

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

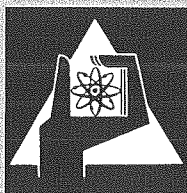
Dezember 1970

KFK 1368

Institut für Angewandte Kernphysik

Untersuchung der Anregungszustände des ^{96}Mo Kernes
über die Reaktion $^{95}\text{Mo}(n,\gamma)^{96}\text{Mo}$

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



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



UNTERSUCHUNG DER ANREGUNGSZUSTÄNDE DES ^{96}Mo KERNES ÜBER DIE REAKTION $^{95}\text{Mo}(n, \gamma)^{96}\text{Mo}$

D. HECK, N. AHMED[†], U. FANGER, W. MICHAELIS, H. OTTMAR und H. SCHMIDT
Institut für Angewandte Kernphysik, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, Deutschland

Eingegangen am 25. August 1970

Abstract: The gamma radiation following thermal neutron capture in ^{95}Mo has been studied using an enriched sample of MoO_3 in external target geometry at the Karlsruhe reactor FR 2. Energies and intensities of the gamma rays in the energy ranges 0.15 to 2.70 MeV and 4.87 to 8.90 MeV have been determined with Ge(Li) diodes in Compton-suppression and singles mode. Cascade relationships were studied with a Ge(Li)–Ge(Li) coincidence setup. A level scheme of ^{96}Mo is proposed which includes 37 levels and 138 gamma transitions. Gamma-gamma angular correlation measurements with an apparatus consisting of two NaI(Tl) detectors were used to determine the spin values of 7 levels and the mixing ratios of the involved transitions. The most striking result is the observation of a second 2^+ level in the region of the two-phonon states. This level is separated only by 2.3 keV from the well known 4^+ state at 1628 keV. A level at 1148 keV appears to have spin and parity 0^+ . The results are compared with earlier shell-model calculations and are discussed in terms of collective nuclear motions.

E NUCLEAR REACTIONS $^{95}\text{Mo}(n, \gamma)$, $E = \text{th}$; measured E_γ , I_γ , $\gamma\gamma$ -coin, $\gamma\gamma(\theta)$; deduced Q . ^{96}Mo deduced levels, J , π , γ -mixing ratios. Enriched target, Ge(Li) and NaI(Tl) detectors.

1. Einleitung

In neuerer Zeit wurden Anzeichen gefunden, daß die Niveauschemata der Kerne im Bereich $N > 60$ und $Z \approx 44$ Rotationsbanden aufweisen. Die in diesem Massenbereich aus der Kernspaltung entstehenden Bruchstücke emittieren Gammaquanten, die als Übergänge zwischen Zuständen kollektiver Kernrotation interpretiert werden können^{1,2}). Dies läßt den Schluß zu³), daß die Kerne in diesem Massenbereich im Grundzustand oder zumindest in angeregten Zuständen deformiert sind.

Von uns wurden, ausgehend von den beiden stabilen Isotopen ^{95}Mo und ^{97}Mo , die geraden Kerne ^{96}Mo und ^{98}Mo über die (n, γ) Reaktion untersucht^{††}. Diese Kerne liegen in der Nachbarschaft des Gebietes vermuteter Kerndeformation. In der vorliegenden Arbeit wird die Reaktion $^{95}\text{Mo}(n, \gamma)^{96}\text{Mo}$ behandelt, in einer weiteren Veröffentlichung⁶) wird über Untersuchungen der $^{97}\text{Mo}(n, \gamma)^{98}\text{Mo}$ Reaktion berichtet werden.

Die Anregungszustände des ^{96}Mo waren bereits Gegenstand einer Vielzahl von Untersuchungen. Ein Teil der Arbeiten behandelt die inelastische Deuteronenstreu-

[†] Gegenwärtige Anschrift: Carleton University, Ottawa, Ontario, Canada.

^{††} Vorläufige Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Ref. 4, 5) wiedergegeben.

ung⁷⁾ und die Coulombanregung mit α -Teilchen⁸⁻¹¹⁾. Auch über die (d, p) Strippingreaktion am ⁹⁵Mo liegen Ergebnisse vor^{12,13)}. Eine kürzlich erschienene Arbeit beschreibt Untersuchungen der (n, n' γ) Reaktion am ⁹⁶Mo [Ref. 14)]. Die meisten Informationen über die untersten Anregungszustände des ⁹⁶Mo stammen aus Messungen des radioaktiven Zerfalls des ⁹⁶Nb [Ref. 15-23)], des ⁹⁶Tc aus dem Grundzustand^{15,16,18,22-32)} sowie aus dem 52 min isomeren Zustand^{23,26,30)}. Da in diesen Messungen die Spinwerte J der Ausgangskerne $J = 6, 7$ bzw. 4 betragen, werden im Endkern ⁹⁶Mo bevorzugt Niveaus mit Spinwerten $J \geq 3$ direkt bevölkert. Bei allen Zerfällen betragen die Q -Werte etwa 3 MeV. Wegen der hohen Bindungsenergie des letzten Neutrons im ⁹⁶Mo Kern (≈ 9.2 MeV) bietet die (n, γ) Reaktion die Möglichkeit, auch höhere Energiezustände anzuregen. Die vom Einfangzustand über Dipolstrahlung erreichbaren Niveaus haben Spinwerte zwischen $J = 1$ und $J = 4$, entsprechend den möglichen Spin- und Paritätswerten $J^\pi = 2^+, 3^+$ des Einfangzustandes, die aus der Zuordnung $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ für den Grundzustand des ⁹⁵Mo folgen. Eine Übersicht über die Ergebnisse früherer Untersuchungen der ⁹⁵Mo(n, γ)⁹⁶Mo Reaktion gibt Ref. 33).

2. Experimentelle Einzelheiten

2.1. PROBE

Als Probensubstanz dienten 742 mg MoO₃ mit hoher Anreicherung des Isotops ⁹⁵Mo. Die Isotopenzusammensetzung des natürlichen Molybdäns sowie der angereicherten Probe ist aus Tabelle 1 ersichtlich. An eventuell störenden Verunreinigungen enthält das ⁹⁵MoO₃ Anteile von Cu (< 2.0 %), Ti (< 0.3 %), Ni (< 0.3 %) und In (< 0.1 %). Andere Verunreinigungen haben entweder einen kleinen Wirkungsquerschnitt oder sind nur in so geringen Mengen vorhanden, daß ihr Beitrag mit

TABELLE I
Isotopenzusammensetzung und relative Einfanganteile

Isotop	σ (b)	natürliches Mo		angereicherte Probe	
		Häufig- keit % a)	Einfang- anteil % a)	Häufig- keit % b)	Einfang- anteil %
92	< 0.3	15.84	< 1.5	0.26	< 0.006
94		9.04		1.00	
95	14.5	15.72	≈ 80	96.17	99.81
96	1.2	16.53	7	1.53	0.13
97	2.2	9.46	8	0.31	0.05
98	0.15	23.78	4	0.59	0.006
100	0.20	9.63	0.7	0.13	0.002

a) Ref. 34).

b) Nach Angabe des Herstellers AERE, Harwell, Berkshire, England.

Sicherheit vernachlässigt werden kann. Für die Neutronenbestrahlung wurde die pulverförmige Probe in eine kleine zylindrische Polyäthylenkapsel mit 0.5 bis 1 mm Wandstärke gefüllt. Daher treten als Untergrund die Neutroneneinfanglinien des Wasserstoffs und Kohlenstoffs auf.

2.2. MESSANORDNUNGEN

Die nach Neutroneneinfang emittierte Gammastrahlung wurde mit vier verschiedenen Anordnungen untersucht: Einem Anti-Compton-Spektrometer³⁵⁾ für den Bereich 0.15 bis 2.70 MeV, einer planaren Ge(Li) Diode für den Bereich 4.87 bis 8.90 MeV, einer Ge(Li)–Ge(Li) Koinzidenzapparatur³⁶⁾ und einer $\gamma\gamma$ Winkelkorrelationsapparatur^{37,38)}. Die Apparaturen waren an verschiedenen horizontalen Experimentierkanälen des Karlsruher Reaktors FR 2 aufgebaut, deren Neutronenfluß an den externen Targetpositionen zwischen $3 \cdot 10^6$ und $7 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ betrug.

Das Anti-Compton-Spektrometer³⁵⁾ bestand aus einem 4.9 cm^3 Ge(Li) Detektor, der von einem $50 \text{ cm} \varnothing \times 40 \text{ cm}$ Plastikszintillator in Antikoinzidenzschaltung umgeben war, um den durch Compton-Streuung verursachten Untergrund unter den Photolinien zu unterdrücken. Um die Nachweiswahrscheinlichkeit für die unter $\approx 0^\circ$ gestreuten Gammaquanten zu vergrößern, wurde zusätzlich ein $10.2 \text{ cm} \varnothing \times 15.2 \text{ cm}$ NaJ(Tl) Detektor verwendet. Die mit dieser Anordnung erzielte Auflösung betrug 1.62 keV FWHM für die ^{137}Cs Gammastrahlung, das Verhältnis Photolinie zu Comptonkante erreichte dabei den Wert 73 : 1.

Zum Nachweis der zweiten Paarlinien der Übergänge im Bereich oberhalb 4.87 MeV wurde eine planare Ge(Li) Diode von 2.3 cm^3 aktivem Volumen eingesetzt. Ihr Auflösungsvermögen betrug 5.4 keV FWHM für die zweiten Paarlinien des ^{57}Fe -Dubletts bei 7632 und 7646 keV. Die Intensitäten der zweiten Paarlinien, der ersten Paarlinien und der Photolinien verhielten sich bei dieser Energie wie 45 : 3 : 1.

Der geometrische und elektronische Aufbau der Koinzidenzapparatur war eine Modifikation der in Ref. ³⁶⁾ beschriebenen Anordnung. Als Detektoren wurden zwei koaxial gedriftete Ge(Li) Dioden mit einem Volumen von 30 cm^3 verwendet, die bei 10^4 Impulsen pro sec ein Auflösungsvermögen von etwa 6 keV FWHM für die 1332 keV Linie des ^{60}Co zeigten. Über einen 2×1024 Kanal Doppel-ADC war die Apparatur mit dem Datenerfassungssystem MIDAS^{39,40)} verbunden, das die Vorgabe von 64 digitalen Impulshöhen-Fenstern erlaubte. Die zu diesen Fenstern koinzidenten Spektren wurden on-line auf Magnetplattenspeicher aufaddiert und anschließend nach der Doppelfenstermethode ausgewertet.

Die vollautomatische Winkelkorrelationsapparatur^{37,38)} enthielt zwei $10.2 \text{ cm} \varnothing \times 12.7 \text{ cm}$ NaJ(Tl) Detektoren. Einer dieser Detektoren wurde um die horizontale Neutronenstrahlachse in 30° Winkelschritten zwischen 90° und 270° relativ zum feststehenden Detektor gedreht. Die Datenerfassung erfolgte auch hier mit dem Rechnersystem MIDAS^{39,40)}.

2.3. ENERGIE- UND INTENSITÄTSBESTIMMUNG

Zur Energieeichung des Anti-Compton-Spektrums im Bereich 0.15 bis 2.70 MeV wurde die Gammastrahlung von ^{192}Ir , ^{60}Co und ^{24}Na [Ref. ⁴¹], ^{137}Cs [Ref. ⁴²], ^{95}Zr , ^{95}Nb und ^{54}Mn [Ref. ⁴³], ^{88}Y [Ref. ⁴⁴] und $^1\text{H}(n, \gamma)^2\text{H}$ [Ref. ⁴⁵] verwendet. Für den Energiebereich oberhalb 4.87 MeV dienten als Energiereferenzen die Neutroneneinfang-Gammaspektren von ^{12}C [Ref. ⁴⁶] und ^{15}N [Ref. ⁴⁷]. Die Ansprechfunktion des Anti-Compton-Spektrometers war aus Messungen mit Hilfe von absolut geeichten Gammaquellen bis zur Energie von 1836 keV sehr genau bekannt ⁴⁸) und wurde bis 2.70 MeV extrapoliert. Für den Energiebereich oberhalb 4.87 MeV wurde der Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit für die zweite Paarlinie über die Intensitäten ⁴⁹) des zur Energieeichung verwendeten Stickstoffs ermittelt. Die Bestimmung der Energien und Intensitäten der beobachteten Gammastrahlung erfolgte mit einem Computerprogramm ⁵⁰), das modifizierte Gaußfunktionen für die Linienform zugrunde legt.

2.4. WINKELKORRELATIONSANALYSE

Die Intensitätsanalyse der teilweise komplexen Strukturen der NaJ(Tl)-Spektren erfolgte ebenfalls mit dem in Abschnitt 2.3 erwähnten Computerprogramm ⁵⁰). Die damit für jede Winkelstellung erhaltenen Linienintensitäten wurden auf apparative Instabilitäten, Exzentrizitäten und Inhomogenitäten von Probe und Neutronenstrahl anhand der während der Messung mitregistrierten Einzelzählraten korrigiert. Ein weiteres Programm diente dazu, an die so gewonnenen und mit statistischen Gewichten versehenen Intensitäten die Winkelverteilungsfunktion

$$W(\theta) = \sum_{k=0}^2 A_{2k} P_{2k}(\cos \theta),$$

nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate anzupassen ⁵¹). Die resultierenden Koeffizienten A_{2k} wurden anschließend auf Einflüsse der Probenlänge, des endlichen Detektoröffnungswinkels und der Wechselwirkung der Gammastrahlung in der Probe nach der in Ref. ⁵²) angegebenen Methode korrigiert.

