

KERNFORSCHUNGSZENTRUM

KARLSRUHE

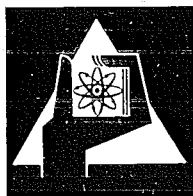
Oktober 1969

KFK 1113

Institut für Angewandte Kernphysik

Winkelverteilungsmessungen an γ -Kaskaden aus der
Reaktion $^{57}\text{Fe}(n, \gamma)^{58}\text{Fe}$

H. Schmidt, W. Michaelis, U. Fanger



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

WINKELVERTEILUNGSMESSUNGEN AN γ -KASKADEN
AUS DER REAKTION $^{57}\text{Fe}(n, \gamma)^{58}\text{Fe}$

H. SCHMIDT, W. MICHAELIS und U. FANGER

Institut für Angewandte Kernphysik, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, Deutschland

Eingegangen am 2. Juni 1969

Abstract: Within a study of the gamma radiation following thermal neutron capture in enriched ^{57}Fe (cross section 2.5 b), angular correlations of gamma-ray cascades have been measured with NaI(Tl) scintillation detectors. By using a 2×1024 channel dual ADC connected to an on-line computer, more than 30 angular correlations could be determined simultaneously. Systematic errors arising from the coincident background under the peaks and from the complex structure of the capture spectrum were eliminated by application of the double-window technique. An extensive set of data has been obtained which allows the mutually consistent determination of a large number of level spins and multipole mixtures of the transitions observed in ^{58}Fe . The contributions of the two possible capture state spins (0^- and 1^-) to the intensities of the primary transitions have been estimated for about 83 % of the observed total intensity. Conclusions about the level structure and capture mechanism are briefly discussed.

E NUCLEAR REACTIONS $^{57}\text{Fe}(n, \gamma)$; measured $\gamma\gamma(\theta)$. ^{58}Fe deduced levels, J, π, δ .
Enriched target, NaI(Tl) detectors.

1. Einleitung

Die Systematik der geraden Atomkerne im Massenbereich zwischen $A = 50$ und $A = 90$ zeigt, daß tiefliegende Energieniveaus dieser Kerne im allgemeinen durch das Vibrationsmodell richtig beschrieben werden. Dies sollte nach früheren Untersuchungen über den ^{58}Co β -Zerfall[†] auch für ^{58}Fe gelten, wie insbesondere die Winkelverteilungsmessungen von Frauenfelder *et al.*¹⁾, die später von MacArthur *et al.*²⁾ und Malmskog³⁾ wiederholt wurden, deutlich machen. Diese Autoren fanden für die beiden untersten Anregungszustände Spin/Parität $I^\pi = 2^+$ und für den $2^+ \rightarrow 2^+$ Übergang einen E2 Anteil von 70 % und darüber. Aussagen über höher angeregte, durch β -Zerfall nicht erreichbare Energiezustände, deren Struktur zur Prüfung vorgeschlagener Kernmodelle von Interesse ist, lassen sich bequem über die $^{57}\text{Fe}(n, \gamma)^{58}\text{Fe}$ Reaktion gewinnen. Das Zerfallsschema in Fig. 1 resultiert aus einer Untersuchung dieser Reaktion⁴⁾. Es beruht auf der Bestimmung der γ -Energien mit Ge(Li) Detektoren sowie Koinzidenzmessungen. Ein Teil der in dieser Arbeit vorgelegten Ergebnisse sowie ihre Interpretation wurde bereits in Ref. 4) kurz mitgeteilt. Die dort angegebenen Niveauspins (s. Fig. 1) und Mischungsverhältnisse δ der wahrschein-

[†] Vor 1956 erschienene Arbeiten über den ^{58}Co Zerfall sind in Ref. 1) zitiert.

lichsten Multipolkomponenten einzelner γ -Übergänge stützen sich jedoch auf die Untersuchung einer größeren Anzahl von γ -Kaskaden. Es erschien angebracht, die Ergebnisse der Winkelverteilungsmessungen am ^{58}Fe Kern hier zusammengefaßt darzustellen und ausführlicher zu diskutieren.

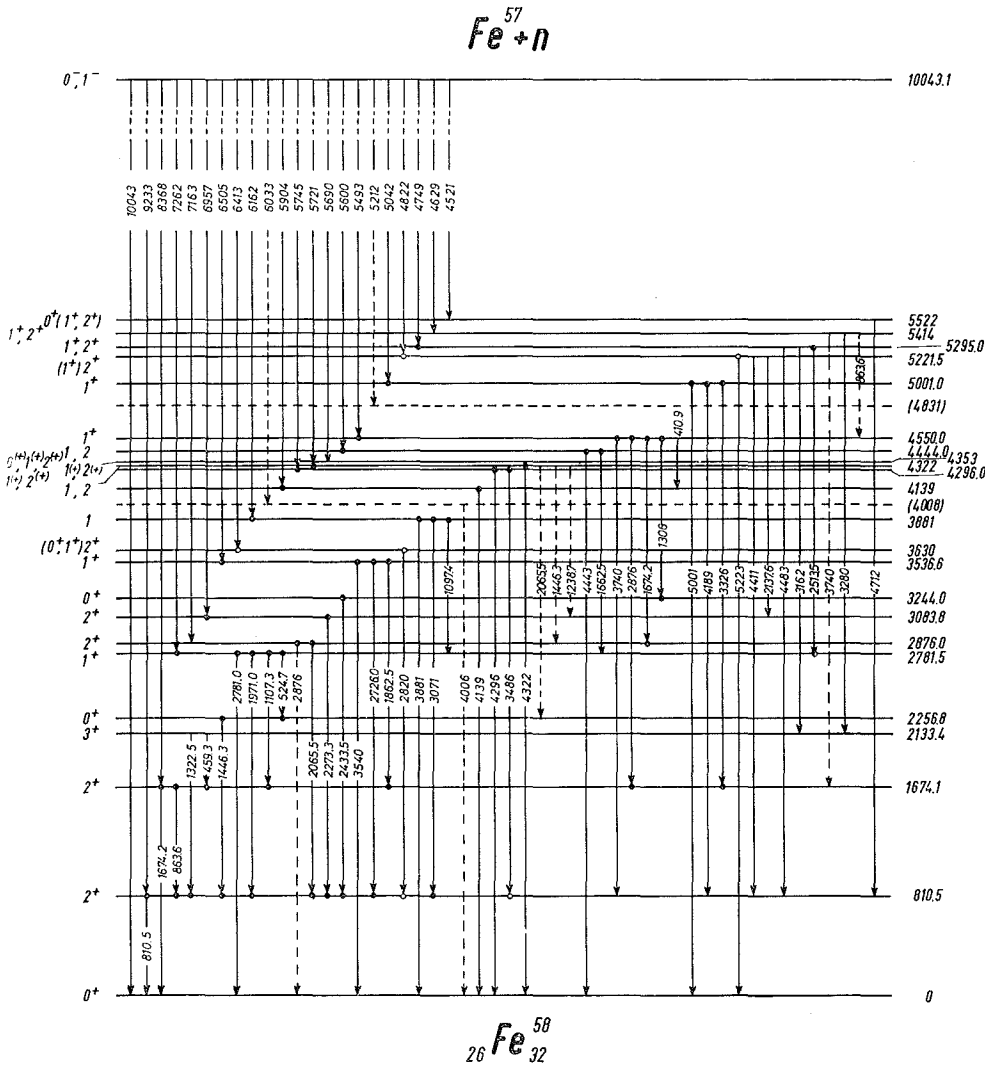


Fig. 1. Termschema des ^{58}Fe aus der Reaktion $^{57}\text{Fe}(n, \gamma)^{58}\text{Fe}$. Nachgewiesene Koinzidenzen sind durch Punkte, wahrscheinliche Koinzidenzen durch Kreise, nicht sicher eingeordnete Übergänge durch Strichelung angedeutet.

Der Grundzustand von ^{57}Fe hat $I^\pi = \frac{1}{2}^-$. Bei s-Neutronen-Einfang ist der Eingangszustand von ^{58}Fe daher eine Mischung von Zuständen mit $I^\pi = 0^-$ und $I^\pi = 1^-$.

Für eine Reihe von Anregungszuständen ist aus (d, p) Stripping-Reaktionen^{5,6)} der Neutronen-Bahndrehimpuls bekannt. Daraus ergeben sich Anhaltspunkte für die Paritäten und möglichen Spins dieser Niveaus. Faraggi⁷⁾ konnte nach Untersuchung der inelastischen Streuung von α -Teilchen mittlerer Energie Angaben über die wahrscheinlichen Spins der Niveaus bei 0.81, 1.66, 2.07, 2.57, 3.99 und 4.49 MeV machen. In jüngster Zeit haben Cohen *et al.*⁸⁾ über die Reaktion $^{56}\text{Fe}(t, p)^{58}\text{Fe}$ die Spins einer größeren Zahl von Energieniveaus bestimmt. Sofern diese mit den über die (n, γ) Reaktion angeregten Zuständen zu identifizieren sind, stimmen die Ergebnisse von Cohen und die der vorliegenden Arbeit weitgehend überein. Mischungsparameter von γ -Übergängen wurden außer für die 864 keV-Linie bisher nicht ermittelt.

2. Experimentelle Einzelheiten

Die Apparatur ist an einem Horizontalkanal des Karlsruher Forschungsreaktors FR2 installiert. Einzelheiten über den Aufbau sind an anderer Stelle⁹⁾ beschrieben. Durch Braggreflexion an einem Bleikristall wird aus dem primären Neutronenstrahl ein Strahl thermischer Neutronen erzeugt, der weitgehend frei ist von Verunreinigungen durch epithermische und schnelle Neutronen sowie von γ -Untergrund aus dem Reaktor. Dieser Strahl trifft auf das Target. Der Neutronenfluß am Ort der Probe beträgt $3.6 \times 10^6 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Als Target diente eine Menge von 5.39 g einer auf 90.7% ^{57}Fe angereicherten, pulverförmigen Fe_2O_3 Probe, die in einen dünnwandigen zylindrischen Polyäthylen-Probenhalter von 1.8 cm Durchmesser und 1.9 cm Länge gepreßt war. Aus den Neutronen-Einfangquerschnitten für die Eisenisotope ergibt sich, daß bei dieser Anreicherung etwa 90% der Einfänge im ^{57}Fe stattfinden [s. Ref. 4)]. Auf die Winkelverteilungsmessungen hatten die Beimengungen der übrigen Isotope wegen der energetischen Lage ihrer Einfanggammalinien keinen Einfluß. Verunreinigungen der Probe mit anderen Nukliden waren für diese Messungen ebenfalls zu vernachlässigen. Der Probenhalter befindet sich zur Abschirmung der Detektoren gegen Streuneutronen aus der Probe in einem mit ^6LiH gefüllten Polyäthylenrohr, das den Neutronenstrahl in der Nähe der Detektoren umgibt.

Der Nachweis der γ -Strahlung erfolgte mit zwei Szintillationsdetektoren, bestehend aus $10.2 \text{ cm } \varnothing \cdot 12.7 \text{ cm NaJ(Tl)}$ Kristallen und XP 1040 Photomultipliern. Die Detektoren sind in einer Ebene senkrecht zum Neutronenstrahl angebracht, einer davon schwenkbar um die horizontale Strahlachse. Feste Positionen im Abstand von 30° definieren die Winkel zwischen den beiden Detektoren, deren Abstand zum Target bei den vorliegenden Messungen 14.8 cm entsprechend 0.37 sr betrug. Der Winkelbereich von 90° bis 270° , bezogen auf die Achse des festen Detektors, wurde mehrmals durchlaufen. Typische Meßzeit in einer Winkelstellung war 25 min, bestimmt durch die vorgewählte Impulszahl eines Neutronenmonitors vor dem Target.

