

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM**

**KARLSRUHE**

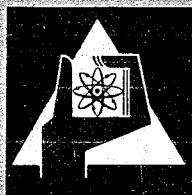
Mai 1969

KFK 1014

Institut für Angewandte Kernphysik

Untersuchung der Anregungszustände von  $^{58}\text{Fe}$  über die  
Gammastrahlung nach dem Einfang thermischer Neutronen

U. Fanger, W. Michaelis, H. Schmidt, H. Ottmar



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



## UNTERSUCHUNG DER ANREGUNGSZUSTÄNDE VON $^{58}\text{Fe}$ ÜBER DIE GAMMASTRAHLUNG NACH DEM EINFANG THERMISCHER NEUTRONEN

U. FANGER, W. MICHAELIS, H. SCHMIDT und H. OTTMAR

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

Eingegangen am 3. Oktober 1968

**Abstract:** The neutron capture  $\gamma$ -radiation from the reaction  $^{57}\text{Fe}(n, \gamma)^{58}\text{Fe}$  has been studied using enriched samples of  $^{57}\text{Fe}$  (90.7 %) as external targets at the Karlsruhe reactor FR-2. Energies and intensities of 100 transitions were determined by applying a Ge(Li)-anti-Compton device in the energy range 0.2–2.7 MeV and a five-crystal Ge(Li)-pair spectrometer in the energy range 2–11 MeV. Cascade relationships were found by two-parameter measurements using both a 34 cm<sup>3</sup> Ge(Li) 7.6 × 7.6 cm NaI(Tl) coincidence apparatus and a system with two 10.2 × 12.7 cm NaI(Tl) detectors. A decay scheme is proposed with 24 levels and 70 transitions corresponding to 97 % of the intensity of all  $^{58}\text{Fe}$  lines observed. The spins of 12 levels could be assigned by  $\gamma\gamma$ -angular correlation measurements, a great part of which are consistent with (t, p) results of Cohen <sup>1)</sup>. Multipole mixing ratios of 12 transitions were determined. The excited states are discussed in the framework of vibrational models with little success, and are compared with recently calculated <sup>2)</sup> shell-model states showing quite good agreement. The binding energy of the last neutron in  $^{58}\text{Fe}$  has been found to be  $10043.1 \pm 1.0$  keV as a weighted mean value from 17 cascades.

E NUCLEAR REACTIONS  $^{57}\text{Fe}(n, \gamma)$ ,  $E = \text{th}$ ; measured  $E_\gamma$ ,  $I_\gamma$ ,  $\gamma\gamma$ -coin,  $\gamma\gamma(\Theta)$ ,  $Q$ .  
 $^{58}\text{Fe}$  deduced levels,  $J$ ,  $\pi$ ,  $\delta$ . Enriched target, Ge(Li) detector.

### 1. Einleitung

Die erste Information über Anregungszustände im mittelschweren doppelt geraden Kern  $^{58}\text{Fe}$  brachten die Untersuchungen <sup>3,4)</sup> † des  $\beta^+$ -EC Zerfalls von  $^{58}\text{Co}$  ( $T_{1/2} = 71$  d). Hierbei werden wegen der geringen Wärmetönung von 2.3 MeV nur die beiden niedrigsten Niveaus von  $^{58}\text{Fe}$  populiert. Das Verhältnis der beiden Anregungsenergien wurde zu 2 : 1 bestimmt, die Spins und Paritäten zu  $2^+$  festgelegt und ein E2 Strahlungsanteil von 84 % für den ( $2^+ \rightarrow 2^+$ ) Übergang gefunden. Diese Ergebnisse paßten recht gut in das Bild von kollektiven Kern-Quadrupolschwingungen.

Spätere Messungen <sup>5,6)</sup> nach derselben Methode bestätigten jene ersten Untersuchungen; lediglich für das Multipol-Mischungsverhältnis des ( $2^+ \rightarrow 2^+$ ) Überganges wurde ein kleinerer E2 Anteil von 70 % gefunden. Desweiteren gaben auch ( $\alpha$ ,  $\alpha'$ ) Reaktions-Experimente <sup>7)</sup> Hinweise auf mögliche Kollektivanteile in verschiedenen  $^{58}\text{Fe}$  Niveaus. Es erschien daher nicht uninteressant, den höheren Anregungsenergiebereich genauer auf Phonon-Zustände zu untersuchen. Eine Reihe von

† Arbeiten vor 1956 s. Ref. <sup>3)</sup>.

Autoren beschäftigte sich in der Zwischenzeit mit der Termstruktur von  $^{58}\text{Fe}$ . Protonenstreuung <sup>8,9)</sup>, die Stripping-Reaktion <sup>8-11)</sup> von der Art  $^{57}\text{Fe}(d, p)^{58}\text{Fe}$  und unlängst die Reaktion <sup>1)</sup>  $^{56}\text{Fe}(t, p)^{58}\text{Fe}$  führten zu einer Vielzahl von Niveaus. Über den Abregungsmechanismus bei höheren Energien und den Charakter der Strahlungsübergänge konnten naturgemäß daraus keine Aussagen gewonnen werden.

Aus diesem Grunde bot sich die  $(n, \gamma)$  Reaktion an hochangereichertem  $^{57}\text{Fe}$  als geeignete Untersuchungsmethode an. Wegen der relativ hohen Bindungsenergie von etwa 10 MeV, die beim Einfang eines thermischen Neutrons frei wird, lassen sich Zustände bis ins Gebiet großer Niveaudichte anregen. Da der Einfangzustand im  $^{58}\text{Fe}$  zu  $0^-$  und  $1^-$  festgelegt ist, werden bevorzugt Niveaus mit den Spins  $0^+$ ,  $1^+$  und  $2^+$  populiert, während solche mit höheren Spins ( $3^+$ ,  $4^+$ ) noch über Zwischenübergänge zu erreichen sind. Die meßtechnischen Voraussetzungen sind durch die Entwicklung hochauflösender Ge(Li)-Detektoren sehr günstig.

In der vorliegenden Arbeit wurde die neutroneninduzierte Gammastrahlung von  $^{58}\text{Fe}$  über den gesamten Energiebereich von etwa 150 bis 10100 keV mit Ge(Li)-Detektoren in Anti-Compton-, Paarspektrometer- und NaJ(Tl)-Koinzidenz-Anordnung gemessen und eine Reihe von  $\gamma\gamma$ -Kaskaden mit NaJ(Tl)-Detektoren auf ihre Winkelverteilung untersucht.

Etwa gleichzeitig wurde die  $(n, \gamma)$ Reaktion an  $^{57}\text{Fe}$  auch von Murzin *et al.* <sup>12)</sup> im Rahmen von Untersuchungen zur Klärung des Neutroneneinfangmechanismus benutzt. Wegen der unzureichenden Energie-Auflösung (5 %) des verwendeten Paarspektrometers und der von der vorliegenden  $(n, \gamma)$  Messung verschiedenen Zielsetzung bieten sich allerdings wenig Vergleichsmöglichkeiten mit den Ergebnissen dieser Arbeit (s. Tab. 2).

Im folgenden werden experimentelle Anordnung und Methoden beschrieben. Nach der Darstellung der Ergebnisse wird ein Termschema für  $^{58}\text{Fe}$  vorgeschlagen und diskutiert.

## 2. Experimentelle Verfahren

### 2.1. PROBEN

Der Einfangquerschnitt <sup>13)</sup> für thermische Neutronen in natürlichem Eisen ist  $2.55 \pm 0.05$  b. Da der Einfanganteil von  $^{57}\text{Fe}$  im natürlichen Isotopengemisch nur 2.19 Prozent beträgt, wird eine  $(n, \gamma)$  Untersuchung erst bei hohen Anreicherungsgraden von  $^{57}\text{Fe}$  sinnvoll. Für die Messungen stand pulverisiertes  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  mit einer  $^{57}\text{Fe}$  Anreicherung auf 90.73 % zur Verfügung. Die Isotopenzusammensetzung, die Einfangquerschnitte und -anteile sind in Tabelle 1 wiedergegeben.

Unter den Fe-Isotopen dominiert der Einfang in  $^{57}\text{Fe}$  zwar mit 90 %, die Störung durch die anderen Isotope (insbesondere  $^{56}\text{Fe}$ ) ist jedoch nicht vernachlässigbar. Für die Zuordnung von  $\gamma$ -Linien zu den Fe-Isotopen wurden daher vor allem die  $(n, \gamma)$  Messungen an natürlichem Eisen von Groshev *et al.* <sup>14)</sup>, ferner die Daten aus dem Zerfall von  $^{57}\text{Co}$  [Sprouse *et al.* <sup>15)</sup>] und  $^{55}\text{Co}$  [Haupt *et al.* <sup>16)</sup>] herangezogen.

An Fremdstoffen ergab die Analyse einen Anteil Al von 0.1 %, einen Anteil Zn von weniger als 0.2 % und einen undefinierten Restanteil von weniger als 0.05 %. Von Zn und erst recht von Al waren wegen der relativ kleinen Einfangquerschnitte von 1.1 b bzw. 0.2 b keine Störungen zu erwarten.

TABELLE 1  
Isotopenzusammensetzung der auf 90.73 %  $^{57}\text{Fe}$  angereicherten Probe

Isotop	Atom %	Einfangquerschnitt <sup>a)</sup> für thermische Neutronen (b)	Einfanganteil (%)
$^{54}\text{Fe}$	0.14	$2.3 \pm 0.2$	$0.13 \pm 0.01$
$^{56}\text{Fe}$	8.98	$2.7 \pm 0.2$	$9.6 \pm 0.6$
$^{57}\text{Fe}$	90.73	$2.5 \pm 0.2$	$90.2 \pm 0.7$
$^{58}\text{Fe}$	0.15	$1.2 \pm 0.1$	$0.07 \pm 0.01$

<sup>a)</sup> Ref. <sup>52)</sup>.

Das Eisenoxyd-Pulver wurde in Polyäthylenbehältern von 0.5 mm Wandstärke der Neutronenstrahlung ausgesetzt. Zur Abschirmung der Detektoren vor Streuneutronen aus der Probe und ihrem Behälter wurde als Neutronenstrahlrohr in der näheren Probenumgebung ein doppelwandiges, mit 7.5 mm  $^6\text{LiH}$  gefülltes Polyäthylenrohr verwendet.

## 2.2. APPARATUREN

Für die Untersuchung der Gammastrahlung von  $^{58}\text{Fe}$  nach dem Einfang thermischer Neutronen wurden folgende Apparaturen eingesetzt: ein Ge(Li)-Anti-Compton-Spektrometer <sup>17)</sup> für den Gamma-Energie-Bereich von 0.2-2.7 MeV, ein Ge(Li)-Fünf-Kristall-Paarspektrometer <sup>18)</sup>, eine  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelations-Apparatur <sup>19)</sup> aus NaJ(Tl)-Detektoren und eine  $\gamma\gamma$ -Koinzidenz-Apparatur <sup>20)</sup> mit einem Ge(Li)-NaJ(Tl) System.

Das Anti-Compton-Spektrometer bestand aus einer 4.9 cm<sup>3</sup> Ge(Li)-Diode in einer Anti-Compton-Anordnung mit einem 50 cm diam  $\times$  40 cm Plastik-Szintillator und einem 10.2  $\times$  15.2 cm NaJ(Tl)-Detektor für die um den Winkel 0° gestreuten Compton-Quanten. Das Fünf-Kristall-Paarspektrometer war zum Zeitpunkt der Messungen am  $^{58}\text{Fe}$  eine Anordnung aus 4 keilförmig zugeschnittenen 7.6  $\times$  7.6 cm NaJ(Tl)-Detektoren zum Nachweis der Vernichtungsstrahlung und einem 2 mm  $\times$  2.7 cm<sup>2</sup> Ge(Li)-Halbleiterzähler als Zentralkristall. Die Winkelkorrelations-Meßanordnung besteht aus zwei 10.2  $\times$  12.7 cm NaJ(Tl)-Detektoren, von denen einer um die horizontale Neutronenstrahlachse in einem Winkelbereich zwischen 90° und 270° (relativ zum feststehenden Detektor) drehbar ist. Die vollautomatisierte Apparatur ist über einen Doppel-ADC von 2  $\times$  10 bis mit dem Datenerfassungs-System MIDAS [Ref. <sup>21-23)</sup>] verbunden. Ein Computer sortiert die Koinzidenzereignisse nach Maßgabe der digitalen Fenster "on line". Dadurch lassen sich mehrere Kaskaden gleichzeitig und unter Berücksichtigung des koinzidenten Untergrundes nach der Doppel-

fenstermethode messen. Mit der Winkelkorrelationsmeßanordnung wurden zugleich auch Koinzidenzbeziehungen zu Primärübergängen oberhalb 4.75 MeV untersucht sowie Summenkoinzidenzmessungen durchgeführt. Die Koinzidenz-Apparatur war eine Kombination aus einem  $7.6 \times 7.6$  cm NaJ(Tl)-Szintillator und einer koaxial gedrifteten Ge(Li)-Diode mit einem aktiven Volumen von  $34 \text{ cm}^3$ . Bezüglich des geometrischen Aufbaus und der Abschirmung wird auf Ref. <sup>24)</sup> verwiesen. In der dort beschriebenen Anordnung ist einer der 3 NaJ(Tl) Meßköpfe durch den Halbleiterzähler ersetzt worden. Die Koinzidenzapparatur war ebenfalls über einen  $2 \times 1024$  Kanal-Doppel-ADC mit der MIDAS-Anlage verbunden. Dort wurden einerseits die koinzidenten Projektionsspektren der beiden Detektoren im CDC-Kernspeicher aufsummiert, andererseits die Einzelereignisse sequentiell auf Magnetband gespeichert und später "off-line" im Kernspeicher sortiert. Das System bot die Möglichkeit, nach abgeschlossener Messung innerhalb des aufgenommenen Energiebereiches beliebig viele Koinzidenzfenster zu wählen.

