

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 39 (1966)  
**Heft:** 5

**Artikel:** Der Zerfall von  $^{192}\text{Ir}$   
**Autor:** Schellenberg, L. / Kern, J.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-113696>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 15.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

## Der Zerfall von $^{192}\text{Ir}$

von **L. Schellenberg** und **J. Kern**

Physikalisches Institut der Universität Fribourg (Schweiz)

(22. IV. 66)

*Abstract.* The decay of 74.4 d  $^{192}\text{Ir}$  was studied with a double focusing Beta spectrometer. Both internal and external conversion electrons have been measured. The corresponding conversion coefficients have been obtained by normalizing the conversion and photon intensities by using the theoretical (Sliv and Band) conversion coefficient for the  $2'-0$  transition. New multipolarity information has been obtained for the higher energy transitions. Some new weak lines have been disclosed. A few modifications of the previously reported schemes for  $^{192}\text{Os}$  and  $^{192}\text{Pt}$  are proposed. The schemes are compared with different collective models.

### 1. Einleitung

Die Isotope mit gerader Massenzahl von Osmium und Platin sind vom theoretischen Standpunkt aus besonders interessant, da sie sich im Übergangsgebiet zwischen den deformierten Kernen im Gebiet der Massenzahlen 152–190 und den sphärischen Kernen im Bereich der Massenzahl 208 befinden. Die Eigenschaften der Niveauschemata der Osmium-Isotope werden gut dargestellt von dem von DAVYDOV und Mitarb. [1]<sup>1)</sup> beschriebenen asymmetrischen starren Kreisel, als auch durch die von FÄSSLER und GREINER [2] erweiterte Bohr-Mottelson-Theorie, d.h. Beibehaltung des axial-symmetrischen Kerns unter Berücksichtigung der Rotations-Vibrations-Wechselwirkung. In den Platinisotopen wird dagegen mit diesen Kollektivmodellen nur eine qualitative Beschreibung der Niveauschemata erhalten.

Die Untersuchung des Zerfalls von  $^{192}\text{Ir}$  (74,4 d) erlaubt es, einerseits den mit ca. 5% der Zerfälle durch Elektroneneinfang und Positronenzerfall populierte Kern  $^{192}\text{Os}$ , andererseits das durch  $\beta^-$  Zerfall entstehende  $^{192}\text{Pt}$  zu studieren. Der Zerfall dieses Isotops wurde bereits von verschiedenen Autoren untersucht [3–9]. Unsere Messungen wurden begonnen im Zusammenhang mit Eichmessungen an dem doppelt-fokussierenden Eisenspektrometer, wobei verschiedene schwache Übergänge im hochenergetischen Teil des Spektrums gefunden wurden. Vorläufige Ergebnisse dieser Arbeit wurden bereits früher publiziert [10]. Wir haben diese Untersuchungen fortgesetzt um die  $\gamma$  und  $e^-$  Intensitäten des gesamten Zerfallschemas zu erhalten, besonders im Hinblick auf schwach auftretende Übergänge und die teilweise stark voneinander abweichenden Ergebnisse anderer Autoren. Spin und Parität des Grundzustandes von  $^{192}\text{Ir}$ , dessen Wert nach älteren Messungen  $4^-$  oder  $5^-$  betrug, wurde von DOYLE et al. [11] eindeutig zu  $4^-$  bestimmt. Im Osmium und Platin sind für die meisten bekannten Niveaus aus früheren Messungen von Konversionskoeffizienten

<sup>1)</sup> Die Zahlen in eckigen Klammern verweisen auf das Literaturverzeichnis, Seite 437.

und Winkelkorrelationen Spin und Parität bekannt. Die Energien der stärksten Übergänge wurden durch die Präzisionsmessungen von G. MURRAY et al. [9] mit einer Genauigkeit von  $3 \cdot 10^5$  bestimmt. Die relativen Intensitäten der  $\gamma$  Linien, besonders im Gebiet bis 700 keV, wurden durch Messungen mit Kristallspektrometern [12] und der Methode der äusseren Konversion der  $\gamma$ -Strahlung erhalten. Hierbei traten zum Teil erhebliche Differenzen in den relativen Linienintensitäten auf. Sie dürften für die älteren Messungen teilweise davon herrühren, dass die Winkelverteilung der aus den Konvertern emittierten Konversionselektronen nicht genügend gut bekannt waren. Eine neuere Messung von LINDSTROEM und MARKLUND [4] vergleicht die mit einem gebogenen Kristallspektrometer vom DuMond-Typ und der Methode der äusseren Konversion, unter Verwendung eines doppeltfokussierenden Eisenspektrometers, erhaltenen Intensitäten. Innerhalb der Fehlergrenzen von 6–10% wurde eine gute Übereinstimmung der mit den beiden Methoden bestimmten Werte erhalten.