Die Aufnahme der Koinzidenzspektren erfolgte nach dem üblichen Schnell-Langsam-Verfahren. Ein Doppel-ADC mit 2×1024 Kanälen zur Analyse der Detektorsignale ermöglicht in Verbindung mit dem Karlsruher Datenerfassungssystem

MIDAS¹⁰⁾ zwei-parametrische Koinzidenzmessungen und damit die gleichzeitige Ermittlung der Winkelverteilung einer großen Anzahl von Kaskaden. Es stehen MIDAS-Unterprogramme zur Verfügung, die eine geeignete Datenauswahl und -Reduktion schon während der Messungen gestatten. Bei den vorliegenden Untersuchungen wurden mit Digitalfenstern insgesamt 23 Bereiche aus dem Spektrum des festen Detektors ausgewählt. Ein Teil davon diente der Erfassung des koinzidenten Compton-Untergrundes nach der Doppelfenstermethode.

Die Weiterverarbeitung der Koinzidenzspektren erfolgt auf einer IBM 7074 Rechenanlage. Sie umfaßt die Eliminierung des koinzidenten Untergrundes, den Abzug der zufälligen Koinzidenzen, die Intensitätsanalyse, den least-squares-fit der theoretischen Funktion $W(\theta) = \sum_{K=0}^2 A_{2K} P_{2K}(\cos \theta)$ an die experimentellen Punkte und die üblichen Korrekturen für endliche Quellendimensionen und Öffnungswinkel der Detektoren sowie Korrekturen für Wechselwirkungsprozesse in der Quelle^{11,12)}. Bei der Intensitätsanalyse, die sich jeweils über kleinere Ausschnitte aus den Koinzidenzspektren erstreckte, wurde ein glatter, mit zunehmender Energie exponentiell abfallender Untergrund angenommen, dessen Höhe das Rechenmaschinenprogramm automatisch ermittelt. Da das verwendete Programm keine vollständige Entfaltung der gemessenen Spektren erlaubte, waren in einigen Fällen Beiträge von Störkoinzidenzen zu berücksichtigen, deren Herkunft und Höhe den Anmerkungen zu Tabelle 1 zu entnehmen ist. Die Impulshöhenverteilung von γ -Linien, die mit Comptonkante und/oder Entkommlinien stärker zum Untergrund beitragen, wurde durch Interpolation aus dem in gesonderten Meßreihen ermittelten Impulsspektren der Neutroneneinfanglinien in Wasserstoff (2223 keV) und Kohlenstoff (4946, 3684 und 1262 keV) sowie aus der Impulshöhenverteilung der 1836 keV Linie des ^{88}Y und der 2754 keV Linie des ^{24}Na gewonnen.

3. Meßergebnisse

Fig. 2 zeigt Koinzidenzspektren zu Energiebereichen um 8.37, 7.26, 6.96, 6.50, 6.16, 5.49, 5.04 und 1.67 MeV für die Winkelpositionen 90° und 180° . Der koinzidente Untergrund ist überall subtrahiert. Die Figur läßt erkennen, daß die Beiträge der einzelnen Primärübergänge zu den Koinzidenzspektren dadurch einwandfrei zu trennen sind. Koinzidenzspektren zur 810 keV Linie wurden bereits in Ref. 4) wiedergegeben. Die Koinzidenzfenster im Spektrum des festen Detektors (Fig. 3) enthalten neben den prominenten Totalabsorptionspeaks zum Teil noch benachbarte schwächere Linien. Wie aus dem mit einem Ge(Li) Detektor aufgenommenen Einzelspektrum hervorgeht, ist die Intensität dieser Linien so gering, daß die untersuchten Winkelverteilungen davon nicht beeinflußt werden. Die hochenergetischen Energiefenster (Gruppe 9-23) wurden so gewählt, daß die zur interessierenden Kaskade gehörende Linie im resultierenden Koinzidenzspektrum möglichst ungestört auftritt. In einigen Fenstern enthaltene Entkommlinien höher-energetischer γ -Strahlung verursachen keine Schwierigkeiten. Es war bei der Intensitätsanalyse lediglich zu beachten, daß der 2.8 MeV "peak" im Koinzidenzspektrum zum 5.5 MeV Bereich neben

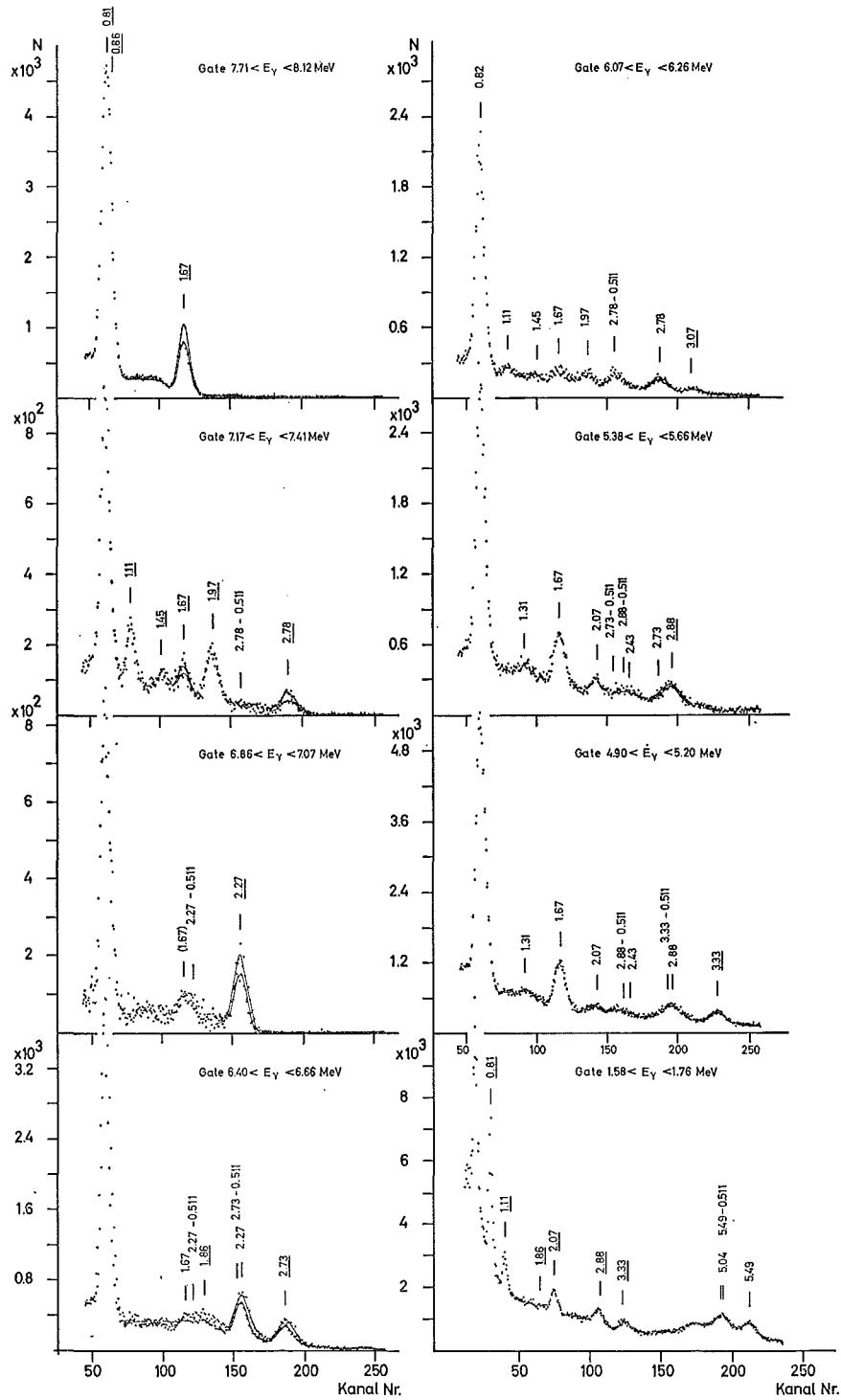


Fig. 2. Koinzidenzspektren zu hochenergetischen Primärübergängen sowie zur 1.67 MeV Linie für die Winkelstellungen 90° (\cdot) und 180° ($+$). Der koinzidente Untergrund wurde überall nach der Doppelfenstermethode subtrahiert. Linien, deren Winkelverteilung gemessen wurde, sind unterstrichen.

der 2876 keV auch die in diesem Falle leicht abzutrennende 2726 keV Linie enthält. Für die Analyse der Spektren in Koinzidenz zum 1.67 MeV Bereich ist von Bedeutung, daß mit großer Wahrscheinlichkeit zwei Übergänge von 1674 keV existieren, wie die Koinzidenzmessungen in Ref. ⁴⁾ zeigen. Nach dem Zerfallsschema kann die Winkelverteilung der 2876*-1674 keV und der 5493-2876* keV Kaskade [†] verfälscht sein, da auch die Existenz eines 2876 keV Grundzustandsüberganges nicht auszuschließen ist. Das Fenster bei 1.67 MeV enthält außer der 1674 keV Linie auch die (810+864) keV Summenlinie. Betroffen werden davon alle Korrelationen mit dem 1674 keV Grundzustandsübergang als Partner. Das Intensitätsverhältnis der beiden Linien ist $I_{1674}/I_{(810+864)} = 60$. Die Korrekturen waren daher im allgemeinen klein gegenüber systematischen Fehlern durch Unsicherheiten bei der Untergrundbestim-

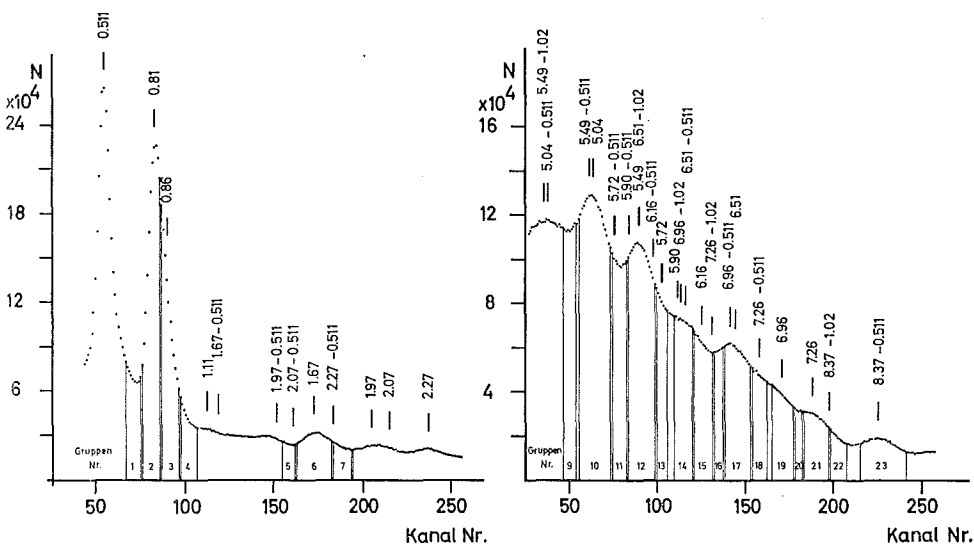


Fig. 3. Ausschnitte aus dem Einzelspektrum des festen Detektors und Lage der Koinzidenzbereiche (durch senkrechte Striche markiert). Bezeichnet sind nur die intensivsten Gamma-Übergänge und deren Entkommlinien. Doppelentkommlinien der Übergänge bei 6.16, 5.90 und 5.72 MeV wurden der besseren Übersicht wegen nicht gekennzeichnet. Die nahe beieinanderliegenden Linien von 5.69, 5.72 und 5.75 MeV sind unter der Energieangabe 5.72 MeV zusammengefaßt.

mung. Störungen durch Impulsaufstockung lagen unter 0.8% der Intensität der 1674 keV Linie und wurden in den meisten Fällen vernachlässigt.