### 2.3. THERMISCHER NEUTRONENSTRAHL

Alle Experimente wurden mit externer Targetanordnung an Horizontalkanälen des Karlsruher Forschungsreaktors FR 2 durchgeführt.

Der Neutronenstrahl wurde für die Messungen mit dem Paarspektrometer zur Reduktion der primären Gammastrahlung durch einen  $4 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$  ungekühlten Wismut-Einkristall, für die Messung mit dem Anti-Compton-Spektrometer durch einen mit flüssigem  $\text{N}_2$  auf  $77^\circ \text{K}$  gekühlten Wismut-Kristall gefiltert. An der Winkelverteilungs- und Koinzidenzapparatur wurde der Neutronenstrahl durch Bragg-Reflexion unter  $12.2^\circ$  an den (111)-Ebenen von je einem  $4 \text{ cm}$  dicken Pb-Einkristall monochromatisiert.

Bei der Reaktorbetriebsleistung von  $44 \text{ MW}$  war der Neutronenfluß am Probenort für alle Experimente am  $^{57}\text{Fe}$  zwischen  $3.5 \cdot 10^6 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$  und  $\text{ca.} 1 \cdot 10^8 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ .

### 2.4. BESTIMMUNG VON ENERGIEN UND INTENSITÄTEN

Zur Energiebestimmung der Gammalinien im Anti-Compton-Spektrum für den Bereich von  $0.2\text{-}2.8 \text{ MeV}$  dienten die  $\gamma$ -Linien <sup>15)</sup>  $230.4 \text{ keV}$ ,  $352.4 \text{ keV}$  und  $366.8 \text{ keV}$  (mit einer Unsicherheit von etwa  $0.5 \text{ keV}$ ) aus dem Zerfall von  $^{57}\text{Co}$ , ferner die bekannten  $\gamma$ -Linien von  $^{60}\text{Co}$  [Ref. <sup>25)</sup>] und  $^{88}\text{Y}$  [Ref. <sup>26)</sup>]. Außerdem wurde die intern im Spektrum über die Reaktion  $^{57}\text{Fe}(n, \gamma)$  auftretende Gammastrahlung von  $810.48 \pm 0.1 \text{ keV}$  [Ref. <sup>5)</sup>], die Einfanglinie vom Wasserstoff mit  $E_\gamma = 2223.290 \pm 0.07 \text{ keV}$  [Ref. <sup>27)</sup>] und die Vernichtungsstrahlung von  $511.006 \pm 0.002 \text{ keV}$  [Ref. <sup>26)</sup>] zur Energie-Eichung benutzt. Im  $\gamma$ -Energiebereich von ca. 2 bis 11 MeV basiert die Kalibrierung auf bekannten Energiewerten von Einfanglinien im  $^{56}\text{Fe}$  ( $7646.0 \pm 1.0 \text{ keV}$  [Ref. <sup>28)</sup>], im  $^{164}\text{Dy}$  [Ref. <sup>29)</sup>] und  $^{14}\text{N}$  [Ref. <sup>30)</sup>].

Die Ansprechfunktion des Anti-Compton-Spektrometers <sup>31)</sup> war aus Messungen mit Hilfe von absolut geeichten Gammaquellen bis zur Gamma-Energie von  $1836 \text{ keV}$

bekannt und wurde bis 2.8 MeV extrapoliert. Zur Bestimmung der relativen Ansprechwahrscheinlichkeit der Ge(Li)-Diode des Paarspektrometers wurde eine Vergleichsmessung der Einfang-Strahlung in natürlichem Nickel durchgeführt, wofür die Intensitäten bekannt<sup>32)</sup> sind. Im Überlappungs-Energie-Bereich zwischen 2 und 3 MeV wurden die beiden Skalen relativer Intensitäten aneinander angepaßt.

Die Absolutangabe der Intensitäten als Anzahl der Gammaquanten pro 100 Neutroneneinfangereignisse beruht auf dem Peak-Vergleich zweier  $\gamma$ -Linien von 478 keV ( $^7\text{Li}$ ) und 810 keV ( $^{58}\text{Fe}$ ), die beim Einfang thermischer Neutronen in einer homogen und quantitativ aus  $\text{B}(\text{OH})_3$ - und  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ -Pulver gemischten Probe emittiert wurden.

Für den bekannten  $^{10}\text{B}(\text{n}, \alpha)^7\text{Li}$  Prozess wurden die neuesten Daten von Ajzenberg-Selove<sup>33)</sup> zugrunde gelegt. Die Unsicherheit des Einfangquerschnitts von  $^{57}\text{Fe}$  begrenzt die Genauigkeit der Intensitätsangaben auf etwa 10 %.

## 2.5. AUSWERTUNG DER WINKELKORRELATIONSMESSUNGEN

Ein Gaussfit-Computer-Programm<sup>34)</sup> ermöglichte die Intensitätsanalyse der teilweise komplizierten Strukturen in den NaJ-Impulshöhenverteilungen. Die Linienintensitäten für jede Winkelstellung wurden nach Maßgabe der Einzelzählraten auf apparative Instabilitäten, Exzentrizitäten und Inhomogenitäten von Probe und Neutronenstrahl korrigiert.

An die (mit statistischen Gewichten versehenen) Intensitätswerte wurde nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate die experimentelle Winkelverteilung  $W'(\vartheta) = \sum_{l=0} A'_l P_{2l}(\cos \vartheta)$  angepaßt<sup>35)</sup>. Die mit der Theorie<sup>36, 37)</sup> vergleichbare, normierte Winkelverteilung

$$W(\vartheta) = 1 + A_2 P_2(\cos \vartheta) + A_4 P_4(\cos \vartheta)$$

geht über eine durch Korrekturen bestimmte Transformation in den Koeffizienten  $A' \rightarrow A$  aus der experimentellen Verteilung hervor. Diese Korrekturen berücksichtigen die endliche Ausdehnung der Detektoren und der Quelle sowie die Wechselwirkung der Gammaquanten in der Probe nach dem in Ref.<sup>38)</sup> angegebenen Verfahren.

## 3. Experimentelle Ergebnisse

### 3.1. EINFANG-GAMMA-LINIEN

Eine Zusammenfassung der Energien und Intensitäten aller in dieser  $(\text{n}, \gamma)$  Untersuchung gefundenen Linien enthält die Tabelle 2. Vergleichshalber sind in den letzten Spalten die Ergebnisse von  $(\text{n}, \gamma)$  Messungen mit natürlichem<sup>14)</sup> und mit zu 79 % angereichertem<sup>12)</sup> Eisen aufgeführt. Als Energie-Auflösung des in Ref.<sup>12)</sup> verwendeten NaJ-Paarspektrometers wurde 5 % angegeben.

In den Energie-Unsicherheiten der vorliegenden Arbeit sind berücksichtigt: statistische Schwankungen, die Gütezahl für die rechnerische Linienanpassung wie für die Anpassung der Eichkurve und der absolute Fehler der Energiewerte für die Eichlinien. Im hochenergetischen Bereich wirken sich relativ große Energie-Abstände

TABELLE 2  
 Gammalinien aus der Reaktion  $^{57}\text{Fe}(n, \gamma)^{58}\text{Fe}$   
 Target:  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  mit zu 90.7 % angereichertem  $^{57}\text{Fe}$

Vorliegende Arbeit			Murzin <i>et al.</i> <sup>12)</sup>		Groshev <i>et al.</i> <sup>a) 14)</sup>	
Energie $E_\gamma$ (keV)	Intensität $I_\gamma$ (%) <sup>b)</sup>	Interpre- tation <sup>c)</sup>	Energie $E_\gamma$ (MeV)	Intensität $I_\gamma$ (%) <sup>b)</sup>	Energie $E_\gamma$ (keV)	Intensität $I_\gamma$ (%) <sup>b)</sup>
10043 ± 5	2.5 ± 1.2	PG	10.0	2.0	10038(8)	1.4
9300 ± 5	0.2 ± 0.1	$^{55}\text{Fe}$			9298(5)	
9233 ± 5	2.2 ± 0.2	P				
8368 ± 3	11.2 ± 1.0	P	8.37	8.4	8368(6)	13.5
7646 ± 1	3.6 ± 0.6	$^{57}\text{Fe}$ E			7643(4)	(3.8)
7632 ± 1	4.0 ± 0.6	$^{57}\text{Fe}$ E			7629(4)	(3.8)
7279 ± 5	1.0 ± 0.4	$^{57}\text{Fe}$			7277(6)	(1.0)
7262 ± 3	11.6 ± 1.2	P	7.26	7.2		
7163 ± 5	0.6 ± 0.2	P				
6957 ± 3	11.5 ± 1.2	P	6.96	7.2		
6840 ± 7	0.2 ± 0.2	d				
6505 ± 2	7.0 ± 0.6	P	6.51	6.9	6504(8)	4.5
6413 ± 3	1.5 ± 0.3	P				
6162 ± 2	3.0 ± 0.4	P	6.18 d	3.2		
6033 ± 3	1.0 ± 0.3	P				
6020 ± 2	1.6 ± 0.2	$^{57}\text{Fe}$			6018(5)	(1.5)
5920 ± 1.5	1.7 ± 0.2	$^{57}\text{Fe}$			5920(5)	(1.5)
5904 ± 1.5	2.25 ± 0.3	P				
5890 ± 4	0.4 ± 0.2		5.87 d	3.6		
5745 ± 2	2.9 ± 0.4	P				
5721 ± 2	3.0 ± 0.3	P				
5690 ± 2	2.6 ± 0.4	P	5.69 d	4.3		
5600 ± 1.5	1.1 ± 0.2	P				
5493 ± 2	11.5 ± 1.1	P	5.50	8.6	5499(6)	9.0
5241 ± 3	0.4 ± 0.3	d				
5223 ± 3	0.6 ± 0.3	G				
5212 ± 3	0.55 ± 0.3	P				
5092 ± 4	0.2 ± 0.1	d				
5042 ± 1.5	10.0 ± 1.0	P	5.05	7.6	5046(8)	9.0
5001 ± 1.5	1.4 ± 0.2	G				
4946 ± 3	0.7 ± 0.1	$^{13}\text{C}$				
4889 ± 3	0.6 ± 0.1					
4822 ± 2	2.8 ± 0.4	P				
4789 ± 3	0.4 ± 0.2					
4749 ± 2	2.8 ± 0.4	P	4.74	5.4		
4712 ± 3	0.6 ± 0.2	Z				
4629 ± 2	3.0 ± 0.4	P				
4592 ± 3	0.3 ± 0.2					
4521 ± 3	0.8 ± 0.2	P	4.54 d	2.2		
4506 ± 2	0.4 ± 0.2					
4483 ± 2	0.5 ± 0.2	Z				
4457 ± 3	0.3 ± 0.2	$^{57}\text{Fe}$ ?			4462(6)	(0.1)
4443 ± 2	0.7 ± 0.2	G				
4411 ± 3	0.5 ± 0.2	Z				
4402 ± 4	0.2 ± 0.1	$^{57}\text{Fe}$			4405(6)	(0.25)
4380 ± 4	0.2 ± 0.1					
4342 ± 3	0.4 ± 0.1		4.35	2.0		



TABELLE 2 (Forts.)

