12)	
2.9829 (6)	110	5400 → 2417	3.5632 (5)	133 (16)	
2.9877 (13)	27		3.5690 (11)	31 (13)	
2.9958 (11)	25		3.5805 (9)	42 (12)	
3.0277 (14)	23 (12)	(4910 → 1883)	3.5952 (18)	19	
3.0440 (9)	52 (11)		3.5990 (14)	42 (18)	(3599 → 0)
3.0536 (15)	31 (14)		3.6130 (11)	35 (14)	
3.0576 (15)	27 (16)		3.6302 (6)	108 (14)	3630 → 0
3.0624 (5)	150 (15)	(4139 → 1077)	3.6443 (6)	119 (14)	
3.0688 (8)	56 (13)	4952 → 1883	3.6515 (10)	73 (16)	5307 → 1656

TABELLE 3 (Fortsetzung)

$E_\gamma$ (MeV)	$I_\gamma$ (relativ)	Interpretation Bemerkung °)	$E_\gamma$ (MeV)	$I_\gamma$ (relativ)	Interpretation Bemerkung °)
3.6552 (16)	33 (16)	4733 → 1077	4.2817 (7)	60 (10)	
3.6648 (10)	54 (14)	3665 → 0	4.2905 (7)	71 (12)	G, P
3.6692 (12)	44 (13)		4.2962 (13)	27 (9)	
3.6842 (7)	87 (17)		4.3121 (7)	108 (10)	
3.6952 (10)	52 (16)		4.3255 (6)	119 (12)	(4326 → 0)
3.7035 (10)	52 (16)		4.3340 (9)	133 (35)	P, G
3.7165 (8)	75 (15)		4.3373 (15)	81 (30)	5415 → 1077
3.7311 (6)	121 (18)		4.3428 (11)	79 (15)	P, G
3.7723 (8)	123 (22)		4.3474 (7)	121 (12)	
3.7770 (9)	137 (25)	(3776 → 0)	4.3557 (11)	48 (12)	
3.8007 (9)	40 (12)		4.3623 (11)	48 (12)	G, P
3.8061 (14)	23 (11)		4.3705 (9)	58 (14)	
3.8163 (6)	94 (15)		4.3819 (8)	56 (9)	
3.8236 (9)	46 (14)		4.3999 (9)	58 (9)	mD
3.8331 (4)	218 (24)	4910 → 1077	4.4112 (9)	52 (9)	
3.8385 (10)	37 (12)		4.4375 (8)	58 (9)	
3.8668 (9)	47 (3)		4.4487 (7)	87 (12)	
3.8741 (8)	154 (35)	4952 → 1077	4.4662 (8)	89 (16)	
3.8766 (14)	98 (40)		4.4710 (9)	85 (15)	
3.8855 (7)	62 (15)	4963 → 1077	4.4783 (13)	52 (16)	
3.9008 (6)	87 (14)		4.4829 (12)	54 (15)	
3.9139 (18)	56 (16)	4991 → 1077	4.4939 (12)	42 (12)	
3.9351 (13)	25 (12)	3935 → 0	4.5000 (8)	137 (14)	
3.9467 (17)	23 (10)		4.5053 (9)	185 (18)	C → 5693
3.9518 (9)	56 (14)		4.5133 (8)	69 (11)	4512 → 0
3.9586 (8)	67 (11)		4.5210 (6)	127 (12)	4521 → 0
3.9665 (11)	48 (12)		4.5282 (10)	46 (9)	
3.9709 (9)	82 (13)		4.5355 (9)	62 (12)	4535 → 0
4.0240 (12)	46 (14)		4.5412 (7)	79 (12)	
4.0283 (8)	94 (13)	4028 → 0	4.5575 (13)	46 (14)	
4.0534 (13)	29 (13)		4.5632 (9)	69 (13)	
4.0627 (19)	14 (7)		4.5798 (13)	31 (10)	
4.0694 (6)	123 (12)		4.5969 (11)	35 (8)	
4.0771 (11)	46 (13)		4.6091 (10)	44 (9)	
4.0829 (7)	108 (14)		4.6192 (9)	52 (10)	G, P
4.1098 (13)	27 (12)	5187 → 1077	4.6267 (8)	54 (8)	
4.1204 (7)	85 (1)		4.6323 (6)	154 (17)	C → 5565
4.1324 (11)	50 (12)		4.6394 (11)	46 (11)	
4.1391 (17)	29 (14)	4139 → 0	4.6505 (8)	73 (11)	
4.1462 (9)	48 (12)		4.6562 (12)	52 (10)	
4.1579 (8)	56 (14)		4.6707 (11)	40 (10)	
4.1667 (14)	25 (10)	G, P	4.6816 (8)	73 (11)	P, G
4.1853 (8)	79 (15)		4.7118 (13)	50 (14)	
4.1968 (12)	42 (13)		4.7165 (13)	54 (16)	G, P
4.2159 (15)	35 (14)	4215 → 0	4.7243 (8)	81 (12)	4724 → 0
4.2217 (17)	33 (16)	5298 → 1077	4.7328 (14)	29 (8)	4733 → 0
4.2295 (17)	23 (13)	G, P	4.7523 (9)	81 (15)	
4.2419 (13)	35 (14)		4.7577 (7)	108 (14)	
4.2565 (12)	37 (12)		4.7679 (11)	44 (10)	P, G
4.2612 (11)	40 (12)	G, P	4.7830 (6)	200 (18)	C → 5416

TABELLE 3 (Fortsetzung)

$E_\gamma$ (MeV)	$I_\gamma$ (relativ)	Interpretation Bemerkung °)	$E_\gamma$ (MeV)	$I_\gamma$ (relativ)	Interpretation Bemerkung °)
4.7898 (13)	56 (15)		5.6623 (4)	294 (20)	C → 4535
4.7950 (11)	165 (35)	C → 5403	5.6705 (11)	48	u
4.7983 (12)	104 (35)	C → 5400	5.6779 (9)	234 (20)	C → 4521
4.8107 (8)	71 (8)	mD	5.6856 (9)	232 (20)	C → 4512
4.8269 (7)	66 (9)		5.6950 (12)	18	u
4.8351 (9)	37 (8)		5.7229 (12)	36 (11)	
4.8584 (8)	56 (9)	4858 → 0	5.7566 (20)	14	u
4.8862 (11)	44 (10)		5.7620 (7)	77 (10)	
4.8913 (6)	135 (16)	C → 5307	5.7844 (15)	27 (8)	
4.8994 (5)	238 (21)	C → 5298	5.7887 (5)	202 (20)	C → 4408
4.9052 (9)	50 (10)		5.8266 (16)	16	
4.9140 (4)	198 (15)	C → 5283	5.8346 (8)	60 (9)	P, G
4.9231 (9)	40 (8)		5.8562 (10)	37 (12)	P, G
4.9352 (9)	47 (14)		5.8640 (11)	36 (12)	P, G
4.9778 (8)	50 (11)	P, G	5.8720 (9)	44 (10)	P, G
4.9920 (11)	44 (9)	4991 → 0	5.8884 (8)	56 (11)	
5.0034 (8)	52 (8)	P, G	5.9075 (15)	25 (9)	P, G
5.0114 (6)	123 (11)	C → 5187	5.9139 (6)	131 (13)	C → 4284
5.0183 (9)	90 (8)	P, G	5.9194 (14)	29 (13)	
5.0365 (5)	154 (15)		5.9361 (11)	33 (8)	P, G
5.0499 (9)	50 (10)		5.9663 (11)	35 (8)	P, G
5.0738 (11)	29 (9)		5.9826 (5)	133 (13)	C → 4215
5.0845 (19)	16	u	6.0044 (9)	31 (7)	
5.0908 (7)	115 (12)		6.0309 (14)	25 (7)	P, G
5.1037 (12)	33 (8)		6.0584 (8)	35 (9)	C → 4139
5.1104 (10)	42 (8)		6.1623 (10)	42 (11)	
5.1626 (7)	102 (10)		6.1715 (8)	65 (12)	C → 4028
5.1691 (9)	50 (9)		6.2626 (5)	390 (30)	C → 3935
5.1810 (11)	37 (8)	P, G	6.2870 (7)	106 (10)	C → 3911
5.1943 (10)	40 (8)	P, G	6.3016 (7)	81 (9)	C → 3896
5.2063 (6)	96 (9)	C → 4991	6.3485 (7)	75 (7)	C → 3849
5.2196 (14)	25 (7)	P, G	6.3655 (17)	10	u
5.2343 (6)	100 (9)	C → 4963	6.4214 (6)	137 (12)	C → 3776
5.2459 (4)	248 (18)	C → 4952	6.4714 (6)	110 (10)	C → 3726
5.2876 (5)	214 (15)	C → 4910	6.4920 (10)	42 (6)	mD
5.2973 (11)	35 (8)	5298 → 0	6.5333 (9)	44 (8)	C → 3665
5.3400 (9)	75 (12)	C → 4858	6.5680 (10)	69 (6)	C → 3630
5.3459 (6)	171 (18)	C → 4851	6.5973 (14)	17	u; (C → 3599)
5.3808 (9)	54 (8)		6.6108 (9)	54 (7)	C → 3587
5.3892 (9)	58 (8)		6.7019 (7)	294 (18)	C → 3496
5.4039 (8)	52 (7)	5403 → 0	6.7684 (7)	517 (50)	C → 3430
5.4153 (9)	46 (9)	5415 → 0	6.7737 (11)	127 (20)	C → 3425
5.4328 (11)	42 (9)	P, G	6.9106 (6)	1000	C → 3287
5.4420 (13)	31 (9)		6.9574 (16)	17 (7)	<sup>66</sup> Zn (n, γ)
5.4541 (8)	58 (9)		6.9840 (20)	8	u; (s.e. 6471?)
5.4644 (8)	67 (10)	C → 4733	7.0133 (8)	85 (8)	C → 3184
5.4747 (6)	119 (12)	C → 4724	7.1884 (6)	582 (35)	C → 3009
5.4833 (11)	37 (8)	P, G	7.2377 (11)	46 (7)	C → 2959
5.5157 (10)	42 (8)	P, G	7.4463 (11)	47 (7)	C → 2751
5.5229 (9)	54 (8)		7.7795 (17)	<10	u; C → 2417
5.5449 (9)	27 (8)		7.8593 (7)	375 (25)	C → 2338
5.5566 (11)	35 (10)		8.3147 (9)	454 (25)	C → 1883
5.5786 (9)	71 (10)	P, G	9.1201 (9)	643 (45)	C → 1077
5.6100 (9)	46 (8)				