In den Tabellen 1 und 2 sind die Winkelverteilungskoeffizienten der beim ^{58}Fe ausgewerteten Kaskaden zusammengestellt, soweit sie nicht bereits in Ref. ⁴⁾ aufgeführt wurden. Die in den Tabellen angegebenen γ -Energien sind den Untersuchungen mit Ge(Li) Detektoren entnommen. Die Werte ΔA_2 und ΔA_4 enthalten nicht nur die aufgrund der statistischen Unsicherheiten aus dem Analyseverfahren resultierenden Fehler

[†] Im folgenden wird bei Mehrfacheinordnungen der im Zerfallsschema höher liegende Übergang mit * bezeichnet.

TABELLE 1

Korrigierte Koeffizienten A_2 und A_4 der Winkelverteilungsfunktion

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

Kaskaden mit Primärübergängen aus der Reaktion $^{57}\text{Fe}(n, \gamma)^{58}\text{Fe}$

Kaskade E_γ (keV) ^{a)}	A_2	ΔA_2	A_4	ΔA_4
8368 — {864 + 810} ^{b)}	+0.002	± 0.007	-0.001	± 0.014
8368 — 864 ^{c)}	+0.056	± 0.023	+0.002	± 0.012
8368 — (864) — 810 ^{c)}	-0.072	± 0.019	+0.005	± 0.006
8368 — 1674 ^{d)}	-0.241	± 0.016	-0.006	± 0.020
7262 — 2782	+0.320	± 0.100	+0.010	± 0.080
7262 — 1971	-0.032	± 0.026	-0.007	± 0.033
7262 — 1107 ^{e)}	-0.048	± 0.024	+0.018	± 0.045
7262 — (1107) — 1674 ^{f)}	-0.155	± 0.025	-0.014	± 0.048
6957 — 2273	-0.163	± 0.018	-0.005	± 0.014
6505 — 2726	-0.166	± 0.027	-0.002	± 0.028
6505 — 1862	-0.157	± 0.034	+0.020	± 0.047
6162 — 3071 ^{g)}	+0.056	± 0.045	-0.024	± 0.058
5493 — 2876 ^{h)}	-0.081	± 0.030	-0.013	± 0.039
5042 — 3326	+0.048	± 0.028	+0.015	± 0.036

^{a)} γ -Energien stammen aus Messungen mit Ge(Li) Detektoren. Eingeklammerte γ -Energien kennzeichnen unbeobachtete Zwischenübergänge.

^{b)} A_2 ermittelt aus der Winkelverteilung des komplexen 0.82 MeV peaks.

^{c)} Vergrößerte Intensitätsfehler durch rechnerische Zerlegung des komplexen 0.82 MeV "peaks" in Komponenten.

^{d)} (810+864) keV Summenlinie und Impulsaufstockung sind mit 3 % berücksichtigt.

^{e)} Störungen durch die Entkommelinie des 1674 keV Übergangs sind zu vernachlässigen.

^{f)} Anteile rechnerisch nicht erfaßter Störkoinzidenzen durch die Comptonkante des 1971 keV Übergangs sind zu (6 ± 3) % abgeschätzt; Summenlinie und Impulsaufstockung sind mit 3 % berücksichtigt.

^{g)} Beiträge der (6505-511) — (3540-511) keV Kaskade sind mittels Doppelfenstermethode eliminiert.

^{h)} Vergrößerte Intensitätsfehler durch Zerlegung des komplexen 2.8 MeV peaks in Komponenten.

TABELLE 2

Korrigierte Koeffizienten A_2 und A_4 der Winkelverteilungsfunktion

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

Niederenergetische Kaskaden aus der Reaktion $^{57}\text{Fe}(n, \gamma)^{58}\text{Fe}$

Kaskade E_γ (keV) ^{a)}	A_2	ΔA_2	A_4	ΔA_4
1107 — (864) — 810 ^{b) c)}	+0.018	± 0.027	+0.014	± 0.038
1862 — 1674 ^{d)}	+0.350	± 0.060	-0.240	± 0.120
2876* — (864) — 810 ^{b) c)}	+0.024	± 0.041	+0.006	± 0.050
1674* — (2066) — 810 ^{f)}	-0.187	± 0.038	+0.015	± 0.049
1674* — (2066) — 810 ^{g)}	-0.161	± 0.037	-0.019	± 0.046
1674* — 2066	-0.055	± 0.034	-0.009	± 0.042
3326 — (864) — 810 ^{b)}	-0.032	± 0.053	+0.010	± 0.060

^{a)} γ -Energien stammen aus Messungen mit Ge(Li) Detektoren. Eingeklammerte γ -Energien kennzeichnen unbeobachtete Zwischenübergänge.

^{b)} Beiträge der Kaskaden 1107-864 keV, 2876-864 keV bzw. 3326-864 keV sind mittels Doppelfenstermethode eliminiert.

^{c)} Störungen durch die Entkommelinie des 1674 keV Übergangs sind zu vernachlässigen.

^{d)} Anteile rechnerisch nicht erfaßter Störkoinzidenzen durch die Comptonkante des 2066 keV Übergangs sind zu (12 ± 8) % abgeschätzt.

^{e)} Der Anteil rechnerisch nicht erfaßter Störkoinzidenzen durch die Entkommelinie des 3326 keV Übergangs beträgt (16 ± 5) %.

^{f)} Koinzidenzfenster bei 0.81 MeV. Der Beitrag der Störkoinzidenzen durch die Comptonkante des 1971 keV Übergangs ist zu 5 % angenommen. Andere Störungen sind vernachlässigt.

^{g)} Koinzidenzfenster bei 1.67 MeV.

von A_2 und A_4 , sondern auch eine Abschätzung über die systematischen Fehler. Nicht aufgenommen wurden in die Tabelle die Koeffizienten einiger nur zu Kontrollzwecken ausgewerteter Kaskaden, wie z.B. die der (6957-511)-2273 keV und (5493-511)-2876 keV Kaskade aus den Koinzidenzspektren zum 6.5 MeV bzw. 5.0 MeV Bereich. Außerdem fehlen sämtliche Kaskaden, deren Winkelverteilungen sich aus den Koinzidenzspektren zur 864 keV Linie (Gruppe 3) ergeben. Hierauf wurde verzichtet, da sie keine neuen Informationen enthalten und die vorliegende Redundanz der Ergebnisse als ausreichend anzusehen ist. Es sei erwähnt, daß das in Verbindung mit der MIDAS-Datenerfassungsanlage angesammelte Datenmaterial die Auswertung einer größeren Anzahl von Kaskaden als angegeben erlaubt.

4. Diskussion

Die beobachteten Intensitäten der γ -Übergänge und die aus der (d, p) Reaktion bekannten Neutronenbahndrehimpulse beschränken die möglichen Spins für fast alle in Fig. 1 eingezeichneten Niveaus auf die Werte 0, 1 oder 2. Bei der Diskussion der Winkelverteilungsanalysen können daher andere Spins außer Betracht bleiben. Eine Ausnahme bildet lediglich das 2133 keV Niveau, für das weder ein Primärübergang noch ein Grundzustandsübergang gefunden werden konnte. In Tabelle 3 sind die Schlußfolgerungen aus den durchgeführten Winkelverteilungsmessungen zusammengestellt. Die Tabelle enthält auch die bereits in Ref. ⁴⁾ diskutierten Resultate. Es wurde vorausgesetzt, daß die intensiven Primärübergänge bei 8368, 7262, 6957, 6505, 5493 und 5042 keV E1 Charakter haben, was nach den Abschätzungen über die Strahlungsstärken in Ref. ⁴⁾ wahrscheinlich ist. Winkelverteilungen, die eine eindeutige Spinbestimmung ermöglichen, sind mit + bezeichnet. Außer den bereits in Ref. ⁴⁾ angegebenen Verteilungen gehört hierzu auch die 1862-1674 keV Kaskade, die noch einmal den Spin des 3537 keV Niveaus bestätigt, die 7262-2782 keV Kaskade, deren Winkelkorrelation dem 2782 keV Niveau eindeutig den Spin 1 zuweist und die 1674*-2066-810 keV Kaskade, die den Spin 1 des 4550 keV Niveaus sicherstellt. Die übrigen Kaskaden bestätigen die aus anderen Korrelationen gewonnenen Werte für die Mischungsverhältnisse δ der wahrscheinlichsten Multipolkomponenten, wenn man die Spinfolgen als bekannt ansieht, lassen indessen für sich allein genommen keine eindeutige Spinbestimmung zu. Letzteres gilt insbesondere auch für Kaskaden, an denen Primärübergänge beteiligt sind, da die beiden untersten Neutronen-Resonanzen in ^{57}Fe bei 3.9 keV ($\Gamma_n = 200$ eV, $I = 0$) und 6.1 keV ($\Gamma_n = 410$ eV, $I = 1$) [Ref. ¹³⁾] relativ dicht zusammenliegen und sich in ihrer Stärke nur etwa um einen Faktor 2 unterscheiden. Über negative Resonanzen ist bisher nichts bekannt. Daher kann über die Spinmischung des Einfangzustandes keine Voraussage gemacht werden. Hinzu kommt, daß die Intensität der einzelnen Primärübergänge sich unterschiedlich auf die beiden Spins verteilt. In vielen Fällen läßt sich aber aus dem beobachteten Korrelationskoeffizienten mit dem aus anderen Kaskaden bekannten Mischungsparameter δ des zugehörigen niederenergetischen Partners unter Beach-

TABELLE 3

Ergebnisse der Winkelverteilungsmessungen an γ -Kaskaden aus der Reaktion $^{57}\text{Fe}(n,\gamma)^{58}\text{Fe}$ und Intensitätsaufteilung der Primärübergänge auf die Spins des Einfangzustandes