Vorliegende Arbeit		Murzin <i>et al.</i> <sup>13)</sup>		Groshev <i>et al.</i> <sup>a) 14)</sup>		
Energie $E_\gamma$ (keV)	Intensität $I_\gamma$ (%) <sup>b)</sup>	Interpre- tation <sup>c)</sup>	Energie $E_\gamma$ (MeV)	Intensität $I_\gamma$ (%) <sup>b)</sup>	Energie $E_\gamma$ (keV)	Intensität $I_\gamma$ (%) <sup>b)</sup>
4322 ±2	2.1 ± 0.4	G				
4296 ±2	1.0 ± 0.2	G				
4217 ±3	1.1 ± 0.2	$^{57}\text{Fe}$ ?			4217(6)	(0.6)
4189 ±2	0.3 ± 0.1	Z				
4185 ±2	0.2 ± 0.1		4.18	3.3		
4139 ±2	2.4 ± 0.3	G				
4080 ±3	0.6 ± 0.2					
4062 ±4	0.1 ± 0.1	d				
4006 ±4	0.4 ± 0.2	G				
3987 ±4	0.3 ± 0.2					
3952 ±4	0.4 ± 0.2					
3881 ±3	1.4 ± 0.3	G	3.86 g	6.2		
3795 ±3	0.5 ± 0.3	( $^{57}\text{Fe}$ )			3792(6)	(0.06)
3740 ±3	1.1 ± 0.3	Z				
3540 ±3	1.8 ± 0.3	G	3.54	4.0		
3486 ±3	1.0 ± 0.2	Z				
3436 ±3	0.45 ± 0.1	$^{57}\text{Fe}$			3440(5)	(0.4)
3413 ±3	0.45 ± 0.1	$^{57}\text{Fe}$			3416(6)	(0.5)
3326 ±2	5.7 ± 0.5	Z				
3280 ±3	0.3 ± 0.2	Z	3.29	6.5		
3205 ±3	0.8 ± 0.3					
3183 ±3	0.5 ± 0.1					
3162 ±3	1.4 ± 0.3	Z				
3071 ±2	1.6 ± 0.3	Z	3.08	3.1		
2876 ±2	5.7 ± 0.6	ZG				
2820 ±3	1.9 ± 0.3	Z				
2781.0 ±1.5	3.4 ± 0.4	G	2.78 g	14.9		
2726.0 ±1.5	7.2 ± 0.7	Z				
2513.5 ±1.0	1.6 ± 0.3	Z				
2490.6 ±1.5	0.7 ± 0.2					
2466.9 ±1.5	0.6 ± 0.2					
2433.5 ±0.5	2.0 ± 0.3	Z	2.42 d	3.3		
2304.1 ±1.0	0.8 ± 0.2	de				
2273.3 ±0.3	13.0 ± 1.5	Z				
2223.29 ±0.07	122.0 ±15.0	$^3\text{H E}$				
2137.6 ±0.7	0.7 ± 0.2	Z				
2065.5 ±0.3	6.3 ± 0.5	Z				
1971.0 ±0.3	7.3 ± 0.6	Z	1.97 g	7.2		
1862.5 ±0.5	1.6 ± 0.2	Z				
1725.2 ±0.6	0.8 ± 0.2	$^{57}\text{Fe}$			1727(4)	(1.9)
1712.28 ±0.07	1.2 ± 0.2	$^3\text{H E}$				
1674.2 ±0.3	17.6 ± 1.2	GZ	1.66	8.5		
1662.5 ±0.6	0.9 ± 0.2	Z				
1657.2 ±1.5	0.4 ± 0.2					

TABELLE 2 (Forts.)

Vorliegende Arbeit			Vorliegende Arbeit		
Energie $E_\gamma$ (keV)	Intensität $I_\gamma$ (%) <sup>b)</sup>	Interpretation <sup>c)</sup>	Energie $E_\gamma$ (keV)	Intensität $I_\gamma$ (%) <sup>b)</sup>	Interpretation <sup>c)</sup>
1612.5 ± 1.0	1.0 ± 0.3	<sup>57</sup> Fe	898.2 ± 0.4	0.4 ± 0.1	
1467.7 ± 0.5	0.4 ± 0.1		863.6 ± 0.2	18.1 ± 1.0	Z
1446.3 ± 0.4	3.5 ± 0.3	Z	854.4 ± 1.5	0.10 ± 0.05	d
1322.5 ± 0.5	1.1 ± 0.1	Z	810.48 ± 0.1	66.0 ± 3.0	GE
1306.0 ± 0.5	0.8 ± 0.1	Z	692.0 ± 0.2	1.65 ± 0.10	<sup>57</sup> Fe
1292.7 ± 0.7	0.35 ± 0.1		524.7 ± 0.3	1.20 ± 0.06	Z
1269.0 ± 2.0	0.1 ± 0.1	d	459.3 ± 0.3	0.39 ± 0.04	Z
1266.8 ± 2.0	0.3 ± 0.2	d	410.9 ± 0.5	0.08 ± 0.01	Z
1263.9 ± 1.5	0.3 ± 0.1	<sup>57</sup> Fe	366.8 ± 0.4	0.25 ± 0.03	<sup>57</sup> Fe
1260.2 ± 0.4	0.6 ± 0.1		352.4 ± 0.4	1.43 ± 0.07	<sup>57</sup> Fe E
1250.7 ± 0.8	0.2 ± 0.1		278.1 ± 0.5	0.14 ± 0.01	
1238.7 ± 0.7	0.2 ± 0.1	Z	252.6 ± 0.5	0.05 ± 0.02	
1201.28 ± 0.07	1.4 ± 0.1	<sup>2</sup> H E	243.1 ± 0.5	0.04 ± 0.01	
1164.6 ± 0.4	0.3 ± 0.1		238.7 ± 0.5	0.07 ± 0.01	
1107.3 ± 0.2	3.4 ± 0.2	Z	233.6 ± 0.5	0.03 ± 0.01	
1097.4 ± 0.3	0.4 ± 0.1	Z	230.4 ± 0.5	0.12 ± 0.01	<sup>57</sup> Fe E
1019.1 ± 0.4	0.3 ± 0.1	<sup>57</sup> Fe?			

a) Diese Werte entstammen der Neutroneneinfangreaktion an natürlichem Fe. Die Intensitäten sind umgerechnet auf 100 % Einfänge in <sup>57</sup>Fe. Die eingeklammerten <sup>57</sup>Fe Intensitäten wurden auf die Intensitäten des Dubletts bei 7.64 MeV der eigenen Arbeit umnormiert.

b)  $I_\gamma$ : Anzahl der Gammaquanten pro Einfang

c) P: als Primärübergang

G: als Übergang zum Grundzustand

Z: als Zwischenübergang

E: zur Energie-Eichung verwendete Linie

d: unsichere Linie

de: double-escape-Linie

g: Gruppe von Linien

} in das Termschema  
von <sup>58</sup>Fe eingeordnet

einzelner Eichlinien in Verbindung mit Nichtlinearitäten des Meß-Systems auf die Fehlergröße ungünstig aus. Sämtliche Intensitätsangaben sind absolut, d.h. als Anzahl der Gammaquanten pro Neutroneneinfang zu verstehen. Die angegebenen Intensitätsfehler enthalten statistische Schwankungen, Unsicherheiten in der Linien- und Untergrunds-Anpassung sowie Fehler der Ansprechfunktion. Die Absolutgenauigkeit beträgt etwa 10 % bis 3 MeV, darüber 15 %-20 %.

Von den 124 tabellierten  $\gamma$ -Linien entsprechen 24 Linien Übergängen, die nicht zu <sup>58</sup>Fe gehören. Etwa 70 Linien (von den übrigen 100 Linien) sind mit einem Anteil von etwa 97 % der Gesamtintensität im Termschema eingeordnet.

### 3.2. KOINZIDENZ-BEZIEHUNGEN

In Fig. 1 sind als typisches Beispiel die Halbleiter-Spektren in Koinkidenz zu den beiden im NaJ-Spektrum nicht aufgelösten  $\gamma$ -Linien 810 keV und 864 keV dargestellt.

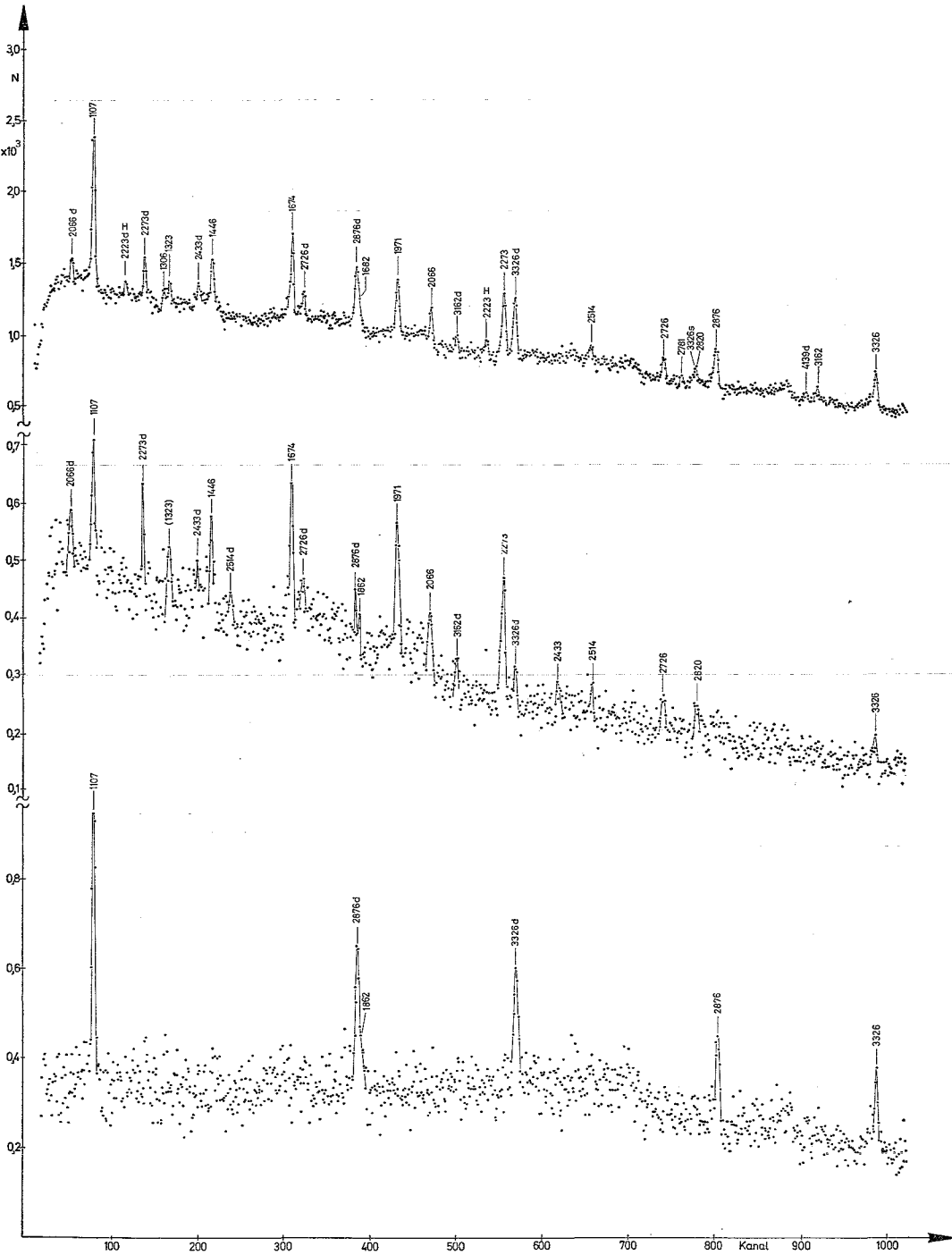


Fig. 1. Ausschnitte aus  $^{58}\text{Fe}$  Halbleiter-Koinzidenzspektren zu digitalen Fenstern im NaJ-Spektrum. Berücksichtigung des koinzidenten Untergrundes nach der Doppelfenster-Methode. Linien im Fenster von oben nach unten 810 keV und 864 keV; 810 keV; 864 keV.

TABELLE 3  
Zweifach-Koinzidenzen Ge(Li)-NaJ(Tl)

Koinz. Linien im NaJ-Differenz-Spektrum (keV)	Energie-Schwerpunkt (keV) des digitalen Doppelfensters im Halbleiter- spektrum. Fensterbreite 12-15 keV										
	459	525	810	864	1107	1306	1446	1674	2066	2273	2514
810	+	+		+	+	+	+	+	+	+	+
864	+		+		+			-			+
1107			+	+				+			+
1306											
1322			+								
1446		+	+								
1674	+		+	-	+			-	+	-	
1862				+				+		-	
1971			+								+
2066			+	-				+			-
2273			+								
2433			+			+					
2514					(+)						
2726			+								
2781											(+)
2820			+								
2876			+	+				+			
3071			+								
3326			+	+				+			

TABELLE 4  
Zweifach-Koinzidenzen NaJ(Tl)-Ge(Li)

Koinz. Linien im Halbleiter-Spektrum (keV)	Im digitalen Fenster (F) bzw. Doppelfenster (D) enthaltene $\gamma$ -Linie (keV) des NaJ-Spektrums. Fensterbreite 70-100 keV								
	F	D	D	F	F	F	D	F	F
	525	810	864	1107	1306	1446	1674	2066	2876
459		+	+				+		
525		+	-			+	-		
810	+		+	+	+	+	+	+	+
864		+		+			-		+
1107		+	+				+		
1306		+					-		
1322		+							
1446	+	+							
1674		+		+				+	+
1862		+	+				+		
1971		+							
2066		+					+		
2273		+							
2433		+			+				
2514		+							
2726		+							
2820		+							
2876		+	+				+		
3162		+							
3326		+	+				+		

TABELLE 5  
Koinzidenzbeziehungen aus Messungen mit zwei 10.2 × 12.7 cm NaJ-Detektoren

Im Fenster des NaJ-Spektrums enthaltene $\gamma$ -Linien (MeV)	Koinzidente Gammalinien (MeV) im 10.2 × 12.7 cm NaJ-Spektrum																												
	0.52	0.81/0.86	1.10/1.11	1.30/1.32	1.45	1.66/1.67	1.86	1.97	2.07	2.27	2.43	2.51	2.73	2.78	2.82	2.88	3.07	3.33	3.49	3.54	3.74	3.88	4.14	4.19	4.30/4.32	4.44	5.00/5.04		
4.75/4.82		+	+		+	+		+		+		+		+															
5.00/5.04		+				+												+							+			+	
5.49		+		+		+			+		+					+					+								
5.60/5.69 } 5.72/5.74 }		+				+							+					+		+						+	+		
5.90		+																						+					
6.16		+	+		+	+		+						+			+						+						
6.41		+													+														
6.50		+				+	+						+								+								
6.96		+								+																			
7.26	(+)	+	+		+	+		+						+															
8.37		+				+																							

<sup>58</sup>Fe ANREGUNGSZUSTÄNDE

Trotz relativ großer statistischer Schwankungen in den Kanalinhaltungen der abgebildeten Differenzspektren können sichere Koinzidenz-Aussagen gewonnen werden.