Absolutintensität  $I_\gamma = 75 \pm 3$  Quanten pro 100 Neutroneneinfänge. Zur Bestimmung des Anteils der hochenergetischen Grundzustandsübergänge wurden dabei die relativen Intensitätsskalen der nieder- und hochenergetischen  $\gamma$ -Linien über die Intensität der 2857.6 keV Linie aneinander angeschlossen. Der angegebene Fehler in der Absolutintensität der 1077.3 keV Linie berücksichtigt einerseits eine mögliche Unsicherheit von  $\pm 30\%$  in der Intensität der beobachteten hochenergetischen Grundzustandsübergänge, andererseits den Anteil der unbeobachteten Übergänge; der Fehler ist berechnet für den Fall, daß nur 50% der Intensität hochenergetischer Grundzustandsübergänge nachgewiesen wurden. Durch den Anschluß der Intensitätsskalen über die 2857.6 keV Linie erhält man für die 6910.6 keV Linie eine Absolutintensität von  $I_\gamma = 4.5 \pm 1.3$  Quanten pro 100 Neutroneneinfänge. Vergleichswerte hierfür liefern die  $(n, \gamma)$  Messungen von Barchuk *et al.* <sup>20)</sup> mit  $I_\gamma = 3.1$  sowie Bystrov *et al.* <sup>19)</sup> mit  $I_\gamma = 4.5$ . Unter Berücksichtigung des Einfanganteils von  $^{67}\text{Zn}$  leitet man aus den Messungen von Groshev *et al.* <sup>37)</sup> an natürlichem Zink für die Absolutintensität der 6910.6 keV Linie den Wert  $I_\gamma = 6.0$  ab.

### 3.3. $\gamma\gamma$ -KOINZIDENZEN

Von den Koinzidenzmessungen in dem Ge(Li)-NaJ-System wurden sowohl die Ge(Li) Koinzidenzspektren zu Fenstern im NaJ Spektrum als auch die NaJ Spektren zu Fenstern im Ge(Li) Spektrum nach der Fenstersubtraktionsmethode analysiert. Die Energiebereiche erstreckten sich von 400–1950 keV im Halbleiterspektrum und von 300–2400 keV im NaJ Spektrum. Die Ergebnisse sind in den Tabellen 4 und 5 zusammengestellt. Die in Tabelle 4 mit (\*) gekennzeichneten  $\gamma$ -Linien wurden nicht in das Zerfallsschema aufgenommen, weil ihrer nicht sicher festgestellten Koinzidenzen zufolge neue Energieniveaus definiert werden, für die sich aus An- und Abregung keine weiteren oder nur sehr schwache Hinweise ergeben (s. Abschnitt 4). Einige Koinzidenzbeziehungen zwischen hoch- und niederenergetischen  $\gamma$ -Linien wurden bei Koinzidenzmessungen in der NaJ Winkelkorrelationsapparatur gefunden.

Die Auswertung der Koinzidenzspektren ergab Hinweise auf eine Koinzidenz 1077–1883 keV. Danach müßte die als Grundzustandsübergang bekannte 1883.09 keV Linie ein Dublett sein. Wegen der Bedeutung für das Zerfallsschema wurde eine gezielte Koinzidenzmessung mit der inzwischen auf 2 großvolumige Ge(Li) Detektoren erweiterten Koinzidenzapparatur durchgeführt. Da zu diesem Zeitpunkt die angereicherte Probe nicht mehr zur Verfügung stand, diente als Target natürliches ZnO. Diese Messung bestätigte die Existenz einer 1882 keV Linie zwischen den

---

Target: ZnO, zu 89.55% angereichert mit  $^{67}\text{Zn}$ . Die Intensitäten sind normiert auf  $I = 1000$  für die 6910.6 keV Linie. Bezügl. Absolutintensitäten siehe Diskussion im Text.

a)  $\gamma$ -Linien oberhalb 6.32 MeV stammen aus einem Einzelspektrum.

b) Die Intensitätsfehler der  $\gamma$ -Linien zwischen 2.2 MeV und 3.0 MeV betragen ungefähr 30%.

c) Die Abkürzungen bedeuten: mD = möglicherweise Dublett, u = unsichere Linie, P, G = Primär- oder Grundzustandsübergang.

Energieniveaus 2959.4 und 1077.36 keV. Das Intensitätsverhältnis  $I_{1882}/I_{1883.09}$  ergab sich zu  $0.08 \pm 0.02$ . Die beiden Linien konnten im Anti-Compton-Spektrum wegen des großen Intensitätsunterschiedes und der kleinen Energiedifferenz nicht getrennt werden.

TABELLE 4  
Ergebnisse der Ge(Li)-NaJ(Tl)  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen

Fenster im NaJ(Tl) Spektrum (keV)	Hauptlinien im Fenster (keV)	Koinzidente Linien im Ge(Li) Detektor (keV)
550– 585	578	1077, 1631
760– 802	805	(621), 1077, 1126, 1546
830– 870	836, 864	1077, 1340, 1673
1000–1090	1077	412, 578, 591, 805, 836, 864, 879, (1041*), 1126, 1261, 1340, 1432, 1437, 1478, 1546, 1631, 1673, 1744, 1882, d.e. 2209, d.e. 2418, d.e. 2857
1095–1150	1126	(621), 805, 1077, 1883
1235–1300	1261	412, 483, 670, (1025*), 1077, 1437
1320–1370	1340	(542), 591, 864, (1041*), 1077, (1170*), 1432, (1478), (1624*)
1630–1740	1631, 1673, 1744	578, 836, 879, 1077, (1219*)
1840–1920	1883	621, 1077, 1126, (1301), 1546

( ) Koinzidenz nicht eindeutig.

\* Linie nicht im Zerfallsschema eingeordnet.

TABELLE 5  
Ergebnisse der NaJ(Tl)-Ge(Li)  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen

Fenster im Ge(Li) Spektrum (keV)	Koinzidente Linien im NaJ(Tl) Detektor (MeV)	Interpretation (keV)
412	1.08, 1.26	1077.35, 1261.00
578	1.08, 1.63	1077.35, 1630.9
591	1.08, 1.34	1077.35, 1339.96
805	(0.62), 1.10, (1.30), 1.54, (1.78)	(621.06), 1077.35, 1126.07, (1300.87), 1541.73, 1546.13, (1781.5)
864	1.08, 1.34	1077.35, 1339.96
1077	0.80; 1.13, 1.26, 1.34, 1.67, (1.74), 1.88, (2.11), 2.20	805.75, 1126.07, 1261.00, 1339.96, 1673.29, (1744.16), 1882.0, (2106.83), 2209.75
1126	0.80, 1.08, 1.88	805.75, 1077.35, 1883.09
1261	(0.67), 1.08, 1.43	(670.89), 1077.35, 1437.76
1340	0.59, 0.86, 1.08, 1.43, (2.09)	591.71, 864.17, 1077.35, 1431.86, (2094.6)
1673	0.86, 1.08	836.42, 879.59, 1077.35
1744	1.08	1077.35
1883	1.08, 1.13, 1.54	1077.35, 1126.07, 1541.73, 1546.13

( ) Koinzidenz nicht eindeutig.

3.4. WINKELKORRELATIONSMESSUNGEN

Gegenstand von Winkelkorrelationsmessungen waren Übergänge, die relativ intensiv in Koinzidenz zu den beiden Grundzustandsübergängen 1077.3 und 1883.1 keV auftreten. Das Koinzidenzspektrum zur 1077 keV Linie in Fig. 2a, aufgenommen mit den beiden NaJ Detektoren in der Winkelkorrelationsapparatur, verdeutlicht, welche Übergänge vermöge ihrer Intensität für diese Messungen infrage kommen.