Nr.	Niveau (keV)	Kaskaden E_γ (keV) ^{a)}	Spinfolgen ^{b)} $I_i(L_1 L'_1)I_1(L_2 L'_2)I_2(L_3)I_f$	Gemischte γ -Übergänge E_γ (keV)	$\delta = \langle I L+1 I_z\rangle/\langle I L I_z\rangle$ ^{c)}	Verzweigung der Primärintensität; auf $I^\pi(C) = 0^-$ entfallender Anteil p (%) ^{e)}
1		8368 — {864+ 810}	$1^-(E1)2^+(M1, E2)2^+(E2)0^+$ $+1^-(E1)2^+(M1, E2)2^+$	864	0.53 ± 0.04 ^{d)}	rein $I^\pi(C) = 1^-$
2	810	8368 — 864	$1^-(E1)2^+(M1, E2)2^+$	864	$0.45^{+0.06}_{-0.05}$	rein $I^\pi(C) = 1^-$
3		8368 — (864)— 810	$1^-(E1)2^+(M1, E2)2^+(E2)0^+$	864	$0.24 \leq \delta^2 \leq 0.69$	rein $I^\pi(C) = 1^-$
4		864 — 810 ⁺	$2^+(M1, E2)2^+(E2)0^+$	864	0.57 ± 0.06	
5	1674	8368 — 1674	$1^-(E1)2^+(E2)0^+$			rein $I^\pi(C) = 1^-$
4		864 — 810 ⁺	$2^+(M1, E2)2^+(E2)0^+$	864	0.57 ± 0.06	
6	2133	1322 — 810 ⁺	$3^+(M1, E2)2^+(E2)0^+$	1322	$0.48^{+0.12}_{-0.10}$	
7	2257	1446 — 810 ⁺	$0^+(E2)2^+(E2)0^+$		0	
8		7262 — 2782 ⁺	$0^-, 1^-(E1)1^+(M1)0^+$			76 \pm 14
9		7262 — 1971	$0^-, 1^-(E1)1^+(M1, E2)2^+$	1971	$0.16^{+0.08}_{-0.07}$ ($p = 76$)	
10		1971 — 810 ⁺	$1^+(M1, E2)2^+(E2)0^+$	1971	0.17 ± 0.04	
11	2782	7262 — 1107	$0^-, 1^-(E1)1^+(M1, E2)0^+$	1107	$0.21^{+0.08}_{-0.07}$ ($p = 76$)	
12		1107 — 1674	$1^+(M1, E2)2^+(E2)0^+$	1107	0.18 ± 0.03	
13		7262 — (1107)—1674	$0^-, 1^-(E2)1^+(M1, E2)2^+(E2)0^+$	1107	$0 \leq \delta^2 \leq 0.1$	
14		1107 — (864)— 810	$1^+(M1, E2)2^+(M1, E2)2^+(E2)0^+$	1107	$0.25^{+0.08}_{-0.07}$ ($\bar{\delta}_{864} = 0.55$)	
15	2876	2066 — 810 ⁺	$2^+(M1, E2)2^+(E2)0^+$	2066	$0.33^{+0.08}_{-0.11}$	
16	3084	6957 — 2273	$1^-(E1)2^+(M1, E2)2^+$	2273	$0.02^{+0.04}_{-0.03}$	rein $I^\pi(C) = 1^-$
17		2273 — 810 ⁺	$1^-(E1)2^+(M1, E2)0^+$	2273	0.05 ± 0.02	
18	3244	2433 — 810 ⁺	$0^+(E2)2^+(E2)0^+$		0	

19		6505 —	2726	$0^-, 1^-(E1)1^+(M1, E2)2^+$	2726		91^{+9}_{-11}
20	3537	2726 —	810 ⁺	$1^+(M1, E2)2^+(E2)0^+$	2726	$0.57^{+0.07}_{-0.05}$	
21		6505 —	1862	$0^-, 1^-(E1)1^+(M1, E2)2^+$	1862		88 ± 12
22		1862 —	1674 ⁺	$1^+(M1, E2)2^+(E2)0^+$	1862	$0.59^{+0.14}_{-0.11}$	
23	3881	6162 —	3071	$1^-, 0^-(D)1(D+Q)2^+$	3071		< 10
24		3071 —	810 ⁺	$1(D+Q)2^+(E2)0^+$	3071	-0.15 ± 0.09	
25		5493 —	2876	$0^-, 1^-(E1)1^+(M1, E2)2^+$	2876		77^{+23}_{-20} ^{f)}
26		2876*—	1674 ⁽⁺⁾	$1^+(M1, E2)2^+(E2)0^+$	2876	0.31 ± 0.05 ^{f)}	
27	4550	2876*— (864)—	810	$1^+(M1, E2)2^+(M1, E2)2^+(E2)0^+$	2876	$0.27^{+0.12}_{-0.10}$ ($\bar{\delta}_{864} = 0.55$)	
28		1674*—(2066)—	810 ⁺ ^{a)}	$1^+(M1, E2)2^+(M1, E2)2^+(E2)0^+$	1674	$-0.17^{+0.10}_{-0.09}$ ($\delta_{2066} = 0.33$)	
29		1674*—(2066)—	810 ^{b)}	$1^+(M1, E2)2^+(M1, E2)2^+(E2)0^+$	1674	$-0.10^{+0.09}_{-0.08}$ ($\delta_{2066} = 0.33$)	
30		1674*—	2066	$1^+(M1, E2)2^+(M1, E2)2^+$	1674	-0.14 ⁱ⁾	
					2066	-0.28 ⁱ⁾	
31		5042 —	3326	$0^-, 1^-(E1)1^+(M1, E2)0^+$	3326		96^{+4}_{-50}
32	5001	3326 —	1674 ⁺	$1^+(M1, E2)2^+(E2)0^+$	3326	0.02 ± 0.04	
33		3326 — (864)—	810	$1^+(M1, E2)2^+(M1, E2)2^+(E2)0^+$	3326	0.13 ± 0.13 ($\bar{\delta}_{864} = 0.55$)	

Die Tabelle ist unterteilt nach Niveaus, deren Spin aus mindestens einer Kaskade mit Sicherheit bestimmt und für die Interpretation anderer Kaskaden benutzt wurde.

^{a)} Gamma-Energien stammen aus Messungen mit Ge(Li) Detektoren. Eingeklammerte Gamma-Energien kennzeichnen unbeobachtete Zwischenübergänge. Kaskaden, aus deren Winkelverteilung der Niveauspinner mittelt wurde, sind mit +, die höher liegenden Übergänge bei Mehrfacheinordnungen (s. Fig. 5) mit * bezeichnet.

^{b)} Paritäten ergeben sich aus dem E1 Charakter der Primärstrahlung [s. Ref. ⁴⁾] oder aus Intensität und Multipolcharakter der mit den betreffenden Niveaus verknüpften Übergänge.

^{c)} I_2 ist der Spin des Zwischenniveaus.

^{d)} Fehlerangaben resultieren aus der Unsicherheit in A_2 allein (bei Kaskaden mit Primärübergängen) oder aus der Annahme eines rechteckigen Unsicherheitsbereiches von A_2 und A_4 (Vernachlässigung statistischer Korrelationen). Aus der Winkelverteilung der Kaskaden Nr. 3 und 13 kann nur δ^2 bestimmt werden.

^{e)} Fehlerangaben beruhen auf der Unsicherheit im experimentellen A_2 Koeffizienten der Korrelationen mit Primärübergang und der Unsicherheit im Mischungsverhältnis des zugehörigen niederenergetischen Partners.

^{f)} Unter der Voraussetzung einer vernachlässigbar kleinen Intensität des möglichen 2876 keV Grundzustandsübergangs.

^{g)} Koinzidenzfenster bei 0.81 MeV.

^{h)} Koinzidenzfenster bei 1.67 MeV.

ⁱ⁾ Aus χ^2 -Test unter Voraussetzung der angegebenen Spinfeldfolge.

tung des Vorzeichens \dagger von δ jeweils der prozentuale Anteil der Zustände mit bestimmtem Spin berechnen. In der letzten Spalte von Tabelle 3 sind die so ermittelten Anteile von Zuständen mit $I^\pi(C) = 0^-$ angegeben.

Die experimentelle Winkelverteilung der 8368-1674 keV Kaskade ist sowohl mit einer $1^-(E1)1^+(M1)0^+$ als auch mit einer $1^-(E1)2^+(E2)0^+$ Spinfolge verträglich, der Spin des 1674 keV Niveaus aus dieser Kaskade also nicht eindeutig bestimmbar. Unabhängig davon läßt aber der gemessene A_2 Koeffizient für den Einfangzustand nur den Spin 1 zu. Unter der Voraussetzung, daß die Klassifizierung des zweiten Anregungsniveaus durch $I^\pi = 2^+$ richtig ist, woran kein Zweifel besteht, wurde der E2 Anteil des 864 keV Überganges auch über die 8368-864 keV und die 8368-(864)-810 keV Kaskade mit unbeobachtetem 864 keV Zwischenübergang ermittelt. Die Winkelverteilung des komplexen "peaks", der aus den nicht aufgelösten Linien bei 810 keV und 864 keV besteht, ist fast isotrop. Berücksichtigt man, daß sich die Winkelverteilung dieses "peaks" zu gleichen Teilen aus den Winkelverteilungen der beiden genannten Kaskaden zusammensetzt, so ergibt sich – wie bereits in Ref. ⁴⁾ angegeben – $\delta_{864} = 0.53 \pm 0.04$. Hiermit stimmen die aus den Winkelverteilungen der isolierten 810 keV und 864 keV Linie gewonnenen Werte für das Mischungsverhältnis gut überein. Die Zerlegung des komplexen "peaks" in seine Komponenten wurde mit dem oben erwähnten Rechenmaschinenprogramm durchgeführt.

Legt man die früher in der Literatur für den 864 keV Übergang angegebenen E2-Beimengungen von 69 % bis 83 %, entsprechend Mischungsparametern von 1.5 bis 2.2, zugrunde, so ergeben sich für die A_2 Koeffizienten der Kaskaden 8368-(864)-810 keV, 8368-864 keV und 8368-(864+810) keV rechnerisch die Werte -0.0014 , $+0.22$ und $+0.109$ (für $\delta_{864} = 1.5$) bzw. -0.072 , $+0.208$ und $+0.116$ (für $\delta_{864} = 2.2$), die weit außerhalb der Fehlergrenzen der hier durchgeführten Messungen liegen $\dagger\dagger$.

\dagger Die vorliegende Arbeit verwendet die von Biedenharn ¹⁴⁾ angegebene Definition von δ , bei der das erste Mitglied einer Kaskade durch ein Absorptions-Matrixelement, das zweite durch ein Emissions-Matrixelement beschrieben wird. Das hat zur Folge, daß für den Mischungsparameter ein verschiedenes Vorzeichen einzusetzen ist, je nachdem ob der Übergang als erster oder zweiter Partner einer Kaskade auftritt ¹⁵⁾.

$\dagger\dagger$ Gegen den Einfluß von inneren Feldern auf die 864-810 keV Verteilung sprechen folgende Gründe: (i) Die Lebensdauer des 810 keV Niveaus beträgt nur 7ps. (ii) Eine Abschwächung kann nicht den beobachteten A_2 Koeffizienten erklären. (iib) Die aus den Koeffizienten A_2 und A_4 bestimmten δ_{864} -Werte stimmen gut überein. (iv) Das Mischungsverhältnis δ_{864} wird durch andere Kaskaden bestätigt. (v) Die beobachtete Winkelverteilung der 1446-810 keV Kaskade liefert die für die Spinfolge 0-2-0 charakteristischen Koeffizienten ohne merkliche Abschwächung.

Fig. 4. Zur Analyse von Kaskaden mit Primärübergängen als Partner, die überwiegend von Einfangzuständen mit Spin 0 ausgehen (obere Reihe). δ ist der Mischungsparameter des zweiten Partners. Der Spin des Endzustandes ist in allen Fällen 2. Wegen des E1 Charakters der Primärstrahlung sind daher nur die Spinfolgen 0-1-2, 1-1-2 oder 1-2-2 möglich. $p(\%)$ = Anteil der Intensität, der auf Zustände mit $I^\pi(C) = 0^-$ entfällt. Bei der verwendeten Definition des Mischungsparameters δ (s. Text) ist ein Vorzeichenwechsel von δ in den beiden unteren Reihen erforderlich (durch Umkehrung der Abszissenrichtung berücksichtigt). Fehlerbereiche der experimentellen Korrelationskoeffizienten sind dunkler getönt. Gleichartige Schraffuren kennzeichnen Bereiche möglicher δ -Werte (Fig. 4a) bzw. δ -Werte, die zur Bestimmung der Intensitätsverzweigung der Primärübergänge verwendet wurden (b und c, obere Reihe). Strichelung deutet auf Bereiche der Mischungsparameter bei Vorliegen einer 1-2-2 Spinfolge.