Die Intensitäten der  $K$ - und  $L$ -Linien bei der inneren Konversion der prominenten Übergänge sind gut bekannt. Die Übereinstimmung der verschiedenen Messungen liegt im allgemeinen innerhalb der angegebenen Fehlergrenzen.

## 2. Messmethode

Zur Messung der inneren und äusseren Konversion der  $\gamma$ -Linien des  $^{192}\text{Ir}$ -Zerfalls wurde das in unserem Institut gebaute doppeltfokussierende Eisenspektrometer ( $\sqrt{2} \cdot \pi$ ) benützt [13]. Sein Normalradius beträgt 30 cm, die Feldkoeffizienten sind  $\alpha = 1/2$ ,  $\beta = 3/8$ ,  $\gamma = 43/144$ . Die spezielle Anordnung der Erregerspulen um den inneren Eisenkern und anliegend am äusseren Eisenmantel erlaubt eine genaue Regelung der Feldform und ergibt einen kleinen Randeffekt. Das Magnetfeld des Spektrometers wird durch rotierende Spulen im Spektrometer und in einem Permanentmagneten gemessen und auf ca.  $2 \cdot 10^{-6}$  des Maximalwertes von 330 Gauss stabilisiert.

Tabelle 1

Zur Energieeichung benutzte Standardlinien [9]. Die entsprechenden Elektronenenergien wurden hieraus unter Verwendung der Tabellen von A. H. WAPSTRA et al. [16] berechnet

$E_\gamma$ (keV)
$295,938 \pm 0,009$
$308,429 \pm 0,010$
$316,486 \pm 0,010$
$468,053 \pm 0,014$
$588,557 \pm 0,017$
$604,385 \pm 0,017$
$612,435 \pm 0,017$

Als Elektronendetektor wurde für die oberhalb des  $\beta^-$  bzw. Compton Kontinuums liegenden Linien ein Geiger-Müller-Koinzidenzzählrohr [14] mit einem Nulleffekt von 6–8 Impulsen pro Minute verwendet. Im niederenergetischen Teil des Spektrums wurde ein Geiger-Müller-Zählrohr oder ein im Proportional-Bereich arbeitendes Butan-Durchflusszählrohr benützt [15]. Das Zählrohrfenster bestand aus aluminisiertem Mylar von einer Gesamtdicke von 0,9–1,0 mg/cm<sup>2</sup>.

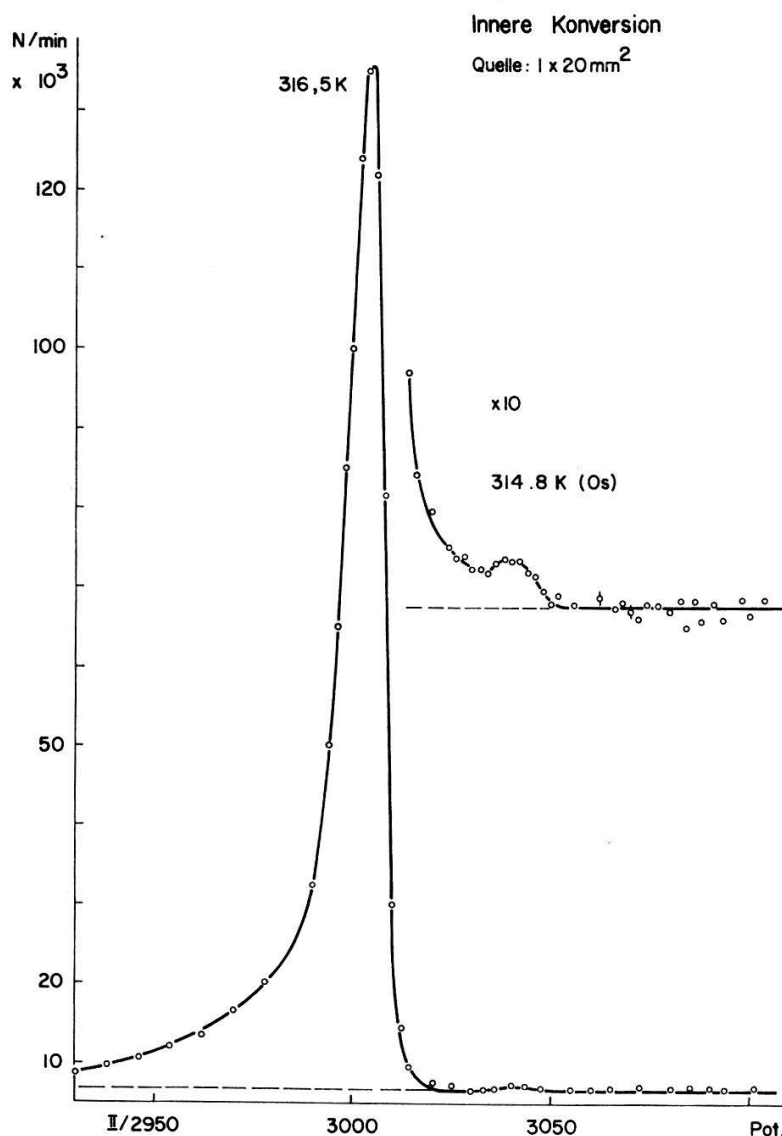
Für jede Messung wurde eine Energieeichung durchgeführt. Als Standardlinien wurden die von der Chalk-River-Gruppe [9] gemessenen Übergänge verwendet (Tabelle 1).