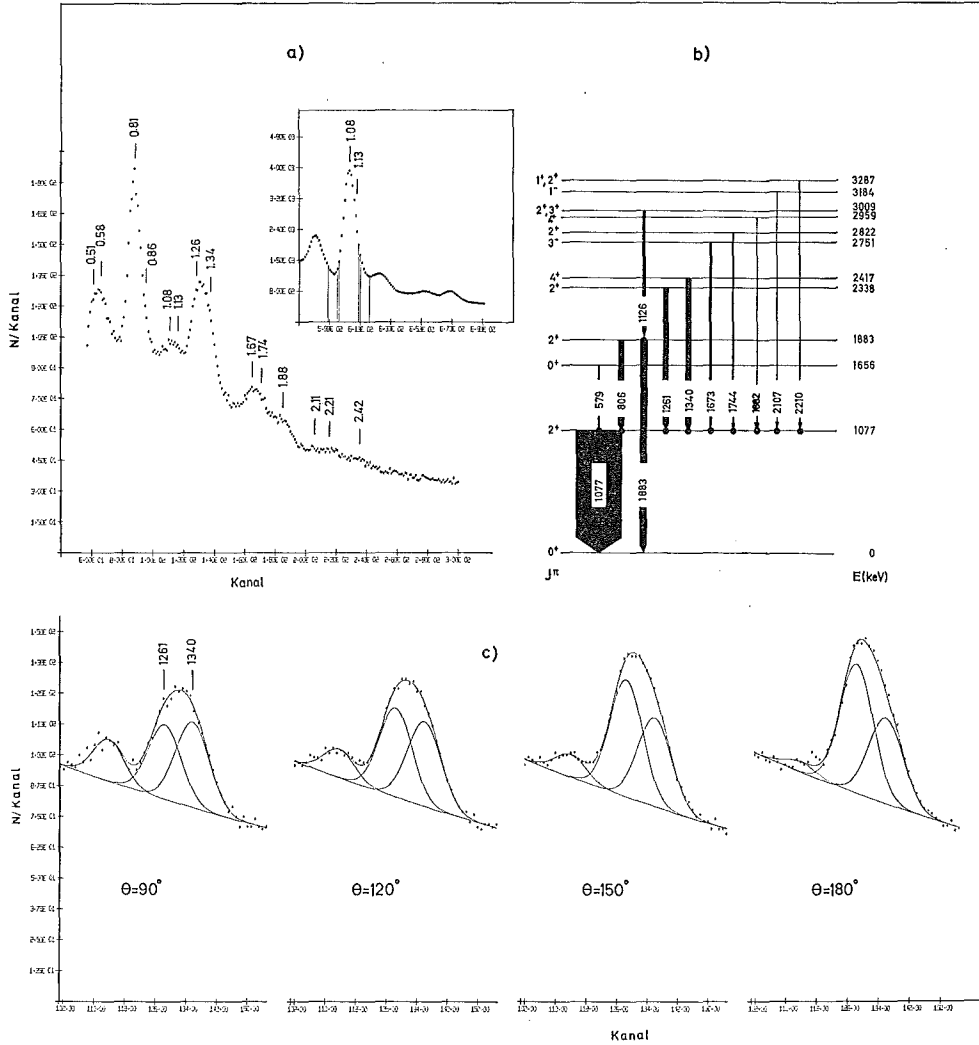


Fig. 2.  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsanalyse in  $^{68}\text{Zn}$ . a) Koinzidenzspektrum zur 1077 keV Linie ( $\theta = 120^\circ$ ) nach Subtraktion des koinzidenten Untergrundes. Das Koinzidenz- und die Untergrundfenster sind in dem Spektrumsausschnitt gezeigt. b) Teil des Zerfallsschemas mit Übergängen, die in die Winkelkorrelationsanalyse miteinbezogen wurden. c) Ausschnitt aus dem Koinzidenzspektrum zur 1077 keV Linie mit Intensitätsanalyse der  $\gamma$ -Linien 1261 keV und 1340 keV bei vier verschiedenen Winkeln.

Die analysierten Kaskaden sind in Tabelle 6 zusammengestellt. Sie enthält die korrigierten Winkelverteilungskoeffizienten  $A_2$ ,  $A_4$ , sowie das Mischungsverhältnis  $\delta$  und den elektrischen Quadrupolanteil für den ersten Übergang jeder Kaskade.

Die experimentellen Wertepaare  $(A_2, A_4)$  sind in Fig. 3 in einen parametrischen Plot der  $(A_2, A_4)$  Koeffizienten für die Spinfolgen  $J-2-0$  ( $J = 0, 1, 2, 3, 4$ ) mit dem Mischungsverhältnis  $\delta$  als Parameter eingetragen<sup>†</sup>. Zum Vergleich sind die bisherigen Ergebnisse, gewonnen über den  $\beta^+$  Zerfall von  $^{68}\text{Ga}$ , miteingetragen. Zur Analyse der verschiedenen Winkelverteilungen ist im einzelnen folgendes zu bemerken:

TABELLE 6  
Ergebnisse der  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsmessungen in  $^{68}\text{Zn}$

Kaskade (keV)	Korrigierte Koeffizienten		Spinfolge $J_i(L, L+1) 2(E2)0$	Mischungsverhältnis	
	$A_2$	$A_4$		$\delta$	E2 Anteil (%)
578-1077	$+0.400 \pm 0.069$	$+1.069 \pm 0.099$	0(E2)2 0	0	100
805-1077	$+0.360 \pm 0.019$	$+0.198 \pm 0.026$	2(M1, E2)2 0	$+1.45 \pm 0.15$	$63 \leq E2 \leq 72$
1261-1077	$+0.383 \pm 0.022$	$+0.019 \pm 0.032$	2(M1, E2)2 0	$+0.23 \pm 0.04$	$3.5 \leq E2 \leq 7.7$
1340-1077	$+0.069 \pm 0.039$	$-0.031 \pm 0.072$	$^{\dagger}4(E2, M3)2 0$	$+0.05 \pm 0.06$	$88 \leq E2 \leq 100$
1744-1077	$+0.065 \pm 0.100$	$-0.02 \pm 0.14$	$^{\dagger}2(M1, E2)2 0$	$-0.24 \pm 0.13$	$1.2 \leq E2 \leq 12$
2209-1077	$-0.17 \pm 0.11$	$+0.05 \pm 0.12$	1(M1, E2)2 0	$+0.07 \pm 0.10$	$0 \leq E2 \leq 2.8$
1126-1883	$-0.33 \pm 0.13$	$+0.095 \pm 0.10$	2(M1, E2)2 0	$-0.63 \pm 0.22$	$6.3 \leq E2 \leq 42$
			3(M1, E2)2 0	$+0.36 \pm 0.27$	$30 \leq E2 \leq 28$

<sup>†</sup> Diese Spinwerte stammen aus Ref. <sup>2)</sup>.

*Kaskade 578-1077 keV.* Die ermittelten Winkelverteilungskoeffizienten  $A_2 = 0.40 \pm 0.07$  und  $A_4 = 1.07 \pm 0.1$  kommen den theoretischen Werten  $A_2 = 0.357$  und  $A_4 = 1.14$  für die Winkelverteilung einer 0-2-0 Kaskade recht nahe. Der Spin 0 für das 1655.9 keV Niveau und die kürzlich von Carter *et al.* <sup>13)</sup> über den Zerfall von  $^{68}\text{Ga}$  gemessene Winkelverteilung werden damit eindeutig bestätigt. Die nahezu exakte experimentelle Wiedergabe der theoretischen Werte deutet darauf hin, daß Störungen durch innere Felder in der festen Probensubstanz nicht vorliegen. Dies steht in Einklang mit der sehr kurzen Lebensdauer <sup>44)</sup> von 1.55 ps des 1077 keV Niveaus.

*Kaskade 805-1077 keV.* Diese Kaskade erscheint mit großer Intensität, kleine Störungen sind nur durch die 1126 keV Linie und durch die relativ schwachen Übergänge 864 und 879 keV zu erwarten. Die Analyse dieser Kaskade erfolgte in folgender Weise:

(i) Fenster auf der 805 keV Linie. In diesem Fall lagen die  $\gamma$ -Linien 864 und 879 keV teilweise mit im Fenster, während die koinzidenten Linien 1077 und 1126 keV

<sup>†</sup> Vorzeichendefinition von  $\delta$  wie in Ref. <sup>43)</sup>.



durch Gaußfitanalyse getrennt wurden. Damit konnte der Beitrag der 1126 keV Linie eliminiert werden. Die Störung der Winkelverteilungen durch die Übergänge 864 und 879 keV kann als klein betrachtet werden, weil ihre Beiträge durch die Fenster-subtraktionsmethode weitgehend eliminiert werden.

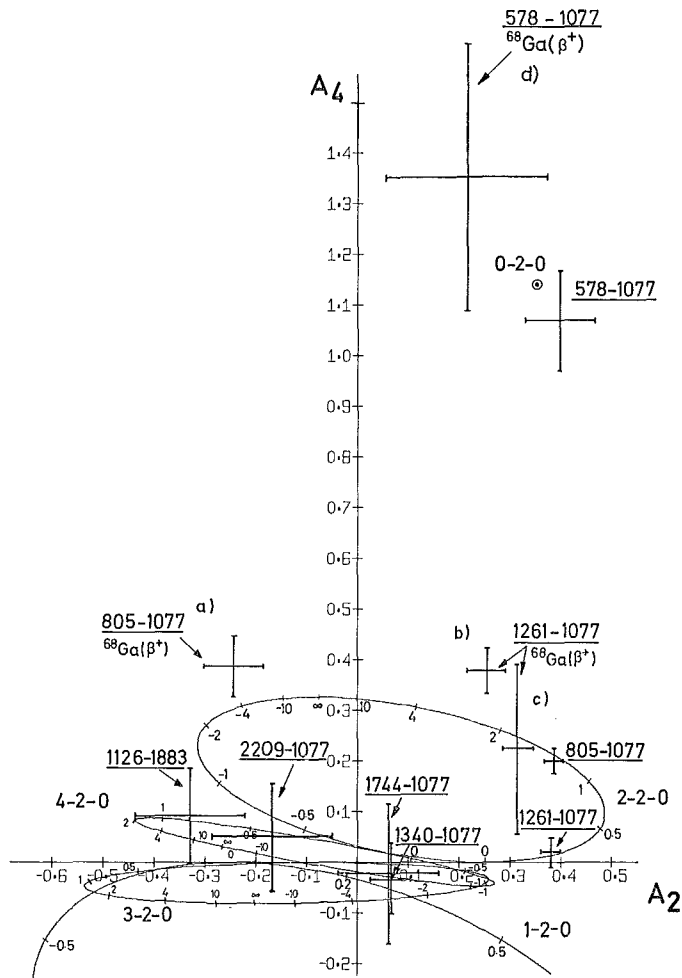
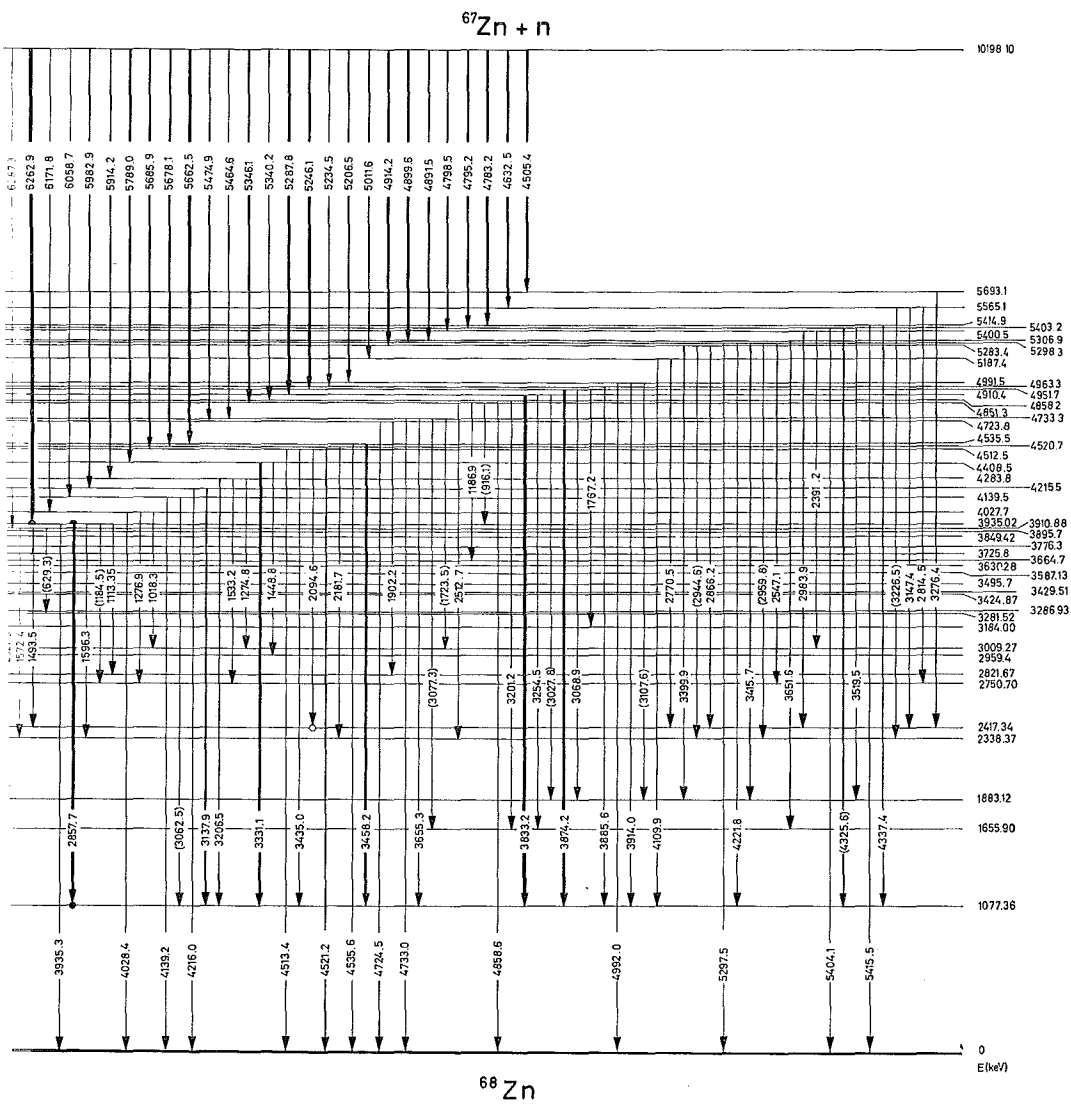