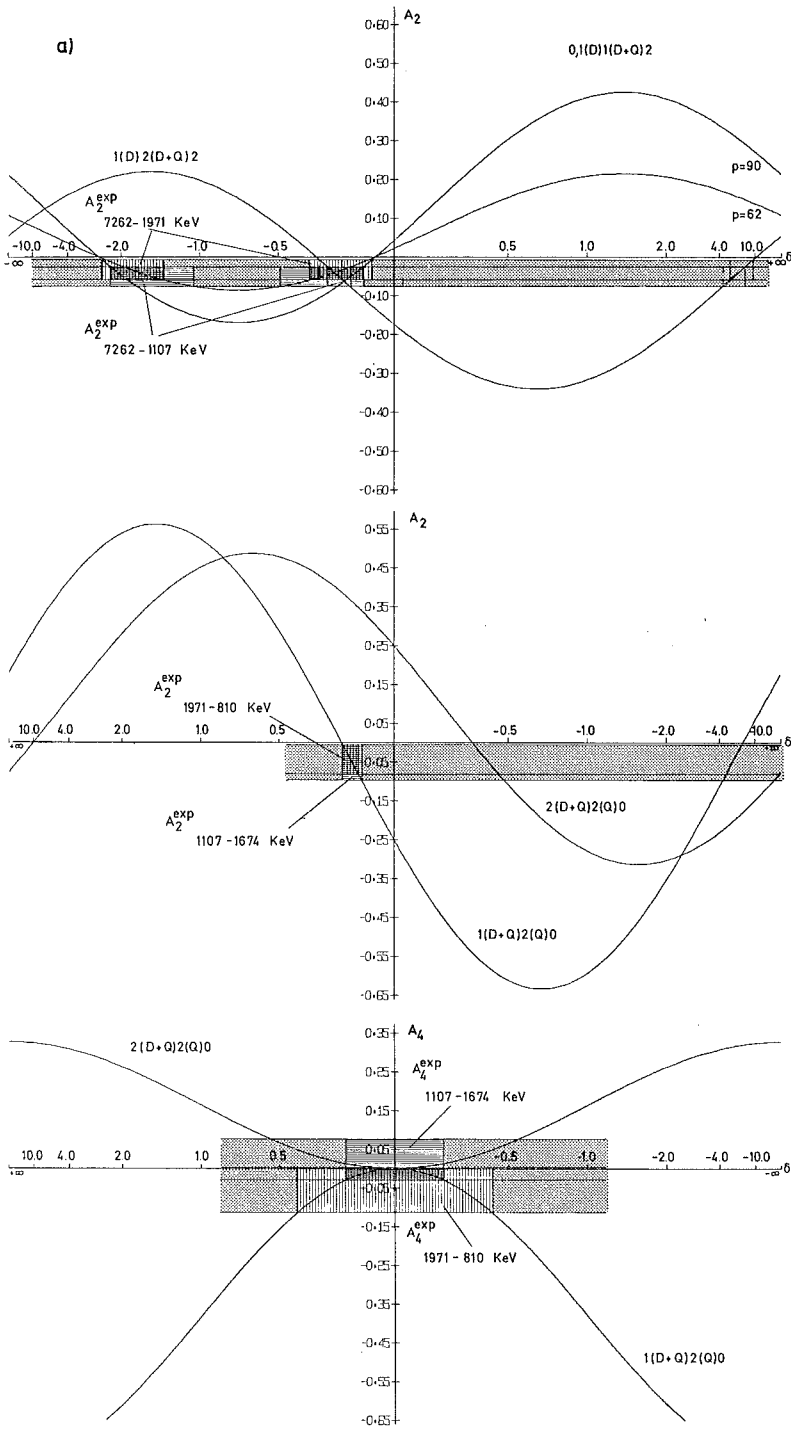


Fig. 4.

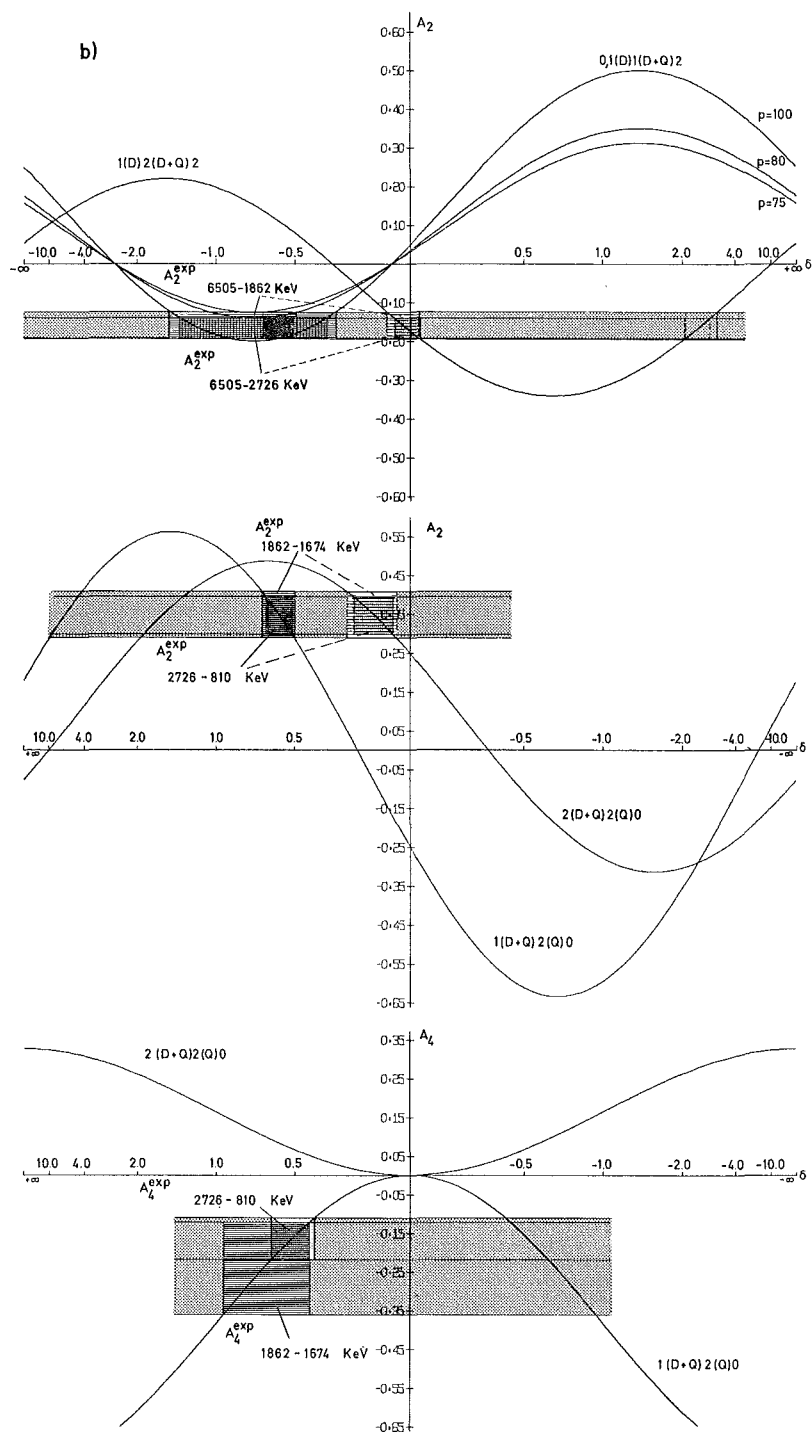


Fig. 4.

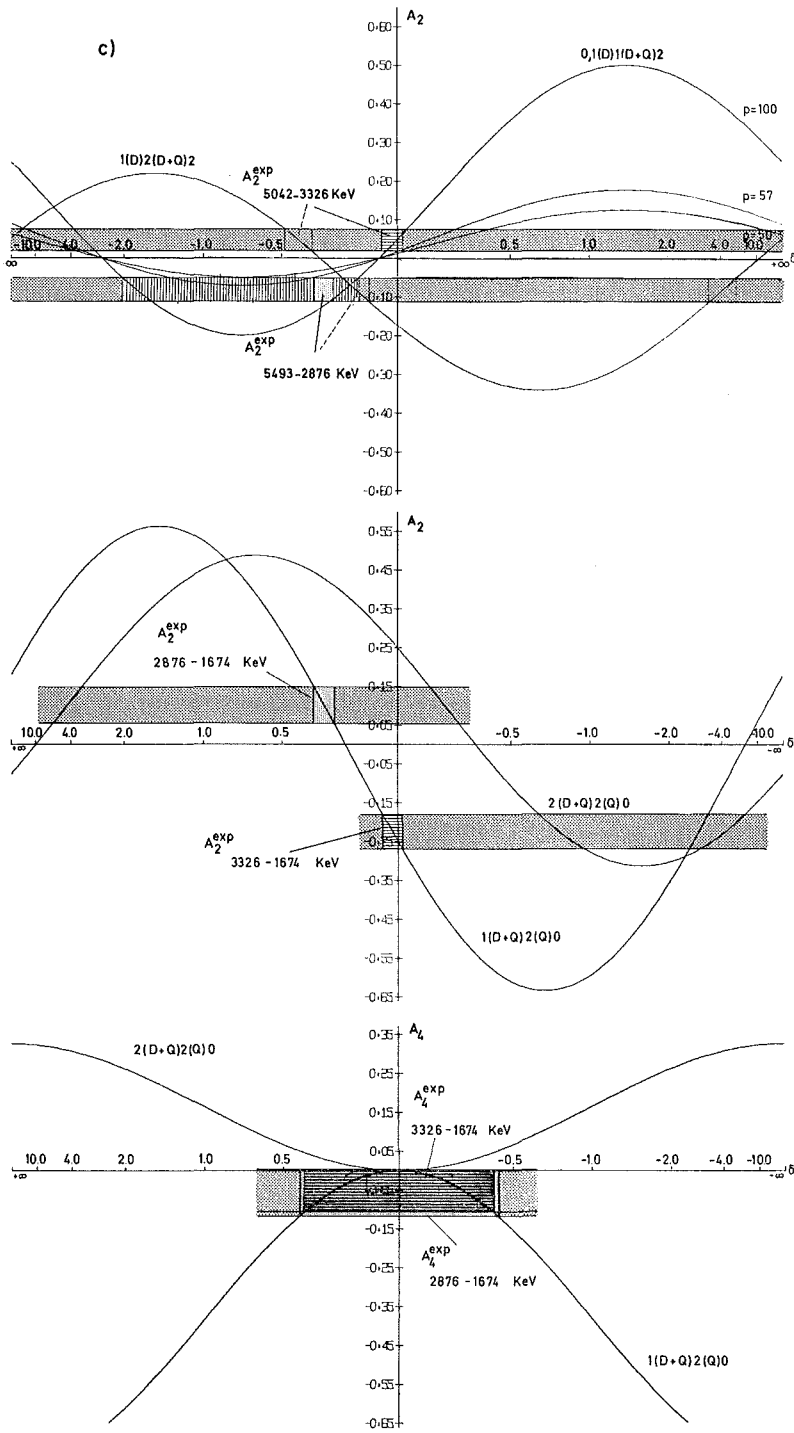


Fig. 4.