Die mit dem NaJ-Ge(Li)-System gefundenen Koinzidenz-Beziehungen sind in den Tabellen 3 und 4 zusammengestellt. Alle Linien sind mit gerundeten, aus den Halbleiter-Messungen bekannten Energiewerten gekennzeichnet. Kreuze bedeuten gesicherte, eingeklammerte Kreuze nicht ganz sichere Koinzidenzen. An Stellen, wo die Nicht-Existenz einer Koinzidenz als gesichert und wichtig für das Termschema angesehen wird, stehen Minus-Zeichen.

TABELLE 6  
Summenkoinzidenzen aus einer Messung mit zwei  $10.2 \times 12.7$  cm NaJ(Tl)-Detektoren.  
Interpretation der Koinzidenzlinien durch Halbleiter-Energie-Werte

Det. 1 (keV)	Det. 2 (keV)	Summe (keV)
4822	5223	10045
5042	5001	10043
5600	4443	10043
5721	4322	10043
5745	4296	10041
5904	4139	10043
6162	3881	10043
6505	3540	10045
7262	2781	10043
8368	1674	10042
9233	810	10043

Die aus  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen mit zwei  $10.2 \times 12.7$  cm NaJ(Tl)-Detektoren gefundenen Beziehungen bringt die Übersichtstabelle 5. Sie ergänzt mit Koinzidenzen von Primärübergängen zu Zwischen- und Grundzustands-Übergängen die bisherigen Tabellen. Für die Deutung der zugrundeliegenden Spektren werden auch hier die Ergebnisse der Halbleiter-Messungen verwendet. Alle intensiven, innerhalb der Koinzidenzfenster liegenden Linien sind aufgeführt. Im Fenster auftretende Entkommelinien und dazu koinzidente Übergänge wurden nicht in die Tabellen aufgenommen. In Tabelle 6 schließlich sind die Ergebnisse der Summenkoinzidenz-Messung mit zwei NaJ-Detektoren wiedergegeben. Die im elektronischen Fenster eingestellte Impulshöhensumme entsprach der Bindungsenergie des letzten Neutrons in  $^{58}\text{Fe}$ . Die letzte Spalte der Tabelle 6 enthält die aufaddierten Energiewerte der beiden in Koinzidenz registrierten  $\gamma$ -Linien.

### 3.3. TERMSCHEMA

Die Fig. 2 zeigt als Ergebnis der  $(n, \gamma)$ -Untersuchungen dieser Arbeit das Termschema von  $^{58}\text{Fe}$ . Die Konstruktion beruht im wesentlichen auf den in den Tabellen 3 bis 6 zusammengestellten Koinzidenzbeziehungen. Einige schwache  $\gamma$ -Linien wurden nach dem Ritz'schen Kombinationsprinzip in das Termschema unter der Voraus-

setzung eingeordnet, daß die Energien von Linie und Niveaudifferenz um höchstens 1.5 keV differierten. Zwei gestrichelte Niveaus in Fig. 2, die durch sehr schwache Linien gespeist werden, wurden im Hinblick auf entsprechende Niveau-Energien aus (d, p) und (t, p) Messungen <sup>1, 8, 9</sup> mit aufgenommen. Das Niveau bei 4353 keV, das

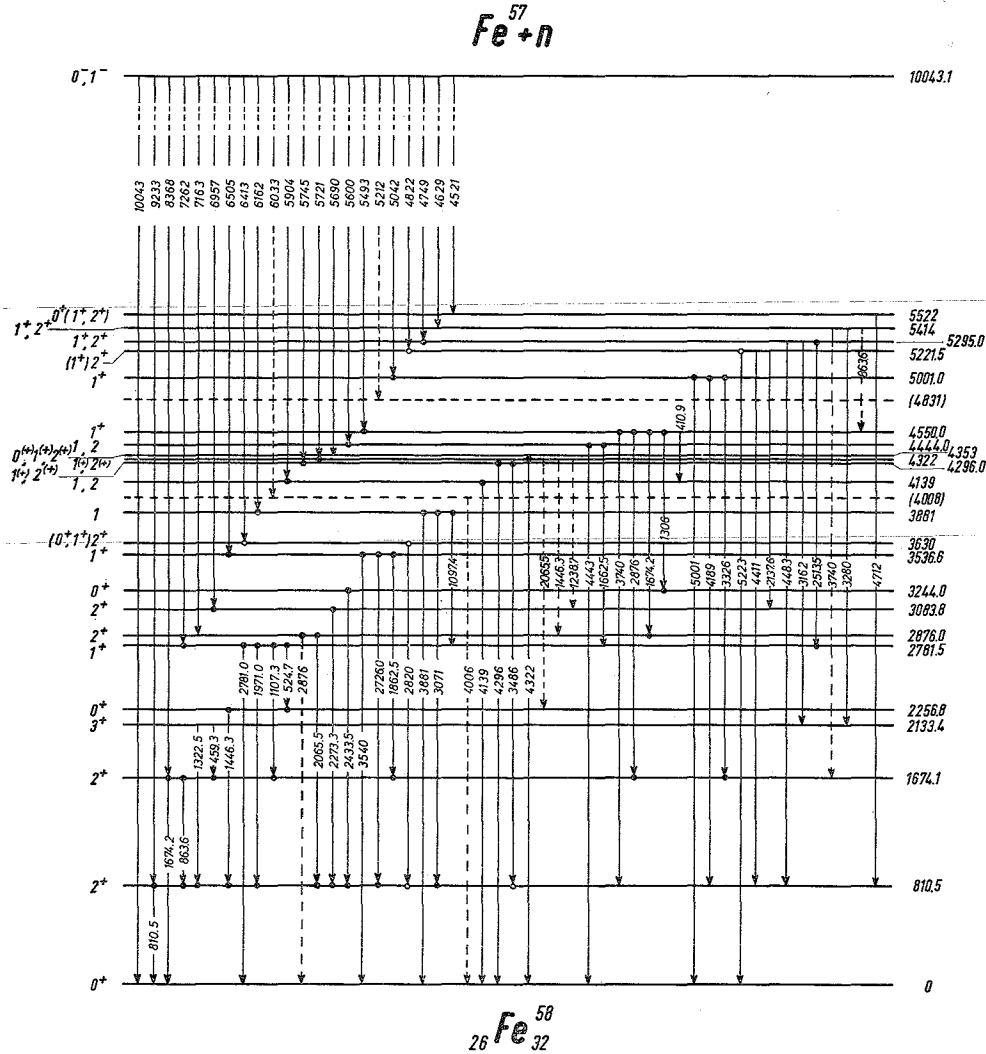


Fig. 2.  $^{58}\text{Fe}$  Termschema aus der Reaktion  $^{57}\text{Fe}(n, \gamma)^{58}\text{Fe}$ . Sichere Koinzidenzen sind durch Punkte, sehr wahrscheinliche Koinzidenzen durch Kreise, nicht sicher plazierte Übergänge durch Strichlung angedeutet.

zwar primär populiert wird, dessen Abregung aber unauffindbar blieb, steht ebenso im Einklang mit (d, p) und (t, p) Messungen <sup>1, 9-11</sup>.

Trotz der relativ hohen Energiegenauigkeit lassen sich mehrere intensive  $\gamma$ -Linien zweifach einordnen. Die 1674 keV Linie z.B. muß wegen ihres Auftretens in Koinzidenz zur 810 keV und zur 2066 keV Linie außer dem Grundzustandsübergang noch einem zweiten Übergang entsprechen. Sowohl aufgrund der Einordnung als in Anbetracht der Energie-Auflösung des Anti-Compton-Spektrometers kann die Energiedifferenz beider Übergänge höchstens 200 eV betragen. - Die Linien bei 864 keV, 1446 keV, 2066 keV, 2876 keV und 3740 keV lassen sich kombinatorisch ein zweites Mal einordnen. Diese (nicht in Koinzidenz bestätigten) Zweit-Übergänge, die gestrichelt ins Termschema übernommen wurden, sind von schwacher Intensität, wenn sie überhaupt existieren. So ist z.B. die Intensität eines möglichen Grundzustandsüberganges von 2876 keV höchstens 10 % der gesamten Linien-Intensität, wie ein Vergleich der relativen Linienstärken in Einzel- und Koinzidenz-Spektren zeigt.

Die Energiewerte der Niveaus entsprechen gewichteten Mittelwerten aus den Energien der sie bestimmenden, gesicherten Übergänge.

Die Niveau-Spins basieren zu einem großen Teil auf den später diskutierten Ergebnissen der  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelations-Messungen. Wo solche Analysen nicht möglich waren, konnte in der Mehrzahl über die Intensität der Population und der Abregung die Zahl der möglichen Spins eingeschränkt werden.

#### 3.4. BINDUNGSENERGIE

Zur Berechnung der Bindungsenergie  $B_n$  des letzten Neutrons im Kern  $^{58}\text{Fe}$  wurden 17 Primärübergänge verwendet. Bei der Addition von Primärübergangs- und Niveau-Energien ist die vom Kern aufgenommene Rückstoß-Energie berücksichtigt (sie erreicht bei einer  $\gamma$ -Energie von 10 MeV den Wert 0.93 keV). Daraus folgt als gewichteter Mittelwert mit statistischem Fehler  $B_n = 10043.1 \pm 0.3$  keV. In den Absolutfehler geht die Unsicherheit der zur Energie-Eichung verwendeten Linien systematisch ein. Damit ist die Bindungsenergie

$$B_n = 10043.1 \pm 1.0 \text{ keV.}$$

Dies steht in guter Übereinstimmung mit derjenigen Energie, die sich aus dem experimentellen  $Q$ -Wert von  $7815 \pm 8$  keV für die Reaktion  $^{57}\text{Fe}(d, p)^{58}\text{Fe}$  von Spurduto und Buechner<sup>9)</sup> über die Bindungsenergie des Deuterons errechnet:  $10040 \pm 8$  keV.

#### 3.5. STRAHLUNGSSTÄRKEN UND NIVEAU-PARITÄTEN

Die im Gammaskpektrum auftretenden, intensiven, höherenergetischen Linien entsprechen im allgemeinen Primärübergängen niedriger Multipolordnung, vorzugsweise E1 Strahlung. Ein Kriterium dafür, ob ein Übergang genügend intensiv ist, um mit einiger Sicherheit als E1 Strahlung interpretiert werden zu können, liefert der systematische Gang der reduzierten partiellen Gammastrahlungsbreiten, der sog. Strahlungsstärken  $k$ , mit der Massenzahl  $A$  [Fig. 3 in Ref. <sup>39)</sup>]. Diese Systematik beruht auf den Strahlungsbreiten für bekannte E1 und M1 Primärübergänge vieler Kerne. Daraus



geht für Kerne in der Nachbarschaft von <sup>58</sup>Fe hervor <sup>40</sup>), daß die Strahlungsstärke für M1 Primärübergänge den Wert

$$k = \frac{\Gamma_\gamma I_\gamma}{E_\gamma^3 A^{\frac{2}{3}} D} = 6.67 \cdot 10^{-6} \frac{I_\gamma}{E_\gamma^3} = 30 \cdot 10^{-10} \text{ MeV}^{-3}$$

nicht oder nur mit sehr kleiner Wahrscheinlichkeit ( $< 10^{-2}$ ) überschreitet. Es bedeutet:  $E_\gamma$  die Gamma-Energie des Primärüberganges,  $I_\gamma$  die Intensität eines solchen Überganges in Gammaquanten pro Einfang. Die totale Gammastrahlungsbreite  $\Gamma_\gamma$  und der mittlere Niveau-Abstand  $D$  für die zum Übergang beitragenden Niveaus bei der Bindungsenergie  $B_n$  sind für den  $\gamma$ -strahlenden Kern <sup>58</sup>Fe gegeben durch <sup>13,41</sup>):  $\Gamma_\gamma = 1 \text{ eV}$ ,  $D = 10 \text{ keV}$ . In der Mittelung für  $D$  ist die  $(0^-, 1^-)$  Spinabhängigkeit unberücksichtigt. Der mittlere Abstand für  $(0^-)$  Resonanzen beträgt 22 keV; für  $(1^-)$  Resonanzen 15 keV. Das bedeutet, daß in Primärübergängen mit nur einem beteiligten Einfang-Spin die so kalkulierte Strahlungsstärke maximal um einen Faktor 2.2 zu hoch liegen kann.