3. Resultate

3.1. EINZELSPEKTREN

Fig. 1 zeigt einen Ausschnitt aus dem Anti-Compton-Spektrum zwischen 550 und 1250 keV. Das Ergebnis der Computer-Analyse des Triplets bei 850 keV ist gesondert herausgezeichnet. In Fig. 2 ist das Einzelspektrum im Energiebereich oberhalb 4.87 MeV dargestellt. Tabelle 2 enthält die Energie- und Intensitätswerte der in den beiden Energiebereichen 0.15 bis 2.70 MeV und 4.87 bis 8.90 MeV beobachteten Gammastrahlungslinien. Die angegebenen Energieunsicherheiten schließen statistische und systematische Fehler ein. Bei intensiven Linien stammt der Hauptbeitrag des Fehlers aus der Unsicherheit der verwendeten Eichlinien.

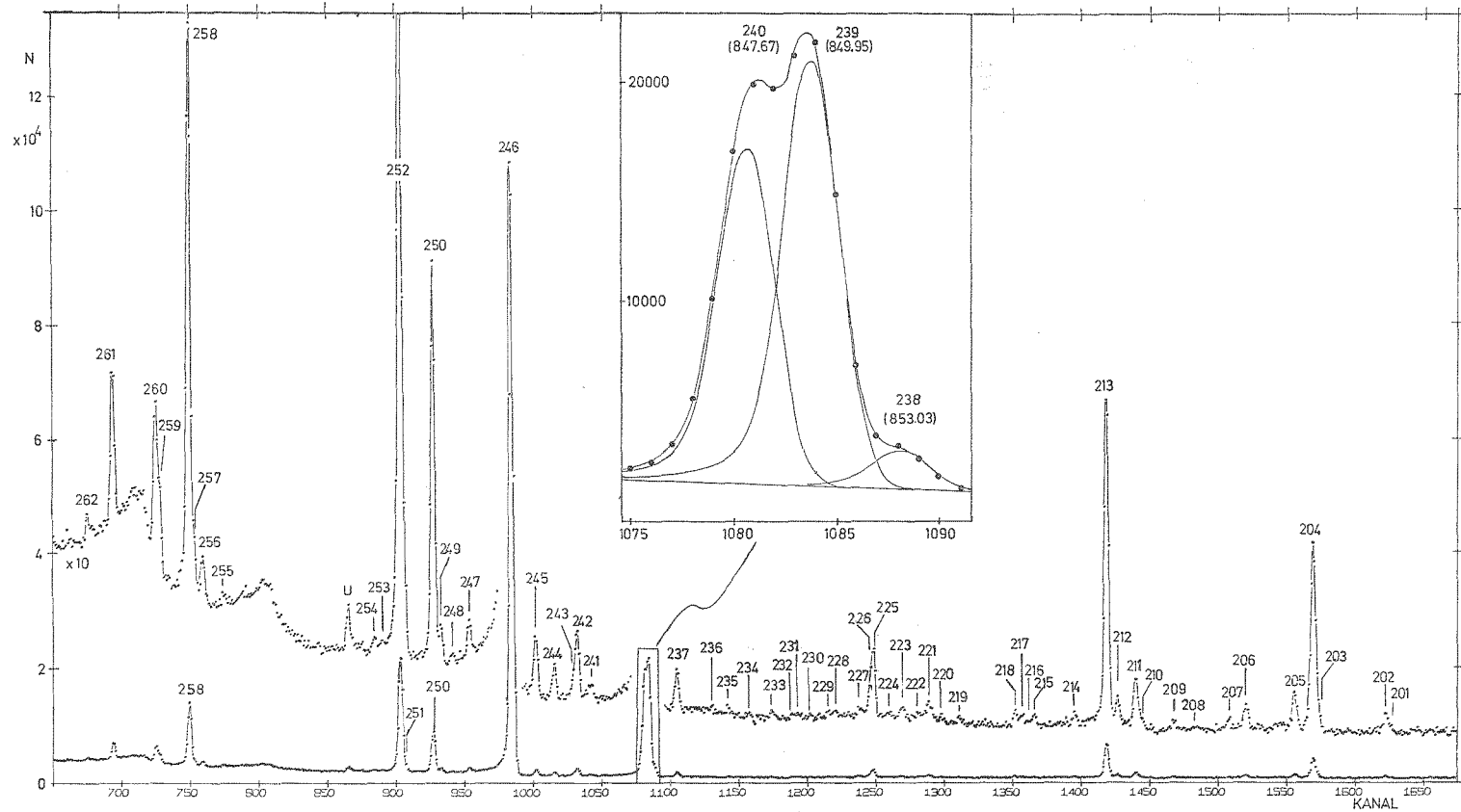


Fig. 1. Ausschnitt aus dem Anti-Compton-Spektrum der Reaktion $^{95}\text{Mo}(n, \gamma)^{96}\text{Mo}$. Energiebereich von 550 bis 1250 keV. Die Computerfitanalyse des Triplets bei 850 keV ist gesondert dargestellt (Energien in Klammern). Die Numerierung der Linien entspricht derjenigen von Tabelle 2, Untergrundlinien sind mit U gekennzeichnet.

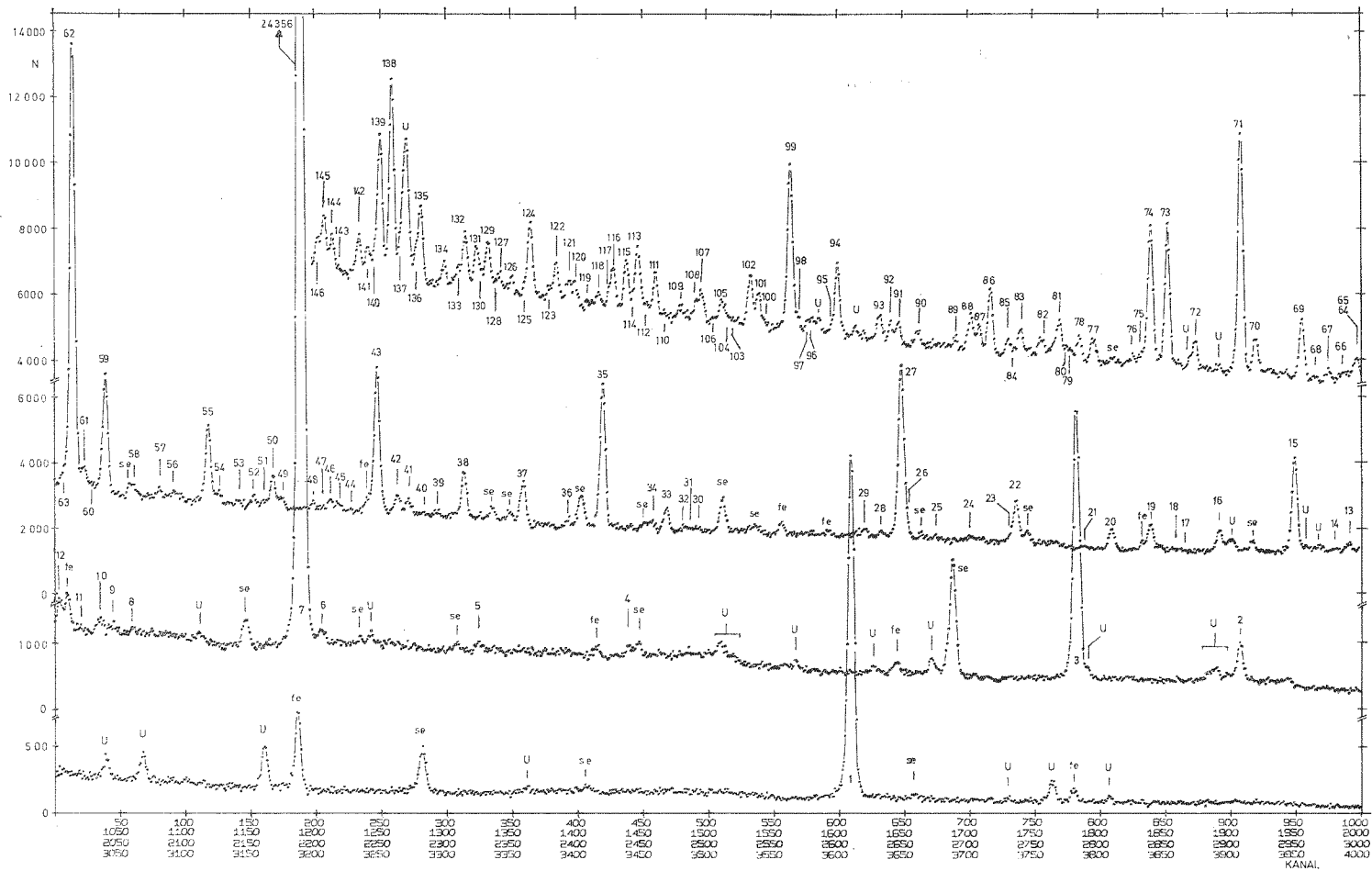


Fig. 2. Einzelspektrum im Energiebereich 4.87 bis 8.90 MeV von ^{96}Mo , aufgenommen mit einem planaren Ge(Li) Detektor. Die Numerierung der Linien entspricht derjenigen von Tabelle 2. Untergrundlinien, erste Paarlinien und Photolinien sind mit U, se bzw. fe gekennzeichnet.

TABELLE 2
 Gammalinien aus der Reaktion $^{95}\text{Mo}(n, \gamma)^{96}\text{Mo}$

Linie Nr.	Energie E_γ (keV)	Fehler ΔE_γ (keV)	Intensität ^{a)} I_γ	Fehler ^{b)} ΔI_γ	Interpretation ^{c)}
1	8375.8	0.8	0.78	0.04	C- 778
2	7656.4	0.7	0.13	0.01	C-1498
3	7528.1	0.6	0.94	0.04	C-1626
4	7176.2	0.8	0.026	0.005	C-1978
5	7058.4	0.8	0.021	0.005	C-2096
6	6934.5	1.2	0.046	0.015	C-2219
7	6919.4	0.5	4.20		C-2235
8	6787.0	0.9	0.012	0.005	
9	6767.5	1.2	0.014	0.005	
10	6759.8	1.0	0.012	0.008	U
11	6743.9	0.9	0.012	0.005	U
12	6728.1	0.6	0.078	0.01	C-2426
13	6715.5	0.6	0.045	0.005	C-2438
14	6705.2	0.7	0.016	0.005	
15	6673.0	0.5	0.49	0.03	C-2481
16	6613.9	0.6	0.11	0.01	C-2540
17	6583.2	1.2	0.010	0.005	U
18	6576.5	0.9	0.013	0.005	U
19	6559.7	0.6	0.14	0.01	C-2594
20	6529.1	0.7	0.09	0.01	C-2625
21	6507.1	0.6	0.013	0.005	
22	6454.2	0.5	0.20	0.01	C-2700
23	6449.7	0.8	0.021	0.005	
24	6418.2	0.6	0.024	0.005	C-2735
25	6390.7	1.1	0.014	0.006	
26	6367.2	0.6	0.075	0.020	C-2787
27	6363.9	0.5	0.80	0.04	C-2790
28	6347.9	0.8	0.02	0.006	
29	6335.2	0.5	0.038	0.005	C-2819
30	6203.2	0.9	0.018	0.005	
31	6197.9	1.7	0.011	0.005	U
32	6192.8	0.8	0.02	0.005	
33	6178.7	0.5	0.10	0.01	C-2975
34	6167.3	0.6	0.041	0.005	C-2987
35	6128.9	0.5	0.65	0.03	C-3025
36	6101.4	0.6	0.033	0.008	C-3053
37	6066.4	0.5	0.17	0.04	C-3087
38	6019.8	0.5	0.20	0.015	C-3134
39	5998.3	0.7	0.019	0.005	
40	5987.5	1.0	0.011	0.005	U
41	5976.0	0.6	0.061	0.007	C-3179
42	5967.4	1.0	0.033	0.008	C-3187
43	5951.6	0.5	0.62	0.03	C-3203
44	5929.9	1.2	0.010	0.005	U
45	5921.0	0.5	0.035	0.005	
46	5914.6	1.0	0.023	0.008	
47	5908.1	1.3	0.010	0.005	U

TABELLE 2 (Fortsetzung)

Linie Nr.	Energie E_γ (keV)	Fehler ΔE_γ (keV)	Intensität ^{a)} I_γ	Fehler ^{b)} ΔI_γ	Interpretation ^{c)}
48	5900.8	0.5	0.027	0.005	
49	5876.3	0.5	0.047	0.005	
50	5869.4	0.5	0.13	0.01	C-3284
51	5862.2	0.6	0.021	0.005	
52	5854.5	0.5	0.037	0.005	
53	5842.1	0.7	0.018	0.005	
54	5826.4	0.5	0.046	0.005	
55	5818.6	0.5	0.31	0.02	C-3335
56	5791.4	0.7	0.030	0.005	
57	5780.1	0.5	0.033	0.005	
58	5760.9	0.9	0.025	0.008	
59	5737.6	0.5	0.47	0.03	C-3417
60	5727.0	0.9	0.038	0.008	
61	5720.8	1.0	0.066	0.015	
62	5712.3	0.5	1.82	0.09	C-3442
63	5705.7	0.6	0.05	0.008	
64	5693.9	0.5	0.11	0.015	
65	5689.4	0.8	0.05	0.015	
66	5682.7	0.6	0.05	0.01	
67	5671.3	0.6	0.05	0.01	
68	5660.5	0.6	0.018	0.01	U
69	5650.1	0.5	0.24	0.015	
70	5613.8	0.6	0.16	0.03	
71	5601.9	0.5	0.93	0.05	C-3551
72	5566.1	0.5	0.10	0.01	
73	5544.4	0.5	0.53	0.03	
74	5531.1	0.6	0.49	0.05	
75	5524.7	0.6	0.031	0.005	
76	5517.1	0.7	0.025	0.005	
77	5485.7	0.5	0.092	0.01	
78	5474.8	0.5	0.091	0.01	
79	5468.2	0.8	0.029	0.008	
80	5464.5	0.7	0.038	0.008	
81	5459.1	0.5	0.15	0.01	
82	5447.3	0.7	0.042	0.008	
83	5428.6	0.5	0.10	0.01	
84	5424.1	1.0	0.017	0.008	U
85	5418.8	0.5	0.055	0.008	
86	5404.8	0.5	0.25	0.015	
87	5395.8	0.5	0.092	0.008	
88	5389.6	0.5	0.11	0.03	
89	5377.1	0.5	0.035	0.005	
90	5347.6	0.5	0.054	0.008	
91	5332.3	0.5	0.077	0.01	
92	5326.2	0.5	0.066	0.008	
93	5317.4	0.5	0.097	0.008	
94	5284.3	0.5	0.25	0.02	
95	5279.5	1.0	0.017	0.008	U
96	5264.8	0.8	0.042	0.008	