Die Niveaus bei 2133, 2257, 2876 und 3244 keV werden durch Primärübergänge entweder überhaupt nicht oder nur sehr schwach bevölkert, so daß keine direkte Spinbestimmung über hochenergetische Übergänge möglich war. Die Spinzuordnung beruht jeweils auf der Winkelverteilungsanalyse einer einzigen Kaskade und wurde bereits in Ref. 4) behandelt.

Wegen des E1 Charakters der 7262 keV Strahlung kommen für die 7262-2782 keV Kaskade die Spinfolgen $0^-(E1)1^+(M1)0^+$, $1^-(E1)1^+(M1)0^+$ und $1^-(E1)2^+(E2)0^+$ mit den theoretischen Winkelkorrelationskoeffizienten $A_2 = 0.5$ für die erste und $A_2 = -0.25$ für die beiden letzteren in Betracht. Der Meßwert $A_2 = +0.32 \pm 0.10$ kann als Bestätigung der Spinzuordnung $I^\pi(2782) = 1^+$ gelten. Um den beobachteten A_2 Wert zu erklären, muß man jedoch annehmen, daß die Abregung über die 7262 keV Linie zwar vorwiegend von einem Einfangzustand mit dem Spin 0 erfolgt, Übergänge vom Spin 1 aber zu etwa 24 % beteiligt sind. Ausgehend von dieser Verzweigung ergibt sich (Fig. 4a) aus der Winkelverteilung der 7262-1971 keV Kaskade als Mischungsparameter $\delta_{1971} = 0.16_{-0.07}^{+0.08}$ und aus der 7262-1107 keV Kaskade $\delta_{1107} = 0.21_{-0.07}^{+0.08}$ in guter Übereinstimmung mit δ -Werten aus anderen Korrelationen (s. Tabelle 3 und Fig. 4a). Die übrigen nach Fig. 4a möglichen Werte der Mischungsparameter erscheinen dagegen sehr unwahrscheinlich. Die Multipolmischung der 1107 keV Linie wird außerdem durch die Winkelverteilung der 1107-(864)-810 keV Kaskade bestätigt (vgl. Fig. 6a), wenn man darin $\delta_{864} = 0.55$ einsetzt. Der verhältnismäßig große Fehler in δ_{1107} resultiert einerseits aus der Abschwächung der Anisotropie durch den unbeobachteten Zwischenübergang, andererseits aus der Unsicherheit bei der Ermittlung des Untergrundes unter der 1107 keV Linie in der Nähe des starken 0.82 MeV "peaks", was zu vergrößerten Fehlern in den Korrelationskoeffizienten führt. Auch die Winkelverteilung der 7262-(1107)-1674 keV Kaskade steht nicht im Widerspruch zu obigen Ergebnissen, wenngleich die Multipolmischung der 1107 keV Linie hieraus nicht genau zu bestimmen ist.

Die Kaskaden 6957-2273 keV, 6505-2726 keV und 6505-1862 keV weisen sehr ähnliche Verteilungen auf. Sie sind mit jeder der Spinfolgen $0^-(E1)1^+(M1, E2)2^+$, $1^-(E1)1^+(M1, E2)2^+$ und $1^-(E1)2^+(M1, E2)2^+$ verträglich, wenn der Wert des Mischungsparameters für den zweiten Übergang offen ist (Fig. 4b). Aufgrund der 2273-810 keV Korrelation ist jedoch dem Niveau bei 3084 keV eindeutig der Spin 2 zuzuordnen mit $\delta_{2273} = 0.05 \pm 0.03$. Damit bleibt für die 6957-2273 keV Kaskade als mögliche Spinfolge nur 1-2-2. Der Spin 1 des Einfangzustandes ist in diesem Falle ungemischt. Als Mischungsparameter für die 2273 keV Linie ergibt sich $\delta_{2273} = 0.02_{-0.03}^{+0.04}$, in guter Übereinstimmung mit dem obigen Ergebnis.

Die für die 6505-2726 keV und die 6505-1862 keV Kaskade zutreffende Spinfolge $0^-, 1^-(E1)1^+(M1, E2)2^+$ folgt wieder aus der Winkelverteilung der niederenergetischen Kaskaden 2726-810 keV und 1862-1674 keV. Etwas überraschend ist der relativ hohe E2 Anteil in der 2726 keV und der 1862 keV Strahlung, der in beiden Übergängen etwa die gleiche Größe hat und nicht ohne weiteres zu erklären ist. Für beide Kaskaden ergeben sich zwar verhältnismäßig hohe Intensitätsfehler – die 2726

keV Linie ist die Komponente eines komplexen "peaks", die 1862 keV Linie hat nur eine geringe Intensität – trotzdem lassen die experimentellen Ergebnisse doch kaum eine andere Interpretation zu. Der Spin 2 ist für das 3537 keV Niveau nur dann nicht auszuschließen[†], wenn man die A_4 Koeffizienten gänzlich außer Betracht läßt (s. Fig. 4b), was jedoch selbst unter der Annahme größerer systematischer Fehler nicht gerechtfertigt erscheint. Außerdem würde der Spin 2 auch im Widerspruch zu dem von Cohen gefundenen Wert stehen. Dem Niveau bei 3537 keV muß daher der Spin 1 zugeordnet werden. Das bedeutet aufgrund der beobachteten Korrelationen, daß für die Abregung des Einfangzustandes über die 6505 keV Linie überwiegend Zustände mit $I^\pi(C) = 0^-$ verantwortlich sind, mit maximal 25 % Beimischung von $I^\pi(C) = 1^-$ (vgl. Fig. 4b).

Der 3881 keV Grundzustandsübergang erlaubt wegen seiner geringen Intensität keine Winkelverteilungsmessung. Der Spin des 3881 keV Niveaus ist daher nur über die 3071-810 keV Korrelation zu ermitteln. Der 3071 keV Übergang ist jedoch ebenfalls ziemlich schwach, so daß die Korrelationskoeffizienten mit relativ hohen Fehlern behaftet sind. Das Mischungsverhältnis δ der 3071 keV Linie ist entsprechend unsicher. Es liefert für die Spinmischung des Einfangzustandes einen Wert, der darauf hindeutet, daß bei der Abregung über die 6162 keV Linie vorwiegend der Spin 1 beteiligt ist. Über die Parität des 3881 keV Niveaus kann keine Aussage gemacht werden. Nach den Abschätzungen über die Strahlungsstärken in Ref. 4) bleibt der Multipolcharakter des 6162 keV Überganges offen, und wegen der eventuell nur sehr geringfügigen Quadrupolbeimischung in der 3071 keV Strahlung ist ein definitiver Schluß auf den Multipolcharakter dieser Linie (M2/E1 oder E2/M1) ebenfalls nicht möglich. Einer E2/M1 Mischung des 3071 keV Überganges und positiver Parität des 3881 keV Niveaus kommt vielleicht eine etwas höhere Wahrscheinlichkeit zu.

Die Analyse der 2876-1674 keV Korrelation schließt mit großer Wahrscheinlichkeit einen positiven A_4 Koeffizienten aus. Dem 4550 keV Niveau ist daher der Spin 1 zuzuordnen, unabhängig von der möglichen Existenz eines 2876 keV Grundzustandsüberganges. Der Mischungsparameter der 2876* keV Linie ist aus der obigen Korrelation allerdings nicht ohne weiteres zu ermitteln. Er ergibt sich aus der 2876*-864 keV oder der 2876*-(864)-810 keV Kaskade (s. Fig. 5). Die Verteilung der letzteren^{††} ist wegen $\bar{\delta}_{864} = 0.55$ stärker abgeschwächt. Außerdem entstehen bei der Analyse des komplexen 2.8 MeV "peaks" [s. Fig. 3 von Ref. 4)] größere Intensitätsfehler. Unter der Voraussetzung einer $1^+(M1, E2)2^+(M1, E2)2^+(E2)0^+$ Spinfolge findet man $\delta_{2876} = 0.27_{-0.10}^{+0.13}$ (s. Fig. 6a). Wird darüber hinaus noch der Mischungsparameter der 1674* keV Linie bestimmt, so läßt sich mit Hilfe der experimentellen 2876-1674 keV Korrelation, die aus der Verteilung der 2876*-1674 keV und der 1674*-2876 keV Kaskade resultiert, die Intensität des 2876 keV Grundzustandsüberganges abschätzen.

[†] Die E2 Beimischung im 2826 keV und im 1862 keV Übergang ist unter dieser Voraussetzung sehr gering (Fig. 4c) und für die Abregung des Einfangzustandes wären dann nur Zustände mit $I^\pi(C) = 1^-$ maßgebend.

^{††} Bezüglich der Kaskade 2876*-864 keV siehe Hinweis in Abs. 3.

Wie Fig. 6b zeigt, ist die unverfälschte 1674*-(2066)-810 keV Korrelation bei Berücksichtigung von $\delta_{2066} = 0.33$ aus der 2066-810 keV Verteilung nur mit der Spinfolge $1^+(M1, E2)2^+(M1, E2)2^+(E2)0^+$ verträglich. Der Spin 1 des 4550 keV Niveaus wird dadurch erneut bestätigt und man erhält für die Multipolmischung der 1674* keV Linie als Mittelwert der Messungen mit Energiefenstern um 0.82 MeV und 1.67 MeV $\delta_{1674*} = -0.16$. Der Koinzidenzmessung zur 810 keV Linie wurde dabei trotz vergleichbarer Fehler ein größeres Gewicht gegeben, da wegen des Auftretens der 2273

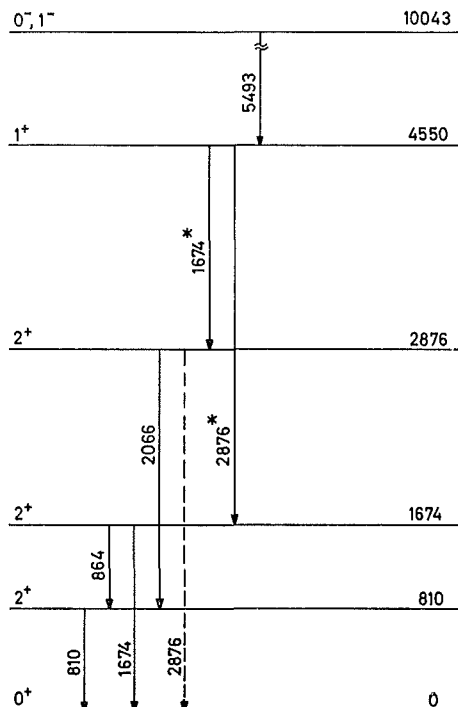


Fig. 5. Ausschnitt aus dem ^{58}Fe Termschema (Fig. 1) zur Analyse der experimentellen 2876–1674 keV und der 5493–2876 keV Korrelation.

