

# Hochenergetische Konversionselektronen und das Niveauschema von $^{200}\text{Hg}$ \*

W. MAMPE, T. VON EGIDY, W. KAISER

und K. SCHRECKENBACH

Physik-Department der Technischen Universität München

(Z. Naturforsch. **26 a**, 405—418 [1971]; eingegangen am 15. Dezember 1970)

*Herrn Prof. Dr. H. Maier-Leibnitz zum 60. Geburtstag gewidmet*

Approximately 165 conversion electron lines from slow neutron capture in  $^{199}\text{Hg}$  have been measured with the beta spectrometer at the reactor FRM between 900 keV and 8 MeV. The high energy K-conversion coefficients of E1 and M1 transitions are separated distinctly and agree very well with theoretical calculations, which have been performed by several groups recently. High energy L-conversion electron coefficients have been measured for the first time with such a degree of accuracy that different multipole orders are separated and a comparison with theoretical values is possible. 6 known levels above 2 MeV have been assigned  $1^+$  and 14 new levels have been established. 145 lines have been placed into the level scheme and new level energies have been calculated. A new  $0^+$  level has been found at  $1856.97 \pm 0.1$  keV.

## 1. Einleitung

Die ersten Messungen von Konversionselektronen mit Energien bis zu 9 MeV<sup>1–7</sup> und die damit mögliche experimentelle Bestimmung von Konversionskoeffizienten in diesem Energiebereich führten sehr bald zu theoretischen Berechnungen von hochenergetischen Konversionskoeffizienten durch CHURCH<sup>8, 9</sup>, DRAGOUN<sup>10</sup>, TRUSOV<sup>11</sup> und CARROLL und O'CONNELL<sup>12, 13</sup>. Dabei ergab sich innerhalb der großen Fehler der experimentellen Koeffizienten für mittelschwere Kerne eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit der Theorie. Zuvor waren theoretische Konversionskoeffizienten nur bis 2,5 MeV berechnet worden<sup>14</sup>. Eine eindeutige Unterscheidung der Multipolordnungen über 6 MeV war jedoch schwierig<sup>15, 16</sup>. Die hochenergetischen Konversionskoeffizienten schwerer Kerne sollten die Prüfung der theo-

retischen Ansätze zu ihrer Berechnung besser ermöglichen, da sowohl die Größe der Konversionskoeffizienten als auch ihre Abhängigkeit von der Multipolordnung mit  $Z$  zunimmt. Ebenso wächst die Empfindlichkeit der Koeffizienten auf Durchdringungseffekte (Penetration) mit der Ordnungszahl und der Energie<sup>9</sup>. In diesem Gebiet scheint die Messung der Durchdringungseffekte und damit der Kernparameter  $\lambda$  mit Hilfe sehr genau bestimmter Konversionskoeffizienten möglich zu sein. Die Kernparameter  $\lambda$  geben Auskunft über die Eigenschaften hochangeregter Kernzustände. Nach CHURCH<sup>9</sup> ist der Betrag der Kernstruktureffekte zum Konversionskoeffizienten in der Regel kleiner als 10%, er kann aber auch bei erlaubten  $\gamma$ -Übergängen möglicherweise erheblich über 10% liegen.

$^{200}\text{Hg}$  mit  $Z=80$  ist für die Untersuchungen besonders geeignet, da es sehr intensive Übergänge bei

Sonderdruckanforderungen an W. MAMPE, Physik-Department E 18, Technische Universität München, D-8000 München 2, Arcisstraße 21.

\* Auszug aus der Dissertation an der Fakultät für Allgemeine Wissenschaften der Technischen Universität München von Walter Mampe (1971).

<sup>1</sup> TH. W. ELZE, T. V. EGIDY u. E. BIEBER, Z. Physik **184**, 229 [1965].

<sup>2</sup> TH. W. ELZE, Z. Physik **194**, 280 [1966].

<sup>3</sup> T. V. EGIDY, E. BIEBER u. TH. W. ELZE, Z. Physik **195**, 489 [1966].

<sup>4</sup> T. V. EGIDY u. W. KAISER, Z. Physik **201**, 378 [1967].

<sup>5</sup> B. C. DUTTA, T. V. EGIDY, TH. W. ELZE u. W. KAISER, Z. Physik **207**, 153 [1967].

<sup>6</sup> YU. N. PANIN, V. I. PELEKHOV u. T. I. TURGUNTAEV, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. **33**, 670 [1969].

<sup>7</sup> Yu. N. PANIN u. V. I. PELEKHOV, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. **34**, 804 [1970].

<sup>8</sup> E. CHURCH u. J. WENESER, Bull. Amer. Phys. Soc. **13**, 893 [1968].

<sup>9</sup> E. CHURCH, Phys. Lett. **28 B**, 168 [1968].

<sup>10</sup> O. DRAGOUN, Nucl. Phys. A **132**, 374 [1969].

<sup>11</sup> V. F. TRUSOV, Sov. J. Nucl. Phys. **9**, 429 [1969].

<sup>12</sup> C. O. CARROLL u. R. F. O'CONNELL, Nucl. Phys. **80**, 500 [1966].

<sup>13</sup> C. O. CARROLL u. R. F. O'CONNELL, Nucl. Phys. A **125**, 637 [1969].

<sup>14</sup> L. SLIV u. I. BAND, in: K. SIEGBAHN, Alpha-, Beta- and Gamma-ray spectroscopy, North Holland Publ. Comp., Amsterdam 1965.

<sup>15</sup> R. K. SMITHER, Phys. Lett. **25 B**, 128 [1967].

<sup>16</sup> J. A. MORAGUES, W. GELLETLY u. M. A. J. MARISCOTTI, Phys. Lett. **27 B**, 441 [1968].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

hohen Energien hat und  $^{199}\text{Hg}$  einen großen Neutroneneinfangquerschnitt und hohe Neutronenbindungsenergie hat.

Die Struktur von  $^{200}\text{Hg}$ , das 2 Protonen und 6 Neutronen weniger besitzt als der doppelt magische Kern  $^{208}\text{Pb}$ , ist theoretischen Berechnungen nur schwer zugänglich.  $^{200}\text{Hg}$  liegt im Übergangsbereich zwischen sphärischen und deformierten Kernen. Bei höheren Anregungsenergien werden deformierte Zustände erwartet<sup>43, 44</sup>. Deshalb sind möglichst vollständige experimentelle Ergebnisse über das Niveauschema die Voraussetzung, um die verschiedenen theoretischen Ansätze überprüfen zu können. Die Übergänge des gg-Kerns  $^{200}\text{Hg}$  und sein Niveauschema wurden von mehreren Autoren studiert: nach dem Zerfall von  $^{200}\text{Au}$ <sup>17–21</sup>, dem Zerfall von  $^{200}\text{Tl}$ <sup>22–25</sup> und den Reaktionen  $^{199}\text{Hg}(n, \gamma)^{200}\text{Hg}$  (s.<sup>26–32</sup>) sowie  $^{199}\text{Hg}(n, e)^{200}\text{Hg}$ <sup>26, 33</sup>. Die meisten Arbeiten beschäftigen sich mit den tiefer liegenden Zuständen bis 1,5 MeV und führen in diesem Gebiet zu einigermaßen befriedigender Übereinstimmung mit den Vorhersagen des theoretischen Modells<sup>34–36</sup>. In Ergänzung hierzu und im Anschluß an unsere frühere Arbeit<sup>33</sup> über Konversionselektronen bis 2,2 MeV sollten die Konversionsübergänge bis zur Neutronenbindungsenergie hin untersucht werden, um Spin und Paritätszuordnungen für die höherliegenden Niveaus festlegen zu können.

## 2. Experimentelle Methode und Ergebnisse

Die Messungen wurden mit dem Beta-Spektrometer<sup>2, 3, 37</sup> am Forschungsreaktor FRM bei München durchgeführt. Bei der Reaktorleistung von 4 MW be-

trägt der Fluß am Ort des Targets ca.  $6,4 \cdot 10^{12} \text{n/cm}^2 \cdot \text{sec}$ . Das Target bestand aus angereichertem  $\text{HgS}^{**}$ , da das übliche  $\text{HgO}$  bei der Bestrahlung im Reaktor sublimiert. Wegen dieser  $^{199}\text{Hg}$ -Anreicherung erwartet man keine Konversionslinien anderer Isotope. 13 mg /cm<sup>2</sup>  $\text{HgS}$  waren auf  $10 \times 8 \text{ mm}^2$  einer 1 mg/cm<sup>2</sup> starken Al-Folie sedimentiert. Die  $\text{HgS}$ -Schicht war mit einer 0,2 mg/cm<sup>2</sup> starken Al-Folie abgedeckt und mit 3 t/cm<sup>2</sup> gepreßt worden. Eine Beimischung von 1 mg UHU-Alleskleber in Benzol gelöst verlieh der  $\text{HgS}$ -Schicht zusätzliche Stabilität.

Das Spektrum wurde zwischen 480 und 2300 keV zweimal mit 1 Minute pro Meßpunkt durchgefahrene, zwischen 2200 keV und 8000 keV viermal und abschnittsweise fünfmal mit 5 und teilweise 10 Minuten pro Meßpunkt. Die Impulsauflösung war etwa 0,3%. Abbildung 1 zeigt einen Teil des Spektrums. Die Auswertung erfolgte mit einem Fitprogramm, das den Elektronenlinien Gauß-Kurven mit exponentiell abfallendem Teil bei niederen Energien anpaßt<sup>38</sup>. Die Qualität des Fits zeigt sich bei den hochenergetischen *M*-Linien, die an der Flanke der *L*-Linien gefunden werden. Der Energiebereich zwischen 480 keV und 2300 keV war früher mit besserer Auflösung bei dünnerem Target gemessen worden<sup>33</sup> und sollte hier nur den Umrechnungsfaktor für die relative Intensitätsberechnung liefern.