TABELLE 2 (Fortsetzung)

Linie Nr.	Energie E_γ (keV)	Fehler ΔE_γ (keV)	Intensität ^{a)} I_γ	Fehler ^{b)} ΔI_γ	Interpretation ^{c)}
97	5260.8	0.8	0.034	0.008	
98	5252.8	0.5	0.055	0.008	
99	5247.2	0.5	0.61	0.04	
100	5227.2	0.8	0.021	0.008	U
101	5222.1	0.5	0.12	0.01	
102	5215.7	0.5	0.18	0.015	
103	5202.4	1.1	0.015	0.008	U
104	5196.5	0.9	0.029	0.01	
105	5193.3	0.5	0.092	0.01	
106	5187.3	1.1	0.018	0.01	U
107	5177.4	0.5	0.11	0.01	
108	5172.9	0.5	0.064	0.01	
109	5160.9	0.5	0.048	0.008	
110	5148.0	1.4	0.010	0.008	U
111	5140.8	0.5	0.15	0.01	
112	5133.2	0.5	0.037	0.008	
113	5127.3	0.5	0.21	0.02	
114	5124.4	0.9	0.045	0.02	
115	5118.1	0.5	0.17	0.02	
116	5107.8	0.5	0.14	0.02	
117	5104.4	0.9	0.05	0.02	
118	5096.3	0.5	0.06	0.01	
119	5089.6	0.8	0.02	0.01	U
120	5077.4	0.5	0.076	0.008	
121	5072.2	0.5	0.081	0.008	
122	5062.8	0.5	0.14	0.01	
123	5057.2	0.5	0.039	0.008	
124	5042.3	0.5	0.26	0.015	
125	5038.9	1.2	0.025	0.015	
126	5027.4	0.5	0.055	0.008	
127	5018.4	0.5	0.058	0.008	
128	5014.2	0.9	0.026	0.008	U
129	5008.9	0.5	0.17	0.01	
130	5003.8	0.6	0.044	0.008	
131	4999.9	0.5	0.15	0.01	
132	4991.0	0.5	0.19	0.02	
133	4985.4	0.5	0.063	0.008	
134	4974.5	0.5	0.076	0.008	
135	4956.2	0.4	0.26	0.02	
136	4952.0	0.5	0.088	0.015	
137	4941.6	0.4	0.22	0.02	
138	4933.6	0.4	0.69	0.04	
139	4924.2	0.4	0.50	0.04	
140	4919.9	0.5	0.067	0.008	
141	4914.3	0.5	0.095	0.008	
142	4907.4	0.4	0.13	0.01	
143	4891.4	1.2	0.016	0.008	U
144	4886.3	0.4	0.13	0.01	
145	4880.1	0.4	0.19	0.02	

TABELLE 2 (Fortsetzung)

Linie Nr.	Energie E_γ (keV)	Fehler ΔE_γ (keV)	Intensität ^{a)} I_γ	Fehler ^{b)} ΔI_γ	Interpretation ^{c)}
146	4874.9	0.4	0.11	0.01	
147	2663.8	1.5	1.24	0.20	3442- 778
148	2639.7	1.5	0.22	0.05	
149	2585.4	1.2	0.26	0.05	
150	2507.6	1.5	0.28	0.05	3284- 778
151	2502.2	1.5	0.19	0.05	
152	2488.4	1.5	0.09	0.05	
153	2401.9	1.0	0.52	0.08	3179- 778
154	2377.3	0.8	0.32	0.05	
155	2208.6	0.7	0.16	0.10	2987- 778
156	2151.7	0.4	0.23	0.05	
157	2132.4	0.9	0.12	0.08	
158	2112.1	0.3	0.41	0.08	
159	2066.8	0.7	0.18	0.08	
160	2011.8	0.3	0.57	0.08	2790- 778
161	2008.5	0.3	0.53	0.08	2787- 778
162	1957.2	0.3	0.44	0.05	D
163	1923.2	0.3	0.68	0.08	3551-1628
164	1918.6	0.5	0.20	0.08	3417-1498
165	1877.2	0.4	0.25	0.08	
166	1856.1	0.4	0.20	0.05	
167	1846.3	0.3	0.66	0.08	2625- 778
168	1826.8	0.5	0.17	0.05	
169	1815.4	0.4	0.19	0.05	2594- 778 3442-1626
170	1793.9	0.5	0.16	0.05	
171	1761.8	0.3	0.56	0.08	2540- 778
172	1709.0	0.4	0.22	0.05	3335-1626
173	1702.8	0.3	0.55	0.05	2481- 778
174	1657.6	0.3	0.31	0.05	3284-1626
175	1647.6	0.3	0.56	0.05	2426- 778
176	1625.7	0.3	0.97	0.05	1626- 0
177	1611.8	0.3	0.34	0.05	
178	1607.5	0.4	0.17	0.05	
179	1592.9	0.3	0.19	0.05	
180	1528.0	0.4	0.30	0.08	
181	1507.9	0.3	0.30	0.05	3134-1626
182	1497.84	0.11	3.76	0.20	1498- 0
183	1463.3	0.4	0.24	0.10	3442-1978
184	1461.1	0.8	0.24	0.10	3087-1626
185	1459.0	0.5	0.37	0.10	3087-1628
186	1456.2	0.3	0.33	0.10	2235- 778
187	1440.9	0.2	0.43	0.05	2219- 778
188	1434.7	0.8	0.06	0.05	
189	1425.1	0.2	0.35	0.05	3053-1628
190	1404.3	0.4	0.10	0.05	
191	1398.4	0.3	0.33	0.05	3025-1626
192	1396.3	0.2	0.43	0.05	3025-1628
193	1386.0	0.2	0.31	0.05	

TABELLE 2 (Fortsetzung)

Linie Nr.	Energie E_γ (keV)	Fehler ΔE_γ (keV)	Intensität ^{a)} I_γ	Fehler ^{b)} ΔI_γ	Interpretation ^{c)}
194	1360.4	0.4	0.12	0.05	2987-1626
195	1352.9	0.3	0.17	0.05	
196	1346.8	0.2	0.34	0.05	2975-1628
197	1320.9	0.5	0.09	0.05	2819-1498 3417-2096
198	1317.33	0.12	2.79	0.15	2096- 778
199	1307.9	0.4	0.11	0.05	
200	1301.0	0.5	0.09	0.05	
201	1240.9	0.4	0.14	0.05	
202	1238.1	0.2	0.42	0.05	
203	1202.1	0.2	0.72	0.08	2700-1498
204	1200.1	0.4	3.44	0.30	1978- 778
205	1190.23	0.14	0.75	0.05	2819-1628
206	1164.50	0.14	0.48	0.05	2790-1626
207	1155.4	0.2	0.19	0.05	3025-1870
208	1138.5	0.5	0.06	0.03	
209	1126.3	0.2	0.17	0.03	2755-1628
210	1109.1	0.5	0.12	0.05	2735-1626 3087-1978
211	1106.44	0.13	0.92	0.05	2735-1628
212	1096.7	0.5	0.25	0.10	2594-1498
213	1091.30	0.11	6.27	0.40	1870- 778
214	1074.1	0.3	0.16	0.05	2700-1626
215	1052.7	0.2	0.17	0.03	
216	1049.6	0.5	0.06	0.03	3284-2235
217	1046.2	0.2	0.16	0.03	3025-1978
218	1042.7	0.2	0.23	0.03	2540-1498
219	1013.2	0.3	0.09	0.03	
220	1003.6	0.7	0.05	0.03	
221	997.3	0.2	0.29	0.03	2975-1978
222	991.7	0.4	0.09	0.03	3087-2096
223	983.1	0.2	0.17	0.03	2481-1498
224	976.2	0.6	0.05	0.03	3417-2441
225	968.21	0.12	0.99	0.05	2594-1626 3203-2235
226	966.3	0.2	0.29	0.05	2594-1628
227	960.7	0.3	0.12	0.03	3442-2481
228	947.8	0.3	0.09	0.02	2096-1148
229	944.2	0.4	0.07	0.03	
230	934.7	0.5	0.04	0.03	U
231	928.4	0.5	0.06	0.03	2426-1498
232	925.5	0.5	0.06	0.02	
233	914.6	0.3	0.11	0.03	2540-1626 3134-2219
234	902.4	0.4	0.06	0.02	
235	891.5	0.2	0.09	0.02	2987-2096
236	882.8	0.4	0.06	0.02	
237	864.82	0.12	0.50	0.03	2735-1870
238	853.03	0.15	1.18	0.10	2481-1628

TABELLE 2 (Fortsetzung)

Linie Nr.	Energie E_γ (keV)	Fehler ΔE_γ (keV)	Intensität ^{a)} I_γ	Fehler ^{b)} ΔI_γ	Interpretation ^{c)}
239	849.95	0.11	13.30	0.70	1628- 778
240	847.67	0.11	10.60	0.60	1626- 778
241	819.5	0.2	0.16	0.03	
242	812.48	0.13	0.66	0.05	2441-1628
243	810.8	0.2	0.23	0.05	2438-1628
244	800.36	0.13	0.33	0.03	2426-1626
245	790.57	0.12	0.62	0.05	
246	778.26	0.10	62.00		778- 0
247	755.6	0.2	0.32	0.02	2975-2219
248	746.8	0.9	0.06	0.05	3187-2441
249	740.7	0.2	0.29	0.05	2975-2235 3335-2594
250	736.86	0.11	3.50	0.20	2235-1498
251	721.57	0.15	0.77	0.08	2219-1498
252	719.53	0.11	8.90	0.50	1498- 778
253	709.7	0.6	0.025	0.01	
254	705.7	0.2	0.09	0.01	3187-2481
255	626.8	0.3	0.06	0.02	3053-2426
256	615.8	0.2	0.25	0.03	2594-1978
257	611.4	0.2	0.30	0.03	2481-1870
258	608.67	0.11	3.60	0.20	2235-1626
259	593.2	0.2	0.37	0.05	2219-1626 3134-2540
260	591.19	0.13	0.78	0.05	2219-1628
261	568.80	0.12	0.76	0.05	2438-1870
262	555.5	0.2	0.10	0.02	2790-2235
263	516.1	0.9	0.03	0.03	U
264	480.5	0.2	0.87	0.15	1978-1498
265	468.3	0.3	0.12	0.05	3203-2735
266	459.88	0.12	0.37	0.02	2438-1978
267	434.6	0.2	0.08	0.01	2975-2540
268	423.9	0.4	0.025	0.01	3179-2755
269	406.5	0.3	0.05	0.01	
270	405.1	0.3	0.04	0.01	2625-2219
271	371.63	0.13	0.30	0.02	1870-1498
272	369.67	0.12	0.98	0.05	1148- 778
273	364.90	0.13	0.34	0.03	2235-1870
274	352.3	0.2	0.19	0.02	1978-1626
275	349.7	0.2	0.79	0.05	1978-1628 2219-1870
276	298.7	0.3	0.020	0.005	3053-2755
277	293.9	0.4	0.015	0.005	2735-2438
278	288.5	0.2	0.02	0.01	
279	283.0	0.2	0.025	0.005	3417-3134
280	279.50	0.14	0.16	0.01	
281	266.8	0.4	0.015	0.005	
282	259.2	0.5	0.010	0.005	
283	241.2	0.2	0.55	0.03	1870-1628 2219-1978

TABELLE 2 (Fortsetzung)

Linie Nr.	Energie E_γ (keV)	Fehler ΔE_γ (keV)	Intensität ^{a)} I_γ	Fehler ^{b)} ΔI_γ	Interpretation ^{c)}
284	239.4	0.3	0.04	0.01	
285	235.9	0.3	0.03	0.01	
286	229.9	0.6	0.02	0.01	3417-3179
287	218.98	0.13	0.050	0.005	2438-2219
288	206.1	0.3	0.020	0.005	
289	203.8	0.2	0.040	0.005	
290	192.7	0.2	0.020	0.005	2787-2594
291	159.63	0.14	0.050	0.005	2700-2540

Target: MoO₃ Pulver mit zu 96.2 % angereichertem ⁹⁵Mo.

^{a)} Anzahl der Gammaquanten pro 100 ±30 Einfänge (siehe Text).

^{b)} Siehe Text.

^{c)} Bei Übergängen, die in das Niveauschema eingeordnet sind, ist die Energie des Ursprungs- und des Endniveaus angegeben; C bezeichnet den Einfangzustand, D bedeutet möglicherweise vorhandenes, aber nicht aufgelöstes Dublett, unsichere Linien sind durch U gekennzeichnet.