### 3. Quellen

Die Iridium-Quellen für die Messungen der inneren Konversion wurden durch Kathodenzerstäubung von spektroskopisch reinem Iridium in einer Argonatmosphäre von ca. 0,1 Torr hergestellt. Ein Iridiumdraht von 1,5 mm Durchmesser und 30 mm Länge wurde in der Achse eines Zylinders ( $\varnothing = 50$  mm), auf dem sich die zu verdampfende Aluminiumfolie befindet, montiert. Die Dicke der aufgetragenen Iridiumschicht lag zwischen 0,4 und 7 mg/cm<sup>2</sup>. Die in Streifen von 1 bis 6 mm Breite und 20 mm Höhe geschnittenen Quellen wurden im Reaktor des E.I.R. in Würenlingen (Schweiz) bei einem mittleren Neutronenfluss von  $1,2 \cdot 10^{13}$  n/cm<sup>2</sup>s während 15–25 Tagen aktiviert. Diese Quellen wurden auf den in Literatur [13] beschriebenen Quellenträger montiert. Für die Messungen mit äußerer Konversion wurden Iridiumstäbe der Dimensionen  $15 \cdot 1,5 \cdot 0,45$  mm<sup>3</sup> benützt. Die Aktivität betrug nach einer vierwöchigen Bestrahlung ca. 10 C. Die Abmessungen der nach der Methode von GLOVER und BORELL [17] hergestellten Uranium-Konverter lagen zwischen  $1-8 \cdot 20$  mm<sup>2</sup>. Ihre Dicke variiert zwischen 0,7 und 11 mg/cm<sup>2</sup>.