Fig. 3. Winkelkorrelationskoeffizienten ( $A_2$ ,  $A_4$ ) von Kaskaden in  $^{68}\text{Zn}$  aus der Reaktion  $^{67}\text{Zn}(n, \gamma)^{68}\text{Zn}$  in einem parametrischen Plot von  $A_4$  gegen  $A_2$  mit dem Mischungsverhältnis  $\delta$  als Parameter. Zum Vergleich sind die Ergebnisse aus dem Zerfall  $^{68}\text{Ga}(\beta^+)^{68}\text{Zn}$  eingezeichnet. a) Ref. 9), b) Ref. 11), c) Ref. 10), d) Ref. 13).

(ii) Fenster auf der 1077 keV Linie. Hier wurden die Linien 805 und 864 + 879 keV durch Gaussfitanalyse getrennt und die gemessene Winkelverteilung auf den im Fenster liegenden Beitrag der 1126 keV Linie korrigiert. Die Ergebnisse beider Analysen sind in sich konsistent und ergeben einen  $\delta$ -Wert  $1.45 \pm 0.15$  für den 805 keV





Das Mischungsverhältnis  $\delta = 0.23^{+0.02}_{-0.04}$  für den 1261 keV Übergang weicht wiederum beträchtlich ab von den bisherigen Werten <sup>10, 11)</sup>  $\delta = 1.8 \pm 0.2$  und  $\delta = 2.25 \pm 0.30$  aus Messungen über den radioaktiven Zerfall. Die Winkelverteilung der 1340 keV Linie ist mit dem aus der (t, p) Messung von Hudson *et al.* <sup>2)</sup> bestimmten Spin 4 für das 2417 keV Niveau konsistent. Die vorliegende Analyse der 1340–1077 keV Kaskade ermöglicht allerdings keine eindeutige Bestätigung dieses Spinwertes, denn die ermittelten Winkelverteilungskoeffizienten lassen neben der Spinfolge 4–2–0 auch die

Spinfolgen 1–2–0, 2–2–0 und 3–2–0 zu. Eine definitive Aussage über eine eventuelle M3 Beimischung zur E2 Strahlung des 1340 keV Überganges läßt sich aus dem ermittelten Mischungsverhältnis  $\delta = 0.05 \pm 0.06$  nicht gewinnen.

*Kaskade 1744–1077 keV.* Die Linien 1673 und 1744 keV bilden einen komplexen Peak, und die relativ geringe Intensität der beiden Linien ließ eine getrennte Analyse der beiden Kaskaden 1673–1077 keV und 1744–1077 keV nicht zu. Aus diesem Grund wurde die Winkelverteilung der Summe (1673+1744)–1077 keV gemessen. Da für die 1673 keV Linie als Übergang vom  $3^-$  Niveau 2750 keV zum  $2^+$  Niveau 1077 keV E1 Strahlung angenommen werden kann, ließ sich der Anteil dieser Linie aus der gemessenen Winkelverteilung (1673+1744)–1077 keV eliminieren. Aus der verbleibenden Winkelverteilung 1744–1077 keV konnte schließlich mit Hilfe des bekannten Spinwertes <sup>2, 12)</sup>  $2^+$  für das 2821 keV Niveau das Mischungsverhältnis für den 1744 keV Übergang bestimmt werden. Die Analyse ergibt einen E2 Anteil  $< 12\%$ .

*Kaskade 2209–1077 keV.* Die Analyse dieser Kaskade erfolgte in ähnlicher Weise aus der Winkelverteilung der Summe (2106+2209)–1077 keV durch Eliminierung des Anteils der 2106 keV Linie, für die als Übergang vom  $1^-$  Niveau 3184 keV ebenfalls die Multipolarität E1 angenommen werden kann. Die relativ großen Fehler der Winkelverteilungskoeffizienten für die Kaskade 2209–1077 keV erlauben keine weitere Einschränkung der aus der An- und Abregung folgenden möglichen Spin- und Paritätswerte  $1^+$ ,  $2^+$ . Bei einem Spin  $1^+$  ergibt sich für den 2209 keV Übergang die Multipolarität M1 (E2  $< 3\%$ ), bei einem Spin  $2^+$  liegt der Quadrupolanteil in den Grenzen  $6.3\% \leq E2 \leq 42\%$ .

*Kaskade 1126–1883 keV.* Die gemessene Winkelverteilung dieser Kaskade mußte auf die Störung der 4–2–0 Kaskade 1882–1077 keV korrigiert werden. Die korrigierte Winkelverteilung beschränkt den Spin für das 3009 keV Niveau auf die Werte 2 oder 3. Der Spinwert 4 würde für den 1126 keV Übergang einen M3 Anteil  $> 23\%$  ergeben und kann deshalb ausgeschlossen werden. Die positive Parität des 3009 keV Niveaus folgt aus der starken primären Anregung.

#### 4. Termschema

Die experimentellen Ergebnisse führen zu dem in Fig. 4 vorgeschlagenen Zerfallsschema. Die Anregungszustände unterhalb 4 MeV Anregungsenergie sind überwiegend durch Koinzidenzbeziehungen gesichert; diese sind im Zerfallsschema durch volle bzw. offene Kreise (d.h. sichere bzw. wahrscheinliche Koinzidenzen) angedeutet. Einige schwächere Linien wurden in diesem Teil des Zerfallsschemas nach dem Ritz'schen Kombinationsprinzip eingefügt. Ein spezielles Computer-Programm <sup>4,5)</sup> lieferte einen schnellen Überblick über alle möglichen Einordnungen von  $\gamma$ -Übergängen. Bei Übergängen, die sich noch an anderer Stelle einordnen lassen, sind die Energiewerte in Klammern gesetzt. Die Energieniveaus oberhalb 4 MeV werden in erster Linie durch Primärübergänge definiert, die durch Energie- und Intensitätsüberlegungen als solche identifiziert wurden. In Tabelle 7 sind die beobachteten

TABELLE 7  
Energieniveaus in  $^{68}\text{Zn}$ , beobachtet in der  $(n, \gamma)$  Reaktion