Die Intensitätsskalen der beiden Energiebereiche sind an die absoluten Intensitätswerte der Linien bei 6.92 MeV und 0.775 MeV des natürlichen Molybdäns aus Ref. ⁵³⁾ angeschlossen. Bei der Normierung im Energiebereich bis 2.70 MeV wurde beachtet, daß aufgrund der unvollständigen Auflösung in Ref. ⁵³⁾ in der dort angegebenen Intensität der 0.775 MeV Linie die ⁹⁸Mo Linie bei 787 keV [Ref. ⁴⁾] und die ⁹⁶Mo Linien Nr. 245 bis 252 zwischen 718 keV und 790 keV enthalten sind. Unter Berücksichtigung dieser Beiträge ergibt sich eine gute Übereinstimmung der übrigen Intensitäten von Groshev ⁵³⁾ mit den entsprechenden Werten der Tabelle 2. Die aufgeführten Intensitätsunsicherheiten umfassen statistische Fehler und Unsicherheiten in der Anpassung der Ansprechfunktion. Nicht berücksichtigt sind Fehler, die sich aus dem Normierungsverfahren und der Unsicherheit der zugrundegelegten Intensitäten aus Ref. ⁵³⁾ ergeben. Die Abweichung von absoluten Intensitäten wird auf maximal 30 % geschätzt. In einer zusätzlichen Messung im Energiebereich von 6 bis 10 MeV wurde kein Direktübergang vom Einfangzustand zum Grundzustand gefunden. Ein solcher Übergang wäre als E2 Strahlung möglich. Falls er tatsächlich vorhanden sein sollte, muß seine Intensität kleiner als 0.002 sein.

3.2. KOINZIDENZSPEKTREN

Die Resultate der Koinzidenzmessungen sind in Tabelle 3 zusammengefaßt. Bei einigen der beobachteten Linien konnte nicht entschieden werden, welchen Übergängen sie zuzuordnen sind. In diesen Fällen sind in der linken Spalte die in Frage kommenden Übergänge aufgeführt. Ähnlich wurde im Falle des 850 keV Triplets verfahren, wo geschweifte Klammern eine nicht eindeutige Zuordnung markieren. Unsichere Koinzidenzen sind eingeklammert. Entsprechend den gewählten Energie-

TABELLE 3
 $\gamma\gamma$ Koinzidenzbeziehungen in ^{96}Mo , beobachtet mit zwei 30 cm^3 Ge(Li) Detektoren

Beobachtete Linien (keV)	Energiebereiche der Digitalfenster (keV)																					
	236-246	345-356	359-374	475-484	562-572	587-597	601-614	711-726	729-743	766-786	808-816	838-848	849-858	860-869	961-974	1082-1099	1100-1112	1184-1193	1194-1208	1310-1323	1490-1503	
241										+		(+)	+									
279, 283																						+
299													+									
350, 352										+		+	+									
365																+						
370, 372										+							+					
460										+												
468										+												
481								+		+		+		+								+
556										+												
569						+				+												
591, 593										+		(+)	+				+					
609, 611						(+)				+		+	(+)									
616								(+)		+												
720, 722		+		+	(+)			+	+	+				(+)							(+)	
737, 741								+		+		(+)			(+)							
756									+	+					(+)							+

778	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
811, 812											(+)							
820											(+)							
848																		
850, 853	+	}+	}+		}+	}+				+	}+	(+)	+	}(+)	}+		+	}+
865											+							
883		+																
892																		
944, 948																		
961																		
966, 968																		
997																		
1043																		
1091, 1097		+	+															
1106, 1109																		
1126																		
1155																		
1165																		
1190																		
1200, 1202																		
1238, 1241																		
1317																		
1396, 1398																		
1425																		
1497																		

95Mo(n, γ)96Mo

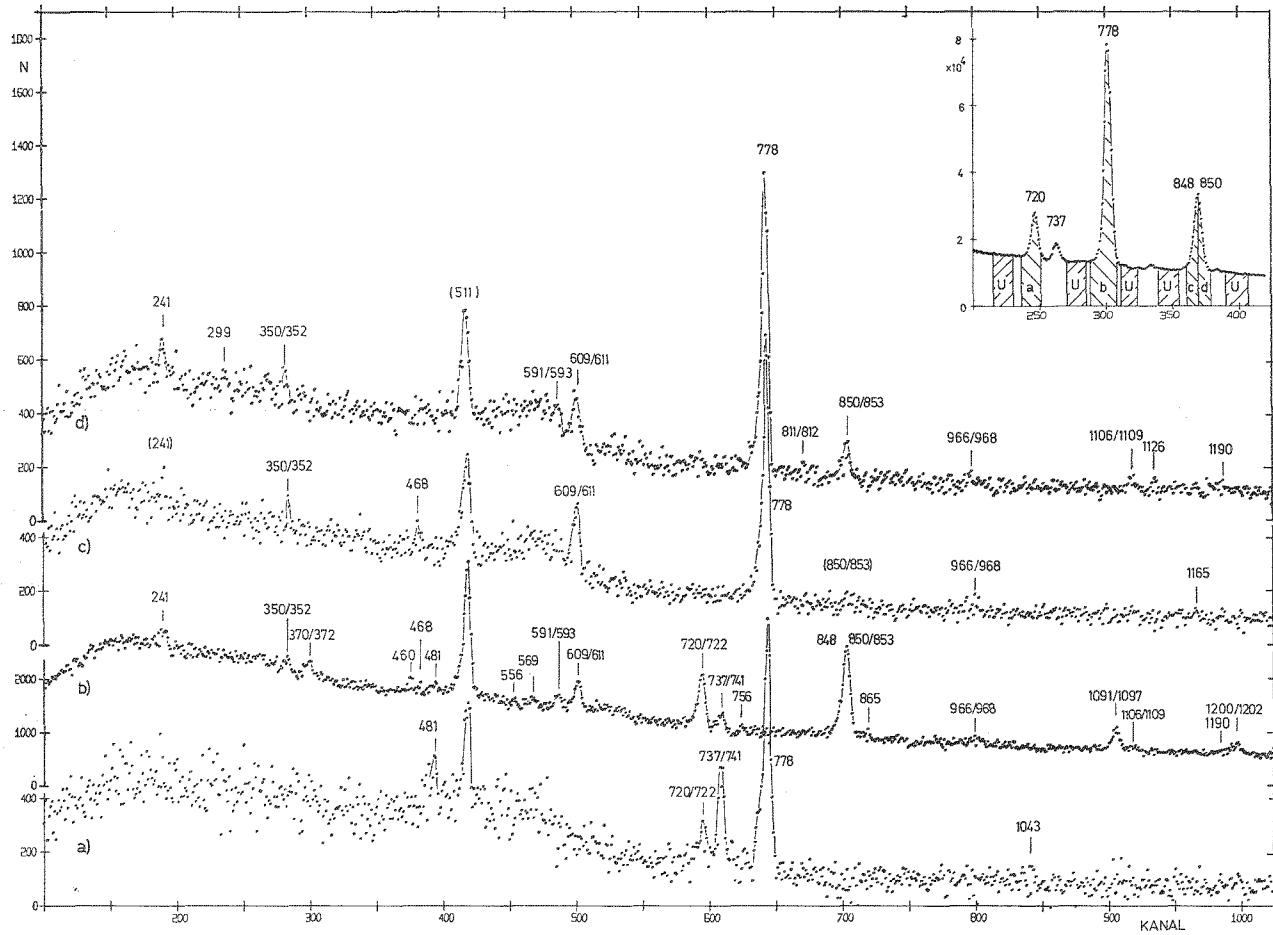


Fig. 3. Typische Koinzidenzspektren von ^{96}Mo , aufgenommen mit zwei Ge(Li) Detektoren. Von unten nach oben sind die Spektren koinzident zu: a) 720 keV, b) 778 keV, c) 848 keV, d) 850 keV. Die Lage der Koinzidenz- und Untergrundfenster (mit U bezeichnet) für die Subtraktion nach der Doppelfenstermethode wird im Detailbild gezeigt. Energien in keV.

bereichen für die beiden Detektoren konnten nur Koinzidenzbeziehungen von Übergängen im Bereich 100 bis 1250 keV mit solchen im Bereich 500 bis 1500 keV festgestellt werden. In Fig. 3 sind einige typische Koinzidenzspektren wiedergegeben; das Detailbild in Fig. 3 zeigt die Lage der Koinzidenz- und Untergrundfenster.

TABELLE 4

$\gamma\gamma$ Koinzidenzen zu Primärübergängen in ^{96}Mo , gemessen mit zwei 10.2 cm $\varnothing \times 12.7$ cm NaJ(Tl) Detektoren

Diskriminatorfenster (MeV)	In Koinzidenz erscheinende Linien ^{a)} (MeV)
6.92	(1.50), (1.46), 1.09, 0.85, 0.78, 0.61
6.36	2.01, (1.64), 0.85, 0.78
5.95	2.40, (2.01), 1.76, 1.60, 0.85, 0.78
5.71	2.66, 1.92, (1.50), (1.46), 1.10, 0.78

^{a)} Unsichere Koinzidenzen sind eingeklammert.

Gleichzeitig mit den Winkelkorrelationsmessungen wurden zu den intensivsten Primärübergängen Koinzidenzspektren aufgenommen. Die Resultate sind in Tabelle 4 zusammengefaßt. Da wegen der komplizierten Auflösungsfunktion der NaJ(Tl) Detektoren neben den gewünschten Photolinien auch Paarlينien von Übergängen mit höherer Energie durch den Differentialdiskriminator erfaßt wurden, sind die Zuordnungen nicht immer eindeutig. Wegen der schlechten Statistik und der geringen Energieauflösung kann auch keine Aussage über schwächere, in der Flanke einer intensiven Linie verborgene Übergänge wie im Falle der 720 keV und der 737 keV Linie gemacht werden.

3.3. NIVEAUSCHEMA

Fig. 4 zeigt das aus den (n, γ) Untersuchungen resultierende Niveauschema. Beobachtete Koinzidenzen sind durch Punkte wiedergegeben. Linien, die aufgrund möglicher Doppeleinordnung nicht sicher plaziert werden können, sind gestrichelt gezeichnet. Die Breite der Pfeile entspricht der Intensität der Übergänge. Bis auf 5 Niveaus bei 1148 keV, 1628 keV, 1870 keV, 2441 keV und 2755 keV, die schon aus anderen Reaktionen bekannt sind (Tabelle 5), werden alle Niveaus von Primärübergängen gespeist, und ihre Existenz konnte zu einem großen Teil durch nachgewiesene Koinzidenzbeziehungen bestätigt werden. Insbesondere ist das Auftreten von zwei Niveaus mit 2,3 keV Abstand bei 1626 keV als gesichert anzusehen. Die Einordnung schwächerer Linien, zu denen keine Koinzidenzbeziehungen gefunden wurden, erfolgte nach dem Ritz'schen Kombinationsprinzip mit einem Computerprogramm⁵⁴). Dieses Programm wurde auch zur Bestimmung der Niveauenergien verwendet, wobei alle abgeregten Übergänge zur Mittelwertbildung herangezogen wurden. Aus den

eingeordneten Primärübergängen ergibt sich unter Berücksichtigung der Rückstoßkorrektur als gewichteter Mittelwert für die Bindungsenergie des letzten Neutrons

$$B_n = 9154.2 \pm 0.5 \text{ keV,}$$

wobei der Fehler alle systematischen Fehlerquellen einschließt. Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung mit dem aus Massendifferenzen ermittelten Wert, der von Mattauch ⁵⁵⁾ mit $9156.8 \pm 3.5 \text{ keV}$ angegeben wird.

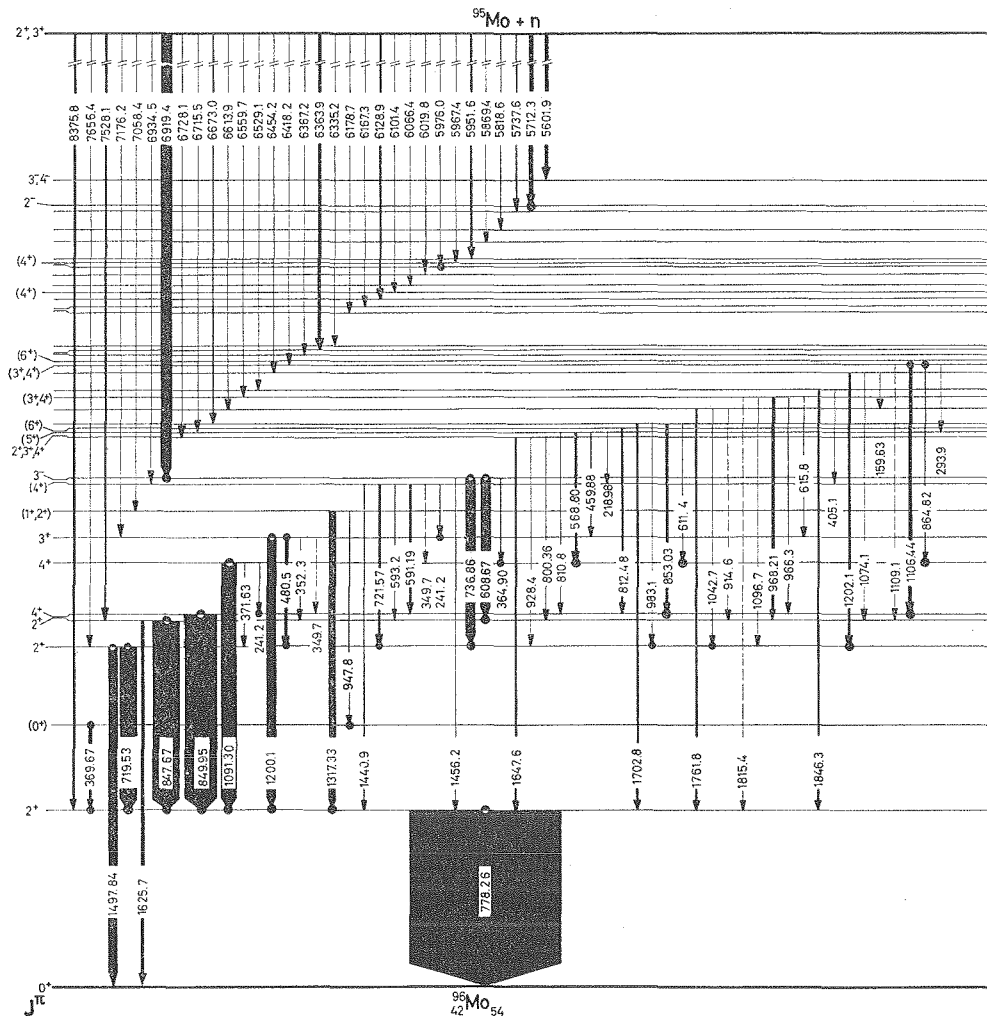


Fig. 4. Niveauschema von ^{96}Mo aus der Reaktion $^{95}\text{Mo}(n, \gamma)^{96}\text{Mo}$. Koinzidenzen sind durch Punkte markiert, aufgrund möglicher Doppeleinordnung unsicher plazierte Übergänge sind gestrichelt gezeichnet. Die Breite der Pfeile entspricht der Intensität der Übergänge. Alle Energien in keV.