TABELLE 7

Strahlungsstärken der Primärübergänge und Intensitätsbilanzen von An- und Abregungen der Niveaus in <sup>58</sup>Fe

Niveau $E(\text{keV})$	Population (%)	Abregung (%)	Primärübergang $E_\gamma(\text{keV})$	Intensität $I_\gamma(\%)$	Strahlungsstärke $k(10^{-10} \text{ MeV}^{-3})$
0	94.8		10043	2.5	1.6
810	68.2	66.0	9233	2.2	1.8
1674	28.1	29.6	8368	11.2	12.9
2133	1.7	1.5			
2257	1.1	3.5			
2781	14.4	15.4	7262	11.6	20.4
2876	6.7	6.3	7163	0.6	1.1
3084	12.2	13.0	6957	11.5	22.9
3244	0.8	2.0			
3537	7.0	10.6	6505	7.0	17.0
3630	1.5	1.9	6413	1.5	3.8
3881	3.0	3.4	6162	3.0	8.6
4008	1.0	0.4	6033	1.0	3.0
4139	2.3	2.4	5904	2.25	7.3
4296	2.9	1.9	5745	2.9	10.1
4322	3.0	2.1	5721	3.0	10.8
4353	2.6	0	5690	2.6	9.5
4444	1.1	1.5	5600	1.1	4.2
4550	11.5	13.7	5493	11.5	46.4
4831	0.55	0	5212	0.55	2.6
5001	10.0	7.4	5042	10.0	52.0
5221	2.8	1.7	4822	2.8	16.4
5295	2.8	3.4	4749	2.8	17.8
5414	3.0	0.3	4629	3.0	19.9
5522	0.8	0.6	4521	0.8	5.7
10043		93.9			

In Tab. 7 sind die Strahlungsstärken sämtlicher eingeordneter  $^{58}\text{Fe}$  Primärübergänge zusammengestellt. Bei nicht zu kleinlicher Interpretation der obigen Schranke kann man daraus schließen, daß neben den sicheren E1 Primärübergängen von 5493 und 5042 keV sehr wahrscheinlich auch die von 8368, 7262, 6957, 6505, 5745, 5721, 5690, 4822, 4749 und 4629 keV E1 Charakter haben. Über die Multipolarität der übrigen Primärübergänge kann daraus keine Aussage hergeleitet werden.

Da durch Einfang eines thermischen s-Neutrons im Kern  $^{57}\text{Fe}$  mit  $I^\pi = \frac{1}{2}^-$  Spin und Parität des Einfang-Zustandes zu  $0^-, 1^-$  bestimmt sind, müssen alle durch E1-Primärübergänge erreichten Niveaus positive Parität und einen der Spins  $I = 0, 1, 2$  haben. Damit ist nach Tab. 7 eine große Zahl von Niveaus festgelegt. Für die Paritäten von nicht durch intensive Primärübergänge populierte Niveaus gibt es individuelle Argumente aus Intensitäten und (im Abschnitt über Winkelkorrelationen tabellierten) Mischungsverhältnissen der mit diesen Niveaus verknüpften Übergänge.

### 3.6. MULTIPLIZITÄT UND INTENSITÄTSBILANZEN

Die Intensitäts-Summe aller dem  $^{58}\text{Fe}$  zugeordneten  $\gamma$ -Linien abzüglich der Intensitäten von Primär- und Grundzustandsübergängen beträgt 105 %. Daraus errechnet sich als untere Grenze für die Multiplizität, die mittlere Zahl der pro Einfang emittierten  $\gamma$ -Quanten, ein Wert von  $3.05 \pm 0.30$ .

Die pro Einfang in Gammastrahlung abgegebene, über die Summe aller Energie-Intensitäts-Produkte errechnete, mittlere Energie beträgt 9810 keV. Die kleine Abweichung gegenüber der Bindungsenergie von 10043 keV bringt zum Ausdruck, daß der Intensitätsanteil der in der  $(n, \gamma)$  Untersuchung nicht beobachteten Linien klein sein muß. Genauerem Aufschluß über die Vollständigkeit der gefundenen  $\gamma$ -Übergänge geben die in Tabelle 7 gebrachten Intensitätsbilanzen für die  $(n, \gamma)$  Niveaus von  $^{58}\text{Fe}$ . Für die Summation der Intensitäten wurden bei gesicherten Niveaus die im Termschema (Fig. 2) gestrichelt angedeuteten Übergänge nicht berücksichtigt.

TABELLE 8

$^{57}\text{Fe}(n, \gamma)$ diese Arbeit	Intensitätsverhältnis $I_{\gamma(1674)}/I_{\gamma(864)}$				
	$^{58}\text{Co}, \beta^+ - \text{EC}$				
$0.65 \pm 0.04$	$0.31 \pm 0.11$ <sup>a)</sup>	$0.55 \pm 0.05$ <sup>b)</sup>	$0.44 \pm 0.05$ <sup>c)</sup>	$0.70 \pm 0.05$ <sup>d)</sup>	$0.72$ <sup>e)</sup>

<sup>a)</sup> Ref. <sup>3)</sup>.

<sup>b)</sup> Ref. <sup>5)</sup>.

<sup>c)</sup> Ref. <sup>6)</sup>.

<sup>d)</sup> Ref. <sup>53)</sup>.

<sup>e)</sup> Ref. <sup>54)</sup>.

Das Problem der Doppeleinordnung von Linien ist insbesondere für die Bilanzen der Niveaus bei 4550 keV, 2876 keV und 1674 keV wegen der hohen Intensität der 1674 keV Linie von Bedeutung. Das der Tabelle zugrundeliegende Verhältnis der Intensitäten von Grundzustands- und Zwischenübergang für die 1674 keV Linie ist 2.0. Diese Relation wurde indirekt aus dem Koinzidenz-Spektrum zum Primärübergang von 8368 keV hergeleitet. Das Intensitätsverhältnis der dort auftretenden 1674

keV Linie zur 810 keV oder zur gleich intensiven 864 keV Linie bestimmt die Intensität des Grundzustandsüberganges von 1674 keV. Das sog. "Crossover-Cascade"-Verhältnis für das Niveau bei 1674 keV ist zugleich von theoretischem Interesse. In Tab. 8 steht der in der  $(n, \gamma)$  Untersuchung gefundene Wert den Meßergebnissen anderer Autoren aus dem  $^{58}\text{Co}$  Zerfall gegenüber.

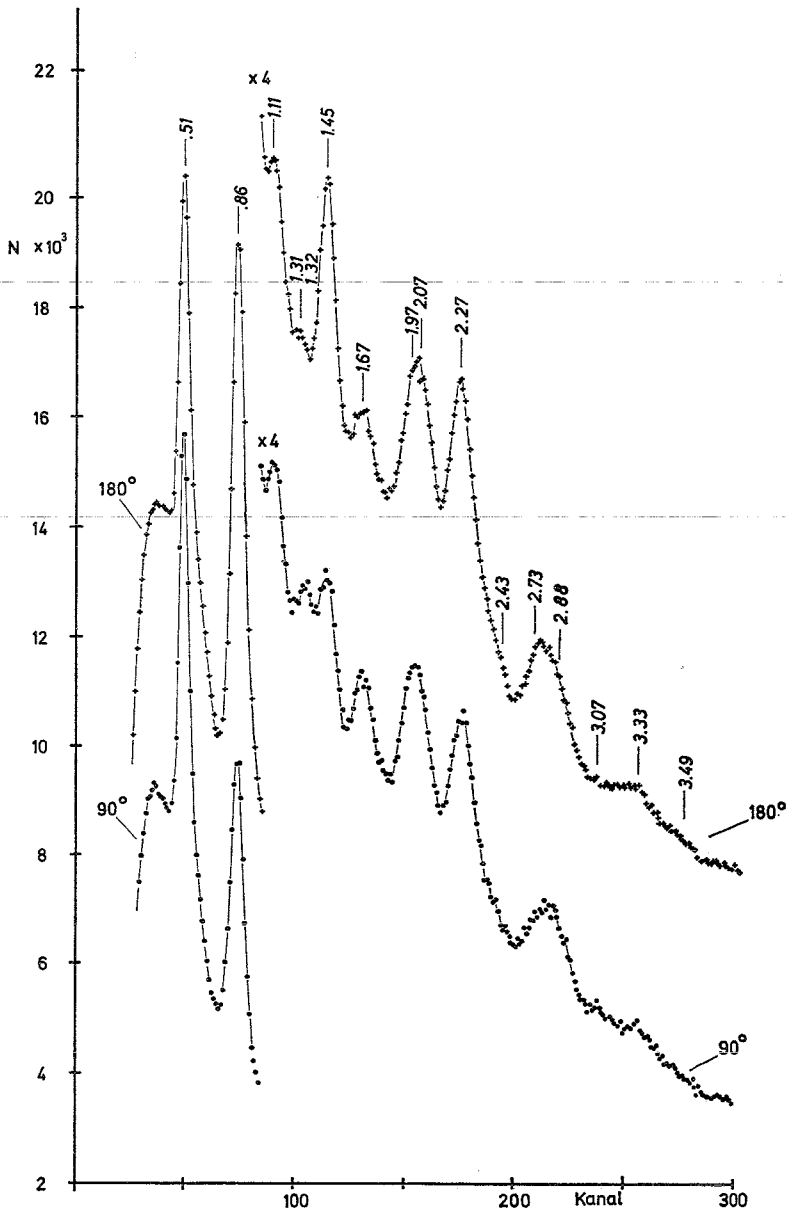


Fig. 3. NaJ-Koinzidenzspektrum zur  $^{58}\text{Fe}$   $\gamma$ -Linie von 810 keV in  $180^\circ$  und  $90^\circ$  Winkelstellung.

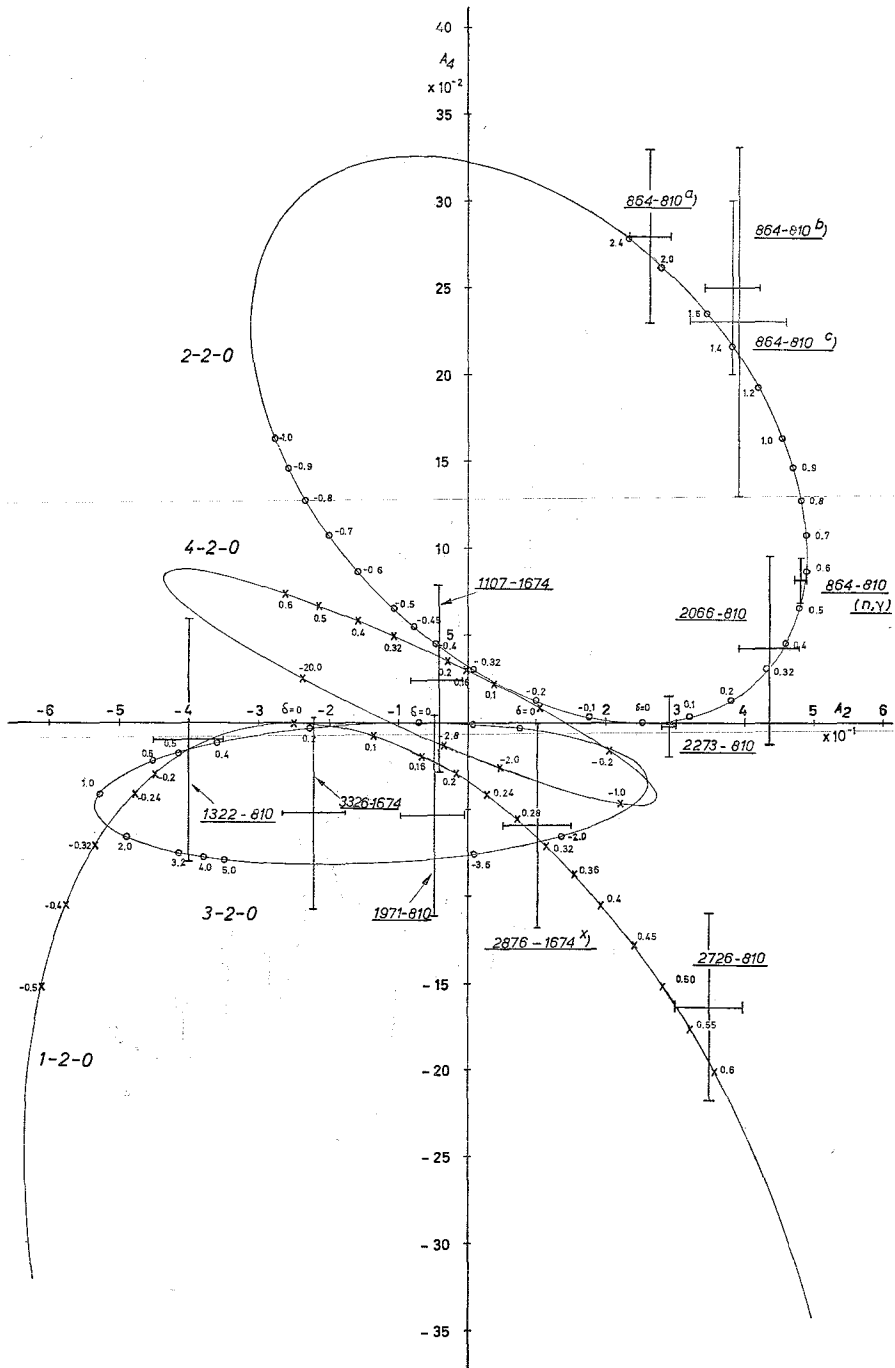


Fig. 4. Parametric representation<sup>42</sup> of the  $A_2, A_4$  values for the cascades  $I-2-0$  (with  $I = 1, 2, 3, 4$ ) (without consideration of statistical correlations). a) Ref. 3), b) Ref. 6), c) Ref. 5),  $\times$  under the assumption of a non-mixed cascade.