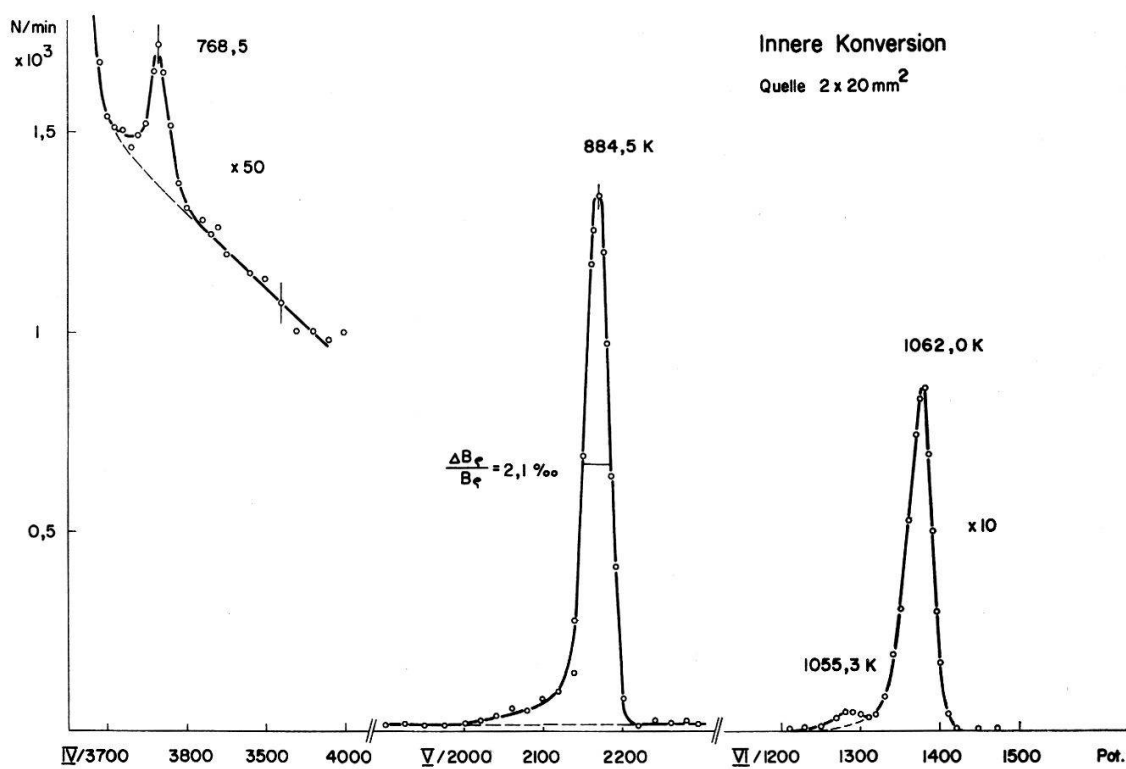
### 4. Messungen mit innerer Konversion

Die Messungen wurden mit verschiedenen Auflösungsvermögen durchgeführt. Im niederenergetischen Bereich bis ca. 650 keV wurde mit einem Impulsauflösungsvermögen von 1 bis 4<sup>0</sup>/<sub>00</sub> gearbeitet, für die Energien grösser als 650 keV wurden Auflösungen zwischen 1 und 7<sup>0</sup>/<sub>00</sub> benützt. Die Messdauer pro Punkt variierte zwischen 2 und 20 Minuten. Besonders für die schwachen Linienintensitäten, die sich über dem starken  $\beta$ -Untergrund bis 669 keV befinden, sind relativ lange Messzeiten notwendig. Die interessanten Gebiete des Konversionsspektrums sind in Figur 1 dargestellt.