Alle Ergebnisse sind in Tab. 1 aufgeführt. Die angegebenen Energiefehler enthalten Fitfehler, Eichfehler und den Fehler von  $2,5 \cdot 10^{-4}$ , der durch die Unlinearität des Potentiometers zur Magnetstromeinstellung bedingt ist. Die relative Konversionselektronenintensität  $I_e$  in Spalte 7 entspricht innerhalb  $\pm 20\%$  der absoluten Intensität von  $I_e$  pro  $10^4$  eingefangener Neutronen. Der angegebene Fehler der Intensität (Spalte 8) ist im wesentlichen statistischer Art. Die  $\gamma$ -Intensitäten in Spalte 9 von Übergängen bis 3300 keV wurden aus der Arbeit von

- <sup>17</sup> J. C. ROY u. R. A. ROY, Can. J. Phys. **37**, 385 [1959].
- <sup>18</sup> R. K. GIRGIS, R. A. RICCI u. R. VAN LIESHOUT, Nucl. Phys. **11**, 889 [1960].
- <sup>19</sup> O. W. B. SCHULT, W. R. KANE u. E. DER MATEOSIAN, Phys. Rev. **170**, 1055 [1968].
- <sup>20</sup> K. SAKAI u. P. J. DALY, Nucl. Phys. A **118**, 361 [1968].
- <sup>21</sup> H. TON, G. H. DULFER, J. BRASZ, R. KROONDIJK u. J. BLOK, Nucl. Phys. A **153**, 129 [1970].
- <sup>22</sup> M. SAKAI, H. IKEGAMI, T. YAMAZAKI u. K. SAITO, Nucl. Phys. **65**, 177 [1965].
- <sup>23</sup> R. BÉRAUD, I. BERKES, J. DANIÈRE, R. HAROUTUNIAN, M. LÉVY, G. MAREST u. R. ROUGNY, Phys. Rev. **188**, 1958 [1969].
- <sup>24</sup> M. SAKAI, J. Phys. Soc. Japan **26**, 879 [1969].
- <sup>25</sup> M. SAKAI, H. KAWAKAMI u. K. SAITO, J. Phys. Soc. Japan **28**, 542 [1970].
- <sup>26</sup> L. V. GROSHEV, A. M. DEMIDOV, V. A. IVANOV, N. V. LUTSENKO u. V. I. PELEKHOV, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. **27**, 1377 [1963].
- <sup>27</sup> B. P. MAIER, U. GRUBER, H. R. KOCH u. O. W. B. SCHULT, Z. Physik **185**, 478 [1965].
- <sup>28</sup> O. W. B. SCHULT, W. R. KANE, M. A. J. MARISCOTTI u. J. M. SIMIĆ, Phys. Rev. **164**, 1548 [1967].
- <sup>29</sup> G. A. BARTHOMOLEW, S. I. H. NAGVI, M. R. GUNYE u. E. D. EARLE, Can. J. Phys. **45**, 1517 [1967].
- <sup>30</sup> G. A. BARTHOMOLEW, M. R. GUNYE u. E. D. EARLE, Can. J. Phys. **45**, 2063 [1967].
- <sup>31</sup> E. R. RAE, W. R. MOYER, R. R. FULLWOOD u. J. L. ANDREWS, Phys. Rev. **155**, 1301 [1967].
- <sup>32</sup> N. C. RASMUSSEN, V. J. ORPHAN, Y. HUKAI u. T. INOUYE, priv. Mitteilung in: Nuclear Data A **5**, 384 [1969].
- <sup>33</sup> O. W. B. SCHULT, W. KAISER, W. MAMPE u. T. V. EGIDY, Z. Physik **218**, 95 [1969].
- <sup>34</sup> N. BIJEDIĆ, Phys. Lett. **16**, 47 [1965].
- <sup>35</sup> G. ALAGA u. G. IALONGO, Phys. Lett. **22**, 619 [1966].
- <sup>36</sup> A. COVELLO u. G. SARTORIS, Nucl. Phys. A **104**, 189 [1967].
- <sup>37</sup> T. V. EGIDY, Ann. Physik **9**, 221 [1962].
- <sup>\*\*</sup> Vom Hersteller (Oak Ridge) angegebene Isotopenzusammensetzung:  $^{196}\text{Hg}$ : 0,05%,  $^{198}\text{Hg}$ : 2,3%,  $^{199}\text{Hg}$ : 83,45%,  $^{200}\text{Hg}$ : 6,1%,  $^{201}\text{Hg}$ : 2,36%,  $^{202}\text{Hg}$ : 4,76%,  $^{204}\text{Hg}$ : 9,03%.
- <sup>38</sup> T. V. EGIDY u. TH. W. ELZE, FRM-Bericht, T.U. München 1966.

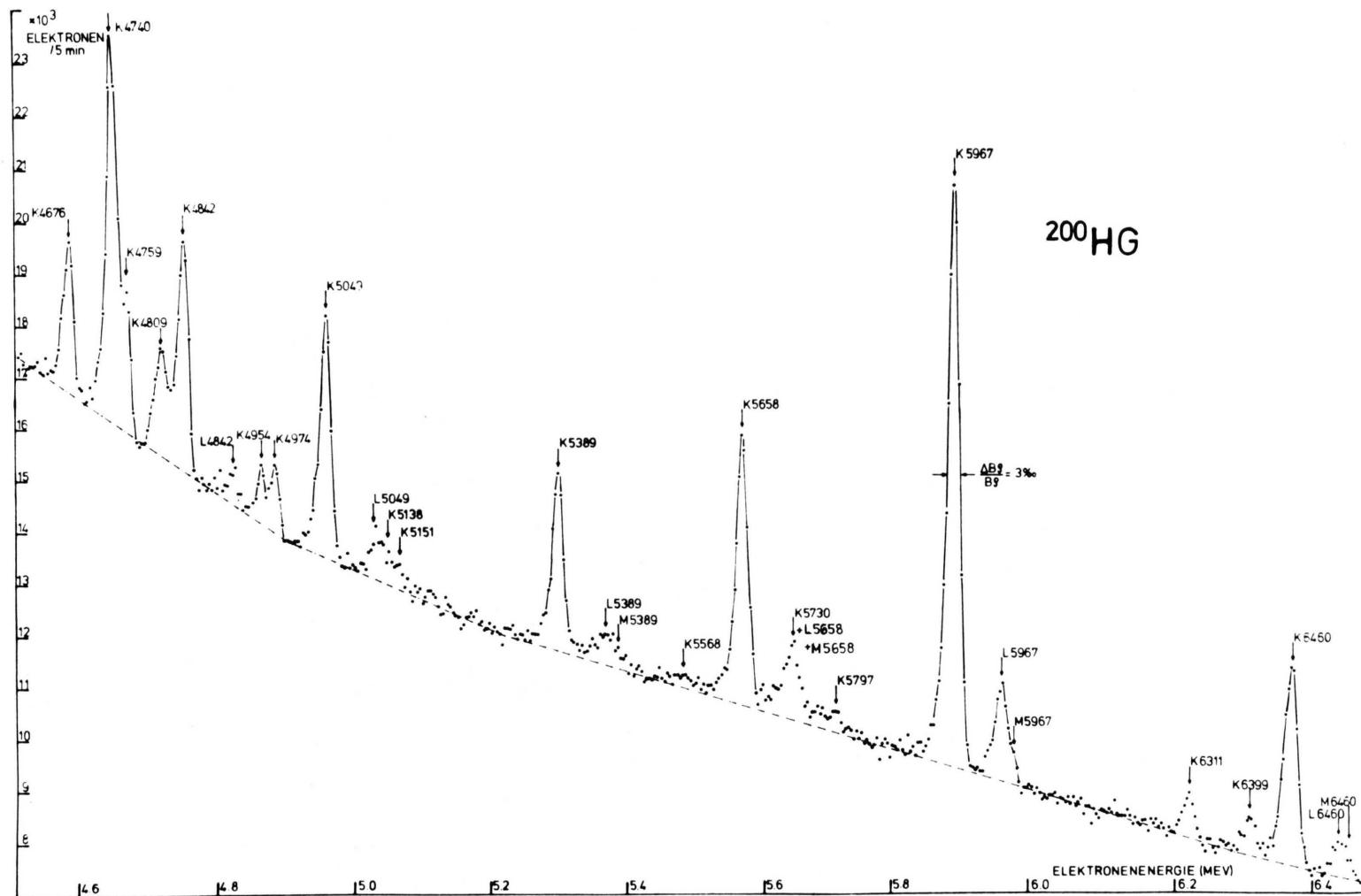


Abb. 1. Teil des hochenergetischen Konversionselektronenspektrums von  $^{200}\text{Hg}$ .

Tab. 1. Konversionselektronen von  $^{200}\text{Hg}$ . Die Gamma-Energien und -Intensitäten sind Ref. <sup>28</sup> entnommen, wenn nicht durch einen Index eine andere Referenz angezeigt wird ( $m=27$ ,  $g=26$ ,  $r=32$ ,  $a=31$ ). Mit „e“ indizierte Gamma-Linien wurden zur Energiedifferenz benutzt. Der Index „b“ bezeichnet im Niveauschema eingeordnete Linien. Durch „p“ gekennzeichnete Linien sind als wahrscheinliche Übergänge in das Niveauschema aufgenommen. Die relativen Konversionselektronenintensitäten  $I_e$  sind auf die relativen Gamma-Intensitäten  $I$  bezogen, wobei die K-Konversionslinie des 579 keV-Übergangs mit der bekannten Multipolarität E2 zugrunde gelegt ist. Die Abkürzungen in Spalte 17 besagen: w=schwach, c=Liniengruppe, q=fragliche Linie,  $-L$ : die Intensität der überlagerten L-Linie ist abgezogen,  $+L$ : die Intensität der überlagerten L-Linie ist nicht abgezogen.