TABELLE 5

Zusammenstellung der in verschiedenen Reaktionen beobachteten Niveaus von ^{96}Mo

(n, γ)		(d, p) ^{a)}	(d, d') ^{b)}		β -Zerfall ^{c)}		(n, n' γ) ^{d)}
E (keV)	J^π	E(keV)	E (keV)	J^π	E (keV)	J^π	E (keV)
778.26 \pm 0.1	2 ⁺	780	760	2 ⁺	778.2	2 ⁺	777
1147.9 \pm 0.3	(0 ⁺)	1150					1147
1497.82 \pm 0.1	2 ⁺		1500		1497.9	2 ⁺	1495
1625.93 \pm 0.1	2 ⁺						1624
1628.22 \pm 0.1	4 ⁺	1640	1610		1628.0	4 ⁺	
1869.5 \pm 0.15	4 ⁺	1880	1810		1869.6	4 ⁺	1865
1978.3 \pm 0.2	3 ⁺	1990			1978.3	3 ⁺	1975
2095.6 \pm 0.2	(1 ⁺ , 2 ⁺)	2100					2092
2219.3 \pm 0.2	2 ⁺ , 3 ⁺ , 4 ⁺				2219.5	(4 ⁺)	
2234.5 \pm 0.2	3 ⁻	2230	2250	3 ⁻			2230
2426.2 \pm 0.2	2 ⁺ , 3 ⁺ , 4 ⁺		2410				
2438.3 \pm 0.2	2 ⁺ , 3 ⁺ , 4 ⁺	2430			2438.4	5 ⁺	
2440.7 \pm 0.3					2440.8	6 ⁺	
2481.1 \pm 0.3			2480				
2540.4 \pm 0.3		2550					
2594.2 \pm 0.3	2 ⁺ , 3 ⁺ , 4 ⁺				2594.5	(3 ⁺ , 4 ⁺)	
2624.5 \pm 0.4							
2700.0 \pm 0.3		2710					
2734.5 \pm 0.3	(3 ⁺ , 4 ⁺)	2740					
2754.6 \pm 0.3					2754.8	6 ⁺	
2786.9 \pm 0.4							
2790.2 \pm 0.4							
2818.5 \pm 0.3			2800		(2791)		
					2875.3	(7 ⁺ , 8 ⁺)	
					(2946.4)	(3 ⁺ , 4 ⁺ , 5 ⁺)	
2975.2 \pm 0.3							
2986.8 \pm 0.5							
3024.6 \pm 0.4			3020				
3053.2 \pm 0.4	(4 ⁺)						
3087.2 \pm 0.5							
3133.8 \pm 0.4							
3179 \pm 1.0							
3187 \pm 1.0	(4 ⁺)						
3203 \pm 1.0							
3284 \pm 1.0							
3335 \pm 1.0							
3417 \pm 1.0							
3441.7 \pm 0.7	2 ⁻						
3551 \pm 1.0	3 ⁻ , 4 ⁻						

a) Ref. ¹²⁾.b) Ref. ⁷⁾.c) Ref. ²³⁾.d) Ref. ¹⁴⁾.

verschiedenen Kaskaden gemessenen Werte eingezeichnet mit den Fehlergrenzen, die sich aus der Anpassung der Winkelverteilungsfunktion an die beobachteten Intensitäten ergeben. In Fällen, in denen die Intensitätsanalyse unsichere Werte liefert, z.B. bei schlecht definiertem Verlauf des Untergrundes unter einer Linie, sind die daraus resultierenden Unsicherheiten in der Fehlerangabe mit berücksichtigt. Die möglichen

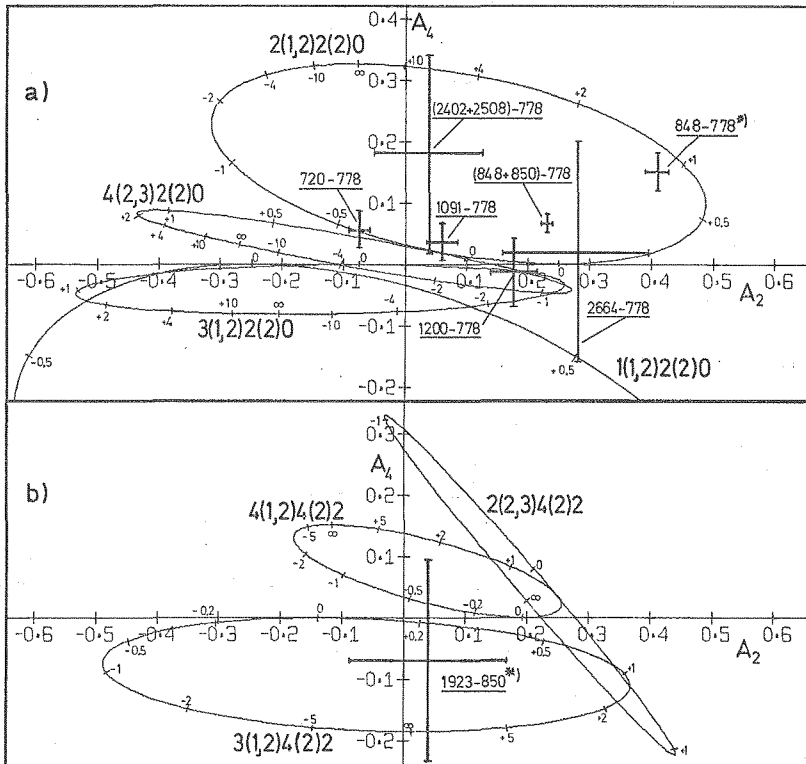


Fig. 5. Parametrische Darstellung der A_2 , A_4 Koeffizienten für die Kaskaden a) mit der Spinfolge $J-2-0$ (mit $J = 1, 2, 3, 4$), b) mit der Spinfolge $J-4-2$ (mit $J = 2, 3, 4$). Parameter ist das Mischungsverhältnis δ des ersten Überganges. *) Unter der Annahme einer reinen Quadrupolstrahlung für den 850 keV Übergang.

Spinfolgen, die gefundenen δ - bzw. Q -Werte [†] und die ggf. daraus folgenden Paritätszuordnungen für die betreffenden Niveaus sind in Tabelle 6 zusammengefaßt. Die Fehlergrenzen von δ und Q ergeben sich aus rechteckigen Fehlerbereichen für die A_2 , A_4 Wertepaare. Ergebnisse von Winkelkorrelationsmessungen aus anderen Arbeiten sind mit in die Tabelle 6 aufgenommen, sofern sie über dieselben Kaskaden Auskunft geben wie die vorliegende Untersuchung.

[†] $\delta = \langle J||L+1||J_1\rangle / \langle J||L||J_1\rangle$; $Q = \delta^2 / (1 + \delta^2)$; Wahl des Vorzeichens von δ gemäß Ref. ⁵⁶).

TABELLE 6
Ergebnisse der Winkelkorrelationsmessungen an ^{96}Mo

Nr.	Kaskade (keV)	gemessene Koeffizienten		Bemer- kun- gen	Spin- folge $J_i J_f$	Spin/Paritätszuordnung		Mischungsverhältnis		
		A_2	A_4			Niveau (keV)	J^π	Über- gang (keV)	δ	Q (%)
1	720-778	-0.072 ± 0.020	0.056 ± 0.030	a, b)	2-2-0	1498	2^+	720	$-0.44^{+0.04}_{-0.03}$	16^{+3}_{-2}
2	(848+850)	$\left\{ \begin{array}{l} 0.232 \pm 0.009 \\ 0.110 \pm 0.020 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.067 \pm 0.015 \\ 0.040 \pm 0.026 \end{array} \right.$	a)	}	4-2-0	4^+	1091	$\left\{ \begin{array}{l} 0.06^{+0.06}_{-0.05} \\ 0.003 \pm 0.017 \\ 0.0 \pm 0.017 \end{array} \right.$	≈ 0
3	-778			c)						≈ 0
4	848-778	0.41 ± 0.02	0.15 ± 0.03	a, d)						1626
5		0.061 ± 0.025	0.035 ± 0.030	a)	}	3-2-0	3^+	1200	$-0.40^{+0.09}_{-0.10}$	14^{+6}_{-5}
6	1091-778	0.100 ± 0.010	0.030 ± 0.016	c)					-1.65 ± 0.30	73^{+6}_{-9}
7		0.101 ± 0.010	0.021 ± 0.015	f)					-1.40 ± 0.09	66 ± 3
8		0.178 ± 0.037	-0.012 ± 0.055	a)	}	3-2-2	3^-	609	-1.25 ± 0.15	61^{+5}_{-6}
9	1200-778	0.210 ± 0.012	-0.090 ± 0.019	c)					(0)	(0)
10		0.225 ± 0.015	-0.043 ± 0.022	f)						
11	609-848	-0.047 ± 0.045	0.105 ± 0.060	a, g)						
12	(2402+2508) -778	0.04 ± 0.09	0.18 ± 0.16	a)		3179/3284				
13	2664-778	0.28 ± 0.12	0.02 ± 0.18	a)	2-2-0	3442	2^-	2664	$0.04^{+22.0}_{-16.0}$	≈ 0
14	1923-850	0.04 ± 0.06	-0.07 ± 0.11	a, d)	$\left\{ \begin{array}{l} 3-4-2 \\ 4-4-2 \end{array} \right.$	3551	$\left\{ \begin{array}{l} 3^- \\ 4^- \end{array} \right.$	1923	$\left\{ \begin{array}{l} 0.22 \pm 0.18 \\ -0.35^{+0.28}_{-0.55} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 4.5^{+9}_{-4.3} \\ 11^{+34}_{-10.5} \end{array} \right.$

a) Diese Arbeit. b) Korrigiert auf Beimischungen der Kaskade 737-(720)-778 keV. c) (n, γ) Reaktion an natürlichem Molybdän aus Ref. 58).
d) Mit der Annahme einer reinen Quadrupolstrahlung für den Übergang bei 850 keV. e) Aus dem Zerfall des ^{96}Nb aus Ref. 17). f) Aus dem
Zerfall des ^{96}Nb aus Ref. 23). g) Mit der Annahme $\delta = 1.05$ für den Übergang bei 848 keV.

4. Diskussion der Anregungszustände von ^{96}Mo

In der Tabelle 5 sind die gefundenen Niveaus mit Spin- und Paritätswerten den in anderen Reaktionen beobachteten Zuständen gegenübergestellt, wobei nur neuere Arbeiten berücksichtigt wurden. Zu beachten ist die gute Übereinstimmung mit den aus dem β -Zerfall²³⁾ bestimmten Niveauenergien. Zu den einzelnen Niveaus ist zu bemerken:

Niveau 778 keV. Die Zuordnung $J^\pi = 2^+$ für dieses Niveau ist aus Coulombanregung bekannt¹¹⁾. Davon geht die Winkelkorrelationsanalyse aller Kaskaden mit dem 778 keV Übergang aus.

Niveau 1148 keV. Dieses Niveau entspricht dem in (d, p) Messungen¹²⁾ bei 1.15 MeV gefundenen Zustand und seine Energie stimmt recht gut mit dem in der (n, n' γ) Reaktion¹⁴⁾ ermittelten Wert von 1147 keV überein. Daß dieses Niveau bei den verschiedenen β -Zerfällen nicht angeregt wird, deutet auf einen niedrigen Spinwert hin. Da beim Nachbarisotop ^{98}Mo ein tiefliegender 0^+ Zustand bei 735 keV auftritt^{6, 57)}, vermuten wir, daß auch im ^{96}Mo bei relativ niedriger Energie ein 0^+ Zustand vorhanden ist. Das Fehlen eines Primärübergangs und eines Grundzustandsübergangs ist mit der Zuordnung $J^\pi = 0^+$ für dieses Niveau erklärbar.

Energetisch ist die 350 keV Linie als Übergang zwischen den Niveaus 1498 keV und 1148 keV möglich. Im β -Zerfall des ^{96}Nb [Ref. 23)], bei dem das 1498 keV Niveau in 9 % aller Zerfälle über γ -Kaskaden angeregt wird, wurde eine Linie bei 370 keV, die den 0^+ Zustand abregt, nicht beobachtet. Daraus kann man schließen, daß nur ein verschwindender Bruchteil von der Intensität der in allen β -Zerfällen²³⁾ beobachteten 350 keV Linie einem Übergang vom 1498 keV zum 1148 keV Niveau zugeschrieben werden kann. Wenn die in der (n, γ) Reaktion beobachtete Intensität der Linie bei 350 keV so aufgeteilt wird, daß etwa 20 % auf den Übergang 1978 keV–1628 keV und 80 % auf den Übergang 2219 keV – 1870 keV entfallen, erreicht man zufriedenstellende Übereinstimmung mit den Intensitätsverhältnissen, die im Zerfall des ^{96}Nb und des $^{96\text{m}}\text{Tc}$ beobachtet werden²³⁾. Es besteht daher keine Notwendigkeit, einen dritten Übergang von 350 keV zwischen den Niveaus 1498 keV und 1148 keV einzuführen; die Existenz eines solchen Übergangs kann aber auch nicht ausgeschlossen werden.