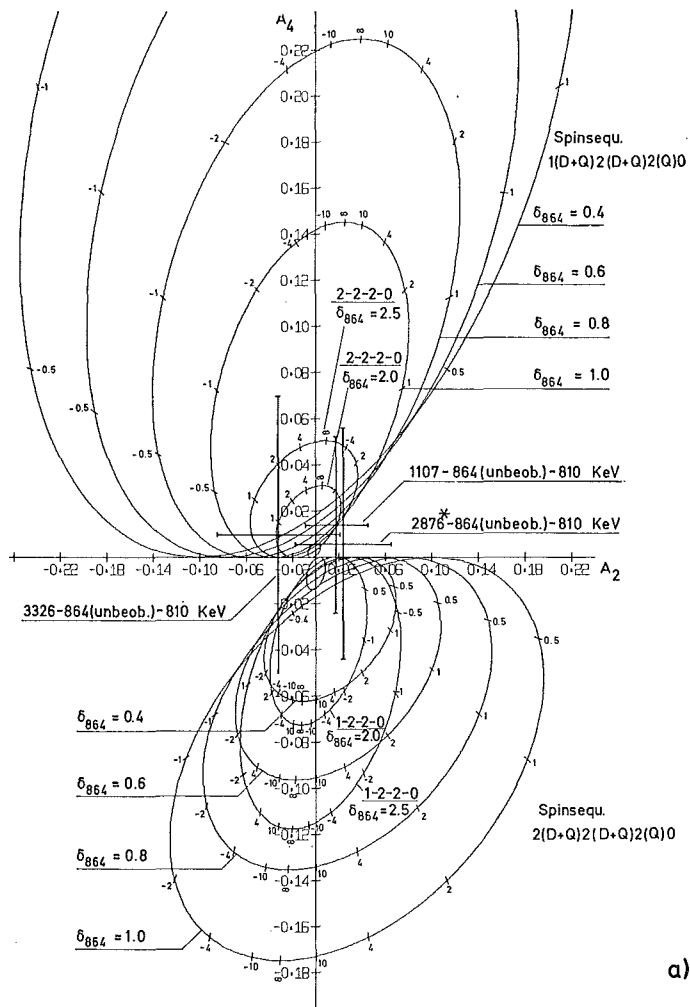
keV Entkommelinie mit Comptonkante in den Seitenfenstern zum 1.67 MeV Bereich (Gruppe 6, Fig. 3) durch Anwendung der Doppelfenstermethode gerade die 1674*-810 keV Korrelation etwas verändert sein kann. Die Winkelverteilung der 1674*-2066 keV Kaskade ist unverfälscht (der nicht auszuschließende Zweitübergang von 2066 keV tritt nicht in Koinzidenz zur 1674 keV Linie auf). Für eine Entscheidung über die Spinfolge, die auch in diesem Falle möglich wäre, ist jedoch der Fehler des A_4 Koeffizienten zu groß. Die Analyse nach einem χ^2 -Test-Verfahren⁹⁾ liefert mit $A_4 = -0.001$ unter der Voraussetzung einer $1^+(M1, E2)2^+(M1, E2)2^+$ Spinfolge als wahrscheinlichste Werte für die Mischungsparameter[†] $\delta_{2066} = -0.27$ und $\delta_{1674*} =$

[†] Bezüglich des Vorzeichens von δ siehe Fußnote am Anfang dieses Abschnitts sowie Bildunterschrift Fig. 6.

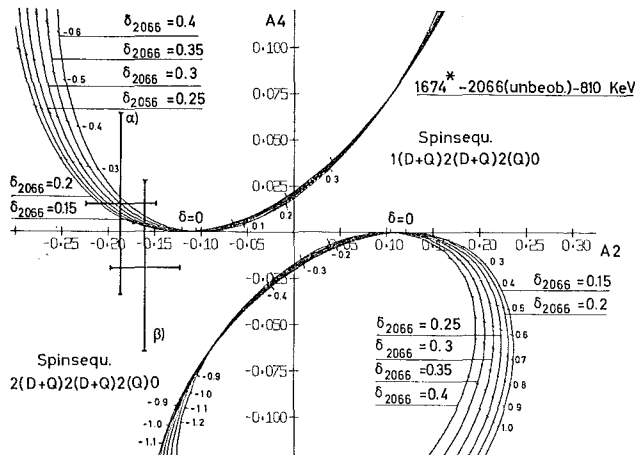
-0.14 (vergl. auch Fig. 6c). Ein Vergleich der theoretischen mit der experimentellen 2876-1674 keV Verteilung führt zu der Feststellung, daß die Intensität des 2876 keV Grundzustandsüberganges gering sein muß. Setzt man für die beteiligten Größen die Werte an den Enden der Fehlerbereiche ein, so ergibt sich im ungünstigsten Fall ($A_2(2876-1674) = 0.052$; $\delta_{2876^*} = 0.39$ und $\delta_{1674^*} = -0.08$) ein Anteil des Grundzustandsüberganges an der beobachteten Linienintensität von etwa 25 %, der aber sicher zu hoch liegen dürfte. Dies steht im Einklang mit früheren Intensitätsabschätzungen aus Koinzidenzmessungen [Ref. 4)], nach denen ein Grundzustandsübergang höchstens 10 % der Gesamtintensität der 2876 keV Linie haben kann. Es ist somit nicht überraschend, daß der unter Annahme einer "reinen" Kaskade (Nr. 26, Tabelle 3) gewonnene δ -Wert für den 2876* keV Übergang gut mit dem Resultat aus der Kaskade Nr. 27 übereinstimmt. Die Intensität des Grundzustandsüberganges ist von Bedeutung für die Berechnung der Spinanteile, die für die Abregung des Einfangzustandes über die 5493 keV Strahlung maßgebend sind. Aus der experimentellen 5493-2876 keV Korrelation, die sich aus der Verteilung der 5493-2876* keV und der 5493-1674*-2876 keV Kaskade zusammensetzt, folgt, daß der 5493 keV Übergang vorwiegend vom Einfangzustand mit $I^\pi(C) = 0^-$ ausgeht. Diese Aussage bleibt auch dann richtig, wenn die 5493-1674*-2876 keV Kaskade einen Anteil von 25 % erreichen sollte (vgl. auch Fig. 4c).

Der Spin 1 des 5001 keV Niveaus ist durch die Winkelverteilung der 3326-1674 keV Kaskade gesichert. Bei der 3326 keV Linie handelt es sich hiernach um eine fast reine M1 Strahlung. In Übereinstimmung damit liefert die 3326-(864)-810 keV Korrelation (s. Fig. 6a) ebenfalls einen kleinen E2 Anteil. Wegen der Abschwächung durch den un beobachteten Zwischenübergang und des im Verhältnis zur Linie höheren Untergrundes ist der Fehler des Mischungsparameters in diesem Falle allerdings etwas größer. Für die 5042-3326 keV Kaskade kommt nur die Spinfolge $0^-, 1^-(E1)1^+(M1, E2)2^+$ in Betracht. Verwendet man zur Berechnung der Verzweigung auf die Spins des Einfangzustandes aus der beobachteten Verteilung den Wert $\delta_{3326} = 0.02 \pm 0.04$, so erhält man für den Spin 0 einen Anteil von fast 100 % (Fig. 4c). Dieser Wert hängt allerdings empfindlich von δ_{3326} ab und sinkt an den Grenzen der Fehlerintervalle auf etwa 50 % ab.

Die Intensitätssumme der an Winkelverteilungsmessungen beteiligten Primärübergänge (Anzahl der γ -Quanten bezogen auf 100 Neutroneneinfänge) beträgt 65.8 % [Ref. 4)]. Für jeden dieser Übergänge konnte mit Hilfe der vorliegenden Messungen die Aufteilung der Intensität auf die Zustände $I^\pi(C) = 0^-$ und $I^\pi(C) = 1^-$ ermittelt werden. Die Primärstrahlung zum Grundzustand sowie zu den Niveaus bei 810 keV und 2876 keV, beide mit Spin/Parität $I^\pi = 2^+$, geht mit Sicherheit von Spin 1 Zuständen aus. Das gleiche gilt für Primärstrahlung zu den Niveaus bei 3630, 4008, 4296 und 4353 keV, sofern diese identisch sind mit den über die (t, p) Reaktion angeregten Niveaus, denen nach Messungen von Cohen ebenfalls der Spin 2^+ bzw. 0^+ zuzuordnen ist. Insgesamt erhält man als Intensitätssumme aller Übergänge, deren Verzweigung auf die beiden Einfangzustände $I^\pi(C) = 0^-$ und $I^\pi(C) = 1^-$ festliegt, 79.1 %, das

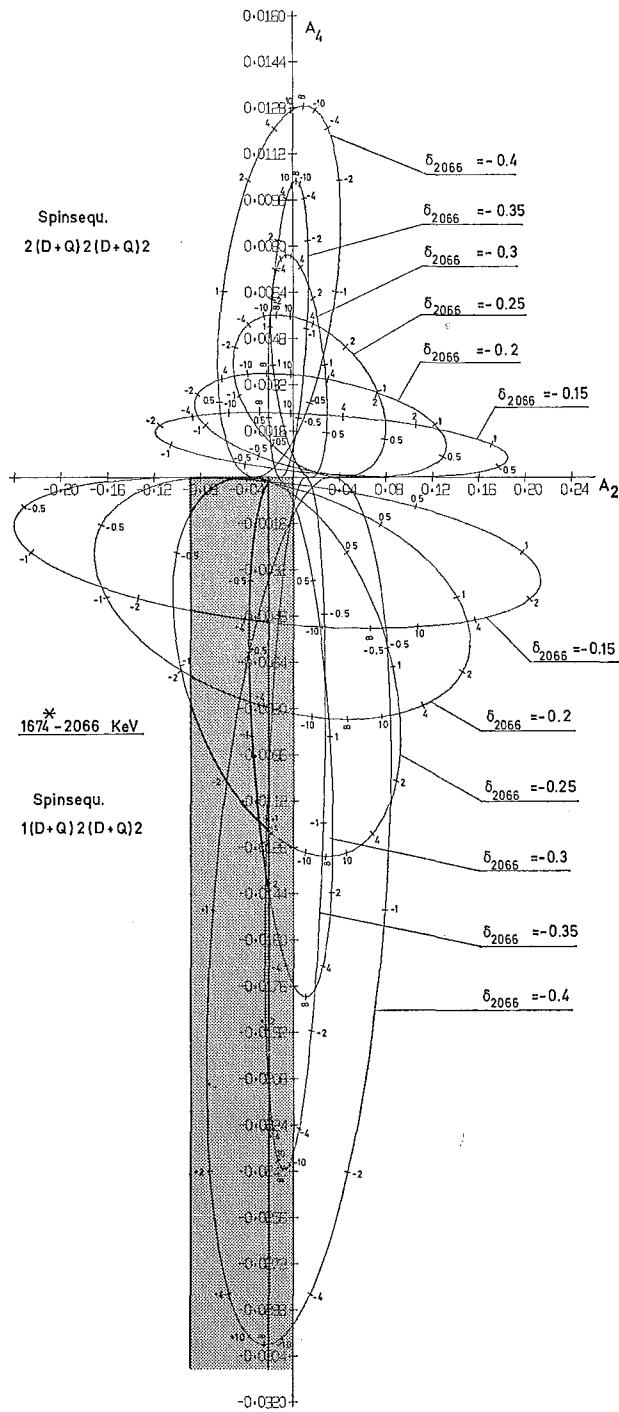


a)



b)

Fig. 6. Zur Analyse der 1107—(864)—810 keV, 2876*—(864)—810 keV und 3326—(864)—810 keV Korrelation (a), der 1674*—(2066)—810 keV Korrelation (b) und der 1674*—2066 keV Korrelation (c). Parametrische Darstellung der Koeffizienten A_2 und A_4 der theoretischen Verteilungen 2^4) für verschiedene E2/M1 Mischungsverhältnisse der 864 keV Linie (Fig. 6a) bzw. der 2066 keV Linie (b und c). Parameter auf den Ellipsen ist das Mischungsverhältnis δ der Übergänge von 1107 keV,



c)

2876* keV und 3326 keV (Fig. 6a) bzw. von 1674* keV (b und c). Die möglichen Spinfolgen sind jeweils angegeben. Eingezeichnet sind die experimentellen Ergebnisse mit ihren Fehlern ohne Berücksichtigung statistischer Korrelationen, in b für die beiden unabhängigen Fenstereinstellungen bei 0.81 MeV und 1.67 MeV (mit α bzw. β) gekennzeichnet, in c, dunkler getönt, der Fehlerbereich von A_2 . Das negative Vorzeichen von δ_{2066} in c berücksichtigt die unterschiedliche Lage der 2066 keV Linie in der 1674*—2066 keV Kaskade im Vergleich zur 2066—810 keV Kaskade von Ref. 4).

sind 83 % der beobachteten Primärstrahlung. Davon entfallen $57.4_{-6.0}^{+11.4}$ % auf den Spin 1. Für das Verhältnis der Spinanteile ergibt sich $1.3_{-0.3}^{+0.9}$. An diesem Wert dürften die nicht erfaßten Primärübergänge oder Fehler in den Intensitätsangaben kaum etwas ändern. Die tatsächliche Verteilung der Abregungsintensitäten auf die beiden Spins des Einfangzustandes wird daher innerhalb der Fehlergrenzen liegen, die sich aus den vorliegenden Messungen ergeben. Um dies zu verdeutlichen, ist in Fig. 4 die Analyse aller Übergänge dargestellt, die überwiegend von Zuständen mit $I^\pi = 0^-$ ausgehen. Wie die Figur zeigt, ist es unwahrscheinlich, daß die Spin 0 Anteile wesentlich geringer als angegeben sind.