$E$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	Schale 1	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$E_{\text{trans}}$ [keV]	$I_e \times 100$	$\frac{\Delta I_e}{I_e} [\%]$	$I_\gamma$ [%]	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma} [\%]$	$\alpha_{\text{exp}} \times 100$	$\frac{\Delta \alpha_{\text{exp}}}{\alpha_{\text{exp}}} [\%]$	Theoret. Konversionskoeffizient $\times 100$			Multipolarität	Kommentar	
												$E_1$	$E_2$	$M_1$			
			2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
904,6 <sup>m</sup>	1,5	K	817,5	2,1	900,6	0,16	30						0,23	0,60	1,66		b
935,2 <sup>m</sup>	1,0	K	854,3	0,6	937,4	0,15	70						0,22	0,56	1,54		
977,1	1,5	K	992,0	0,7	975,1	0,41	15	0,42	—	1,0	—	0,20	0,51	1,34	M1, E2		
1011,5 <sup>m</sup>	1,5	K	931,2	0,6	1014,3	0,19	10	<0,1	—	>1,9	—	0,20	0,50	1,28	(M1)		
		K	946,4	—	1029,4	<0,1	—									w, c, p	
1050 <sup>m</sup>	2,4	K	972,0	0,7	1055,1	0,15	50	0,6	—	0,25	—	0,18	0,47	1,18	(E2, E1)	w	
		K	1040,9	1,3	1124,0	0,22	10									c, b	
		K	1064,9	0,3	1148,0	0,68	5	1,7	10	0,40	15	0,152	0,38	0,89	E2	p	
1147,33	0,2	K	1080,8	0,4	1163,9	0,18	50	<0,3	—	>0,6	—	0,148	0,37	0,86	M1, (+ E2)	b	
		K	1098,8	0,5	1181,9	0,41	60	<0,3	—	>1,4	—	0,144	0,36	0,83	(M1)		
		K	1119,8	0,4	1202,9	2,0	10	3,5	20	0,57	25	0,140	0,35	0,79	M1 + (50 ± 30)% E2	b	
1202,55	0,2	K	1122,5	0,4	1205,6	2,73	10	3,5	20	0,78	25	0,139	0,34	0,78	M1	b	
1225,73 <sup>e</sup>	0,1	K	1142,5	0,3	1225,6	2,36	5	2,9	10	0,81	12	0,136	0,33	0,76	M1	b	
		L	1209,8	0,6		0,32	15			0,11	20	0,021	0,06	0,13			
		K	1157,1	0,7	1240,2	0,20	80	<0,3	—	>0,7	—	0,133	0,33	0,73	(M1)		
1254,18	0,2	K	1168,7	1,5	1251,8	0,58	12	1,7	15	0,34	20	0,131	0,32	0,71	E2	b	
1263,15	0,10	K	1179,8	0,3	1262,9	3,05	3	4,3	10	0,71	12	0,129	0,32	0,70	M1	b	
		L	1248,0	0,5		0,43	10			0,10	12	0,020	0,05	0,12			
		K	1190,3	0,3	1273,4	1,48	5	2,5	10	0,60	12	0,127	0,31	0,69	M1 + (25 ± 5)% E2	+L1205 -M1273	
1273,7	0,15	K	1258,6	0,4		0,23	10			0,09	15	0,020	0,05	0,12			
		K	1240,1	0,9	1323,2	0,14	30	<0,3	—	>0,5	—	0,120	0,29	0,62	M1	b	
		K	1266,2	0,4	1349,3	0,52	8	1,3	20	0,40	25	0,115	0,28	0,59	E2 + (40 ± 30)% M1		
1349,46	0,3	K	1279,9	0,3	1363,0	0,83	10	1,5	20	0,55	20	0,113	0,28	0,58	M1 + <70% E2	b	
1363,06	0,25	K	1302,1	0,6	1385,3	0,17	10	0,35	40	0,49	45	0,110	0,27	0,55	M1, E2	b	
1384,9	0,15	K	1325,3	0,4	1408,4	0,94	5	2,2	15	0,43	15	0,107	0,26	0,53	M1 + (40 ± 40)% E2	b	
(1491)		K	1393,5	1,0		0,11	20			0,05	30	0,015	0,04	0,08			
		K	1337,4	1,2	1420,5	0,11	20	<0,5	—	>0,22	—	0,105	0,25	0,52	E2, M1	b	
		K	1349,2	0,5	1432,3	0,12	25	<0,5	—	>0,24	—	0,104	0,25	0,51	E2, M1	b, -L1363	
1515		K	1383,9	0,6	1467,0	0,25	12	<0,8	—	>0,32	—	0,100	0,24	0,48	M1 + <50% E2	b	
		K	1406,5	0,7	1489,6	0,25	20	1,0	30	0,25	—	0,098	0,23	0,46	E2	b	
		K	1419,7	1,1	1502,8	0,09	40	<0,6	—	>0,15	—	0,097	0,23	0,45	E2, M1	b	
1558,0	0,25	K	1431,8	0,4	1514,9	0,53	5	0,7	30	0,69	35	0,094	0,23	0,44	M1	b, -L1447	
		K	1463,0	0,5	1546,1	0,41	30	<0,7	—	>0,58	—	0,093	0,22	0,42	M1		
		K	1555,1	0,5		0,40	10			0,067	15	0,014	0,036	0,069	M1 (+ <80% E2)	b, -G1489	
1570,33	0,2	K	1487,6	0,3	1570,7	2,52	3	6,8	10	0,37	12	0,088	0,212	0,40	M1	b	
1604,65		K	1523,4	0,5	1606,5	0,29	10	0,8	25	0,36	30	0,086	0,203	0,39	M1 (+ <80% E2)		

Noch Tabelle 1																
1630,1	2,0	K	1549,6	1,1	1632,7	0,16	30	0,6	—	0,27	—	0,080	0,190	0,35	M1, E2	b
		K	1584,7	2,7	1667,8	0,20	15	<1,0	—	>0,2	—	0,079	0,187	0,34	M1(E2)	
1693,3	0,3	K	1610,6	0,4	1693,7	3,83	3	14,0	10	0,27	12	0,078	0,185	0,33	M1 + (25±20)% E2	b
		L	1678,3	0,5		0,73	5			0,052	12	0,011	0,028	0,052		
		M	1690,9	0,8		0,18	20			0,013	25	0,002	0,003	0,005		+ K?
1718,15	0,4	K	1635,9	0,4	1719,0	0,72	3	2,1	20	0,34	22	0,076	0,180	0,32	M1 (+ <30% E2)	b
		L	1707,7	1,0		0,13	30			0,062	33	0,011	0,027	0,05		
		M	1717,8	1,3		0,05	50			0,02		0,002	0,003	0,005		
1780	4,0	K	1696,3	0,6	1779,4										<sup>28</sup> Si	
		K	1739,3	0,6	1822,4	0,18	12	<0,5	—	>0,35	—	0,069	0,162	0,28	M1	b
		K	1746,4	0,8	1829,5	0,12	20	<0,5	—	>0,24	—	0,068	0,160	0,27	M1	
		K	1774,3	0,5	1857,4	0,79	5	<0,5	—	>1,6	—	0,067	0,156	0,26	E0	b
		L	1841,5	0,6		0,2	8			>0,4		0,01	0,026	0,045		
		K	1823,3	1,3	1906,4	0,05	40	<0,3	—	>0,17	—	0,065	0,148	0,25	M1(E2)	w, b
		K	1885,6	1,6	1968,7	0,06	40	<0,3	—	>0,20	—	0,063	0,142	0,24	M1(E2)	q
		K	1893,0	0,7	1976,1	0,12	30	<0,3	—	>0,4	—	0,062	0,139	0,23	(M1)	q, p
2002,28	0,25	K	1919,6	0,5	2002,7	1,14	3	6,4	10	0,18	12	0,060	0,136	0,22	E2 + (50±20%) M1	b
		L	1988,2	1,0		0,11	30			0,017	32	0,009	0,021	0,034		
		K	1936,3	1,4	2019,4	0,05	30	<0,4	—	>0,12	—	0,058	0,13	0,21	M1	
		K	2035,3	1,2	2118,4	0,09	35	<0,6	—	>0,15	—	0,054	0,123	0,190	E2, M1	w, p
2127 <sup>g</sup>	—	K	2040,5	2,6	2123,6	0,04	70	0,31	—	0,13	—	0,054	0,122	0,188	E2, M1	w
2179,7 <sup>r</sup>	—	K	2074,4	1,2	2158,1	0,034	40	0,4	—	>0,085	—	0,052	0,119	0,181	(E1, E2, M1)	b
2191 <sup>g,r</sup>	—	K	2097,3	1,2	2180,4	0,05	40	<0,3	—	>0,17	—	0,051	0,117	0,176	M1, E2	w
2223,29 <sup>e</sup>	0,01	K	2104,9	2,1	2188,0	0,11	10	0,71	—	0,153	—	0,051	0,116	0,174	M1, E2	
		L	2209,4	0,6		0,1	25								<i>H(n, γ) Ref. 45</i>	
2244 <sup>g</sup>	5,0	K	2164,5	0,7	2247,6	0,08	8	0,27	—	0,30	—	0,049	0,111	0,164	M1	b
2259,7	1,0	K	2176,5	0,8	2259,6	0,06	7	0,9	50	0,07	50	0,049	0,110	0,162	E1, E2(M1)	b
2272,0 <sup>e</sup>	0,5	K	2189,1	0,6	2272,2	0,17	3	1,6	40	0,13	40	0,048	0,108	0,159	E2, M1	b
2296	—	K	2215,2	0,8	2298,3	0,11	25	0,9	—	0,12	—	0,047	0,107	0,155	E2, M1	b
2324 <sup>r</sup>	—	K	2242,6	2,6	2325,7	0,016	30	<0,2	—	>0,08	—	0,046	0,105	0,151	E2, M1	p, w, —M(2223)
		K	2284,4	1,2	2368,8	0,031	15	<0,2	—	>0,15	—	0,045	0,102	0,148	M1	b
		K	2318,1	0,9	2401,2	0,017	20	<0,3	—	>0,06	—	0,044	0,098	0,143	E2, M1	p
2420 <sup>g</sup>	6,0	K	2338,7	0,9	2421,8	0,016	20	0,2	—	0,08	—	0,044	0,097	0,138		b
2446 <sup>g</sup>	5,0	K	2357,0	1,7	2440,1	0,01	40	0,2	—	0,05	—	0,043	0,096	0,136		w, p
		K	2379,1	1,3	2462,8	0,017	20	<0,3	—	>0,06	—	0,043	0,095	0,134	E2, M1	b
		K	2401,6	0,9	2484,7	0,017	25	<0,3	—	>0,06	—	0,043	0,093	0,130	E2, M1	p
2529 <sup>r</sup>	—	K	2446,9	0,8	2530,0	0,018	25	<0,3	—	>0,06	—	0,042	0,091	0,125	E2, M1, E1	
2536 <sup>g</sup>	5,0	K	2459,6	1,7	2542,7	0,012	30	~0,3	—	~0,04	—	0,041	0,090	0,124	E1, E2, M1	w, p
2566,6 <sup>r</sup>	—	K	2479,9	1,4	2563,0	0,009	30	<0,3	—	>0,03	—	0,040	0,086	0,126	E1, E2, M1	
2619 <sup>r</sup>	—	K	2512,6	2,0	2595,7	0,011	30	<0,3	—	>0,04	—	0,039	0,084	0,112	E1, E2, M1	w
2639,8 <sup>e</sup>	0,4	K	2556,9	0,6	2640,0	0,276	5	2,9	15	0,095	18	0,038	0,083	0,110	(E2), M1	b
		L	2624	0,7		0,059	10			0,020	25	0,006	0,012	0,017		
2728,5 <sup>r, c</sup>	—	K	2642,5	0,8	2725,6	0,035	~20	~0,4	—	~0,09	—	0,036	0,079	0,101	(M1), E2	—M 2640
		L	2710,7	2,0		0,008	40			~0,02		0,005	0,011	0,014		w
2760 <sup>g</sup>	—	K	2676,5	1,0	2759,6	0,022	25	~0,3	—	0,07	—	0,035	0,070	0,099	E2, M1, E1	w, —L 2707
2819,0	0,5	K	2735,0	0,7	2818,1	0,062	15	0,8	30	0,077	40	0,034	0,074	0,093	E2, M1	b
2885 <sup>g</sup>	—	K	2799,9	1,0	2883,0	0,011	30	0,21	—	0,05	—	0,033	0,072	0,090	E1, E2, M1	—L 2818
2901,8	0,4	K	2817,2	0,7	2900,3	0,076	5	1,1	20	0,069	22	0,033	0,070	0,087	E2(M1)	b
		L	2887,0	1,3		0,019	25			0,017	35	0,005	0,011	0,013		w
2921,3	0,6	K	2838,1	0,8	2921,2	0,079	8	1,0	20	0,079	25	0,032	0,069	0,086	M1, E2	b