Ein Übergang zwischen den Niveaus 1626 keV und 1148 keV müßte die Energie 478 keV haben. Das beobachtete γ -Spektrum läßt bei dieser Energie eine Linie zu, die aber unsicher bleibt wegen der Überlagerung durch eine Untergrundlinie, die aus der $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^*$ Reaktion stammt. Die Intensität eines solchen Übergangs kann den Wert $I_\gamma = 0.1$ keinesfalls übersteigen.

Niveau 1498 keV. Die Analyse der Winkelkorrelation ergibt für die 720–778 keV Kaskade die Spinfolge 2–2–0, wobei der 720 keV Übergang einen Quadrupolanteil von 16 % hat. Die Zuordnung $J^\pi = 2^+$ ist mit dem vorhandenen Grundzustandsübergang in Einklang und wird durch Coulombanregung⁹⁾ und β -Zerfall¹⁹⁾ bestätigt.

Niveaus 1626 keV und 1628 keV. Die Existenz des hier neu eingeführten Niveaus bei 1626 keV dicht unterhalb des bekannten Niveaus bei 1628 keV ist durch den recht intensiven Primärübergang bei 7528 keV und durch den in Koinzidenz zum 778 keV Übergang beobachteten 848 keV Übergang gesichert. Die Dublettstruktur bei 849 keV wird durch das in Fig. 1 gezeigte Spektrum eindeutig belegt. Intensitätsüberlegungen an der entsprechenden Linie im Koinzidenzspektrum zeigen, daß beide Gammalinien in Koinzidenz zum 778 keV Übergang auftreten. Eine weitere Bestätigung liefert der zu 6.92 MeV koinzidente 609 keV Übergang. Einen Hinweis auf einen solchen engen Niveauabstand liefern auch die Liniendoublets 350–352 keV, 591–593 keV, 966–968 keV, 1106–1109 keV, 1396–1398 keV und 1459–1461 keV.

Wegen der geringen Energiedifferenz von 2.3 keV lassen sich die 848 keV und 850 keV Linien in der Winkelkorrelationsmessung nicht auflösen. Trotzdem kann schon aus der Lage des gemessenen A_2, A_4 Wertepaares (Fig. 5a) geschlossen werden, daß mindestens 2 Kaskaden zu dieser Verteilung beitragen. Mit der bekannten Zuordnung $J^\pi = 4^+$ für den 1628 keV Zustand ¹⁶⁾ und der Annahme, daß dessen Abregung eine reine Quadrupolstrahlung ist, ergeben sich für die 848–778 keV Kaskade die in Zeile 4 der Tabelle 6 wiedergegebenen Winkelkorrelationskoeffizienten (vergl. Fig. 5a). Die Zuordnung $J^\pi = 2^+$ zu dem 1626 keV Niveau ist verträglich mit der Einordnung des Übergangs Nr. 176 als Grundzustandsübergang. Eine Linie bei dieser Energie wurde auch im Zerfall des ^{96m}Tc beobachtet ²³⁾. Ordnet man die bei diesem Zerfall ebenfalls beobachteten Linien bei 968 keV und 352 keV als Übergänge zum 1626 keV Niveau ein, so entfällt die Einführung des in Ref. ²³⁾ angegebenen Niveaus bei 2946 keV.

Von Lovas und Zámori ⁵⁸⁾ wurden in der (n, γ) Reaktion für die $(848 + 850) - 778$ keV Kaskade die Koeffizienten $A_2 = 0.110$ und $A_4 = 0.040$ gemessen. Der Unterschied zu unseren Werten läßt sich einerseits durch Verwendung von natürlichem Molybdän, andererseits mit dem weitgehend isotropen Untergrund unter den Linien erklären, der eine schwächere Anisotropie vortäuscht. Dieser Untergrund wird bei den von diesen Autoren verwendeten Einkanal diskriminatoren mit erfaßt, während er in der vorliegenden Arbeit durch Subtraktion nach der Doppelfenstermethode eliminiert wird.

Niveaus 1870 keV und 1978 keV. Die Abregungen des 1870 keV Niveaus stimmen mit den in allen β -Zerfällen ²³⁾ gefundenen Übergängen bei 1091 keV, 372 keV und 241 keV überein. Ähnlich gut ist die Übereinstimmung beim 1978 keV Niveau, wo zu den bekannten Übergängen ²³⁾ bei 1200 keV, 481 keV und 350 keV der Übergang 352 keV als Abregung zum 1626 keV Niveau eingeordnet werden konnte. Wahrscheinlich ist dieser Übergang identisch mit den Übergängen 351.9 keV im Zerfall des ^{96m}Tc bzw. 352.2 keV im Zerfall des ⁹⁶Nb [Ref. ²³⁾], so daß keine Notwendigkeit zur Beibehaltung eines Zustandes bei 2791 keV [Ref. ²³⁾] besteht. Die für die Kaskaden 1091–778 keV und 1200–778 keV gemessenen Winkelkorrelationskoeffizienten (Tabelle 6, Zeile 5 und 8) weichen von den im β -Zerfall gemessenen Koeffizienten

[Ref. ^{17,23})] (Zeile 6, 7, 9 und 10 in Tabelle 6) leicht ab. Die in der (n, γ) Reaktion vorhandenen störenden Beiträge der 1106 keV und 1190 keV Linien mit unbekannter Winkelkorrelation führen zwangsläufig zu einer größeren Unsicherheit der gemessenen Werte, die an den Zuordnungen $J^\pi = 4^+$ und 3^+ jedoch nichts ändern und auch die Quadrupolanteile im wesentlichen bestätigen.

Niveau 2096 keV. Dieses auch in der (d, p) Reaktion ¹²) und der $(n, n'\gamma)$ Reaktion ¹⁴) gefundene Niveau wird durch den nur in Koinzidenz zur 778 keV Linie beobachteten Übergang bei 1317 keV bestätigt. Die Tatsache, daß es in den verschiedenen β -Zerfällen nicht angeregt wird, spricht für einen niedrigen Spinwert ($J = 1$ oder 2). Der Spin 0 kann wegen des 948 keV Überganges zum 1148 keV Niveau ausgeschlossen werden, wenn die Zuordnung $J = 0$ zum 1148 keV Niveau richtig ist. Da zum 2096 keV Niveau nur ein schwacher Primärübergang bei 7058 keV – es handelt sich vermutlich um M1 Strahlung – gefunden wurde, ist die Parität wahrscheinlich positiv.

Niveau 2219 keV. Dieses Niveau ist bisher nur aus dem β -Zerfall des ⁹⁶Nb und des ^{96g}Tc bekannt ^{22,23}). In der (n, γ) Reaktion wird es durch den schwachen Primärübergang bei 6935 keV angeregt. Keiner der von diesem Niveau ausgehenden Übergänge ist so intensiv, daß eine Messung der Winkelkorrelation mit genügender Zählrate und damit eine Spinbestimmung möglich wäre. Die in β -Zerfallsuntersuchungen ^{22,23}) gefundene Zuordnung $J^\pi = 4^+$ für dieses Niveau ist jedoch nicht in Widerspruch mit dem von uns beobachteten Abregungsmechanismus.

Niveau 2235 keV. Eine Abschätzung der Strahlungstärke $k = \Gamma_\gamma I_\gamma / (E_\gamma^3 A^{\frac{2}{3}} D)$ des 6919 keV Übergangs gibt mit den Werten von Ref. ⁵⁹) für die totale Gammastrahlungsbreite $\Gamma_\gamma = 185$ meV und dem mittleren Abstand D der zum Übergang beitragenden Niveaus $D = 142$ eV den Betrag $k_{6919} = 79 \cdot 10^{-10} \text{ MeV}^{-3}$. Ein Vergleich mit Strahlungsstärken für bekannte E1 und M1 Primärübergänge von vielen Kernen ⁶⁰) zeigt, daß der Wert des 6919 keV Überganges deutlich über dem Maximalwert $k \approx 30 \cdot 10^{-10} \text{ MeV}^{-3}$ für M1 Strahlung liegt und dieser Übergang daher mit großer Wahrscheinlichkeit E1 Strahlungscharakter hat. Mit der positiven Parität des Einfangzustandes ergibt sich für das Niveau 2235 keV negative Parität. Da Abregungen mit Paritätswechsel (bevorzugt E1 Strahlung) sowohl nach Spin 2 als auch nach Spin 4 Niveaus vorhanden sind, kommt für das hier diskutierte Niveau nur die Zuordnung $J^\pi = 3^-$ in Frage, auch wenn der gemessene A_4 Koeffizient der 609–848 keV Kaskade den theoretischen Wert für diese Verteilung $A_4 = 0$ nicht erreicht. Diese Diskrepanz im A_4 Koeffizienten ist auf nicht berücksichtigte Beimischungen der Übergänge 591 keV und 593 keV zurückzuführen. Der A_2 Koeffizient, der für eine reine E1 Strahlung des 609 keV Übergangs erwartet wird, beträgt $A_2 = -0.088$ und liegt innerhalb der Fehlergrenzen des gemessenen Wertes $A_2 = -0.047 \pm 0.045$. Die Zuordnung $J^\pi = 3^-$ ist in Übereinstimmung mit (d, d') Messungen ⁷). Aus Messungen der Zirkularpolarisation von γ -Strahlen nach dem Einfang polarisierter thermischer Neutronen in ⁹⁵Mo geht hervor, daß mit dieser Zuordnung der 6919 keV Übergang vorwiegend vom Compound-Zustand mit $J^\pi = 2^+$ ausgeht ⁶¹).

Niveau 2426 keV. Das 2426 keV Niveau entspricht energetisch dem von Kim und Cohen ⁷⁾ gefundenen Niveau bei 2.41 MeV. Die gefundenen Übergänge lassen die Spinwerte $J = 2$ bis 4 zu, der nur schwache Primärübergang macht negative Parität wenig wahrscheinlich.

Niveaus 2438 keV und 2441 keV. Über die Existenz dieser beiden dicht beieinander liegenden Zustände ist schon in verschiedenen Arbeiten ^{19, 20, 22, 23, 29–32)} berichtet worden. Da sie beim Zerfall des ⁹⁶Nb und des ^{96g}Tc stark angeregt werden, wurden ihre Spins häufig bestimmt. Die für das 2438 keV Niveau angegebenen Zuordnungen, die sich teilweise auf Winkelkorrelationsmessungen stützen, variieren von 2^+ bis 5^+ [Ref. ^{19, 20, 22, 23, 29–31)}], auch 3^- wurde angegeben ^{17, 21)}. Da keine Abregung zu einem Zustand mit Spinwert $J < 3$ gefunden wurde, kann die Zuordnung $J^\pi = 5^+$ gemäß Ref. ^{22, 23)} nicht ausgeschlossen werden. Der in der (n, γ) Reaktion auftretende schwache Primärübergang bei 6716 keV wäre in diesem Fall E2 Strahlung. Der vom 2438 keV Niveau zum 2235 keV Niveau energetisch passende Übergang bei 204 keV wurde nicht eingeordnet; denn im β -Zerfall des ⁹⁶Nb, der zu 95 % über dieses Niveau abläuft, wurde dieser Übergang nicht beobachtet ^{22, 23)}. Die bekannte Einordnung der 812 keV Linie als Abregung des 2441 keV Niveaus wurde beibehalten, obwohl sie energetisch als 2438–1626 keV Übergang möglich wäre. Die Zuordnung $J^\pi = 6^+$ [Ref. ^{22, 23)}] für das 2441 keV Niveau erklärt die Abwesenheit eines Übergangs vom Einfangzustand.

Niveaus zwischen 2480 keV und 3440 keV. Bei einigen Zuständen in diesem Bereich können aufgrund der gefundenen schwachen Primärübergänge und der eingeordneten Abregungen die Spinwerte eingeschränkt werden, wie aus Tabelle 5 entnommen werden kann. Beim 2594 keV Niveau sind die in Ref. ²³⁾ angegebenen Zuordnungen nicht in Widerspruch zu unseren Beobachtungen. Für das 2755 keV Niveau ist das Fehlen eines Primärüberganges sowie die hier beobachtete Abregung zu einem $J^\pi = 4^+$ Zustand konsistent mit der Zuordnung $J^\pi = 6^+$ gemäß Ref. ^{22, 23)}. Das bei 2790 keV gefundene Niveau ist sicher nicht identisch mit dem im β -Zerfall des ⁹⁶Nb beobachteten Niveau bei 2791 keV [Ref. ^{22, 23)}], da es einen völlig anderen Abregungsmechanismus hat. Mit den aus der Winkelkorrelationsanalyse resultierenden A_2 und A_4 Koeffizienten für die nicht getrennten Kaskaden 2402–778 keV und 2508–778 keV kann ohne zusätzliche Information nicht auf eine eindeutige Spinzuzuordnung für die Niveaus 3179 keV und 3284 keV geschlossen werden.