Das "Crossover-Cascade" Verhältnis zeigt in Koinzidenz zum 8368 keV Übergang mit den Werten 0.72 bei  $90^\circ$  und 0.54 bei  $180^\circ$  Winkelstellung der Detektoren eine starke Winkelabhängigkeit. Das in der ersten Spalte von Tab. 8 angegebene Verhältnis ist der Mittelwert, der aus den Peakflächen bei sieben Winkelpositionen unter Berücksichtigung der Winkelverteilungen bestimmt wurde. Für das Niveau bei 2876 keV läßt die Intensitätsbilanz kaum Spielraum für einen eventuellen Grundzustandsübergang. Dies steht im Einklang mit Intensitätsabschätzungen aus Koinzidenzmessungen: aus dem Vergleich der relativen Intensität der 2876 keV Linie im Einzelspektrum und in einem Koinzidenz-Spektrum zur 864 keV Linie folgt, daß ein solcher Übergang innerhalb der Unsicherheit dieser Abschätzung höchstens 10 % der Gesamtintensität der Linie haben kann.

Bei den unteren Anregungszuständen besteht lediglich für das Niveau bei 2257 keV ein Mißverhältnis zwischen Population und Abregung. Die Existenz von Zweitübergängen (s. Fig. 2) der Linien mit einer Energie von 1446 keV und 2066 keV könnte die Bilanz korrigieren; allerdings gibt es aus den Koinzidenzmessungen keinerlei Anhaltspunkte für solche Zweitübergänge.

### 3.7. $\gamma\gamma$ -WINKELKORRELATIONEN

Fig. 3 zeigt die zur 810 keV Linie koinzidenten Spektren für die Winkelpositionen  $90^\circ$  und  $180^\circ$ . Das  $180^\circ$ -Spektrum ist in dieser Darstellung zur besseren Trennung um  $N = 3000$  nach oben verschoben. Hier wurde - wie für alle in den Winkelpositionen  $90^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $150^\circ$ ,  $180^\circ$ ,  $210^\circ$  und  $270^\circ$  gemessenen Koinzidenzspektren - der koinzidente Untergrund nach der Doppelfenster-Methode subtrahiert. Nach dem gleichen Verfahren ist der nicht aufgelöste Anteil der 864 keV Linie in den zum 810 keV Übergang koinzidenten Spektren berücksichtigt.

Für die Kaskaden mit einer 1674 keV Linie ist von Bedeutung, daß diese Linie zwei verschiedenen Übergängen entsprechen kann (s. Fig. 2). Glücklicherweise lassen sich die Koinzidenzen zu verschiedenen 1674 keV Übergängen trennen. Eine Ausnahme bildet möglicherweise die Kaskade 2876-1674, der u.U. die Kaskade 1674-2876 zu einem Anteil von maximal 10 % beigemischt ist.

In Fig. 4 wurden in die parametrische Darstellung der  $A_2$ ,  $A_4$  Werte nach Coleman [Ref. 42)] für die Kaskaden  $I-2-0$  (mit  $I = 1, 2, 3, 4$ ) die aus der Analyse hervorgehenden ( $A_2$ ,  $A_4$ ) Wertepaare mit Fehlerkreuzen eingetragen. Laufparameter der für die Kaskaden charakteristischen Ellipsen ist in Fig. 4 das Mischungsverhältnis  $\delta$  für den ersten Übergang. Mit in die Abbildung aufgenommen sind vergleichshalber die Meßergebnisse <sup>3,5,6</sup>) aus dem  $\beta^+$ -EC Zerfall von  $^{58}\text{Co}$ .

In Tab. 9 sind einige Ergebnisse der Winkelverteilungsanalysen, soweit sie für die folgende Diskussion von Bedeutung sind, und ihre Interpretation in Spinfolgen und Mischungsverhältnissen zusammengefaßt. Vergleichshalber stehen in der mit (t, p) überschriebenen Spalte die Niveau-Parameter von Cohen *et al.* <sup>1)</sup>. Die Kaskaden sind nach aufsteigenden Ausgangs-Energien geordnet.

TABELLE 9  
Ergebnisse der Winkelkorrelationsmessungen

Nr.	Kaskade Übergänge (keV)	Koeffizienten		Übergang (keV)	Mischungsverhältnis		Spin- folge $I_1 I_2 I_1$	Niveau-Spin		
		$A_2$	$A_4$		$\delta^a)$	$Q^b)$ (%)		$E_i$ (keV)	$(n, \gamma)^c)$ $I^\pi$	$(t, p)^d)$ $I^\pi$
1	864- 810	$+0.479 \pm 0.009$	$+0.081 \pm 0.013$	864	$0.57 \pm 0.06$	20.6 ... 28.4	220	1674	2 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>
2	1322- 810	$-0.401 \pm 0.052$	$-0.010 \pm 0.070$	1322	$0.48^{+0.12}_{-0.10}$	12.6 ... 26.7	320	2133	3 <sup>+</sup>	3 <sup>+</sup> ?
3	1446- 810	$+0.351 \pm 0.018$	$+1.168 \pm 0.035$	1446	0	0	020	{ 810 2257	{ 2 <sup>+</sup> 0 <sup>+</sup>	{ 2 <sup>+</sup> 0 <sup>+</sup>
4	1971- 810	$-0.051 \pm 0.046$	$-0.054 \pm 0.058$	1971	$0.17 \pm 0.04$	1.7 ... 4.2	120	2781	1 <sup>+</sup>	1 <sup>+</sup> ?
5	1107-1674	$-0.043 \pm 0.038$	$+0.024 \pm 0.053$	1107	$0.18 \pm 0.03$	2.2 ... 4.2	120	2781	(1 <sup>+</sup> )	1 <sup>+</sup> ?
6	2066- 810	$+0.435 \pm 0.044$	$-0.042 \pm 0.054$	2066	$0.33^{+0.18}_{-0.11}$	4.6 ... 20.6	220	2876	2 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>
7	2273- 810	$+0.287 \pm 0.011$	$-0.002 \pm 0.018$	2273	$0.05 \pm 0.02$	0.0 ... 0.5	220	3084	2 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>
8	2433- 810	$+0.430 \pm 0.070$	$+0.930 \pm 0.300$	2433	0	0	020	3244	0 <sup>+</sup>	0 <sup>+</sup>
9	2726- 810	$+0.348 \pm 0.049$	$-0.163 \pm 0.054$	2726	$0.57^{+0.07}_{-0.05}$	21.3 ... 29.1	120	3537	1 <sup>+</sup>	1 <sup>+</sup>
10	3071- 810	$-0.400 \pm 0.080$	$-0.030 \pm 0.110$	3071	$-0.15 \pm 0.09$	0.4 ... 5.4	120	3881	1	(3 <sup>-</sup> )
11	2876-1674 <sup>e)</sup>	$+0.101 \pm 0.048$	$-0.058 \pm 0.059$	2876	$0.31 \pm 0.05$	6.3 ... 11.5	120	4550	1 <sup>+</sup>	—
12	3326-1674	$-0.224 \pm 0.045$	$-0.051 \pm 0.055$	3326	$0.02 \pm 0.04$	0.0 ... 0.4	120	5001	1 <sup>+</sup>	(2 <sup>+</sup> , 3 <sup>-</sup> )

<sup>a)</sup>  $\delta = \delta_1 = \langle I || L_1 + 1 || I_1 \rangle / \langle I || L_1 || I_1 \rangle$ .    <sup>b)</sup>  $Q = \delta^2 / (1 + \delta^2)$ .    <sup>c)</sup> Vorliegende Arbeit.    <sup>d)</sup> Ref. <sup>1)</sup>.    <sup>e)</sup> Voraussetzung: eindeutige Kaskade.

<sup>f)</sup> Der Wert  $3.5^{+1.5}_{-1.0}$  kann nicht ausgeschlossen werden, ist aber weniger wahrscheinlich.

Die angegebenen Unsicherheiten der  $A_2$ ,  $A_4$  Koeffizienten enthalten die Fehler aus der Anpassung der Verteilungsfunktion (unter Berücksichtigung der Gütezahl) und die durch problematische Intensitätsanalyse bedingten Toleranzen.

Die Fehler in den Mischungsverhältnissen ergeben sich aus den Fehlern in  $A_2$  und  $A_4$  unter Annahme eines rechteckigen Unsicherheitsbereiches in der Ellipsen-Darstellung.

Die von Cohen bestimmten und vermuteten (mit Fragezeichen versehenen) Niveauparameter stimmen bis zum 3536.6 keV Niveau mit den  $(n, \gamma)$  Ergebnissen überein. Neu festgelegt durch diese Arbeit sind die Spins (und Paritäten) der Niveaus bei 4550 keV und 5001 keV. Die Frage, ob Cohen dem Niveau bei 5001 keV einen anderen Spin zugeordnet hat, bleibt ebenso offen wie die Frage, welches Niveau Cohen mit der Energieangabe 4.99 MeV meint.

Zur Interpretation der gemessenen Winkelverteilungen können folgende Anmerkungen gemacht werden:

*Kaskade Nr. 1 [864-810].* Zwischen den in dieser Untersuchung gefundenen  $A_2$ ,  $A_4$  Werten und den über den  $\beta^+$ -EC Zerfall von  $^{58}\text{Co}$  gemessenen  $^{3-6}$  Koeffizienten besteht eine Diskrepanz. Dem E2/M1 Mischungsverhältnis  $Q$  zwischen 70 % und 80 % steht aus der  $(n, \gamma)$  Winkelkorrelationsmessung der Wert  $24.5 \pm 3.9$  gegenüber. Die experimentellen Voraussetzungen zu einer  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsanalyse sind für die  $(n, \gamma)$  Reaktion günstiger als für den  $^{58}\text{Co}$  Zerfall: Das Intensitätsverhältnis der 810 keV Übergänge, die in der Kaskade [864-810] auftreten, zu den 810 keV Übergängen aus direkter Population ist im ersten Fall 38 %, im zweiten ca. 1 %. In der  $(n, \gamma)$  Reaktion kann die Existenz weiterer  $\gamma$ -Übergänge im Energiebereich zwischen 800 keV und 870 keV grundsätzlich nicht ausgeschlossen werden; auf Grund der Halbleitermessungen muß die Intensität solcher Linien aber so klein sein, daß die Diskrepanz zu den Messungen aus dem  $^{58}\text{Co}$  Zerfall dadurch nicht erklärt werden kann.

Wegen der bestehenden Diskrepanz wurde zusätzlich die Kaskade [8368-864/810] ausgewertet. Störungen der oben genannten Art scheiden in einer solchen Messung aus. Außerdem ist die Struktur des Koinzidenz-Spektrums zur 8368 keV Linie äußerst einfach: es besteht aus den Linien 810 keV, 864 keV (beide vom NaJ-Detektor nicht aufgelöst) und 1674 keV. Da der E1 Primärübergang von 8368 keV auf einem  $(2^+)$  Niveau (bei 1674 keV) endet, ist von den beiden Einfangzuständen mit  $I^\pi = 0^-$  und  $1^-$  nur der  $(1^-)$  Zustand beteiligt. Die Winkelverteilung  $W(\vartheta) = 1 + A_2 P_2(\cos \vartheta)$  für den komplexen 810/864 keV Peak setzt sich zu gleichen Teilen aus den Verteilungen der beiden Kaskaden [8368-864] und [8368-(864)-810] zusammen. Das Ergebnis dieser Analyse bestätigt mit  $\delta = 0.53 \pm 0.05$  den aus der Kaskade [864-810] gefundenen  $\delta$ -Wert.

*Kaskade Nr. 2 [1322-810].* In Koinzidenz zur 810 keV Linie treten - im NaJ-Spektrum nicht trennbar - die 1306 keV und die 1322 keV Linie gleichzeitig auf. Ihr Intensitätsverhältnis muß -ausweislich der Halbleiter-Koinzidenz-Spektren - das gleiche sein wie im Einzelspektrum. Der 1306 keV Übergang kann jedoch wegen der Beteiligung eines  $0^+$  Niveaus (s. Fig. 2) die Winkelverteilung der [1322-810] Kaskade nur

durch eine isotrope Beimengung stören, die in Tab. 9 berücksichtigt ist. Die  $A_2, A_4$  Koeffizienten lassen die Spin-Sequenzen 3-2-0 und 1-2-0 zu. Die Spinfolge 1-2-0 kann mit ziemlicher Sicherheit ausgeschlossen werden, weil weder eine Abregung zum Grundzustand noch ein Primärübergang oder anregende Zwischenübergänge aus benachbarten Zuständen beobachtbar sind. Die Unsicherheit in  $A_4$  ermöglicht keine eindeutige Aussage über das Mischungsverhältnis.