Noch Tabelle 1

$E$	$\Delta E_\gamma$	Schale	$E_e$	$\Delta E_e$	$E_{\text{trans}}$	$I_e$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$	$I_\gamma$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$	$\alpha_{\text{exp}}$	$\frac{\Delta \alpha_{\text{exp}}}{\alpha_{\text{exp}}}$	Theoret.	Konversions-	Multipolarität	Kommenta	
[keV]	[keV]		[keV]	[keV]	[keV]	$\times 100$	[%]		[%]	[%]	[%]	E1	E2	M1		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
2984,6	—	K	2901,3	1,0	2984,4	0,022	15	0,4	40	0,055	50	0,031	0,067	0,081	E2, E1, M1	b, $-L2921$
2993 <sup>g</sup>	—	K	2909,6	1,3	2992,7	0,020	30	0,2	—	0,10	—	0,031	0,066	0,079	M1, E2	w
3050	—	K	2969,1	0,9	3052,2	0,029	20	0,6	20	0,049	35	0,030	0,064	0,077	E2, E1, M1	b
3073	—	K	2991,4	0,9	3074,5	0,028	10	0,5	25	0,056	30	0,030	0,063	0,076	E2(M1)	b
3104 <sup>g</sup>	—	K	3021,5	1,4	3104,6	0,011	30	0,38	—	0,029	—	0,030	0,062	0,073	E1	w
		K	3039,4	1,5	3122,5	0,012	20	<0,15	—	>0,08	—	0,030	0,061	0,072	M1	b
3185,9 <sup>e</sup>	0,5	K	3102,7	0,9	3185,8	0,163	4	2,4	15	0,068	17	0,029	0,060	0,070	M1	b
		L	3171,9	1,0		0,023	15			0,010	25					
3216,0	0,8	K	3134,7	0,9	3217,8	0,041	8	0,7	25	0,057	30	0,028	0,059	0,068		p
3269,0	1,0	K	3185,7	0,9	3268,8	0,049	7	0,7	20	0,070	25	0,028	0,057	0,066	M1	b
3288,2	1,0	K	3205,6	0,8	3288,7	0,190	3	2,6	20	0,064	22	0,028	0,057	0,065	M1(E2)	b
3352,8	1,5	K	3270,5	0,9	3353,6	0,036	7	0,6	15	0,060	20	0,027	0,055	0,062	M1(E2)	$-L3288$ $+K3420?$
		L	3337,6	1,4		0,012	30			0,020	35					
		K	3285,6	1,6	3368,7	0,012	30	<0,2	—	>0,06	—	0,026	0,054	0,061	M1	w
3459 <sup>g</sup>	gr	K	3381,8	2,0	3464,9	0,006	35	0,15	—	0,04	—	0,025	0,052	0,057	E2, M1, E1	w
3500,2	1,0	K	3414,3	1,5	3497,4	0,009	45	0,47	20	0,020	60	0,025	0,051	0,056	E1	w
3578 <sup>g</sup>	5,0	K	3502,5	2,4	3585,6	0,006	30	<0,2	—	>0,03	—	0,025	0,051	0,053	E1, E2, M1	w, p
3596 <sup>g</sup>	5,0	K	3515,3	1,7	3598,4	0,01	20	0,23	—	0,04	—	0,024	0,049	0,052	E2, M1, E1	w
3633,4	1,0	K	3548,0	1,8	3631,1	0,007	35	0,39	25	0,018	30	0,024	0,048	0,051	E1	w
3654 <sup>g</sup>	—	K	3571,3	1,4	3654,4	0,009	20	~0,2	—	0,045	—	0,024	0,048	0,051	—E2, M1	$b, -L3586$
3713 <sup>g</sup>	6,0	K	3635,6	2,1	3718,7	0,004	25	<0,2	—	>0,02	—	0,024	0,048	0,051	E1(E2, M1)	$-L3654$
3750,3	1,0	K	3666,3	1,6	3749,4	0,007	35	0,31	30	0,022	40	0,023	0,046	0,048	E1	w
3828,3	1,0	K	3744,7	1,7	3827,8	0,016	10	0,32	—	0,048	—	0,022	0,044	0,045	M1, E2, E1	
3841,0	1,0	K	3759,8	1,6	3842,9	0,015	25	0,23	—	0,063	—	0,022	0,044	0,045	M1, E2	w
3869,1	1,5	K	3784,8	1,3	3867,9	0,010	25	0,47	18	0,021	35	0,022	0,043	0,044	E1	
		K	3819,5	1,7	3902,7	0,005	30	<0,2	—	>0,025	—	0,022	0,042	0,043	E1, E2, M1	$w, -L3827$
3952,3	1,5	K	3864,4	1,8	3947,5	0,007	30	0,40	25	0,017	40	0,021	0,041	0,041	E1	w
4018,4	1,5	K	3933,8	1,4	4016,9	0,007	15	0,22	30	0,037	40	0,020	0,040	0,040	M1, E2, E1	$-L3947$
4072	—	K	3986,8	2,1	4069,9	0,005	45	0,17	—	0,030	—	0,020	0,039	0,039	M1, E2, E1	
4095 <sup>c</sup>	K	4012,0	4,0	4095,1	0,004	30	0,26	—	0,015	—	0,020	0,039	0,038	E1		
4119,3	1,0	K	4032,3	1,4	4115,4	0,008	20	0,5	15	0,015	30	0,019	0,038	0,037	E1	
4143 <sup>g</sup>	6,0	K	4056,0	1,9	4139,1	0,007	25	<0,25	—	>0,03	—	0,019	0,038	0,037	M1, E2, E1	$w, +L4070$
4176,1	2,0	K	4095,6	1,4	4178,7	0,006	30	0,28	20	0,020	40	0,019	0,038	0,036	E1	$-L4115$
4245,6	2,0	K	4163,8	2,0	4246,9	0,004	30	0,24	20	0,017	40	0,019	0,036	0,034	E1	$w, -L4178$
4273,2	1,0	K	4189,2	1,4	4272,3	0,013	12	0,41	15	0,032	25	0,019	0,036	0,034	M1, E2, E1	
4326 <sup>g</sup>	8,0	K	4241,2	1,5	4324,3	0,007	15									
4346 <sup>g</sup>	7,0	K	4264,0	1,7	4347,1	0,007	15									
4373	—	K	4289,6	1,5	4372,7	0,016	8	0,76	15	0,021	20	0,018	0,035	0,033	E1	b
4381 <sup>g</sup>	7,0	K	4304,3	2,1	4387,4	0,006	60								w, b, $+L4324$	
		K	4317,7	2,7	4400,8	0,003	40								w	
		K	4338,1	2,4	4421,2	0,004	30								w	
		K	4358,7	2,6	4441,8	0,002	35								$b, -L4372$	
4458,8	1,5	K	4373,8	1,9	4456,9	0,005	15	0,31	15	0,017	25	0,017	0,034	0,031	E1	$b, -L4387$
4537,8	1,5	K	4451,5	1,6	4534,6	0,005	15	0,31	15	0,018	25	0,017	0,033	0,030	E1	b