Niveau 3442 keV. Ein Vergleich mit den Strahlungsstärken von Übergängen bekannter Multipolarität ⁶⁰⁾ zeigt, daß der Übergang 5712 keV mit $k = 62 \cdot 10^{-10} \text{ MeV}^{-3}$ sehr wahrscheinlich als E1 Übergang anzusehen ist. Mit der negativen Parität des 3442 keV Niveaus kommt für die Kaskade 2664–778 keV nur noch die Spinfolge 2–2–0 in Frage, da die Spinfolgen 1–2–0 oder 3–2–0 eine große M2 Beimischung zur E1 Strahlung des 2664 keV Übergangs ergeben würden (vergl. Fig. 5a).

Niveau 3551 keV. Auch hier ergibt ein Vergleich mit Fig. 3 von Ref. ⁶⁰⁾, daß die Strahlungsstärke des 5602 keV Übergangs mit $k = 37 \cdot 10^{-10} \text{ MeV}^{-3}$ für einen M1

Übergang zu groß ist. Dieser Primärübergang hat also wahrscheinlich auch E1 Charakter und das von ihm bevölkerte 3551 keV Niveau negative Parität. Die gemessenen Winkelverteilungskoeffizienten der Kaskade 1923–850 keV lassen sowohl Spin 3 als auch Spin 4 zu (vergl. Fig. 5b). In beiden Fällen sind zur E1 Strahlung einige Prozent (4.5 % bzw. 11 %) M2 Strahlung beigemischt.

5. Vergleich mit Theorien

Der Kern ^{96}Mo hat die Nukleonenzahlen $Z = 42$ und $N = 54$. Im Schalenmodell besetzen nach dem Auffüllen der $2p_{3/2}$ Bahn bei $Z = 40$ die restlichen beiden Protonen im Grundzustand die $1g_{7/2}$ Bahn. Die Neutronen werden nach dem Schalenabschluß

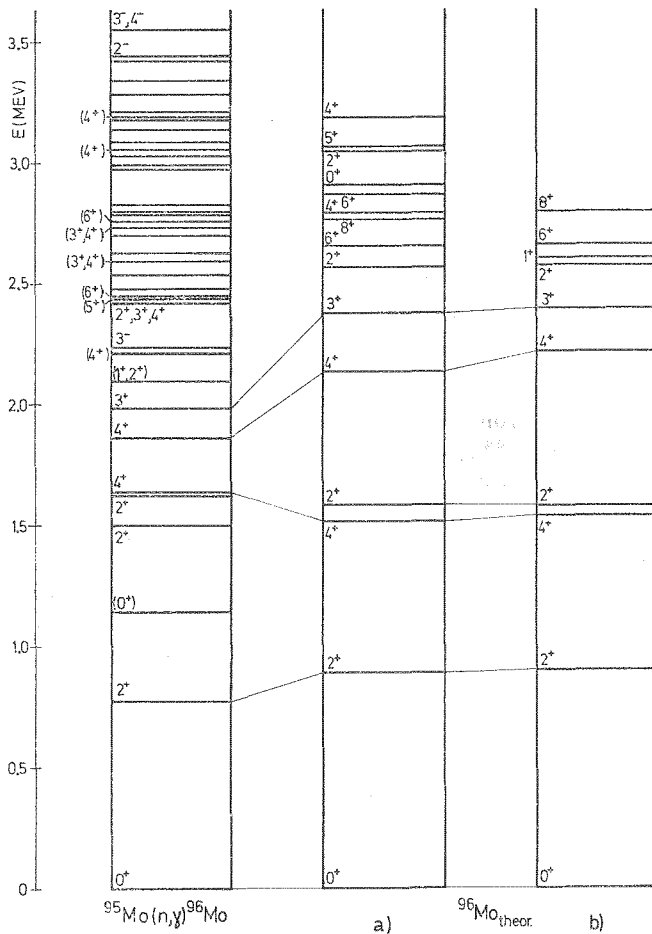


Fig. 6. Vergleich der Niveaus von ^{96}Mo mit Schalenmodellrechnungen. a) Calc. II von Ref. ⁶²⁾, b) Ref. ⁶¹⁾.

bei $N = 50$ in die $2d_{5/2}$ Bahn eingebaut. Da die Zahl der Nukleonen außerhalb abgeschlossener Schalen nicht allzu groß ist, sollte eine Beschreibung der Anregungszustände von ^{96}Mo durch Schalenmodellrechnungen möglich sein. Solche Rechnungen sind unter Berücksichtigung effektiver Restwechselwirkungen von Bhatt und Ball ⁶²⁾ sowie von Vervier ⁶³⁾ durchgeführt worden. Als inerter Rumpf wurde dazu der ^{90}Zr Kern verwendet. Zur Anpassung der effektiven Restwechselwirkungen dienten die Anregungsenergien der Kerne $^{92}_{42}\text{Mo}_{50}$ für die Protonen in der $1g_{7/2}$ Bahn, $^{92}_{40}\text{Zr}_{52}$ für die Neutronen in der $2d_{5/2}$ Bahn und $^{92}_{41}\text{Nb}_{51}$ für die Wechselwirkung der $1g_{7/2}$ Protonen mit den $2d_{5/2}$ Neutronen. Durch dieses Verfahren hoffen die Autoren ^{62, 63)}, den Einfluß von evtl. auftretenden Konfigurationsbeimischungen höherer Bahnen zum Teil in die effektiven Restwechselwirkungen zu "absorbieren".

Einen Vergleich des experimentellen Niveauschemas mit den Rechnungen ^{62, 63)} zeigt Fig. 6. Die Lage des ersten 2^+ Zustandes ist etwas höher als im Experiment. Das bei etwa 1.5 MeV auftretende 4^+ Niveau entspricht dem experimentell gefundenen 1628 keV Zustand. Relativ gut wiedergegeben wird das nächste Niveau mit $J^\pi = 4^+$ bei 1870 keV und das 3^+ Niveau bei 1978 keV, wenn auch aus den Schalenmodellrechnungen zu hohe Energiewerte resultieren. Den beiden gefundenen 2^+ Niveaus bei 1498 keV und 1626 keV steht in dieser Theorie nur eines gegenüber, das über dem ersten $J^\pi = 4^+$ Zustand liegt. Ein weiterer 2^+ Zustand tritt bei den Rechnungen erst oberhalb 2.5 MeV auf. Diese Diskrepanz zum Experiment kann nicht auf eine schlechte Anpassung der Wechselwirkungsparameter zurückzuführen sein, sondern wird wahrscheinlich von der Nichtberücksichtigung anderer Neutronenbahnen als der $2d_{5/2}$ Bahn verursacht. Vermutlich aus dem gleichen Grund liefern die Schalenmodellrechnungen auch keinen Zustand bei 1148 keV mit der Spin/Paritätszuordnung $J^\pi = 0^+$. Wie von Courtney und Moore ⁶⁴⁾ durch (p, p'e⁻) Untersuchungen am Nachbarisotop ^{98}Mo festgestellt wurde, ist der dort auftretende 0^+ Zustand bei 735 keV einer komplizierten Konfiguration von Neutronen außerhalb der $2d_{5/2}$ Bahn zuzuschreiben. Daß sich schon im Grundzustand des ^{96}Mo ein Teil der Neutronen außerhalb der $2d_{5/2}$ Bahn befindet, wurde von Hjorth und Cohen ¹³⁾ in (d, p) und (d, t) Messungen gefunden. Dies macht verständlich, warum Schalenmodellrechnungen, die nur $2d_{5/2}$ Neutronenzustände berücksichtigen, das experimentelle Niveauschema schlecht wiedergeben. Außerdem zeigt es sich, daß der Einfluß starker Konfigurationsbeimischungen nicht wie angenommen durch die Anpassung effektiver Restwechselwirkungen kompensiert wird.

Eine andere Möglichkeit zur Beschreibung der angeregten Kernzustände bieten die kollektiven Kernmodelle. Anhand der Systematik der empirischen Daten[†] von geraden Kernen im Bereich mittlerer Massenzahlen erwartet man, daß sich der ^{96}Mo Kern wie ein typischer Vibrationskern verhält. Der erste Anregungszustand bei 778 keV mit $J^\pi = 2^+$ wird in diesem Modell als Einphonon-Quadrupolzustand interpretiert. Als Mitglieder des Zweiphonontripletts kommen das 0^+ Niveau bei 1148 keV und das 4^+ Niveau bei 1628 keV in Frage. Ungewöhnlich ist dabei allerdings die tiefe Lage

[†] Experimentelles Datenmaterial findet sich in Ref. ^{65, 66)}.

des 0^+ Zustandes. Welcher der beiden 2^+ Zustände bei 1498 keV und 1626 keV als Zweiphononenzustand interpretiert werden soll, läßt sich über das Verhältnis der reduzierten E2 Übergangswahrscheinlichkeiten $b = B(E2, 2^{+'} \rightarrow 2^+)/B(E2, 2^{+'} \rightarrow 0^+)$ entscheiden. Für die beiden Niveaus ergeben sich

$$b_{1498} = 15.7 \pm 2.5$$

und

$$b_{1626} = 145 \pm 22 .$$

Danach entspricht dem Zweiphononen-Quadrupolzustand das 1626 keV Niveau besser. Für diese Interpretation spricht auch seine energetische Lage bei der 2.1 fachen Energie des ersten 2^+ Niveaus, die aus der Systematik der geraden Kerne erwartet wird ⁶⁷⁾. Die Deutung des 1498 keV Niveaus bleibt dabei offen. Denkbar wäre eine Zuordnung zum Dreiphononen-Quintett, wobei das 4^+ Niveau bei 1870 keV und das 3^+ Niveau bei 1978 keV weitere Zustände dieses Multipletts sein können. Der 3^- Zustand bei 2235 keV ist als erster Oktupolzustand anzunehmen. Diese Interpretation wird durch den hohen Wirkungsquerschnitt zur Anregung dieses Niveaus in der (d,d') Reaktion ⁷⁾ gestützt.

Die Anwendung des Vibrationsmodells zur Beschreibung der Anregungszustände bleibt unbefriedigend, da die Zwei- und Dreiphononenmultipletts extrem stark aufspalten, so daß der $J^\pi = 0^+$ Zustand des Zweiphononentripletts etwas weniger als die 1.5 fache Energie des ersten Anregungszustandes bei 778 keV besitzt und der Dreiphononenzustand mit $J^\pi = 2^+$ unterhalb der beiden Zweiphononenzustände mit $J^\pi = 2^+$ und 4^+ erscheint. Da ^{96}Mo in der Nachbarschaft des Bereiches vermuteter Kerndeformation ³⁾ liegt, werden im folgenden die angeregten Zustände von ^{96}Mo mit Hilfe eines neueren Modells ⁶⁸⁾ interpretiert. Dieses Modell eignet sich besonders im Übergangsgebiet zwischen sphärischen und deformierten Kernen, da es alle Arten von Kernen – sowohl sphärische Kerne mit harmonischen und anharmonischen Vibrationen als auch symmetrisch und asymmetrisch deformierte Rotationskerne – in einer einheitlichen Weise beschreibt. Hierbei charakterisiert die Potentialfläche als Funktion des Deformationsparameters β und des Gestaltsparameters γ die möglichen Formen der Kernoberfläche und deren kollektive Anregungen. Für einen Vergleich mit diesem Modell ⁶⁸⁾ sind in Fig. 7 die Anregungszustände von ^{96}Mo zu "Quasi-Banden" ⁶⁹⁾ zusammengefaßt. Mit eingezeichnet sind die entsprechenden Zustände von ^{98}Mo [Ref. ⁶⁾] und die entarteten Phononenzustände des Vibrationsmodells in harmonischer Näherung. Die Verwandtschaftsbeziehungen der Bandenzustände mit den Vibrationszuständen ist in Fig. 7 durch gestrichelte Verbindungslinien angedeutet. Der erste 2^+ Zustand bei 778 keV, der erste 4^+ Zustand bei 1628 keV und wahrscheinlich der 6^+ Zustand bei 2755 keV sind in diesem Modell als Mitglieder der Grundzustandsbande anzusehen (siehe Fig. 7). Diese Bande entwickelt sich beim Übergang vom Vibrator zum Rotator aus denjenigen Zuständen jedes Phononemultipletts, die die höchsten Spinwerte besitzen. Das 0^+ Niveau bei 1148 keV müßte dem Bandenkopf der β -Vibrationsbande entsprechen. Bemerkenswert ist dabei das

sehr tiefe Absinken dieser Bande. Wahrscheinlich läßt sich eine so tiefe Lage der β -Bande durch eine ausgeprägtere Kastenform des in Ref. ⁶⁸⁾ verwendeten Potentials erreichen. Denn für ein rechteckiges Potential ohne abgerundete Ecken sinkt der erste $J^\pi = 0^+$ Anregungszustand auf die 0.85 fache Energie des ersten 2^+ Zustands ab ⁷⁰⁾. Weitere Mitglieder der β -Bande sind möglicherweise der 2^+ Zustand bei 1498 keV und der 4^+ Zustand bei 2219 keV. Aus einer Anzahl von weiteren Zuständen kann