Niveauenergie (keV)	$J^\pi$	Primärübergang (keV) <sup>a)</sup>	$I_\gamma$ rel.	Summe (keV)
1077.36±0.06	2 <sup>+</sup>	9120.7±0.9	643	10198.06±0.96
1655.90±0.18	0 <sup>+</sup>			
1883.12±0.07	2 <sup>+</sup>	8315.2±0.9	454	10198.32±0.97
2338.37±0.12	2 <sup>+</sup>	7859.7±0.7	375	10198.07±0.82
2417.34±0.12	4 <sup>+</sup> b)	7779.5	<10	
2750.70±0.16	3 <sup>-</sup> b)	7446.7±1.1	47	10197.40±1.26
2821.67±0.22	2 <sup>+</sup> b)			
2959.4 ±0.6	4 <sup>+</sup> b)	7238.1±1.1	46	10197.5 ±1.7
3009.27±0.15	(2, 3) <sup>+</sup>	7188.8±0.6	582	10198.07±0.75
3184.00±0.24	(1 <sup>-</sup> ) <sup>c)</sup>	7013.7±0.8	85	10197.70±1.04
3281.52±0.30				
3286.93±0.28	(1, 2) <sup>+</sup>	6911.0±0.6	1000	10197.93±0.88
*3334.6 ±0.8				
*3380.6 ±1.1	(1, 2)			
3424.87±0.30		6774.1±1.1	127	10198.97±1.40
3429.51±0.25	(1, 2) <sup>+</sup>	6768.8±0.7	517	10198.31±0.95
*3458.61±0.28				
3495.7 ±0.6	(2, 3, 4) <sup>+</sup>	6702.2±0.7	294	10197.9 ±1.3
3587.13±0.40	(2, 3, 4)	6611.1±0.9	54	10198.23±1.30
*3599.2 ±1.4	(1, 2)	*6597.6	<20	
3630.28±0.31	(2 <sup>+</sup> )	6568.3±1.0	69	10198.58±1.31
3664.7 ±0.6	(1 <sup>±</sup> , 2 <sup>+</sup> )	6533.6±0.9	44	10198.3 ±1.5
*3704.8 ±1.0		*6492.3±1.0 <sup>d)</sup>	42	
*3709.1 ±0.6				
3725.8 ±0.5	(2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup> , 4 <sup>+</sup> )	6471.7±0.6	110	10197.5 ±1.1
3776.3 ±0.5	(1 <sup>+</sup> , 2 <sup>+</sup> )	6421.7±0.6	137	10198.0 ±1.1
3849.42±0.34	(2, 3, 4)	6348.8±0.7	75	10198.22±1.04
3895.7 ±0.6	(2, 3, 4)	6302.0±0.7	81	10197.7 ±1.3
3910.88±0.45	(2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup> , 4 <sup>+</sup> )	6287.3±0.7	106	10198.18±1.15
3935.02±0.40	(2) <sup>+</sup>	6262.9±0.5	390	10197.92±0.90
4027.7 ±0.6	(1 <sup>±</sup> , 2 <sup>+</sup> )	6171.8±0.8	65	10199.5 ±1.4
4139.5 ±0.7	(1 <sup>±</sup> , 2 <sup>+</sup> )	6058.7±0.8	35	10198.2 ±1.5
4215.5 ±0.5	(1 <sup>±</sup> , 2 <sup>+</sup> )	5982.9±0.5	133	10198.4± 1.0
4283.8 ±0.7	(2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup> , 4 <sup>+</sup> )	5914.2±0.6	131	10198.0 ±1.3
4408.5 ±0.5	(2, 3, 4) <sup>+</sup>	5789.0±0.5	202	10197.5 ±1.0
4512.5 ±0.8	(2) <sup>+</sup>	5685.9±0.9	232	10198.4 ±1.7
4520.7 ±0.7	(1, 2) <sup>+</sup>	5678.1±0.9	234	10198.8 ±1.6
4535.5 ±0.5	(1, 2) <sup>+</sup>	5662.5±0.4	294	10198.0 ±0.9
4723.8 ±0.9	(1 <sup>±</sup> , 2 <sup>+</sup> )	5474.9±0.6	119	10198.7 ±1.5
4733.3 ±0.9	(1 <sup>±</sup> , 2)	5464.6±0.8	67	10197.9 ±1.7
4851.3 ±0.9		5346.1±0.6	171	10197.4 ±1.5
4858.2 ±0.8	(1 <sup>+</sup> , 2 <sup>+</sup> )	5340.2±0.9	75	10198.4 ±1.7
4910.4 ±0.5	(1, 2) <sup>+</sup>	5287.8±0.5	214	10198.2 ±1.0
4951.7 ±0.4		5246.1±0.4	248	10197.8 ±0.8
4963.3 ±0.6		5234.5±0.6	100	10197.8 ±1.2
4991.5 ±0.6	(1 <sup>±</sup> , 2 <sup>+</sup> )	5206.5±0.6	96	10198.0 ±1.2
5187.4 ±1.0	(2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup> , 4 <sup>+</sup> )	5011.6±0.6	123	10199.0 ±1.6
5283.4 ±0.6	(2, 3, 4) <sup>+</sup>	4914.2±0.4	198	10197.6 ±1.0
5298.3 ±0.6	(2) <sup>+</sup>	4899.6±0.5	238	10197.9 ±1.1
5306.9 ±0.8	(1 <sup>±</sup> , 2 <sup>+</sup> )	4891.5±0.6	135	10198.4 ±1.4
5400.5 ±1.0	(2, 3, 4)	4798.5±1.2	104	10199.0 ±2.2
5403.2 ±0.8	(1 <sup>±</sup> , 2 <sup>+</sup> )	4795.2±1.1	165	10198.4 ±1.9
5414.9 ±0.6	(1, 2) <sup>+</sup>	4783.2±0.5	200	10198.1 ±1.1
5565.1 ±0.7	(2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup> , 4 <sup>+</sup> )	4632.5±0.6	154	10197.6 ±1.3
5693.1 ±1.0	(2, 3, 4) <sup>+</sup>	4505.4±0.6	185	10198.5 ±1.6
Gewichteter Mittelwert der Summe mit Absolutfehler				10198.10±0.50

\* Existenz fraglich, nicht im Zerfallsschema.

a) Gammaenergie + Rückstoßenergie.

b) Ref. 2).

c) Neg. Parität aus Ref. 6).

d) Vermutlich Dublett.

Energieniveaus zusammen mit den entsprechenden Primärübergängen aufgeführt. Die mit (\*) gekennzeichneten unsicheren Niveaus werden weiter unten diskutiert. Aus den Summen von Niveauenergie und der Energie des entsprechenden Primärüberganges erhält man für die Neutronenbindungsenergie in  $^{68}\text{Zn}$  einen gewichteten Mittelwert von  $B_n = 10\,198.10 \pm 0.50$  keV. Der Fehler beinhaltet den Absolutfehler der Eichlinien.

Vier Energieniveaus werden in dem vorgeschlagenen Zerfallsschema nicht primär angeregt: das  $0^+$  Niveau 1655.90 keV, das  $4^+$  Niveau 2417.34 keV, das  $2^+$  Niveau 2821.67 keV und das Niveau 3281.52 keV mit den vermutlichen Spinwerten 3, 4, (2). Das Fehlen von E1 Übergängen mit beobachtbarer Intensität zu den beiden Niveaus mit Spin  $2^+$  bzw.  $4^+$  überrascht nicht angesichts der starken Fluktuation der primären Strahlungsbreiten beim  $(n, \gamma)$  Prozeß mit thermischen Neutronen. Es ist möglich, daß ein schwacher Übergang zu dem  $4^+$  Niveau 2417.34 keV im hochenergetischen Spektrum durch die Photolinie des intensiven 6768.4 keV Überganges verdeckt wird. Wenn dieser Übergang existiert, muß seine absolute Intensität  $< 0.05$  Photonen/100 Neutroneneinfänge sein. Ebenso kann ein Übergang zu dem 3281.52 keV Niveau möglicherweise durch die sehr intensive Linie 6910.6 keV zu dem eng benachbarten Niveau 3286.93 keV ( $\Delta E = 5.4$  keV) maskiert sein. Die Linienform der 6910.6 keV Linie gibt allerdings keinen Anhaltspunkt für eine Dublettstruktur, während das 6768.4–6773.7 keV Dublett ( $\Delta E = 5.3$  keV) eindeutig aus der Spektrumsanalyse hervorgeht.

Ein Vergleich mit den Ergebnissen früherer Untersuchungen<sup>†</sup> zeigt, daß alle Energieniveaus unterhalb 3.3 MeV, die bisher in einer oder mehreren unabhängigen Messungen beobachtet wurden, bei der  $(n, \gamma)$  Reaktion angeregt werden. Eine Ausnahme bildet ein allein von Bochin *et al.*<sup>7)</sup> bei der  $(d, p)$  Reaktion beobachtetes Niveau bei 2.49 MeV. Die Existenz dieses Niveaus konnte jedoch weder in einer weiteren  $(d, p)$  Messung<sup>6)</sup> noch in Untersuchungen mit anderen Reaktionen einschließlich den vorliegenden Ergebnissen aus der  $(n, \gamma)$  Reaktion bestätigt werden. Ferner bleibt unklar, ob das in der  $(d, p)$  Messung beobachtete 2.98 MeV Niveau ( $J^\pi = 1^+ - 4^+$ ) dem bisher in verschiedenen Reaktionen beobachteten Niveau bei 2959 keV oder dem bislang nur in der  $(n, \gamma)$  Reaktion nachgewiesenen Niveau bei 3009 keV ( $J^\pi = 2^+, 3^+$ ) zuzuordnen ist. Ein zuvor bekanntes Niveau bei 3.30 MeV ( $J^\pi = 1^+, 2^+$ ) ist vermutlich mit dem 3287 keV Niveau ( $J^\pi = 1^+, 2^+$ ) identisch; nach den vorliegenden Messungen erweist sich dieses Niveau jedoch als Dublett. Das 3282 keV Niveau wurde aufgrund der starken Koinzidenz 1340–864 keV eingeführt.

Die Spinwerte der Anregungszustände unterhalb 3.3 MeV wurden zum Teil bereits in Abschnitt 3.4. im Zusammenhang mit den Winkelkorrelationsmessungen diskutiert. Die in den  $(t, p)$  Messungen von Hudson *et al.* getroffene Zuordnung  $3^-$  bzw.  $4^+$  zu den Niveaus 2751 keV und 2959 keV steht mit den beobachteten An- und Abregungen dieser Niveaus in Einklang. Lin und Cohen<sup>6)</sup> ordneten in ihrer  $(d, p)$

<sup>†</sup> Eine ausführliche Zusammenstellung der bisherigen Daten über  $^{68}\text{Zn}$  findet sich in Ref. 4<sup>1)</sup>.

Messung einem 3.18 MeV Niveau die Niveauparameter  $J^\pi = (0-5)^-$  zu. Da sich in diesem Energiebereich auch bei anderen Reaktionen kein weiteres Niveau findet, erscheint die Identität dieses Zustandes mit dem in der  $(n, \gamma)$  Reaktion beobachteten 3184 keV Niveau sehr wahrscheinlich. Der beobachtete Grundzustandsübergang spricht daher aufgrund der negativen Parität für den Spin  $J = 1$ . Oberhalb einer Anregungsenergie von 3.3 MeV ist eine Zuordnung der vorliegenden  $(n, \gamma)$  Daten zu den Ergebnissen der anderen Reaktionen wegen deren relativ großen Fehler und der zunehmenden Niveaudichte nicht mehr eindeutig. Die angegebenen Spin- und Paritätswerte für die Energieniveaus oberhalb 3.2 MeV Anregungsenergie stammen aus der vorliegenden Messung und beruhen auf der An- und Abregung dieser Zustände. Da die beiden beobachteten primären M1 Übergänge 7013 keV und 7446 keV nur eine um einen Faktor 5–10 geringere Intensität als die intensivsten primären E1 Übergänge besitzen, konnte positive Parität nur für jene Energieniveaus mit Sicherheit angenommen werden, die durch intensive Primärübergänge vom Einfangzustand  $2^-, 3^-$  gespeist werden. Wo Grundzustandsübergänge existieren, bestimmen diese die Niveauparameter der entsprechenden Energieniveaus zu  $J^\pi = 1^\pm$  oder  $2^+$  (evtl.  $3^-$ ).