Noch Tabelle 1

4555,5	1,5	K	4473,4	2,9	4556,5	0,004	40	0,29	20	0,014	35	0,017	0,032	0,029	E1	w		
4575,4	1,0	K	4492,3	1,3	4575,4	0,013	8	0,81	18	0,016	20	0,017	0,032	0,029	E1	b		
4675,52	0,5	K	4592,4	1,2	4675,5	0,042	4	2,32	10	0,018	12	0,016	0,031	0,028	E1	b		
4739,22 <sup>e</sup>	0,4	K	4656,4	1,2	4739,5	0,093	4	5,8	10	0,016	12	0,016	0,030	0,027	E1	b, -L4675		
4758,9	0,4	K	4675,7	1,2	4758,8	0,040	5	2,44	10	0,016	12	0,016	0,030	0,027	E1	b		
4799,7	1,2	K	{ 4726,0		1,2	4809,1	0,011	20	0,84	20	0,013	30	0,015	0,029	0,026	E1	b, -L4735	
4811,77	0,5	K	{ 4758,6		1,2	4841,8	0,066	4	4,1	10	0,016	12	0,015	0,029	0,025	E1	b	
4842,44	0,35	K	{ 4829,5		1,4	4871,0	0,010	8	0,92	15	0,010	25	0,015	0,028	0,024	E1	b	
4954,17	0,5	K	4974,67	0,45	K	4891,0	1,3	4974,1	0,015	8	1,08	10	0,014	15	0,015	0,028	E1	b
5050,32	0,4	K	4965,9	1,3	K	5049,0	0,065	3	4,4	10	0,015	12	0,014	0,027	0,023	E1	b	
5134,7	1,0	K	5038,4	1,5	K	5010	15	0,002	20	0,11	—	0,020	—	0,014	0,026	0,022	M1, E2, E1	-M 5050
5150,14	0,5	K	5054,7	3,0	K	5137,8	0,002	20	0,11	—	0,013	25	0,014	0,026	0,022	E1	w, b	
5388,74	0,35	K	5068,3	2,0	K	5151,4	0,005	30	0,33	18	0,013	12	0,013	0,024	0,020	E1	b	
5425 <sup>g</sup>	8,0	M	5331,2	2,4	K	5414,3	0,003	25	0,06	—	0,012	40	0,012	0,024	0,020	E1, E2, M1	+K?	
5568,4	—	K	5419,4	2,9	K	5502,5	0,002	60	0,06	—	0,013	60	0,014	0,026	0,022	E1	w, b	
5605 <sup>a</sup>	>5,0	K	5456,2	2,9	K	5539,3	0,002	60	0,06	—	0,012	60	0,013	0,024	0,020	E1	w, b	
5658,74 <sup>e</sup>	0,4	K	5485,1	2,0	K	5568,2	0,003	30	0,15	—	0,020	—	0,012	0,023	0,018	E1, E2, M1	w, b	
5731,92	0,5	K	5647,2	1,5	K	5730,3	0,004	40	0,29	20	0,027	50	0,012	0,022	0,017	E2, M1(E1)	w, b	
5967,47 <sup>e</sup>	0,5	K	5669,1	1,9	K	5752,2	0,003	40	<0,25	—	>0,012	—	0,012	0,022	0,017	E1, E2, M1	c	
5801	—	K	5687,5	2,2	K	5770,6	0,003	50	<0,25	—	>0,012	—	0,012	0,021	0,017	E1, E2, M1	c, w, b	
6310,27	0,3	K	5697,4	2,4	K	5780,5	0,003	40	<0,25	—	>0,012	—	0,012	0,021	0,017	E1, E2, M1	c, b	
6397,74	0,2	K	5714,1	1,7	K	5797,2	0,004	30	0,14	—	0,026	—	0,012	0,021	0,017	E1, E2, M1	b, -L5730	
6458,42	—	K	5884,2	1,5	K	5967,3	0,144	4	13,0	10	0,011	12	0,011	0,020	0,015	E1	b	
7660,74	0,4	K	6227,4	1,6	K	6310,5	0,009	15	0,77	15	0,012	25	0,011	0,019	0,015	E1(M1)	w	
7722,9	1,5	K	6315,8	2,1	K	6298,9	0,009	8	0,67	10	0,013	20	0,010	0,017	0,014	M1, E1	b	
8029,2	1,5	K	6376,4	1,6	K	6459,5	0,049	4	4,66	10	0,011	12	0,011	0,017	0,014	E1	b	
			L	6444,6	1,9	K	6583,2	4,0	0,007	10	0,005	15	0,006	0,006	—	0,008	E1, E2, M1	<sup>27</sup> Al
			M	6458,2	4,0	K	7576,1	3,4	7659,2	0,002	40	0,07	—	0,03	—	0,009	E1, E2, M1	b
			K	7642,8	2,4	K	7725,9	0,004	25	<0,002	—	0,015	30	<0,13	—	—		b

SCHULT u. a.<sup>28</sup> entnommen, falls Spalte 1 keine andere Bemerkung enthält, da diese Intensitäten sehr sorgfältig geeicht worden waren. Oberhalb 3,3 MeV ist für die  $\gamma$ -Intensitäten in Spalte 9 der Mittelwert aus den Messungen von SCHULT u. a.<sup>28</sup>, GROSHEV u. a.<sup>26</sup> und RASMUSSEN u. a.<sup>32</sup> angegeben. In Abb. 2 ist das Verhältnis der theoretischen Konversionskoeffizienten von CHURCH<sup>9</sup> zu den experimentell bestimmten Koeffizienten aufgetragen, wobei die verschiedenen  $\gamma$ -Messungen verwendet wurden. Diese  $\gamma$ -Intensitäten weichen auf Grund ihres Absoluteichfehlers von ca. 30% untereinander zum Teil um den Faktor 2 ab. Bei der Mittelwertbildung wird der systematische Fehler wahrscheinlich kleiner werden. Trotzdem kann auch der Mittelwert der Intensitäten und damit der in Spalte 12 der Tabelle angegebene experimentelle Konversionskoeffizient noch einen systematischen Fehler von etwa 30% enthalten. Unter der Voraussetzung, daß die theoretischen Konversionskoeffizienten von Church richtig sind, scheint jedoch der systematische Fehler der experimentellen Konversionskoeffizienten (Spalte 12) nach Abb. 2 kleiner als 5% zu sein. Die theoretischen Konversionskoeffizienten in Spalte 13, 14, 15 stammen bis 3000 keV aus der Arbeit von SLIV und BAND<sup>14</sup>, bzw. sind durch lineare Extrapolation hieraus entstanden. Oberhalb 3000 keV sind sie der

Arbeit von CHURCH<sup>9</sup> entnommen. Alle L- und M-Schalen-Koeffizienten stammen aus Ref. <sup>14</sup>, bzw. sind daraus linear extrapolierte Werte. In Spalte 16 bedeutet der Ausdruck M1 + K% E2:

$$(100 - K)\% I(M1) + K\% I(E2).$$

### 3. Hochenergetische Konversionskoeffizienten der K-Schale

Abb. 3 enthält die experimentellen Konversionskoeffizienten  $\alpha_K$  von  $^{200}\text{Hg}$  und die Tabellenwerte von CHURCH<sup>9</sup> und DRAGOUN<sup>10</sup>. Die theoretischen Werte unterhalb von 2,5 MeV sind der Arbeit von SLIV und BAND<sup>14</sup> entnommen. Bei Energien von 7 MeV liegen die berechneten  $\alpha_K$  über dem im doppelt logarithmischen Maßstab linear extrapolierten Werten von Sliv und Band. In Ref. 9 und 11 werden relativistische Wellenfunktionen für das freie und gebundene Elektron verwendet und Korrekturen für statische und dynamische endliche Kernausdehnungseffekte, sowie für die Abschirmungseffekte eingeführt.

Die Konversionskoeffizienten für hochenergetische M1- und E1-Übergänge, die man nach dem thermischen Neutroneneinfang vom Einfangsniveau aus im wesentlichen erwartet, unterscheiden sich im Fall von  $^{200}\text{Hg}$  bei 7 MeV noch um den Faktor 1,75. Bei

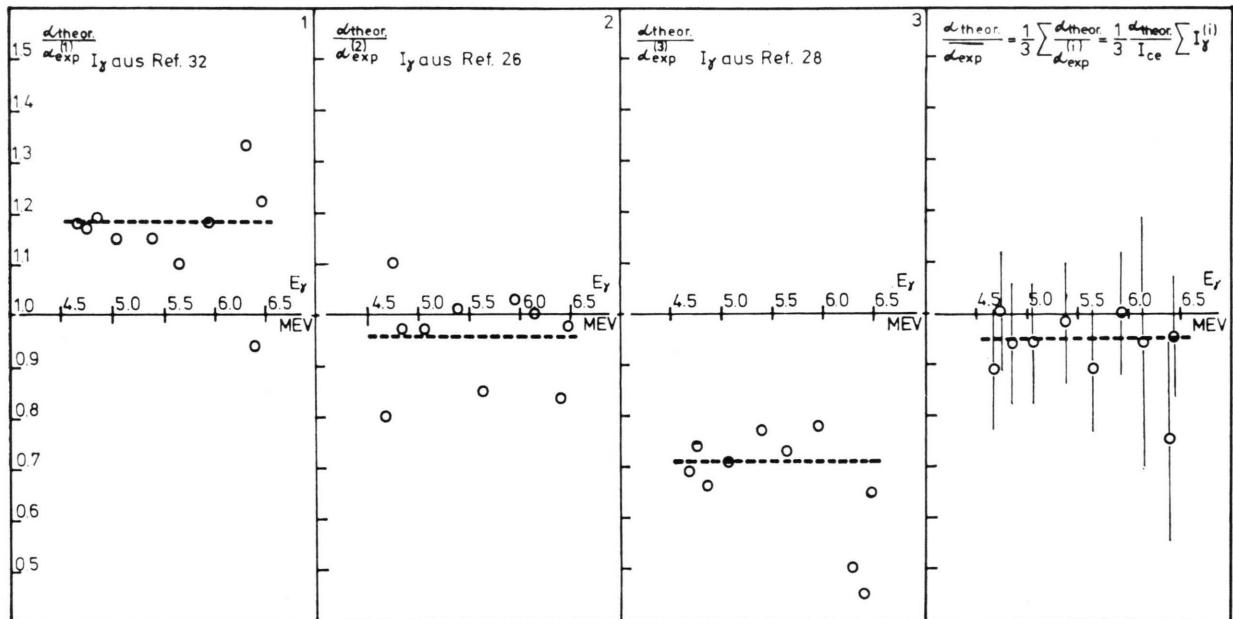


Abb. 2. Verhältnis der theoretischen zu den experimentellen K-Konversionskoeffizienten mit verschiedenen Gamma-Intensitäten.