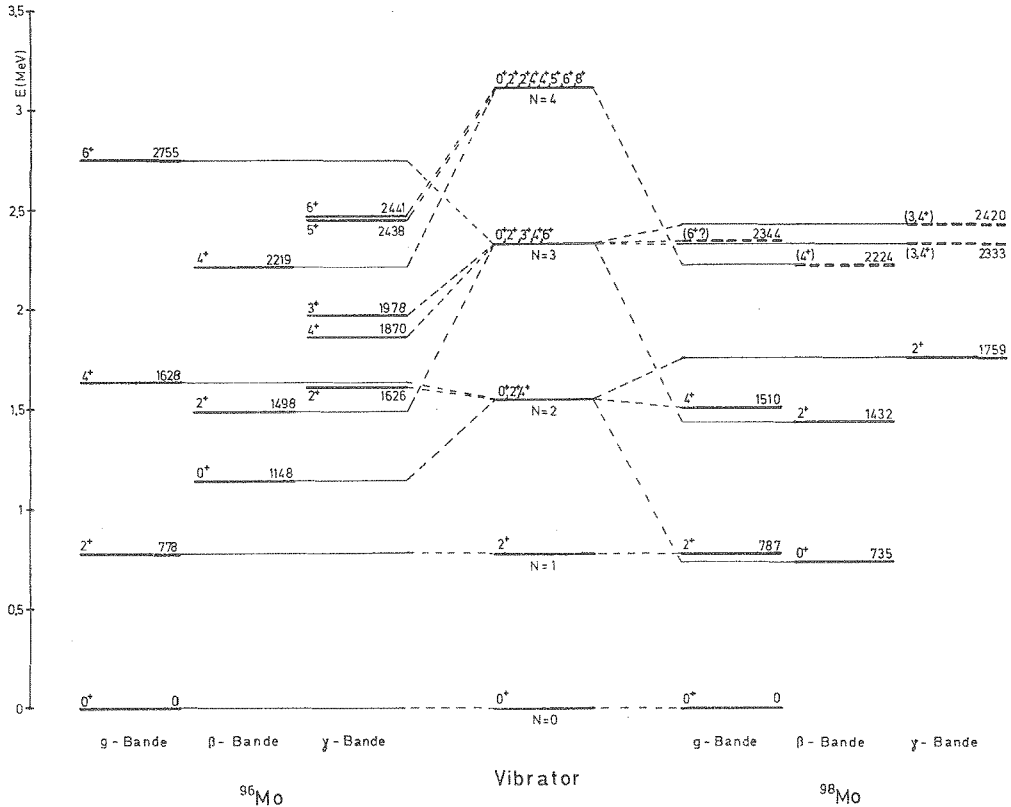


Fig. 7. Zerlegung der Niveauschemata von ^{96}Mo und ^{98}Mo [Ref. ⁶⁾] in Bandenzustände. In der Mitte die (entarteten) Zustände des harmonischen Vibrators. Der Ursprung der Rotationszustände aus den Vibrationszuständen ist durch gestrichelte Linien angedeutet. Die an den Niveaus angeschriebenen Energiewerte sind in keV angegeben.

die γ -Vibrationsbande aufgebaut werden; Der Bandenkopf wird vom 2^+ Zustand bei 1626 keV gebildet. Die folgenden Zustände mit $J^\pi = 4^+$ (1870 keV) und $J^\pi = 3^+$ (1978 keV) sind in der Termfolge vertauscht, was durchaus bei einem wenig ausgeprägten Rotationsspektrum möglich ist [vergl. Fig. 1 in Ref. ⁶⁸⁾], da beide Zustände aus dem Phononenzustand mit $N = 3$ hervorgehen. Ergänzt wird diese Bande durch die Zustände mit $J^\pi = 5^+$ (2438 keV) und 6^+ (2441 keV), deren geringer Energieabstand durch den gemeinsamen Ursprung aus dem Vierphononenzustand erklärt

wird, wie in Fig. 7 angedeutet ist. Von den Zuständen mit positiver Parität im Energiebereich bis 2.45 MeV können auf diese Weise alle Niveaus mit Ausnahme der Zustände bei 2096 keV und bei 2426 keV eingegliedert werden.

Die mögliche Aufteilung der Anregungszustände von ^{96}Mo , wie sie hier vorgenommen wurde, zeigt Ansätze zur Ausbildung von Rotationsstrukturen. Die starke Abweichung der Rotationsenergien vom $J(J+1)$ Gesetz – das Verhältnis E_{4^+}/E_{2^+} der Grundzustandsbande beträgt etwa 2.1 anstelle des für eine reine Rotationsbande erwarteten Wertes von 3.33 – weist darauf hin, daß die Entwicklung der Vibrationszustände in Rotationsbanden gemäß Ref. ⁶⁸⁾ noch nicht sehr weit fortgeschritten ist. Auch der Betrag der Rotationskonstanten $A = E/J(J+1)$, der aus der Energie des 778 keV Zustandes zu $A \approx 130$ keV ermittelt wird, liegt weit über dem für die Ru-Isotope gefundenen Wert von ≈ 16 keV [Ref. ²⁾]. Das Trägheitsmoment muß also sehr klein sein, und der hier untersuchte ^{96}Mo Kern besitzt keine ausgeprägte Deformation.

Anhand des betrachteten Kollektivmodells ⁶⁸⁾ lassen sich somit fast alle Anregungszustände bis etwa 2.5 MeV qualitativ gut interpretieren. Allerdings steht eine quantitative Vorhersage der Niveauenergien und der Intensitätsverhältnisse der abgehenden Übergänge noch aus.

Literatur

- 1) F. Horsch und W. Michaelis, Physics and chemistry of fission (IAEA, Vienna, 1969) p. 527
- 2) G. Zicha, K. E. G. Löbner, P. Maier-Komor, J. Maul und P. Kienle, Proc. Int. Conf. on properties of nuclear states (Presses de l'Université de Montréal, Montréal, Canada, 1969) p. 83
- 3) S. A. E. Johansson, Nucl. Phys. **64** (1965) 147
- 4) D. Heck, W. Michaelis, H. Ottmar und H. Schmidt, Neutron capture gamma-ray spectroscopy (IAEA, Vienna, 1969) p. 309
- 5) D. Heck, W. Michaelis, H. Ottmar und H. Schmidt, Proc. Int. Conf. on properties of nuclear states (Presses de l'Université de Montréal, Montréal, Canada, 1969) p. 8
- 6) D. Heck, U. Fanger, W. Michaelis, H. Ottmar und H. Schmidt, wird veröffentlicht
- 7) Y. S. Kim und B. L. Cohen, Phys. Rev. **142** (1966) 788
- 8) P. H. Stelson und F. K. McGowan, Phys. Rev. **110** (1958) 489
- 9) Y. P. Gangrskii und I. K. Lemberg, ZhETF **42** (1962) 1027; JETP (Sov. Phys.) **15** (1962) 711; Trans. Bull. Acad. Sci. USSR (phys. ser.) **26** (1962) 1009
- 10) R. L. Robinson, P. H. Stelson, F. K. McGowan, J. L. C. Ford Jr. und W. T. Milner, Nucl. Phys. **74** (1964) 281
- 11) G. M. Temmer und N. P. Heydenburg, Phys. Rev. **104** (1956) 967
- 12) C. F. Moore, P. Richard, C. E. Watson, D. Robson und J. D. Fox, Phys. Rev. **141** (1966) 1166
- 13) S. A. Hjorth und B. L. Cohen, Phys. Rev. **135B** (1964) 920
- 14) K. C. Chung, K. Swartz, A. Mittler, C. Robertson, T. D. Brandenberger und M. T. McEllistrem, Bull. Am. Phys. Soc. **14** (1969) 1238
- 15) P. Preiswerk und P. Stähelin, Helv. Phys. Acta **24** (1951) 300
- 16) S. Monaro, G. B. Vigniani und R. van Lieshout, Physica **28** (1962) 52
- 17) L. Simons, R. E. Holland, G. Wendt, E. Spring und L. Kåld, Nucl. Phys. **39** (1962) 130
- 18) P. Born, W. H. Elsenaar, A. Veefkind und J. Blok, Physica **29** (1963) 905
- 19) S. Monaro, Nuovo Cim. **39** (1965) 442
- 20) M. R. Akhmed, K. A. Baskova, S. S. Vasil'ev, L. S. Gudym, L. N. Pankratova, N. P. Rudenko und L. Y. Shavtvalov, Trans. Bull. Acad. Sci. USSR (phys. ser.) **32** (1968) 258
- 21) S. Antmann, H. Pettersson und Y. Grunditz, Nucl. Phys. **A110** (1968) 289
- 22) S. Antmann, Y. Grunditz, A. Johansson, B. Nyman, H. Pettersson und B. Svahn, Z. Phys. **233** (1970) 275

- 23) S. Monaro, J. Barette und A. Boutard, *Can. J. Phys.* **46** (1968) 2375
- 24) H. Medicus, A. Mukerji, P. Preiswerk und G. de Saussure, *Phys. Rev.* **74** (1948) 839
- 25) H. Medicus, P. Preiswerk und P. Scherrer, *Helv. Phys. Acta* **23** (1950) 299
- 26) H. Easterdy und H. Medicus, *Phys. Rev.* **89** (1953) 752
- 27) B. S. Dzhelapov, G. S. Katykhin, V. E. Maidanyuk und A. I. Feoktistov, *Trans. Bull. Acad. Sci. USSR (phys. ser.)* **27** (1963) 184
- 28) S. Shastry, B. B. Barman Roy und R. Bhattacharyya, *Nucl. Phys.* **56** (1964) 491
- 29) R. Cesareo, H. Langhoff und A. Flammersfeld, *Z. Phys.* **197** (1966) 426
- 30) R. Cesareo, L. Frevert und A. Flammersfeld, *Z. Phys.* **205** (1967) 174
- 31) V. A. Ageev, J. Vrzal, J. Liptak, V. K. Maidanyuk, J. Urbanets und A. I. Feoktistov, *Trans. Bull. Acad. Sci. USSR (phys. ser.)* **32** (1968) 199; *Izv. Akad. Nauk SSSR (ser. fiz.)* **32** (1968) 221
- 32) V. A. Ageev, V. I. Gavriilyuk, V. T. Kupryashkin, [G. D. Latyshev, I. N. Lyutyi, V. K. Maidanyuk, Y. V. Makovetskii und A. I. Feoktistov, *Izv. Akad. Nauk SSSR (ser. fiz.)* **33** (1969) 1275
- 33) G. A. Bartholomew, A. Doveika, K. M. Eastwood, S. Monaro, L. V. Groshev, A. M. Demidov, V. I. Pelekhov und L. L. Sokolovskii, *Nucl. Data A3* (1967) 600
- 34) G. A. Bartholomew, A. Doveika, K. M. Eastwood, S. Monaro, L. V. Groshev, A. M. Demidov, V. I. Pelekhov und L. L. Sokolovskii, *Nucl. Data A3* (1967) 373
- 35) W. Michaelis und H. K pfer, *Nucl. Instr.* **56** (1967) 181
- 36) U. Fanger, *Dissertation Karlsruhe* (1968); KFK 887 (1969)
- 37) H. Schmidt und D. Heck, *Neutron capture gamma-ray spectroscopy* (IAEA, Vienna, 1969) p. 371
- 38) H. Schmidt, KFK 877 (1970)
- 39) G. Kr ger, G. Dimmler, G. Zipf, H. Hanak und R. Merkel, *Kerntechnik* **8** (1966) 273
- 40) G. Kr ger, *Proc. on Teilnehmer-Rechensysteme* (Oldenbourg Verlag, München und Wien, 1968) p. 135
- 41) G. Murray, R. L. Graham und J. S. Geiger, *Nucl. Phys.* **63** (1965) 353
- 42) R. L. Graham, G. T. Ewan und J. S. Geiger, *Nucl. Instr.* **9** (1960) 245
- 43) J. Legrand, J. P. Boulanger und J. P. Brethon, *Nucl. Phys.* **A107** (1968) 177
- 44) D. C. Camp, UCRL-50156, Livermore, California (1967)
- 45) R. C. Greenwood und W. W. Black, *Phys. Lett.* **21** (1966) 702
- 46) W. V. Prestwich, R. E. Cot  und G. E. Thomas, *Phys. Rev.* **161** (1967) 1080
- 47) R. C. Greenwood, *Phys. Lett.* **27B** (1968) 274
- 48) W. Michaelis, unveröffentlicht
- 49) G. E. Thomas, D. E. Batchley und L. M. Bollinger, *Nucl. Instr.* **56** (1967) 325
- 50) V. Haase, KFK 730 (1968)
- 51) M. E. Rose, *Phys. Rev.* **91** (1953) 610
- 52) W. Michaelis, KFK 135 (1963)
- 53) L. V. Groshev, A. M. Demidov, V. I. Pelekhov, AEC-tr-4685 (1960); *Nucl. Sci. Abstr.* **16** (1962) 108, Abstr. 1032
- 54) D. Heck, KFK 1247 (1970)
- 55) J. H. E. Mattauch, W. Thiele und A. H. Wapstra, *Nucl. Phys.* **67** (1965) 32
- 56) L. C. Biedenharn und M. E. Rose, *Rev. Mod. Phys.* **25** (1953) 729
- 57) K. H benthal, J. Berthier, J. C. Hocquenghem und A. Moussa, *Compt. Rend.* **265B** (1967) 162
- 58) I. Lovas und Z. Z mori, *Nucl. Phys.* **39** (1962) 605
- 59) H. Shwe und R. E. Cot , *Phys. Rev.* **179** (1969) 1148
- 60) G. A. Bartholomew, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **11** (1961) 259
- 61) J. Eichler, *Z. Phys.* **219** (1969) 114
- 62) K. H. Bhatt und J. B. Ball, *Nucl. Phys.* **63** (1965) 286
- 63) J. Vervier, *Nucl. Phys.* **75** (1966) 17
- 64) W. J. Courtney und C. F. Moore, *Phys. Lett.* **31B** (1970) 131
- 65) S. A. Moszkowski, in S. Flügge ed., *Handbuch der Physik* **39** (Springer Verlag, Berlin, 1957) p. 411
- 66) O. Nathan und S. G. Nilsson, in *Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy*, ed. K. Siegbahn, (North-Holland, Amsterdam, 1964) p. 601
- 67) G. Scharff-Goldhaber und J. Weneser, *Phys. Rev.* **98** (1955) 212
- 68) G. Gneuss, U. Mosel und W. Greiner, *Phys. Lett.* **31B** (1970) 269
- 69) M. Sakai, *Nucl. Phys.* **A104** (1968) 301
- 70) A. Kamlah, persönliche Mitteilung