Wie man aus den Tabellen 2 und 3 ersieht, konnte für zahlreiche Übergänge keine Zuordnung gefunden werden. Für die Einführung weiterer Energieniveaus ließen sich jedoch keine starken Argumente finden. Für die eventuell existierenden Energieniveaus zwischen 3.33 und 3.71 MeV, die in Tabelle 7 mit (\*) gekennzeichnet sind und die nicht in das Zerfallsschema aufgenommen wurden, sprechen folgende Hinweise:

*Niveau*  $3334.6 \pm 0.8$  keV. Die  $(p, t)$  Reaktion <sup>8)</sup> liefert ein Niveau bei  $3350 \pm 30$  keV. Die vorliegenden Messungen zeigen keine Anzeichen für eine primäre Anregung eines Niveaus in diesem Energiebereich. Dagegen läßt sich ein Niveau  $3334.6 \pm 0.8$  keV definieren durch Abregung über 3 schwache Übergänge 2257.2, 1451.8 und 996.2 keV zu den  $2^+$  Zuständen 1077.36, 1883.12 und 2338.37 keV. Eine Bestätigung dieses Niveaus durch Koinzidenzmessungen war wegen der geringen Intensität dieser Linien nicht möglich.

*Niveau*  $3380.6 \pm 1.1$  keV. Aus energetischen Gründen könnten die  $\gamma$ -Linien 3380.2 keV und 2303.4 keV als Übergänge von diesem Niveau zum Grundzustand bzw. zum 1077.36 keV Niveau interpretiert werden. Ein Niveau bei  $3380 \pm 20$  keV wurde von Calderbank *et al.* <sup>1)</sup> in der  $(p, p')$  Reaktion beobachtet.

*Niveau*  $3458.61 \pm 0.28$  keV. Einziger Hinweis auf die mögliche Existenz dieses Niveaus ist die nicht sicher nachgewiesene Koinzidenz der beiden  $\gamma$ -Linien 1339.96 und 1041.26 keV. In diesem Zusammenhang sind die jüngsten Ergebnisse aus dem Zerfall des kürzlich entdeckten Isomers  $^{68\text{m}}\text{Cu}$  interessant. Gross *et al.* <sup>17)</sup> beobachteten die Koinzidenz von  $\gamma$ -Linien 151.4, 1041.3 und 1340.6 keV untereinander und mit der 1077 keV Linie. Taff <sup>16)</sup> berichtet von einer Koinzidenz der  $\gamma$ -Linien 1340 keV und 151 keV und vermutet ein Niveau bei 2568 keV. Falls die bei der  $(n, \gamma)$  Reaktion beobachteten  $\gamma$ -Linien 151.57 keV und 1041.26 keV identisch sind mit den

$\gamma$ -Linien 151.4 keV und 1041.3 keV aus dem Zerfall des  $^{68m}\text{Cu}$  – die Anzeichen für eine Koinzidenz 1340 keV–1041 keV bei der  $(n, \gamma)$  Reaktion lassen dies zumindest für die 1041 keV Linie vermuten –, so existiert vermutlich die Kaskade 151 keV–1041 keV zwischen Energieniveaus bei 3610.2, 3458.6 und 2417.34 keV; die alternative Interpretation einer Kaskade 1041 keV–151 keV zwischen Energieniveaus 3610.2, 2568.6 und 2417.34 keV würde wegen der rund 10-fach größeren Intensität der 1041 keV Linie für ein 2568 keV Niveau neben der 151 keV Linie zusätzliche Abregungen erfordern, für die sich keine Anzeichen finden ließen. Für die vermuteten Energieniveaus bei 3458.6 und 3610.2 keV sind wegen des hohen Spins des  $^{68m}\text{Cu}$  ( $J^\pi = 5^-$  oder  $6^-$ ) Spinwerte  $\geq 4$  wahrscheinlich.

TABELLE 8  
Mögliche Zweifachkaskaden in  $^{67}\text{Zn}$  zwischen Einfang- und Grundzustand

Übergang 1 (keV) <sup>a)</sup>	$I_\gamma$ <sup>b)</sup>	Übergang 2 (keV) <sup>a)</sup>	$I_\gamma$ <sup>b)</sup>	Summe (keV)
6031.2±1.4	25±7	4166.8±1.4	25±10	10198.0±2.8
5966.6±1.1	35±8	4229.6±1.7	23±13	10196.2±2.8
5936.4±1.1	33±8	4261.3±1.1	40±12	10197.7±2.2
5907.8±1.5	25±9	4290.6±0.7	71±12	10198.6±2.2
5872.3±0.9	44±10	4325.6±0.6 <sup>c)</sup>	119±12	10197.9±1.5
5864.3±1.1	36±12	4334.1±0.9	133±35	10198.4±2.0
5856.5±1.0	37±12	4342.9±1.1	79±15	10199.4±2.1
5834.9±0.9	60±9	4362.4±1.1	48±12	10197.3±2.0
5578.8±0.9	71±10	4619.4±0.9	52±10	10198.2±1.8
5515.9±1.0	42±8	4681.8±0.8	73±11	10197.7±1.8
5483.5±1.1	37±8	4716.7±1.3	54±16	10200.2±2.4
5219.8±1.4	25±7	4978.0±0.8	50±11	10197.8±2.2
5194.5±1.0	40±8	5003.6±0.8	52±8	10198.1±1.8
5181.2±1.1	37±8	5018.5±0.9	50±8	10199.7±2.0
5162.8±0.7 <sup>d)</sup>	101±10	5036.7±0.5 <sup>e)</sup>	154±15	10199.5±1.2

Die Reihenfolge der Übergänge innerhalb der Kaskaden ist unbestimmt.

<sup>a)</sup> Gammaenergie + Rückstoßenergie.

<sup>b)</sup> Normiert auf  $I = 1000$  für den intensivsten Primärübergang 6910.6 keV.

<sup>c)</sup> Diese Linie kann auch zwischen den Niveaus 5403.2 und 1077.36 keV eingeordnet werden.

<sup>d, e)</sup> Mögliche Alternativen:

$$1077.4 + 3958.8 + 5162.8 = 10199.0$$

$$1077.4 + 4083.1 + 5036.7 = 10197.2.$$

*Niveau* 3599.2±1.4 keV. Im hochenergetischen Einzelspektrum waren Anzeichen für die Existenz einer 6597.3 keV Linie zu erkennen. Zusammen mit der beobachteten 3599.0 keV Linie könnte durch die Zweifachkaskade 6597 keV–3599 keV das genannte Niveau definiert werden.

*Niveaus* 3704.8±1.0 und 3709.1±0.7 keV. Zu dem Primärübergang 6492.0 keV lassen sich keine sekundären Übergänge finden. Die Form der 6492 keV Linie läßt vermuten, daß diese Linie ein Dublett ist (6489.0 keV–6493.5 keV) und die genannten



Energieniveaus anregt, die sich ihrerseits über die  $\gamma$ -Linien 2627,4 keV bzw. 2631,9 keV zum 1077,36 keV Niveau abregen könnten.

In Tabelle 8 sind 15 mögliche Zweifachkaskaden zwischen Einfang- und Grundzustand zusammengestellt. Die Übergänge innerhalb einer Kaskade haben in den meisten Fällen ungefähr gleiche Intensität. In welcher Reihenfolge die  $\gamma$ -Linien emittiert werden, bleibt unbestimmt, weil zu den einzelnen Kaskaden keine weiteren Übergänge gefunden werden konnten, die eine eindeutige Unterscheidung zwischen Primär- und Grundzustandsübergang und damit eine Aussage über weitere Energieniveaus zulassen würden. Diese Übergänge wurden deshalb nicht in das Zerfallschema aufgenommen.

### 5. Diskussion

Für die Interpretation des Anregungsspektrums mag ein Vergleich mit den Anregungsspektren benachbarter Kerne hilfreich sein. Ein solcher Vergleich findet sich in Fig. 5, wo die Spektren von geraden Kernen um  $A = 68$  bis zur Energie des  $3^-$  Oktupolzustandes wiedergegeben sind. Man erkennt, daß den Energieniveaus  $2_1^+$ ,

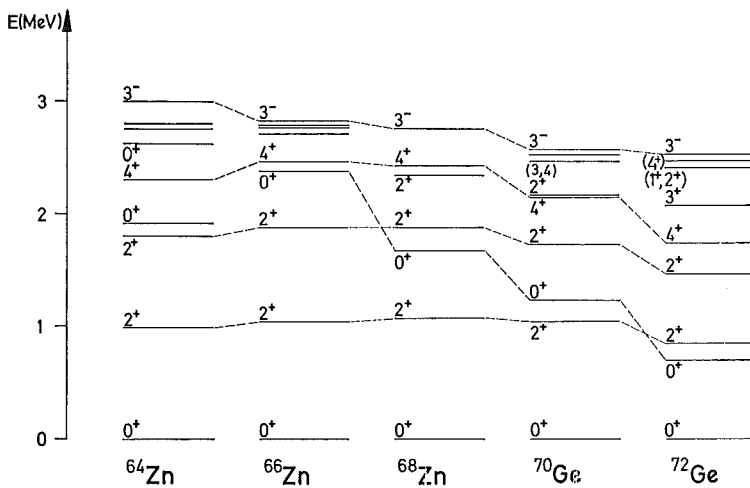


Fig. 5. Vergleich experimenteller Niveauschemata von geraden Kernen um  $A = 68$ . ( $^{64}\text{Zn}$ : Ref. 46),  $^{66}\text{Zn}$ : Ref. 47, 48),  $^{70}\text{Ge}$ : Ref. 49, 50),  $^{72}\text{Ge}$ : Ref. 51)).

$2_2^+$  und  $4_1^+$  in  $^{68}\text{Zn}$  Partner mit ungefähr gleicher Energie in den Isotopen von Zn und Ge zugeordnet werden können. Der Energieverlauf geht, von geringfügigen Abweichungen abgesehen, für alle 3 Zustände konform und variiert von  $^{64}\text{Zn}$  bis  $^{70}\text{Ge}$  nur wenig.