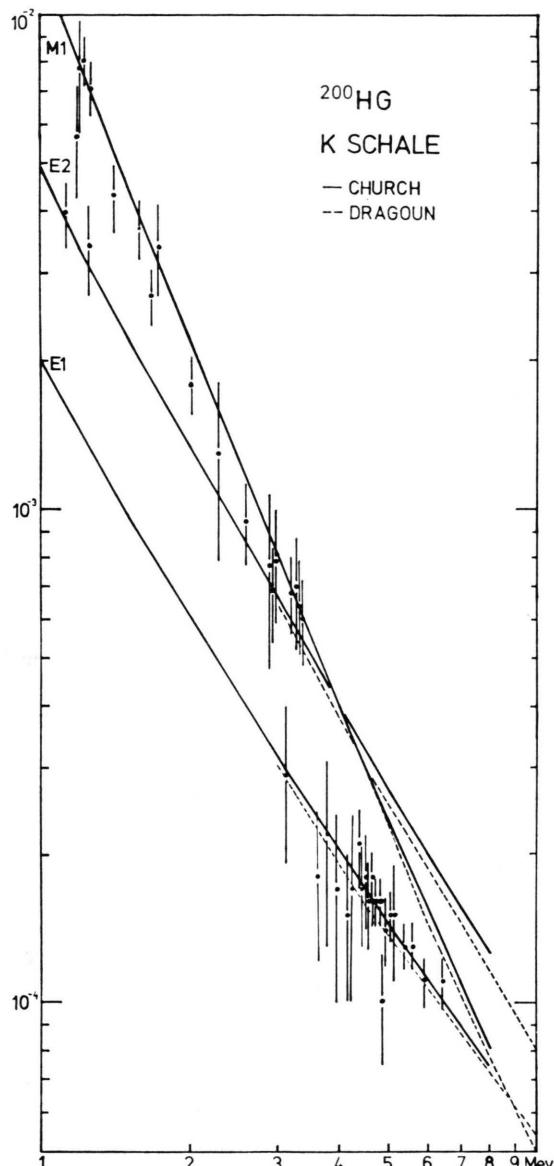


Abb. 3. Experimentelle und theoretische Konversionskoeffizienten der K-Schale von  $^{200}\text{Hg}$ .

den vorliegenden Fehlergrenzen lassen sich die gemessenen hochenergetischen Konversionskoeffizienten eindeutig der Multipolordnung E1 oder M1 (E2) zuordnen. Über 3,5 MeV gehören alle intensiveren Linien zu E1-Übergängen, unter 3 MeV zu E2- und M1-Übergängen. Die gemessenen Konversionskoeffizienten bestätigen den Verlauf der theoretischen Werte. Der Schwerpunkt der Meßwerte liegt

<sup>39</sup> O. W. B. SCHULT, private Mitteilung (1970).

bei einer quadratischen Fehlerwichtung nur sehr wenig über der Kurve von Church. Wegen der bereits diskutierten möglichen Absolutverschiebung der Gamma- und Elektronenintensitäten und damit der Konversionskoeffizienten lässt sich nichts über ihre genauere Zuordnung zu einer der beiden Berechnungen aussagen. Wie man am Beispiel des  $^{114}\text{Cd}$  sieht, unterscheiden sich auch die theoretischen Werte von TRUSOV<sup>11</sup> und CARROLL und O'CONNELL<sup>13</sup> sehr wenig von CHURCH<sup>8</sup> und DRAGOUM<sup>10</sup>. Als Korrekturgrößen bei E1-Übergängen im  $^{200}\text{Hg}$  gibt Church für die Abschirmung  $\sim 2,3\%$  und für den statischen Effekt der endlichen Kernausdehnung kleiner als 5% an. Für die Überprüfung dieser Größen sind die systematischen Meßfehler zu groß. Günstiger hierfür wären hochenergetische M1-Übergänge, für die die Korrekturgrößen ca. 30% betragen. Auch die Durchdringungseffekte (penetration) gehen stärker in die M1- und E2-Konversionskoeffizienten ein als in die E1-Koeffizienten. Nach CHURCH<sup>9</sup> gilt für die Korrektur von  $\alpha$  auf den Penetrationseffekt:

$$\alpha = \alpha_0 \cdot (1 + \sum_i A_i \lambda_i + \dots),$$

wobei die Koeffizienten  $A_i$  für  $^{200}\text{Hg} < 10\%$  sind. Man erwartet also nur für Kernparameter  $\lambda_i$ , die über 1 liegen, eine meßbare Beeinflussung des Konversionskoeffizienten. Die gemessenen  $\alpha_K$  weichen innerhalb ihres Fehlers nicht von den unkorrigierten Werten  $\alpha_0$  ab, so daß in  $^{200}\text{Hg}$  für alle intensiven Übergänge über 3,5 MeV gilt:

$$\sum_i A_i \lambda_i < 0,15.$$

Die Konversionskoeffizienten der schwachen, in Abb. 3 nicht eingezeichneten Übergänge liegen zwar über den Tabellenwerten  $\alpha_K(E1)$ , ihre großen Fehler lassen aber keine Schlüsse über eine eventuelle Verschiebung durch Penetrationseffekte zu.

#### 4. Hochenergetische Konversionskoeffizienten der L- und M-Schale

Das Konversionskoeffizientenverhältnis  $\alpha_K/\alpha_L$  und damit  $\alpha_L$  reagieren empfindlich auf die Korrekturgrößen der Abschirmung und der endlichen Kernausdehnung im theoretischen Konversionskoeffizientenansatz<sup>40</sup>. Allerdings wird diese Abhängigkeit mit zunehmendem  $Z$  geringer werden, da die Abschir-

<sup>40</sup> V. F. TRUSOV, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. 34, 1661 [1970].

mung der Hüllenelektronen relativ zur Kernladungszahl kleiner wird. Deswegen eignet sich  $^{200}\text{Hg}$  nicht so gut zur Überprüfung dieser Korrekturgrößen wie ein leichterer Kern. Zudem sind die schwachen hochenergetischen  $L$ -Linien mit großen relativen Intensitätsfehlern behaftet.

Seit neuestem liegen neben den  $L$ -Schalen Konversionskoeffizienten von SLIV und BAND<sup>14</sup>, die für  $E > 2,5$  MeV extrapoliert werden müssen, Berechnungen von TRUSOV<sup>40</sup> und DRAGOUN<sup>10</sup> für Energien bis 10 bzw. 20  $\text{mc}^2$  vor. Diese neuen Werte für die  $L_1$ -Schale werden in Abb. 4 mit den gemessenen Konversionskoeffizienten verglichen. Von den  $L$ -Linienintensitäten wurde der  $L_2$ - und  $L_3$ -Beitrag abgezogen. Dragoun gibt diesen Beitrag für  $Z = 80$  und E1-Übergänge bei 5 MeV mit

$$(L_2 + L_3)/L_1 = 0,07$$

an. Von  $L$ -Linien, die nicht von den zugehörigen  $M$ -Linien getrennt waren, wurde auch der  $M$ -Beitrag nach Dragoun subtrahiert (für  $Z = 80$  und E1-Übergänge bei 5 MeV:  $L/M = 5$ ). In Abb. 4 sieht man, daß für die stärksten Übergänge eine eindeutige Zuordnung zu den Multipolordnungen M1 oder E1 möglich ist. Die Abweichungen der Tabellenwerte untereinander sind sehr klein gegen die Fehler der gemessenen Koeffizienten.

Nach den Berechnungen von Dragoun ist das Verhältnis  $\alpha_K/\alpha_L$  über 3 MeV für die einzelnen Multipolordnungen annähernd energieunabhängig. Für  $Z = 80$  erhält man durch lineare Interpolation und nach einer einfachen Umrechnung aus Ref.<sup>10</sup> die in Tab. 2 aufgeführten Werte für  $\alpha_K/\alpha_L$ .

Tab. 2. Das Verhältnis  $\alpha_K/\alpha_L$  nach DRAGOUN<sup>10</sup> für  $Z = 80$ .

$E$ [MeV]	E 1	E 2	M 1
3	6,9	6,5	6,5
10	7,0	6,9	6,6

Tab. 3. Experimentelle Werte des Verhältnisses  $\alpha_K/\alpha_L$ .

$E_\gamma$ [keV]	5389	5967	6458
$\alpha_K/\alpha_L$	$5.4 \pm 15\%$	$6.6 \pm 6\%$	$7 \pm 11\%$

Aus den gemessenen hochenergetischen Verhältnissen  $\alpha_K/\alpha_L$  für E1-Übergänge (Tab. 3) erhalten wir als Mittelwert mit quadratischer Fehlerwichtung:

$$\alpha_K/\alpha_L(\text{E1}) = 6,5 \pm 5\%.$$

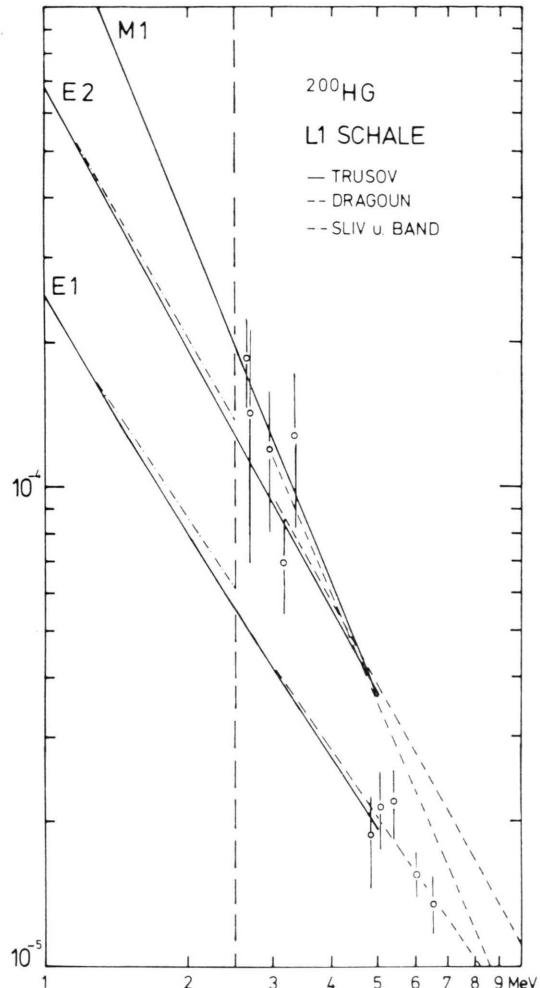


Abb. 4. Experimentelle und theoretische Konversionskoeffizienten der  $L_1$ -Schale von  $^{200}\text{Hg}$ .

Dieser Wert stimmt mit dem von Dragoun berechneten gut überein. Eine genauere Überprüfung der Ansätze und Näherungen für die Korrekturgrößen in der theoretischen Berechnung der Koeffizienten ist nicht möglich. Hierfür wären M1-Übergänge empfindlicher.