Aufschlußreich ist ein Vergleich mit den getrennt für die beiden Spinmöglichkeiten aus den bekannten Neutronenresonanzen positiver Energie berechneten thermischen Einfangquerschnitte. Der Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts von ^{57}Fe für Neutronen wurde von Good *et al.* ¹⁶⁾ sowie von Rohr und Müller ¹⁷⁾ untersucht. Legt man die von letzteren ermittelten Parameter für s-Wellen-Resonanzen zugrunde, so erhält man unter der Annahme $\Gamma_\gamma = \text{const.}$ für das Verhältnis der thermischen Einfangquerschnitte mit Spin 1 bzw. 0: $\sigma_c^{\text{therm}}(I^\pi = 1^-)/\sigma_c^{\text{therm}}(I^\pi = 0^-) = 2.3$. Die schwachen Spin 1 Resonanzen ¹⁸⁾ bei 12.7 keV und 17.3 keV konnten nicht berücksichtigt werden, da deren Neutronenbreiten Γ_n nicht bekannt sind. Der obige Wert stimmt mit dem Ergebnis der vorliegenden Untersuchung nicht überein. Sollte es sich hierbei um eine echte Diskrepanz und nicht um Meßfehler handeln, kann daraus der Schluß gezogen werden, daß bisher nicht beobachtete Neutronenresonanzen negativer Energie derart zum Einfangquerschnitt beitragen, daß der Einfluß der Resonanzen mit Spin 0 im Bereich thermischer Energien überwiegt. Die Bedeutung der Resonanzen negativer Energien für den thermischen Einfangquerschnitt ¹⁹⁾ zeigt sich auch im Verhältnis

$$R = [\sigma_c^{\text{therm}}(I^\pi = 1^-) + \sigma_c^{\text{therm}}(I^\pi = 0^-)]/\sigma_{2200},$$

wobei $\sigma_{2200} = 2.5$ b der für thermische Neutronen gemessene Querschnitt ist. Man erhält für R den Wert 0.31.

Von Interesse erscheint ferner die Frage, ob die spektroskopischen Daten über den Neutroneneinfang in ^{57}Fe Hinweise auf den von mehreren Autoren [Ref. ^{20,21)} u.a.] in diesem Massenbereich vermuteten "direkten Einfang" liefern. Zunächst ist festzustellen, daß ^{58}Fe kein aussichtsreicher Kandidat für einen merklichen Channel-Anteil, d.h. Anteil der Konfiguration "Targetkerngrundzustand + s-Neutron" [†] im Einfangzustand, darstellt. Der Grund liegt darin, daß das Kriterium ²²⁾ $\Gamma_n^0/\Gamma_\gamma > 10$ nicht erfüllt ist; Γ_n^0 beträgt für die wichtigsten Resonanzen bei 3.9 und 6.1 keV 3.2 bzw. 5.3 eV, während Γ_γ bei etwa 1 eV liegen dürfte. Daraus ergibt sich für diese Resonanzen ein Verhältnis Channelanteil gegenüber Gesamtabsorption von 0.15 bzw. 0.25. Andererseits ist der Anteil dieser Resonanzen am Einfangquerschnitt im thermischen Gebiet kleiner als $R = 0.31$. Inwieweit in ^{58}Fe dennoch irgendwelche

[†] Im Sinne der in Ref. ²²⁾ angegebenen Klassifizierung.

Channelanteile vorliegen, läßt sich aus einem Vergleich von (d, p) und (n, γ) Daten feststellen. Dazu ist jedoch zunächst zu bemerken, daß nicht generell die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten mit den spektroskopischen Faktoren $S' = (2I_f + 1)S$ der (d, p) Reaktion verglichen werden können. Die elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten enthalten entsprechend den beiden möglichen Eingangspins einen Interferenzterm, der einen Vergleich mit den spektroskopischen Faktoren stört. Da die Wellenfunktionen der Endzustände und des Targetkernzustandes nicht bekannt sind, scheiden Überlegungen, die den Interferenzterm berücksichtigen müssen, aus. Andererseits entfällt der Interferenzterm für ^{58}Fe bei Endniveaus mit den Spins 0 und 2, da diese Zustände nur vom Einfangzustand mit $I = 1$ bevölkert werden. Hier ist also ein Vergleich mit den (d, p) Daten möglich. Zu einer quantitativen Beurteilung gelangt man mit Hilfe des Korrelationskoeffizienten

$$\rho = \frac{\sum_i (\Gamma_{\gamma_i} - \bar{\Gamma}_{\gamma})(S'_i - \bar{S}')}{[\sum_i (\Gamma_{\gamma_i} - \bar{\Gamma}_{\gamma})^2 \sum_i (S'_i - \bar{S}')^2]^{\frac{1}{2}}},$$

wobei $\bar{\Gamma}_{\gamma} = 1/n \sum_i \Gamma_{\gamma_i}$ das Mittel über die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten für verschiedene Endniveaus und $\bar{S}' = 1/n \sum_i S'_i$ das analoge Mittel über die $(2I_f + 1)S$ Werte darstellen. Unter Berücksichtigung aller bisher bekannten Daten [aus Ref. ^{4,5,8}] läßt sich mit einiger Sicherheit eine Analyse für die Zustände bei 0, 810, 1674, 2257, 2876, 3084, 3244, 3630, 4008, 4175, 4296, 4350, 4622, 4912 und 5113 keV durchführen. Man erhält den Korrelationskoeffizienten $\rho = 0.51$. Für den Test der Hypothese $\rho = 0$ gegen die Alternative $\rho > 0$ ergibt sich bei Vorwahl der Signifikanzzahl $\alpha = 5\%$ aus dem t -Test die Forderung $t = \rho[(n-2)/(1-\rho^2)]^{\frac{1}{2}} > 2.16$ für das Bestehen einer Korrelation zwischen (n, γ) und (d, p) Daten. Aus $\rho = 0.51$ und $n = 15$ folgt $t = 2.14$. In Übereinstimmung mit den theoretischen Erwartungen ist somit eine Korrelation auszuschließen.

Die vorliegenden Messungen liefern keine deutlichen Hinweise auf die früher vermuteten Kollektivstrukturen im ^{58}Fe Kern. Der E2 Charakter des $2^{+'} \rightarrow 2^{+}$ Überganges ist weniger stark ausgeprägt als ursprünglich angenommen und die höheren Anregungszustände tragen ebenfalls nicht die typischen Merkmale von Kollektivzuständen. Auf diese Tatsachen wurde bereits in Ref. ⁴) hingewiesen. Einige Beobachtungen scheinen dagegen darauf hinzudeuten, daß bei den über die (n, γ) Reaktion im ^{58}Fe Kern angeregten höheren Energieniveaus ebenso wie beim Grundzustand einfachere Konfigurationen vorherrschen. Hierfür sprechen die Untersuchungen mit keV Neutronen von Bird ¹⁸) wie auch die gute Übereinstimmung der gemessenen Niveauenergien mit den Ergebnissen der Schalenmodellrechnungen von McGroory ²³). In dieses Bild paßt ferner die bei den meisten der untersuchten höherliegenden Übergänge zu beobachtende geringe Quadrupolbeimengung. Auffällig ist, daß die Intensität der Übergänge, die von Einfangzuständen mit Spin 0 ausgehen, sich in einigen wenigen γ -Linien konzentriert. Es bedarf weiteren experimentellen Materials, um die

Frage zu prüfen, inwieweit relativ einfache Konfigurationen im Einfangzustand – entsprechend dem doorway state Konzept – für diese Intensitätsverteilung verantwortlich sind.

Literatur

- 1) H. Frauenfelder, N. Levine, A. Rossi und S. Singer, *Phys. Rev.* **103** (1956) 352;
N. Levine, H. Frauenfelder und A. Rossi, *Z. Phys.* **151** (1958) 241
- 2) D. MacArthur, R. Goodman, A. Artna und M. W. Johns, *Nucl. Phys.* **38** (1962) 106
- 3) S. Malmkog, *Nucl. Phys.* **51** (1964) 690
- 4) U. Fanger, W. Michaelis, H. Schmidt und H. Ottmar, *Nucl. Phys.* **A128** (1969) 641
- 5) R. H. Fulmer und A. L. McCarthy, *Phys. Rev.* **131** (1963) 2133
- 6) V. P. Bochin, K. I. Zhevebtsova, V. S. Zolotarev, V. A. Komarov, L. V. Krasnov, V. F. Litvin, Yu. A. Nemilov und B. G. Novatsky, *Nucl. Phys.* **51** (1964) 161
- 7) H. Faraggi, *Bull. Inf. Sci. Tech.* **91** (1965) 37
- 8) B. L. Cohen, C. L. Fink, J. B. Moorhead und R. A. Moyer, *Phys. Rev.* **157** (1967) 1033
- 9) H. Schmidt, KFK-877 (1969)
- 10) G. Krüger, G. Dimmler, G. Zipf, H. Hanak und R. Merkel, *Kerntechnik* **8** (1966) 273
- 11) W. Michaelis, KFK-135 (1963)
- 12) D. White, *Nucl. Instr.* **21** (1963) 209
- 13) BNL 325, second edition, supplement No. 2 (1966)
- 14) L. C. Biedenharn, in *Nuclear spectroscopy, Part. B*, ed. by F. Ajzenberg-Selove (Academic Press, New York, 1960)
- 15) S. Ofer, *Phys. Rev.* **114** (1959) 870
- 16) W. M. Good, D. Paya, R. Wagner und T. Tamura, *Phys. Rev.* **151** (1966) 912
- 17) G. Rohr und K.-N. Müller, *Z. Phys.*, im Druck
- 18) J. R. Bird, *Nucl. Phys.* **A120** (1968) 113
- 19) J. D. Garrison, *Ann. of Phys.* **30** (1964) 269
- 20) G. A. Bartholomew, P. J. Champion, J. W. Knowles und G. Manning, *Proc. Int. Conf. on neutron interactions with the nucleus*, New York, (1957) p. 252
- 21) L. V. Groshev und A. M. Demidov, *J. Nucl. Phys. (USSR)* **4** (1966) 785
- 22) H.-U. Gersch, ZfK-136 (1968)
- 23) J. B. McGrory, persönliche Mitteilung
- 24) G. F. Coleman, *Nucl. Phys.* **5** (1958) 495