Das systematische Auftreten dieser Zustände legt die Interpretation als kollektive Vibrationszustände nahe. Die kollektive Natur des ersten angeregten Zustandes wurde bereits klar durch die Messung der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit

$B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  über Coulomb-Anregung<sup>4)</sup> verifiziert. Dagegen existieren keine eindeutigen Aussagen über die Eigenschaften des  $2_2^+$  Niveaus bei 1883 keV. Die bisherigen Messungen über den radioaktiven Zerfall von  $^{68}\text{Ga}$  und  $^{68}\text{Cu}$  lieferten widersprüchliche Werte für das Kaskade-Crossover-Verhältnis  $I_{805}/I_{1883}$ . In Tabelle 9 sind die jüngsten Ergebnisse dieser Messungen mit Ge(Li)-Detektoren und das Ergebnis der vorliegenden Arbeit zusammengestellt. In älteren Messungen<sup>9, 11)</sup> mit NaJ Detektoren schwanken die Werte für das Verhältnis  $I_{805}/I_{1883}$  zwischen 0.7 und 2.9. Auffallend in Tabelle 9 ist die Diskrepanz zwischen den von Vaughan *et al.*<sup>14)</sup> aus dem Zerfall von  $^{68}\text{Ga}$  und  $^{68}\text{Cu}$  ermittelten Verzweigungsverhältnissen. Dieser Punkt wird von den Autoren nicht diskutiert. Dagegen stimmt der von Carter *et al.*<sup>13)</sup> bestimmte Wert recht gut mit dem Ergebnis der vorliegenden Messung überein. Aus

TABELLE 9  
Verzweigungsverhältnis der Übergänge ( $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ ) und ( $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ ) in  $^{67}\text{Zn}$

Reaktion	$^{68}\text{Ga}(\beta^+)$		$^{68}\text{Cu}(\beta^-)$	$^{67}\text{Zn}(n, \gamma)$
	Ref. 13)	Ref. 14)	Ref. 14)	Diese Arbeit
$I_{805}/I_{1883}$	$0.68 \pm 0.05$	$0.46 \pm 0.12$	$2.15 \pm 0.6$	$0.65 \pm 0.06$
$B(E2, 805)/B(E2, 1883)$				$31 \pm 5$

diesem Verzweigungsverhältnis erhält man mit dem aus der Winkelverteilung der Kaskade 805–1077 keV ermittelten E2 Anteil von 68 % für den 805 keV Übergang ein Verhältnis  $B(E2, 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2, 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) = 31 \pm 5$ . Im Rahmen des Vibrationsmodells spricht dies für die Interpretation des  $2_2^+$  Niveaus als 2-Phononen-Quadrupolvibrationszustand.

Im Gegensatz zum  $2_2^+$  Niveau kann das  $2_3^+$  Niveau bei 2338 keV nach den Ergebnissen der vorliegenden Messung wegen der nahezu reinen M1 Strahlung der 1261 keV Linie nicht als Quadrupolvibrationszustand identifiziert werden. Hingegen könnte die Annahme einer Quasiteilchen-Anregung das gemessene Intensitätsverhältnis  $I_{1261}/I_{2338}$  erklären. Für dieses Verhältnis wurde im  $^{68}\text{Ga}$  Zerfall<sup>13)</sup> ein Wert  $\approx 70$  gefunden. Die vorliegende Messung, in der der 2338 keV Übergang nicht beobachtet wurde, erlaubt die Abschätzung  $I_{1261}/I_{2338} > 40$ . Die theoretische Abschätzung für Einteilchen-Übergangswahrscheinlichkeiten liefert  $\Gamma(M1, 1261 \text{ keV})/\Gamma(E2, 2338 \text{ keV}) \approx 40$ .

Das Verhältnis der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten  $B(E2, 1340 \text{ keV})/B(E2, 534 \text{ keV}) = 1.81_{-0.5}^{+0.8}$  weist auf eine nur geringe Beschleunigung des Überganges  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$  gegenüber dem Übergang  $4_1^+ \rightarrow 2_2^+$  hin. Dennoch erscheint die Interpretation des  $4_1^+$  Zustandes bei 2417 keV als 2-Phononen-Quadrupolvibrationszustand wegen des systematischen Auftretens der  $4_1^+$  Zustände in benachbarten Kernen plausibel. Trifft diese Interpretation zu, dann entspricht der 534 keV Übergang  $4_1^+ \rightarrow 2_2^+$  einem Zero-Phonon-Übergang. Er wäre damit nach dem jüngst in  $^{60}\text{Ni}$

beobachteten entsprechenden Übergang  $^{52}$ ) der zweite experimentell beobachtete seiner Art.

Ein Blick auf das Zerfallsschema in Fig. 4 zeigt, daß alle Anregungszustände zwischen 2 und 3 MeV mit überwiegender Intensität zum  $2_1^+$  Zustand zerfallen. Übergänge zu den 2-Phononen-Zuständen 1883 keV und 2417 keV treten, wenn überhaupt, nur mit geringer Intensität auf. Der einzige Zustand, der in seinem Zerfall beträchtlich von dem benachbarter Zustände abweicht, ist der 3009 keV Zustand mit  $J^\pi = 2^+, 3^+$ . Von diesem Niveau führen 75 % der  $\gamma$ -Intensität zu den 2-Phononen-Zuständen. Bei einem Spin 2 ergibt sich aus der Winkelkorrelationsanalyse für den 1126 keV Übergang zum  $2_2^+$  Zustand ein bemerkenswerter E2 Anteil  $> 30\%$ . Bei einem Spin 3 liegt der gemessene E2 Anteil  $2 < E2 < 30\%$  ebenfalls noch beträchtlich über der Abschätzung des E2 Anteils von  $8 \times 10^{-3}\%$  für Einteilchen-Übergänge. Aufgrund dieser Ergebnisse erscheint das 3009 keV Niveau als möglicher Kandidat für einen 3-Phononen-Quadrupolvibrationszustand.

Wie man aus dem Vergleich der Niveauschemata in Fig. 5 ersieht, weicht der Energieverlauf des  $0_2^+$  Zustandes in auffallender Weise vom Energieverlauf der als 2-Phononen-Quadrupolvibrationszustände interpretierten  $2_2^+$  und  $4_1^+$  Niveaus ab. Letztere variieren in ihrer Energie weit weniger als der  $0_2^+$  Zustand, dessen Energie sich von  $^{66}\text{Zn}$  bis  $^{72}\text{Ge}$ , wo er in anomaler Weise sogar unter dem  $2^+$  Niveau erscheint, systematisch um mehr als 1.5 MeV verringert. Dieses abweichende Verhalten des  $0_2^+$  Zustandes läßt seine Interpretation als 2-Phononen-Zustand zweifelhaft erscheinen. Ähnlich tiefliegende  $0_2^+$  Zustände finden sich in Isotopen von Zr und Mo. Ein Zusammenhang zwischen dem anomalen Verhalten des  $0_2^+$  Zustandes bei den Zn und Ge Isotopen einerseits und bei den Zr und Mo Isotopen andererseits ließe sich mikroskopisch aus der Tatsache erklären, daß in beiden Massenbereichen Valenznukleonen die Schalenzustände  $2p_{\frac{1}{2}}$  und  $1g_{\frac{7}{2}}$  auffüllen. In  $^{68}\text{Zn}$  ergeben die  $\beta^+$  Übergangswahrscheinlichkeiten beim  $^{68}\text{Ga}$  Zerfall sowie die spektroskopischen Faktoren aus (d, p) Messungen  $^{38}$ ) in den Zuständen  $0_1^+$  und  $0_2^+$  eine Besetzung der Schalenzustände  $2p_{\frac{1}{2}}$  und  $1g_{\frac{7}{2}}$  durch Valenzneutronen, die qualitativ ähnlich ist der Besetzung derselben Schalenzustände durch Valenzprotonen in den Zuständen  $0_1^+$  und  $0_2^+$  von  $^{90}\text{Zr}$ , wo der  $0_2^+$  Zustand theoretisch durch eine Konfigurationsmischung der Form  $(\pi 2p_{\frac{1}{2}})_{0^+}^2 \otimes (\pi 1g_{\frac{7}{2}})_{0^+}^2$  beschrieben wurde  $^{53, 54}$ ). Ein ähnlicher Anregungsmechanismus für den  $0_2^+$  Zustand in  $^{68}\text{Zn}$  und in den benachbarten Kernen durch eine entsprechende Konfigurationsmischung von Neutronen ist somit nicht ausgeschlossen.

Eine alternative Interpretation des Termschemas einschließlich des  $0_2^+$  Zustandes bietet sich im Rahmen des einheitlichen Kollektivmodells  $^{55}$ ), in dem die Spektren nach sogenannten Quasi-Banden klassifiziert werden. Eine solche Klassifizierung wurde bereits früher in phänomenologischer Weise aufgrund experimenteller Beobachtungen durchgeführt  $^{56}$ ). Auffallend war z.B. das überraschend große Verhältnis  $B(E2, 2_3^+ \rightarrow 0_2^+)/B(E2, 2_3^+ \rightarrow 0_1^+) \approx 3 \times 10^2$  in  $^{70}\text{Ge}$ . In phänomenologischer Weise wurden in  $^{70}\text{Ge}$  die Niveaus  $0_2^+$  und  $2_3^+$  als Mitglieder einer Quasi- $\beta$ -Bande sowie die

Zustände  $2_1^+$  und  $4_1^+$  als Anregungszustände einer Quasi-Grundzustandsbande vorgeschlagen<sup>56)</sup>.