In der Messung sind  $L$ - und  $M$ -Linien nicht als isoliert stehende Linien aufgelöst. Sie werden erst durch den Computer-Fit getrennt. Die Intensitätsfehler für die schwachen  $M$ -Linien sind deshalb beträchtlich. Aus diesem Grund wird nicht das  $L/M$ -Verhältnis direkt, sondern nur das von DRAGOUN<sup>10</sup> für  $Z = 80$  linear interpolierte Verhältnis  $K/(L+M)$  diskutiert (Tab. 4). Dieses Verhältnis läßt sich mit sehr kleinem Fehler angeben und ermöglicht daher eine weitere experimentelle Überprü-

fung für den theoretischen Ansatz des Abschirmeffektes.

Tab. 4. Verhältnis  $\alpha_K/(\alpha_L + \alpha_M)$  nach DRAGOUM<sup>10</sup> für Z=80.

E [MeV]	E 1	E 2	M 1
3	5,6	5,1	5,3
10	5,8	5,5	5,4

Die experimentellen  $\alpha_K/(\alpha_L + \alpha_M)$ -Werte stehen in Tab. 5.

Als Mittelwert ergibt sich

$$\alpha_K/(\alpha_L + \alpha_M) (\text{E1}) = 5,5 \pm 5\%.$$

Dieser Wert besagt, daß der Ansatz für die Korrekturen der Abschirmung und der endlichen Kernausdehnung von Dragoun durch das Experiment für hohe Energien gut bestätigt wird.

Für das experimentelle Verhältnis  $\alpha_L/\alpha_M$  bei 5 MeV erhält man somit für Z=80 aus den Meßwerten:

$$\frac{K/(L+M)}{K/L} = \frac{6,5 \pm 5\%}{5,5 \pm 5\%}$$

Daraus folgt:

$$L/M = 5,5 \pm 10\%.$$

Aus den Tabellen von Dragoun läßt sich errechnen:

$$L/M = 4,9.$$

## 5. Niveauschema

Über das Niveauschema von  $^{200}\text{Hg}$  existieren viele umfangreiche Arbeiten aus dem  $^{200}\text{Tl}$ <sup>23, 24</sup> und  $^{200}\text{Au}$ <sup>19, 21</sup> Zerfall und nach dem Einfang thermischer Neutronen<sup>28, 29, 33, 34</sup>. In der vorliegenden Arbeit wird im wesentlichen das Schema von SCHULT u. a.<sup>28</sup> bestätigt und ergänzt. Beim Aufbau des Niveauschemas werden außer den eigenen Messungen die  $\gamma$ -Linien von MAIER u. a.<sup>27</sup> und SCHULT u. a.<sup>28</sup> verwendet. Das Niveauschema wurde mit Hilfe folgender Argumente für die Energie, den Spin und die Parität der Niveaus aufgebaut: Energiekombination der Übergänge, Multipolordnung der Übergänge und der Vergleich der Verzweigungsverhältnisse nach dem  $^{200}\text{Tl}$ -Zerfall und Neutroneneinfang. Es wurde außerdem darauf geachtet, daß alle Energien, Spins und Paritäten in Übereinstimmung mit anderen Meßergebnissen sind. Im Vergleich zum Niveauschema von Schult u. a. wurden viele neue Linien eingeordnet, zu zahlreichen Niveaus Spin und Parität bestimmt und 14 neue Niveaus hinzugefügt. Das gesamte Niveauschema enthält 47 Zustände und 145 Übergänge. Damit ist der größte Teil aller bekannten Linien in das Schema eingeordnet.

Eine Wahrscheinlichkeitsbetrachtung zeigt, daß z. B. zwischen die 12 Niveaus im Energiebereich von 1550 bis 1900 keV jede der 14  $\gamma$ -Linien mit einer Sicherheit von 97% richtig eingeordnet ist. Von den 53 Linien über 1 MeV, die die Niveaus zwischen 2 und 4 MeV entvölkern, können im Mittel 3 durch zufällige Energiekombination eingeordnet worden sein. Die Kenntnis der Multipolordnungen setzt die Unsicherheit der Einordnung herab. Um jedoch über 2 MeV keine Niveaus einzuführen, die nur auf zufälliger Kombination beruhen, wurden nur solche in das Schema aufgenommen, die durch einen Übergang vom Einfangzustand bevölkert werden. Dabei wurde davon ausgegangen, daß alle Linien mit einer Energie von mehr als 4,4 MeV vom Einfangzustand ausgehen.

In Tab. 6 sind alle Niveaus sowie die Besetzung von höheren Niveaus und die Entvölkering zu niederen Niveaus aufgeführt. Es ist eine Korrelation zwischen dem Spin und der Bevölkerung der Niveaus festzustellen, die statistischen Berechnungen<sup>42</sup> einigermaßen entspricht. Aus diesem Grunde kann die Besetzung eines Niveaus als Argument für die Spinzuordnung verwendet werden. Auf Grund dieser Betrachtung hat von den Niveaus bei 1845,96 keV und 1882,98 keV, für die beide der Spin 2 oder 3 in Frage kommt, das erste mit größerer Wahrscheinlichkeit den Spin 3 und das zweite den Spin 2.

Tab. 5. Experimentelle Werte des Verhältnisses  $\alpha_K/(\alpha_L + \alpha_M)$ .

E (keV)	4842	5050	5389	5967	6458
$\alpha_K/(\alpha_L + \alpha_M)$	$7,2 \pm 15\%$	$6,6 \pm 15\%$	$5,1 \pm 15\%$	$5,5 \pm 7\%$	$4,9 \pm 11\%$

<sup>41</sup> L. V. GROSHEV, A. M. DEMIDOV, V. I. SOKOLOVSKII, B. A. BARTHOLOMEW, A. DOVEIKA, K. M. EASTWOOD u. S. MONARO, Nuclear Data A **5**, 243 [1969].

<sup>42</sup> T. v. EGIDY, in: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, IAEA Wien 1969, S. 541.

Tab. 6. Liste der Niveaus und deren Besetzung.

Energie und Fehler [keV]	Spin und Parität	Summe der Intensitäten zu niederen Niveaus pro 100 Einf.	Besetzung von bekannten höheren Niveaus pro 100 Einf.
0	0 <sup>+</sup>	—	98,0
367,97 ± 0,02	2 <sup>+</sup>	74,0	57,0
947,39 ± 0,06	4 <sup>+</sup>	2,1	0,8
1029,43 ± 0,06	0 <sup>+</sup>	6,0	2,8
1254,26 ± 0,06	2 <sup>+</sup>	5,5	1,5
1570,38 ± 0,06	1 <sup>+</sup>	11,2	7,1
1273,75 ± 0,06	2 <sup>+</sup>	3,5	0,6
1593,45 ± 0,10	1 <sup>+</sup> , 2 <sup>+</sup>	2,9	0,5
1631,03 ± 0,08	1 <sup>+</sup>	5,1	1,2
1641,50 ± 0,08	2 <sup>+</sup>	3,0	0,7
(1713,0 ± 0,8)	(4 <sup>-</sup> , 5 <sup>-</sup> )	0,3	—
1718,38 ± 0,08	1 <sup>+</sup>	2,9	0,9
1730,95 ± 0,08	2 <sup>+</sup>	2,3	2,4
1775,69 ± 0,08	3 <sup>+</sup>	0,5	—
1845,92 ± 0,08	(2 <sup>+</sup> ) 3 <sup>+</sup>	0,3	0,1
1856,97 ± 0,08	0 <sup>+</sup>	1,1	—
1882,98 ± 0,08	2 <sup>+</sup> (3 <sup>+</sup> )	1,2	—
2061,40 ± 0,08	1 <sup>+</sup>	15,0	14,0
2228,9 ± 0,10	(1 <sup>+</sup> )	0,2	0,1
2248,8 ± 0,3	1 <sup>+</sup>	0,6	—
2259,1 ± 0,5	—	—	—
2297,3 ± 0,7	(1 <sup>+</sup> )	0,9	0,3
(2324,4 ± 2)	—	—	—
2370,40 ± 0,25	1 <sup>+</sup>	—	—
(2401 ± 1)	—	—	—
(2439,6 ± 1,5)	—	—	—
(2459,7 ± 1,5)	(1 <sup>+</sup> )	0,7	—
2485 ± 2	(1 <sup>+</sup> )	—	—
(2526 ± 2)	—	—	—
2639,7 ± 0,3	1 <sup>+</sup>	4,9	3,5
(2878,2 ± 0,25)	1 <sup>+</sup>	2,1	0,33
2894,4 ± 0,5	1 <sup>+</sup>	0,14	0,11
2978,33 ± 0,2	1 <sup>+</sup>	2,6	4,4
3053,5 ± 0,5	1 <sup>+</sup>	1,6	1,1
3074,7 ± 0,4	1 <sup>+</sup>	0,6	0,9
3186,1 ± 0,3	1 <sup>+</sup>	3,2	4,1
3217,1 ± 0,6	1 <sup>+</sup>	0,7	0,6
(3230 ± 1)	1 <sup>+</sup>	—	0,11
3269,5 ± 0,4	1 <sup>+</sup>	1,8	2,44
3289,1 ± 0,2	1 <sup>+</sup>	4,3	5,8
3353,2 ± 0,7	1 <sup>+</sup>	1,0	2,3
3452,5 ± 1	1 <sup>+</sup>	—	0,8
3492,1 ± 1,2	1 <sup>+</sup>	—	0,31
(3572 ± 2)	1 <sup>+</sup>	0,3	0,31
(3586 ± 2)	—	—	—
3637 ± 1	—	0,7	—
3655,1 ± 1,5	1 <sup>+</sup>	—	0,76
8028,7 ± 0,5	0 <sup>-(1^-)</sup>	100,0	—

Da die meisten Niveaus im einzelnen in früheren Arbeiten diskutiert worden sind, soll das hier nicht wiederholt werden. Es werden nur zwei neue Niveaus von besonderem Interesse besprochen.