*Kaskaden Nr. 3 und Nr. 8* [1446-810] [2433-810]. Beide Kaskaden lassen nur die Deutung durch eine (0-2-0) Spinfolge zu. Die Abweichung der experimentellen von den theoretischen Koeffizienten  $A_2 = 0.36$  und  $A_4 = 1.15$  im Falle der Kaskade Nr. 8 sind auf schwer zu erfassende Beimengungen zurückzuführen (s. Fig. 3).

*Kaskade Nr. 4* [1971-810]. Der Fehler in  $A_4$  läßt für das Niveau bei 2781 keV die Spins 1, 3 und eventuell noch 4 zu. Wegen der Existenz eines intensiven Primärüberganges sind die Spins 3 und 4 mit Sicherheit auszuschließen.

*Kaskade Nr. 5* [1107-1674]. Diese Kaskade läßt keine eindeutige Spinbestimmung zu. Der angegebene  $\delta$ -Wert, setzt die Spinfolge 1-2-0 als richtig voraus.

*Kaskaden Nr. 6, 7 und 9* [2066-810] [2273-810] [2726-810]. Sämtliche Kaskaden lassen keinen Zweifel offen an der Spinsequenz. Für die Kaskaden Nr. 6 und 9 mußten die Intensitäten der Linien 2066 keV und 2726 keV aus komplexen Peaks bestimmt werden, was sich in der Höhe der Fehler ausdrückt.

*Kaskade Nr. 10* [3071-810]. Die  $A_2$ - $A_4$  Werte lassen bei Berücksichtigung der An- und Abregung nur den Spin  $I = 1$  für das Niveau bei 3881 keV zu.

*Kaskade Nr. 11* [2876-1674]. Die angegebenen  $A_2, A_4$  Koeffizienten sind auf einen (1 : 6) Anteil der Kaskade [3326-1674] über den ersten Entkomm-Peak der 3326 keV Linie korrigiert. Das negative Vorzeichen von  $A_4$  führt zu den möglichen Niveau-Spins  $I = 1, 3, 4$  bei 4550 keV. Die beiden letzteren können wegen des sehr intensiven Primärüberganges sicher ausgeschlossen werden. Das Mischungsverhältnis wurde unter der einfachsten Voraussetzung einer eindeutigen Kaskade (d.h. Ausschluß der Möglichkeit [1674-2876]) bestimmt.

*Kaskade Nr. 12.* [3326-1674]. Die Intensitätsanalyse der 3326 keV Linie kann ein positives Vorzeichen für  $A_4$  ausschließen. Damit kommen für das Niveau bei 5001 keV nur die Spins  $I = 1$  und 3 in Frage. Der Spin 3 scheidet wegen der hohen Intensität des Primärüberganges aus.

#### 4. Diskussion

Bei einem Vergleich des aufgrund dieser ( $n, \gamma$ ) Untersuchung vorgeschlagenen Termschemas mit den in anderen Arbeiten <sup>1, 5, 7-11</sup>) gefundenen <sup>58</sup>Fe Niveaus zeigt sich - abgesehen von mitunter stärkeren Energie-Abweichungen - befriedigende Übereinstimmung. Die Energiegenauigkeit der ( $n, \gamma$ ) Niveaus übertrifft jene der bisher publizierten Terme in der Mehrzahl der Fälle um mindestens eine Größenordnung. Bei 1.22 MeV tritt singular in der Literatur - auch nicht von Messungen gleichen Typs bestätigt - ein ( $d, p$ ) Niveau von Bochin *et al.* <sup>11</sup>) auf. Übereinstimmend in ( $d, p$ ) und ( $t, p$ ) Messungen - nicht aber in der vorliegenden Arbeit - wurde ein Niveau bei



2.61 MeV angeregt. Falls hierfür die Spin-Interpretation  $5^-(6^+)$  von Cohen <sup>1)</sup> stimmt, ist verständlich, weshalb dieser Zustand in der  $(n, \gamma)$  Reaktion (bei Einfang-Spin  $0^-$  und  $1^-$ ) nicht beobachtet wird. Allerdings erwartet man weder nach Schalenmodell<sup>2)</sup>- noch nach Kollektiv-Modell-Vorstellungen einen  $(5^-)$ -Zustand bei so niedriger Energie. Besser paßt die Spin-Interpretation  $(2^+, 4^+)$  aus der  $(\alpha, \alpha')$  Winkelverteilungs-Analyse; in diesem Fall müßte man jedoch eine An- und/oder Abregung in der  $(n, \gamma)$  Reaktion sehen. Abgesehen von diesem Sonderfall gilt die Übereinstimmung der Niveaus nicht nur für die Energiewerte. Spins und Paritäten aus der  $(n, \gamma)$  Reaktion stimmen fast ausnahmslos mit denen aus der  $(t, p)$  Reaktion überein, und mit beiden sind größtenteils die aus der  $(d, p)$  Stripping-Reaktion bestimmten  $l$ -Werte konsistent.

Für die Niveaus bei 2133 keV und 2781 keV wurden die Spins und Paritäten  $I^\pi = 3^+$  und  $1^+$  in der Arbeit von Cohen wegen Intensitätsschwierigkeiten nicht aus der Winkelverteilung der Protonen in der  $(t, p)$  Reaktion bestimmt, sondern mit dem Argument der unnatürlichen Parität dieser Zustände unter Verwendung der  $l$ -Werte aus der  $(d, p)$  Reaktion vorgeschlagen. Demgegenüber beruhen die entsprechenden Größen der  $(n, \gamma)$  Untersuchung auf  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelations-Analysen. Diese bestätigen die von Cohen angegebenen Werte. Zu dem auf diese Weise gesicherten Spin  $3^+$  für das Niveau bei 2133 keV steht das Ergebnis der  $(\alpha, \alpha')$ Messung mit einem nicht ganz sicheren  $I^\pi = 4^+$  in Widerspruch. Obwohl bei der inelastischen  $\alpha$ -Teilchen-Streuung nach Ref. <sup>7)</sup> die Energieauflösung vergleichsweise schlecht und die Spin-Aussagen in zwei Fällen unsicher sind, kommt den über diese Reaktion bestimmten Niveaus insofern Bedeutung zu, als solche angeregte Zustände gewöhnlich starke kollektive Anteile haben. Unter diese Kategorie fallen danach mit einiger Sicherheit die Niveaus bei 810 keV und 1674 keV, vielleicht auch bei 2133 keV und das nicht in der  $(n, \gamma)$ -Untersuchung gefundene Niveau bei 2.61 MeV. Folgende Fakten sprechen dafür, daß die ersten beiden Anregungszustände von  $^{58}\text{Fe}$  merkliche Quadrupol-Vibrations-Beimengungen haben: a) das Energieverhältnis  $E_2/E_1 = 2.06$ ; b) die relativ große Intensität der Kaskadenabregung für das zweite Niveau  $I_{\text{casc}}/I_{\text{cross}} = 1.54$ ; c) der E2 Anteil im Übergang vom zweiten zum ersten Niveau  $Q(E2) = 24.5\%$ ; d) das daraus resultierende Verhältnis der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten  $B(E2; 2^{+'} \rightarrow 2^+)/B(E2; 2^{+'} \rightarrow 0^+) = 10.5$  - Das letzterem entsprechende Verhältnis aus früheren Messungen von Frauenfelder <sup>3)</sup> aus dem  $^{58}\text{Co}$  Zerfall mit  $I_{\text{casc}}/I_{\text{cross}} = 3.2$  und  $Q(E2) = 84\%$  war  $B'/B = 75$ . Dieser Wert entsprach weitaus eher den Vorstellungen der Theorie über Quadrupolvibrationen als der in der vorliegenden Untersuchung gefundene.

Von den höheren  $^{58}\text{Fe}$  Niveaus kann aufgrund seines Spins und seiner Abregung das  $(0^+)$  Niveau bei 2257 keV nicht als 2-Phononen-Quadrupol-Zustand ausgeschlossen werden. Der noch fehlende dritte Triplettzustand ist möglicherweise das in der  $(n, \gamma)$  Messung nicht beobachtete Niveau bei 2.61 MeV, falls die Spinzuordnung  $4^+$  zutrifft.

Ganz generell deuten die Termstruktur und der in der  $(n, \gamma)$  Reaktion gefundene Abregungsmechanismus nicht auf die Existenz von Quintuplettzuständen ( $n_2 = 3$ ). Lediglich das  $(3^+)$  Niveau bei 2133 keV ist wegen seiner intensiven Abregung zu dem

( $n_2 = 2$ ) Zustand bei 1674 keV als solcher interpretierbar, wenn die Verletzung der Phononen-Auswahlregel  $|\Delta n| = 1$  durch den 1322 keV Übergang (ähnlich wie bei der Abregung des Niveaus bei 1674 keV) in Kauf genommen wird.

Welche energetische Lage die Phononenzustände im  $^{58}\text{Fe}$  nach den Vibrationsmodellen von Belyaev/Zelevinskii<sup>43)</sup> - Brink<sup>44)</sup> und Leal Ferreira<sup>45)</sup> haben müßten, wurde unter folgender Voraussetzung berechnet:  $E_{1,2} = 810$  keV,  $E_{2,0} = 2257$  keV,  $E_{2,2} = 1674$  keV,  $E_{3,3} = 2133$  keV ( $E_{nI}$  ist dabei die Energie des  $n$ -Phononen-Quadrupolzustandes mit Spin  $I$ ; da in beiden Modellen nur drei freie Parameter vorkommen, wurden die Terme nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angepaßt).

Es zeigt sich, daß im ersten Fall (Belyaev) die ungewöhnlich tiefe Lage des vorausgesetzten ( $3^+$ ) Quintuplett-Zustandes unter dem ( $0^+$ ) Niveau schlecht modellverträglich ist, so daß die Triplet-Zustände unvernünftig stark (500-600 keV) gespreizt werden, während die Quintuplettzustände sich etwa erwartungsgemäß im Energiebereich zwischen 2.2 MeV und 4.3 MeV verteilen. Die zweite Anpassung (Leal Ferreira) führt zu einem nicht akzeptablen 2-Phononen-Zustand bei 1.36 MeV und einem 3-Phononen-Zustand bei 1.65 MeV; alle weiteren Quintuplettzustände liegen relativ dicht zwischen 2.0 MeV und 3.1 MeV.

Der ( $3^-$ )-Oktupol-1-Phonon-Zustand, der nach der Systematik von Eichler<sup>46)</sup> bei etwa 4 MeV auftreten muß, wurde in der vorliegenden Arbeit vergeblich gesucht. Eine starke Populierung vom ( $0^-/1^-$ ) Einfangzustand kann man allerdings auch kaum erwarten. Von den beiden in der ( $\alpha, \alpha'$ )-Reaktion beobachteten, sehr wahrscheinlich kollektiven ( $3^-$ ) Niveaus käme wohl das untere bei 3.79 MeV als niedrigster Oktupolzustand in Frage. Es entspricht möglicherweise dem einzigen ( $3^-$ ) Niveau von Cohen<sup>4)</sup> in energetischer Nähe, nämlich bei 3.88 MeV. Das ( $n, \gamma$ ) Niveau bei 3881 keV kann damit aber wegen des intensiven Primärüberganges und der starken Abregung zum ( $0^+$ ) Grundzustand nicht identisch sein. Auch für das obere ( $3^-$ ) Niveau aus der  $\alpha$ -Teilchen-Streuung bei 4.45 MeV findet sich ein Analogon aus der ( $t, p$ ) Messung. Es ist ebenfalls in der  $\gamma$ -Spektroskopie nicht zu entdecken. In der Kollektiv-Phänomenologie könnte ein solches Niveau als niedrigster Quadrupol-Oktupol-Zustand angesehen werden.

Es bleibt abschließend festzustellen, daß von den in der ( $n, \gamma$ ) Reaktion in weitgehender Übereinstimmung mit anderen Methoden gefundenen Anregungsniveaus höchstens die untersten vier den Charakter von Vibrationszuständen tragen und auch diese nicht ganz widerspruchsfrei in das Bild der ( $\lambda = 2$ ) Kernoberflächenschwingungen hineinpassen.