Ein ähnlich ausgezeichneter  $\gamma$ -Übergang von einem  $2^+$  Niveau zum  $0_2^+$  Zustand in  $^{68}\text{Zn}$  wurde in den vorliegenden Untersuchungen nicht beobachtet. Während in  $^{70}\text{Ge}$  in auffallender Weise der intensivste Übergang vom  $2_3^+$  Niveau zum  $0_2^+$  Zustand erfolgt, findet man in  $^{68}\text{Zn}$  als einzige Abregung des  $2_3^+$  Niveaus nur den Übergang 1261 keV zum  $2_1^+$  Niveau. Dagegen läßt sich eine äußerst schwache 227.3 keV Linie zwischen den Niveaus  $2_2^+$  und  $0_2^+$  einordnen. Trotz der geringen Intensität dieser Linie ( $I_{227}/I_{1883} = 4.27 \times 10^{-4}$ ) ergibt sich ein relativ großes Verhältnis für die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten:  $B(E2, 2_2^+ \rightarrow 0_2^+)/B(E2, 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) = 16.8$ . Damit könnten in  $^{68}\text{Zn}$  die Zustände  $0_2^+$  und  $2_2^+$ , ähnlich wie die Zustände  $0_2^+$  und  $2_3^+$  in  $^{70}\text{Ge}$ , als erste Mitglieder einer Quasi- $\beta$ -Bande interpretiert werden. Als Kandidat für den  $4^+$  Zustand dieser Bande ist wegen des Überganges  $4_1^+ \rightarrow 2_2^+$  das  $4_1^+$  Niveau bei 2417 keV anzusehen. Der zweite beobachtete  $4_2^+$  Zustand bei 2959 keV zeigt keinen Übergang zum  $2_2^+$  Niveau und regt sich mit überwiegender Intensität zum  $2_1^+$  Niveau ab. In phänomenologischer Weise könnten damit die Niveaus  $2_1^+$  und  $4_2^+$  als Mitglieder einer auf dem Grundzustand aufbauenden Quasi-Rotationsbande gedeutet werden.

Gemäß dieser Einteilung des Anregungsspektrums in Quasi-Banden sollte man ähnlich wie bei den deformierten Kernen erwarten, daß die Übergänge innerhalb der einzelnen Banden bevorzugt gegenüber den sog. Interkombinationslinien zwischen verschiedenen Banden erfolgen. Bei den deformierten Kernen sind die Übergangswahrscheinlichkeiten der Interkombinationslinien zwischen der  $\beta$ -Bande und der Grundzustandsbande um einen Faktor  $\gamma^2 = (\hbar^2/2\mathcal{I}_0)(3/E_\beta)$  geringer als die Übergangswahrscheinlichkeiten innerhalb einer Rotationsbande<sup>57)</sup>; mit typischen Werten von  $\hbar/2\mathcal{I}_0 \approx 20$  keV und  $E_\beta \gtrsim 1200$  keV ergibt sich  $\gamma^2 \approx 0.1-0.01$ . In  $^{68}\text{Zn}$  jedoch erwartet man danach wegen der im Vergleich zu den deformierten Kernen sehr verschiedenen Verhältnisse—für die vorgeschlagene Quasi-Grundzustandsbande ergibt sich ein Rotationsfaktor  $\hbar^2/2\mathcal{I}_0 \approx 180$  keV—angenähert gleiche Übergangswahrscheinlichkeiten für Interkombinationslinien und Übergänge innerhalb einzelner Banden. Tatsächlich zeigen die Interkombinationslinien 805, 1883 und 1340 keV, die von den Zuständen  $2^+$  (1883 keV) und  $4^+$  (2417 keV) einer mutmaßlichen Quasi- $\beta$ -Bande zu den Zuständen  $0^+$  und  $2^+$  der Quasi-Grundzustandsbande führen, keine systematische Verzögerung gegenüber den Übergängen 227 und 534 keV innerhalb der Quasi- $\beta$ -Bande. Die gemessenen Verhältnisse der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten lauten:  $B(E2, 1883 \text{ keV})/B(E2, 227 \text{ keV}) = 0.06$ ,  $B(E2, 805 \text{ keV})/B(E2, 227 \text{ keV}) = 1.85$  und  $B(E2, 1340 \text{ keV})/B(E2, 534 \text{ keV}) = 1.81$ . Es bleibt interessant abzuwarten, in welchem Grade die theoretischen Ergebnisse bezüglich Termstruktur und Übergangswahrscheinlichkeiten mit den experimentellen Daten in Einklang stehen, wenn die bisherigen Modellpotentiale in Ref.<sup>55)</sup> durch realistische, mikroskopisch bestimmte Potentiale ersetzt werden.

## Literaturverzeichnis

- 1) M. Calderbank, E. J. Burge und D. A. Smith, Phys. Lett. **25B** (1967) 201
- 2) F. R. Hudson, P. F. Bampton und R. N. Glover, Phys. Lett. **27B** (1968) 84
- 3) E. K. Lin, Nucl. Phys. **73** (1965) 613
- 4) R. K. Jolly, M. D. Goldberg und A. K. Sengupta, Nucl. Phys. **A123** (1969) 54
- 5) H. W. Broek, Phys. Rev. **130** (1963) 1914
- 6) E. K. Lin und B. L. Cohen, Phys. Rev. **132** (1963) 2632
- 7) V. P. Bochyn, K. J. Zherebtsova, V. A. Komarov, L. V. Krasnov, V. F. Litvin und Y. A. Nemilov, Vestn. Leningr. Univ. No. 10, Ser. Fiz. Khim **2** (1965) 34
- 8) L. C. McIntyre, Phys. Rev. **152** (1966) 1013
- 9) S. Kono, J. Phys. Soc. Jap. **17** (1962) 907
- 10) M. K. Ramaswamy und P. S. Jastram, Nucl. Phys. **16** (1960) 113
- 11) H. W. Taylor und R. McPherson, Can. J. Phys. **41** (1963) 554
- 12) H. W. Taylor, Nucl. Phys. **A91** (1967) 659
- 13) H. K. Carter, J. H. Hamilton, A. V. Ramayya und J. J. Pinajian, Phys. Rev. **174** (1968) 1329
- 14) K. Vaughan, A. H. Sher und B. D. Pate, Nucl. Phys. **A132** (1969) 561
- 15) T. E. Ward, H. Ihochi und J. L. Meason, Phys. Rev. **188** (1969) 1802
- 16) L. M. Taff, private Mitteilung
- 17) W. G. Gross und H. Ing, Bull. Am. Phys. Soc. **15** (1970) 755
- 18) H. Ottmar, N. M. Ahmed, U. Fanger, D. Heck, W. Michaelis und H. Schmidt, Neutron capture  $\gamma$ -ray spectroscopy, IAEA, Wien, 1969, 289
- 19) L. N. Bystrov, E. A. Rudak und E. N. Firsov, Yad. Fiz. **5** (1967) 906; Sov. J. Nucl. Phys. **6** (1968) 660
- 20) I. F. Barchuk, D. A. Bazavov, G. V. Belykh, V. I. Golyshkin, A. V. Murzin und A. F. Ogorodnik, Yad. Fiz. **11** (1970) 934
- 21) W. Michaelis und H. Küpfer, Nucl. Instr. **56** (1967) 181
- 22) G. Markus, Dissertation Universität Karlsruhe (1967)
- 23) U. Fanger, KFK 887 (1969)
- 24) H. Schmidt, KFK 877 (1969)
- 25) G. Krüger, G. Dimmler, G. Zipf, H. Hanak und R. Merkel, Kerntechnik **8** (1966) 273
- 26) V. Haase, KFK 730 (1968)
- 27) J. Legrand, J. P. Boulanger und J. P. Brethon, Nucl. Phys. **A107** (1968)
- 28) G. Murray, R. L. Graham und J. S. Geiger, Nucl. Phys. **63** (1965) 353
- 29) R. L. Graham, Nucl. Instr. **9** (1960) 245
- 30) W. W. Black und R. L. Heath, Nucl. Phys. **A90** (1967) 650
- 31) R. C. Greenwood und W. W. Black, Phys. Lett. **21** (1966) 702
- 32) W. Michaelis und F. Horsch, Proc. Int. Symp. on neutron capture gamma-ray spectroscopy, ed. IAEA Wien (1969) 35
- 33) J. B. Marion, Nucl. Data B2-6-128 (1968)
- 34) R. C. Greenwood, Phys. Lett. **27B** (1968) 274
- 35) W. V. Prestwich, R. E. Coté und G. E. Thomas, Phys. Rev. **174** (1968) 1329
- 36) W. Michaelis, KFK 135 (1963)
- 37) L. V. Groshev, A. M. Demidov und N. Shadiev, Izv. Acad. Sci. Nauk SSSR (ser. fiz.) **30** (1966) 1136; Bull. Acad. Sci. USSR (phys. ser.) **30** (1967) 1187
- 38) D. von Ehrenstein und J. P. Schiffer, Phys. Rev. **164** (1967) 1374
- 39) J. I. Khim und F. Adams, Radiochim. Acta **9** (1968) 61
- 40) BNL 325 No. 2 (1966)
- 41) W. B. Ewbank, Nucl. Data B2-6-128 (1968);  
M. N. Rao, Nucl. Data B2-6-93 (1968)
- 42) N. C. Rasmussen, V. J. Orphan, Y. Hukai und T. Inouye, Nucl. Data A3 (1967) 546
- 43) L. C. Biedenharn, in Nuclear spectroscopy, Part B, herausg. von F. Ajzenberg-Selove (Academic Press, New York, 1960)
- 44) P. H. Stelson und F. K. McGowan, Nucl. Phys. **32** (1963) 652
- 45) D. Heck, KFK 1247 (1970)
- 46) H. Verheul, Nucl. Data B2-3-65 (1967)

- 47) A. A. Katsanos und J. R. Huizenga, *Phys. Rev.* **159** (1967) 931
- 48) J. L. C. Ford, Jr., K. L. Warsh, R. L. Robinson und C. D. Moak, *Nucl. Phys.* **A103** (1967) 525
- 49) M. Kregar und B. Elbek, *Nucl. Phys.* **A93** (1967) 49
- 50) A. P. de Ruyter, V. Verheul und J. Konijn, *Nucl. Phys.* **A116** (1968) 473
- 51) W. G. Monahan und R. G. Arns, *Phys. Rev.* **184** (1969) 1135
- 52) J. R. Van Hilse und D. C. Camp, *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 1248
- 53) B. F. Bayman, A. S. Reiner und R. K. Sheline, *Phys. Rev.* **115** (1959) 1627
- 54) J. Vervier, *Nucl. Phys.* **75** (1966) 17
- 55) G. Gneuß, U. Mosel und W. Greiner, *Phys. Lett.* **31B** (1970) 269
- 56) M. Sakai, *Nucl. Phys.* **A104** (1967) 301
- 57) A. Faessler, W. Greiner und R. K. Sheline, *Nucl. Phys.* **70** (1965) 33