#### Das 1713,0 keV (4<sup>-</sup>, 5<sup>-</sup>)-Niveau

Aus theoretischen Überlegungen<sup>36</sup> und dem Vergleich mit benachbarten Kernen<sup>21</sup> erwartet man, daß

die niedrigsten Zustände mit negativer Parität die Spins 4, 5, 6 und 7 haben. Sie werden mit Hilfe der  $h_{11/2}$ -Protonen-Loch-Konfiguration gebildet. Ton und Mitarbeiter<sup>21</sup> fanden kürzlich durch verzögerte Koinzidenzmessung beim Zerfall des 18,7 h Isomers von  $^{200}\text{Au}$  einen (4<sup>-</sup>, 5<sup>-</sup>)-Zustand bei 1707 keV. Dieses Niveau zerfällt durch einen 760 keV-Übergang zum 947 keV-4<sup>+</sup>-Zustand. Im  $\gamma$ -Spektrum von MAIER u. a.<sup>27</sup> findet sich eine 765,6 keV-Linie, die im Konversionselektronenspektrum nicht beobachtet wird. Eine Abschätzung des Konversionskoeffizienten ergibt, daß es sich um einen E1-Übergang handeln muß. Da dies der einzige bisher beobachtete niederenergetische E1-Übergang in  $^{200}\text{Hg}$  ist und seine Intensität der erwarteten Bevölkerung eines (4<sup>-</sup>, 5<sup>-</sup>)-Niveaus entspricht, ordnen wir diese Linie als Übergang zwischen dem 1713,0 keV (4<sup>-</sup>, 5<sup>-</sup>)-Niveau und dem 947,36 keV 4<sup>+</sup>-Niveau ein. Dieses Niveau kann jedoch nicht als gesichert gelten. Nach COVELLO und SATORIS<sup>36</sup> liegt der 5<sup>-</sup>-Zustand unterhalb des 4<sup>-</sup>-Zustandes und hat die Energie

$$E_5^- = 0,87 + A_{11/2}.$$

Unter der Annahme, daß es sich bei dem 1713 keV-Niveau um diesen 5<sup>-</sup>-Zustand handelt, ergibt sich die Einteilchen-Protonen-Loch-Energie für den  $h_{11/2}$ -Zustand in  $^{200}\text{Hg}$  zu  $A_{11/2} = \varepsilon_{11/2} - \varepsilon_{1/2} = 840$  keV. Bei den Nachbarkernen findet man ähnliche Werte<sup>36, 21</sup>.

#### Das 1856,97 keV, 0<sup>+</sup>-Niveau

Der 1857,1 keV E0-Übergang wurde von GROSHEV u. a.<sup>26</sup>, SCHULT u. a.<sup>33</sup> und in der vorliegenden Messung gefunden. Da es sehr unwahrscheinlich ist, daß ein fast reiner E0-Übergang zu einem Niveau geht, das einen anderen Spin als 0 hat, muß man diese Linie entweder auf den Grundzustand oder auf das 1029 keV-Niveau setzen. Für ein 0<sup>+</sup>-Niveau bei 1856,97 keV findet man vier Linien zu niederen Niveaus, deren Multipolordnung in Übereinstimmung mit dem 0<sup>+</sup>-Charakter ist. Die 1489,6 keV-Linie zum 367 keV-Niveau wurde zunächst nur im Konversionselektronenspektrum beobachtet. Im  $\gamma$ -Spektrum von SCHULT u. a.<sup>28</sup> erscheint eine Linie bei der entsprechenden Energie, die jedoch von den Autoren offensichtlich als *single escape peak* des 2002 keV-Übergangs gedeutet wurde. Da das Verhältnis von *single escape peak* zu *double escape peak* energieunabhängig ist, kann man durch Vergleich der *escape*-Linien der 1693 keV- und 2002-Übergänge den Anteil des *single escape peaks* am

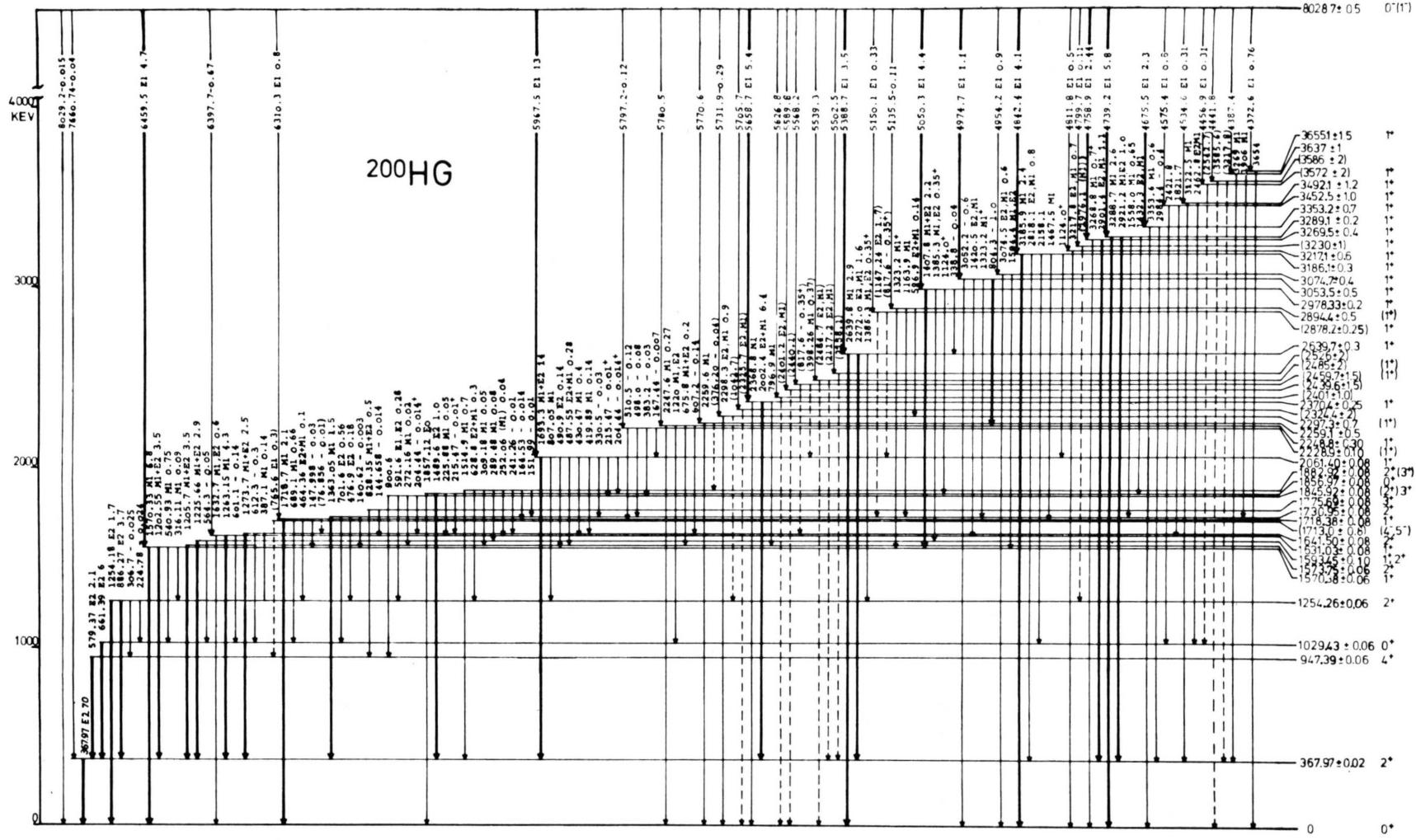


Abb. 5. Niveauschema von  $^{200}\text{Hg}$  (Linien mit + sind zweimal eingeordnet, zu jeder Linie ist die Energie, die Multipolordnung und die Gamma-Intensität angegeben).

1489,6 keV-Übergang abschätzen. Es ergibt sich eine Intensität für diesen Übergang von  $1,0 \pm 0,3$  pro 100 Einfänge und damit ein Konversionskoeffizient, der die Multipolordnung E2 festlegt. Wegen dieser guten Übereinstimmung ist das 1856,97 keV-Niveau gesichert. Auch theoretische Berechnungen<sup>36</sup> lassen das dritte  $0^+$ -Niveau bei etwa dieser Energie erwarten. Der starke E0-Übergang dieses 3-Phonenenzustands zum Grundzustand ist zwar nach dem reinen Vibrationsmodell verboten, doch deutet schon die starke Aufspaltung des 2-Phonenenzustands auf eine größere Störung hin.

Die Tatsache, daß man im Niveauschema von  $^{200}\text{Hg}$  fast nur Zustände in positiver Parität findet, die meistens den Spin 1 oder 2 haben, läßt sich auf Grund der zur Verfügung stehenden Einteilchen-Zustände leicht verstehen. Da die Protonen-Gap-Energie ( $A_p = 0,415 \text{ MeV}$ ) bei  $^{200}\text{Hg}$  geringer ist als

die Neutronen-Gap-Energie ( $A_n = 0,774 \text{ MeV}$ )<sup>43</sup>, erwartet man, daß die Protonenpaare zuerst aufbrechen. Das ergibt Niveaus, die aus den  $s_{1/2}$ - und  $d_{3/2}$ -Protonen-Zuständen gebildet werden und deshalb positive Parität haben. Auch die Niveaus, die durch Aufbrechen von Neutronenpaaren entstehen, werden positive Parität und niedrigen Spin besitzen, weil sie sich aus  $p_{1/2}$ -,  $f_{5/2}$ - und  $p_{3/2}$ -Zuständen zusammensetzen.

Prof. Dr. H. DANIEL und Dr. H. VONACH danken wir herzlich für die stets gewährte Unterstützung. Dr. O. W. B. SCHULT sind wir für viele wesentliche Diskussionen und Anregungen zu großem Dank verpflichtet. Dr. E. CHURCH sind wir für die Berechnung der Konversionskoeffizienten und Dr. G. HOLZWARTH und Dr. M. KLEBER für theoretische Hinweise dankbar. Die Betriebsgruppe des FRM-Reaktors ist unseren Wünschen immer entgegengekommen, wofür wir ihr danken.

<sup>43</sup> K. KUMAR u. M. BARANGER, Nucl. Phys. A **110**, 529 [1967].

<sup>44</sup> S. G. NILSSON, private Mitteilung (1970).

<sup>45</sup> G. A. BARTHOLOMEW u. a., Nuclear Data A **3**, 385 [1967].