Bei einem Termvergleich von  $^{58}\text{Fe}$  mit den benachbarten doppelt geraden Kernen  $^{56}\text{Fe}$  und  $^{60}\text{Ni}$  fallen folgende Tatsachen auf: Das Nachbarisotop<sup>47,48)</sup>  $^{56}\text{Fe}$  mit nur zwei Valenzneutronen zeigt kaum noch Kollektivstruktur; vom 2-Phononen-Triplett ist möglicherweise nur das ( $4^+$ ) Niveau vorhanden. In seiner energetischen Lage unterscheidet sich das 1-Phonon-Niveau von  $^{56}\text{Fe}$  fast nicht vom analogen Zustand im  $^{58}\text{Fe}$ . - Im Nachbarisotop  $^{60}\text{Ni}$  sind wegen der abgeschlossenen  $\pi 1f_{7/2}$  Schale die Anregungsenergien relativ zum Grundzustand angehoben. Im Gegensatz zu  $^{56}\text{Fe}$

und <sup>58</sup>Fe sind die ( $n_2 = 2$ ) Triplettzustände vollzählig und regen sich mit stärkster Intensität zum ( $n_2 = 1$ ) Zustand ab; vom ( $3^+$ ) Niveau wurde ferner - im Einklang mit seiner Deutung als Quintuplettzustand - nur ein Übergang zum  $E_{22}$  Niveau gefunden

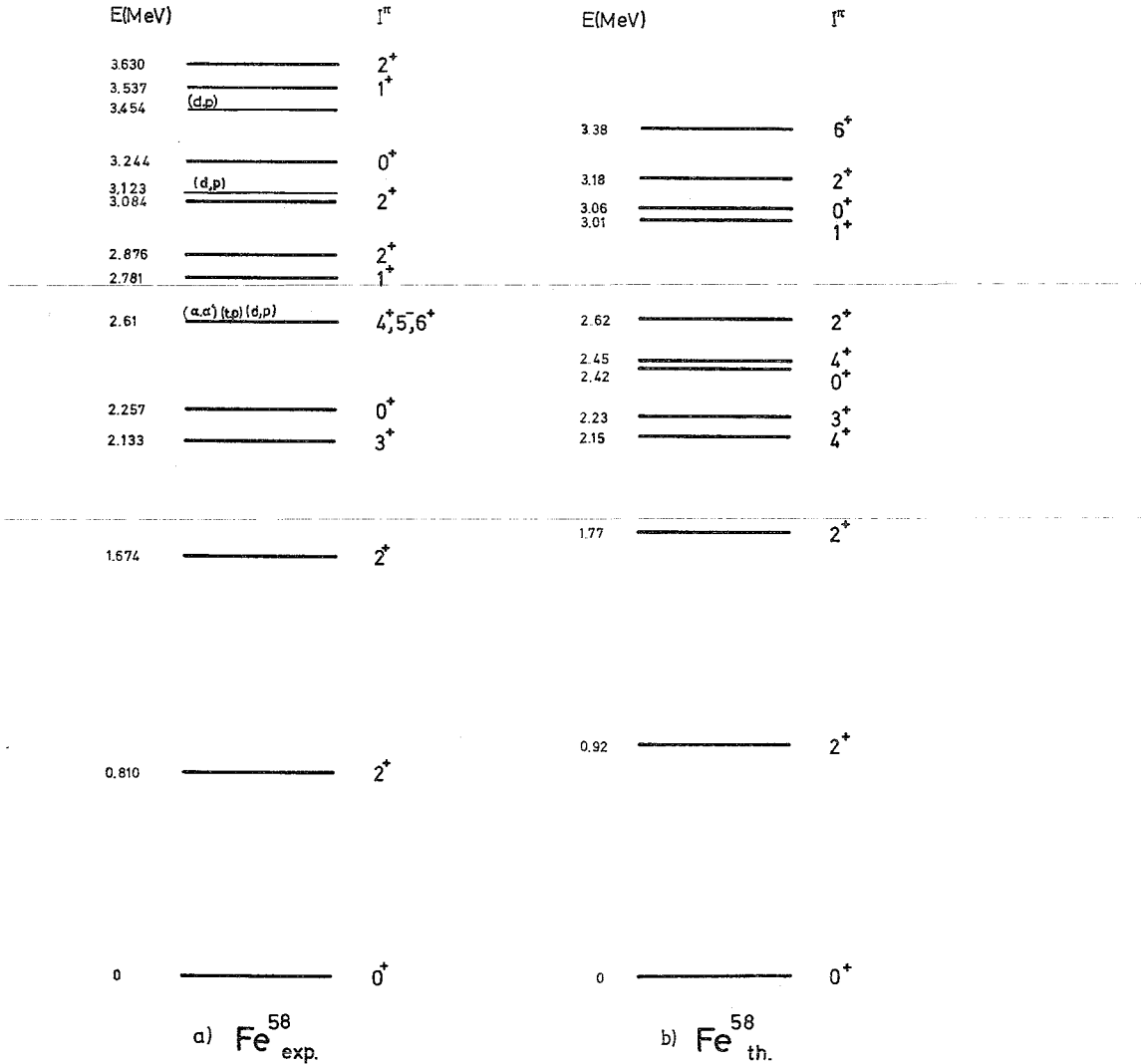


Fig. 5. Vergleich des experimentellen Termschemas von <sup>58</sup>Fe mit Schalenmodellrechnungen<sup>2)</sup>. a) Diese Arbeit, ( $\alpha, \alpha'$ )<sup>7)</sup>, (t, p)<sup>1)</sup>, (d, p)<sup>9)</sup>; b) McGrory<sup>2)</sup>.

[Ref. <sup>49)</sup>]. Der <sup>58</sup>Fe Kern scheint also mit seiner ( $N = 32$ ) Konfiguration mehr zu Kollektiv-Phänomenen zu neigen als das Isotop mit  $N = 30$ , aber eigenartigerweise trotz seiner nicht aufgefüllten Protonenschale weit weniger als das Isoton mit  $Z = 28$ .

Wie schon zu Beginn dieser Arbeit erwähnt, wurde in Erweiterung von Rechnungen nach dem Schalenmodell mit Restwechselwirkung für Kerne mit  $20 \leq Z \leq 27$  und  $N = 30$  auch  $^{58}\text{Fe}$  mit  $N = 32$  behandelt<sup>2)</sup>. Die Voraussetzungen dieser Rechnungen sind: i) die Annahme eines inerten  $^{48}\text{Ca}$  Rumpfes, (ii) die Beschränkung der letzten 6 Protonen auf die  $\pi 1f_{7/2}$  Schale, (iii) die freie Besetzungsmöglichkeit der letzten 4 Neutronen auf die Schalen  $\nu 2p_{3/2}$ ,  $\nu 1f_{7/2}$ ,  $\nu 2p_{1/2}$ .

Die Neutronen-Einteilchen-Anregungsenergien sind  $^{49}\text{Ca}$  entnommen, die Proton-Proton-Wechselwirkung dem  $^{54}\text{Fe}$ , die Neutron-Neutron-Wechselwirkung den Schalenmodellrechnungen<sup>50)</sup> für die Ni-Isotope, die Neutron-Protonwechselwirkung aus einem Vergleich der Einteilchenanregungen von  $^{49}\text{Ca}$  und  $^{57}\text{Ni}$ .

Das Ergebnis dieser Rechnungen für  $^{58}\text{Fe}$  wird zusammen mit dem experimentellen Termschema in Fig. 5 gezeigt. In Anbetracht der Tatsache, daß kein Parameter dieser Rechnungen an experimentelle Daten des Kernes  $^{58}\text{Fe}$  angepaßt wurde und insbesondere schon der Neutron-Neutron-Wechselwirkung eine Energie-Unsicherheit von ca. 200 keV anhaftet, ist die Übereinstimmung bis 3.2 MeV erstaunlich gut. Zu jedem experimentellen  $^{58}\text{Fe}$  Niveau (unter Einbeziehung eines in der  $(n, \gamma)$  Reaktion nicht beobachteten Niveaus bei 2.61 MeV) existiert ein theoretisches Pendant (mit gleichem  $I^\pi$ ) innerhalb einer 250 keV Umgebung. Lediglich das theoretische ( $4^+$ ) Niveau bei 2.15 MeV scheint überzählig zu sein.

Die Übereinstimmung der Termschemata bringt allerdings noch nicht den Beweis, daß dieses Modell eine wirklich adäquate Beschreibung des Kernes  $^{58}\text{Fe}$  ist. Eine Überprüfung anhand von elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten steht in Aussicht<sup>51)</sup>. Dabei liefern die in dieser Arbeit gemessenen Gammaintensitäten und Multipolmischungen empfindliche Kriterien.

### Literatur

- 1) B. L. Cohen, C. L. Fink, J. B. Moorhead und R. A. Moyer, Phys. Rev. **157** (1967) 1033
- 2) J. B. McGrory, Phys. Lett. **26B** (1968) 604
- 3) H. Frauenfelder, N. Levine, A. Rossi und S. Singer, Phys. Rev. **103** (1956) 352
- 4) N. Levine, H. Frauenfelder und A. Rossi, Z. Phys. **151** (1958) 241
- 5) D. MacArthur, R. Goodman, A. Artna und M. W. Johns, Nucl. Phys. **38** (1962) 106
- 6) S. Malmkog, Nucl. Phys. **51** (1964) 690
- 7) H. Faraggi, Bull. Inf. Sci. Techn. **91** (1965) 37
- 8) J. H. Bjerregaard, P. F. Dahl, O. Hansen und G. Sidenius, Nucl. Phys. **51** (1964) 641
- 9) A. Sperduto und W. W. Buechner, Phys. Rev. **134** (1964) B142
- 10) R. H. Fulmer und A. L. McCarthy, Phys. Rev. **131** (1963) 2133
- 11) V. P. Bochín, K. I. Zhrebtsova, V. S. Zolotarev, V. A. Komarov, L. V. Krasnov, V. F. Litvin, Yu. A. Nemilov und B. G. Novatsky, Nucl. Phys. **51** (1964) 161
- 12) A. V. Murzin, B. V. Belykh, V. I. Golyshkin und A. F. Ogorodnik, Yad. Fiz. **6** (1967) 446
- 13) Neutrons Cross Sections BNL-325, 2nd edition, Suppl. 2, August 1966
- 14) L. V. Groshev, A. M. Demidov, G. A. Kotel'nikov und V. N. Lutsenko, Bull. Acad. Sci. USSR, (phys. ser.) **28** (1964) II 1132
- 15) G. D. Sprouse und S. S. Hanna, Nucl. Phys. **74** (1965) 177
- 16) W. Haupt, D. Lange, H. G. Eckert und A. Flammersfeld, Z. Phys. **188** (1965) 256
- 17) W. Michaelis und H. Kúpfer, Nucl. Instr. **56** (1967) 181
- 18) G. Markus, Dissertation Karlsruhe (1967)

- 19) H. Schmidt, KFK-877 (1969)
- 20) U. Fanger, KFK-887 (1969)
- 21) G. Krüger und G. Dimmler, KFK-242 (1964)
- 22) G. Krüger, Atomwirtschaft **10** (1965) 118
- 23) G. Krüger, G. Dimmler, G. Zipf, H. Hanak und R. Merkel, Kerntechnik **8** (1966) 273
- 24) C. Weitkamp, Dissertation Karlsruhe (1966)
- 25) G. Murray, R. L. Graham und J. S. Geiger, Nucl. Phys. **63** (1965) 353
- 26) W. W. Black und R. L. Heath, Nucl. Phys. **A90** (1967) 650
- 27) R. C. Greenwood und W. W. Black, Phys. Lett. **21** (1966) 702
- 28) H. E. Jackson, A. I. Namenson und G. E. Thomas, Phys. Lett. **17** (1965) 324
- 29) R. K. Shelton und W. N. Shelton, H. T. Motz und R. E. Carter, Phys. Rev. **136** (1964) 351
- 30) R. C. Greenwood, Paper F1 Slow Neutron Capture Conf., Argonne Natl. Lab., Nov. 1966
- 31) W. Michaelis, unveröffentlicht
- 32) L. V. Groshev, A. M. Demidov und N. Shadiev, J. Nucl. Phys. (USSR) **3** (1966) 444
- 33) F. Aizenberg-Selove, Nucl. Phys. **A114** (1968) 1
- 34) V. Haase, KFK-730 (1968)
- 35) M. E. Rose, Phys. Rev. **91** (1953) 610
- 36) L. C. Biedenharn und M. E. Rose, Revs. Mod. Phys. **25** (1953) 729
- 37) H. Ferentz und N. Rosenzweig, Argonne Natl. Lab. Report 5324 (1954)
- 38) W. Michaelis, KFK-135 (1963)
- 39) G. A. Bartholomew, Ann. Rev. Nucl. Sci. **11** (1961) 259
- 40) G. A. Bartholomew und J. F. Vervier, Nucl. Phys. **50** (1964) 209
- 41) G. Rohr, pers. Mitteilung
- 42) G. F. Coleman, Nucl. Phys. **5** (1958) 495
- 43) S. T. Belyaev und V. G. Zelevinskii, Izv. Akad. Nauk SSSR (ser. fiz.) **28** (1964) 127;  
Bull. Acad. Sci. USSR (phys. ser.) **28** (1964) 121
- 44) D. M. Brink, ANL-6797 (1963)
- 45) P. Leal Ferreira, J. A. Castilho Alcaràs und V. C. Alguilera, Phys. Rev. **136** (1964) B1243
- 46) E. Eichler, Rev. Mod. Phys. **36** (1964) 809
- 47) C. Chasman und R. A. Ristinen, Phys. Rev. **159** (1967) 915
- 48) P. F. Hinrichsen, M. P. Shapiro und D. M. Van Patter, Nucl. Phys. **A101** (1967) 81
- 49) R. K. Mohindra und D. M. Van Patter, Phys. Rev. **139** (1965) B274
- 50) S. Cohen, R. D. Lawson, M. H. Macfarlane, S. P. Pandya und M. Soga, Phys. Rev. **160** (1967) 903
- 51) J. B. McGroory, pers. Mitteilung
- 52) G. A. Bartholomew, Nucl. Data **A3** (1967) 367
- 52) J. C. Ritter, R. E. Larson, J. I. Hoover, Nucl. Phys. **A110** (1968) 463
- 54) K. W. Dolan, D. K. McDaniels, D. O. Wells, Phys. Rev. **148** (1966) 1151