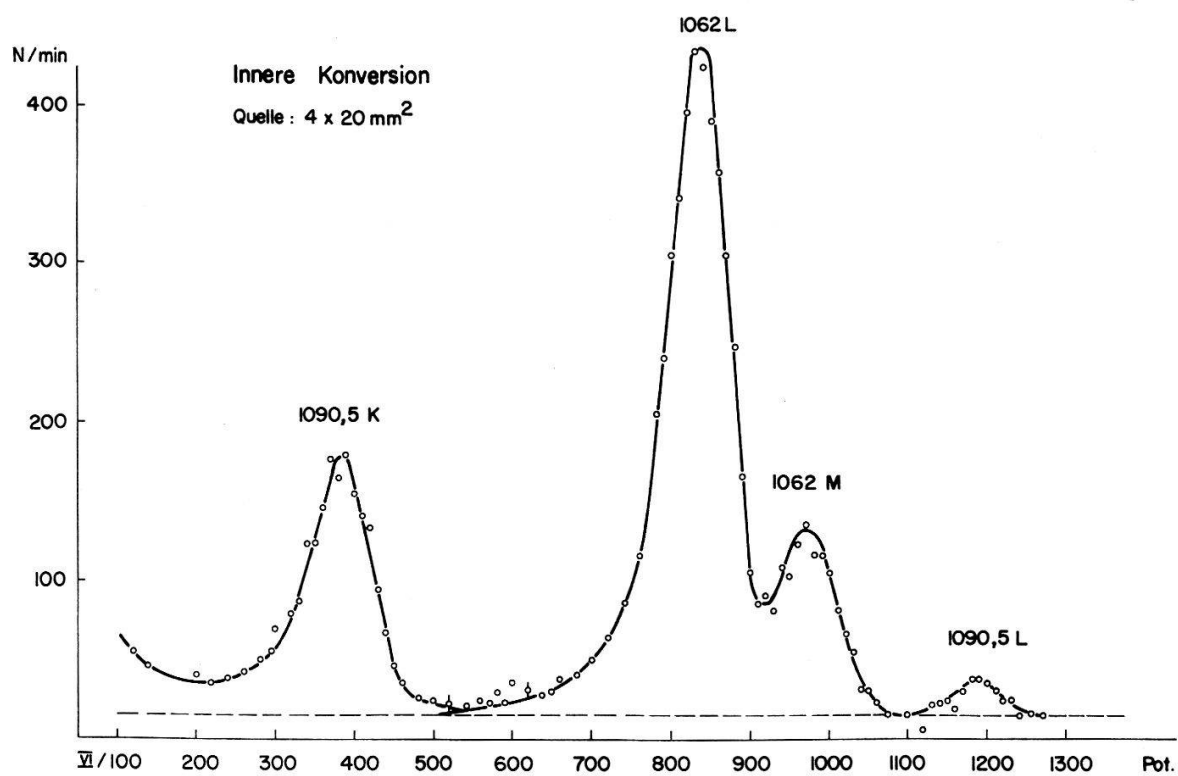


Figur 1a





Figur 1b



Figur 1c

Figur 1a-1c: Teile des inneren unkorrigierten Konversionsspektrums

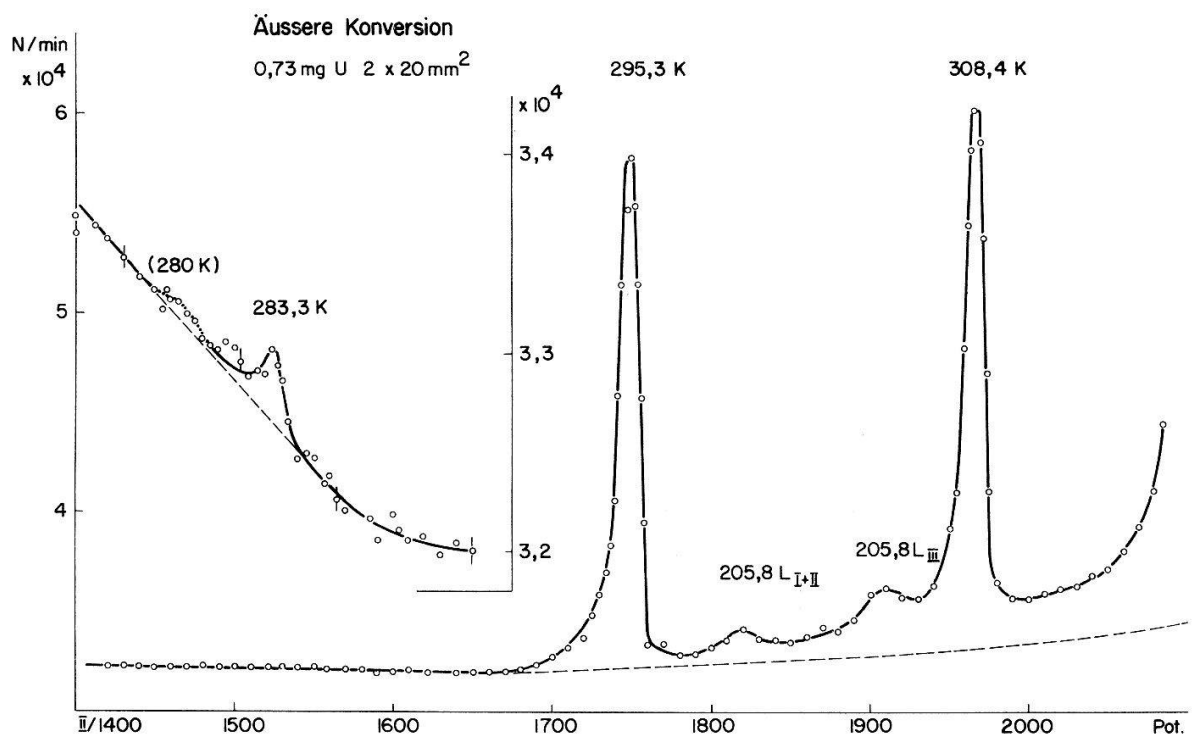
Die Bestimmung der Energien erfolgte mit den am besten definierten Konversionslinien, im allgemeinen  $K$ -Linien. Als Linienposition wurde das Linienzentrum in halber Höhe definiert. Die so erhaltenen Energien sind in Tabelle 2 in der dritten Kolonne eingetragen.

Die relativen Intensitäten wurden durch Integration über die Konversionslinien erhalten. Für die niederen Energien wurde eine Zählrohrfenster-Absorptions-Korrektur angebracht [18].

### 5. Messungen mit äusserer Konversion

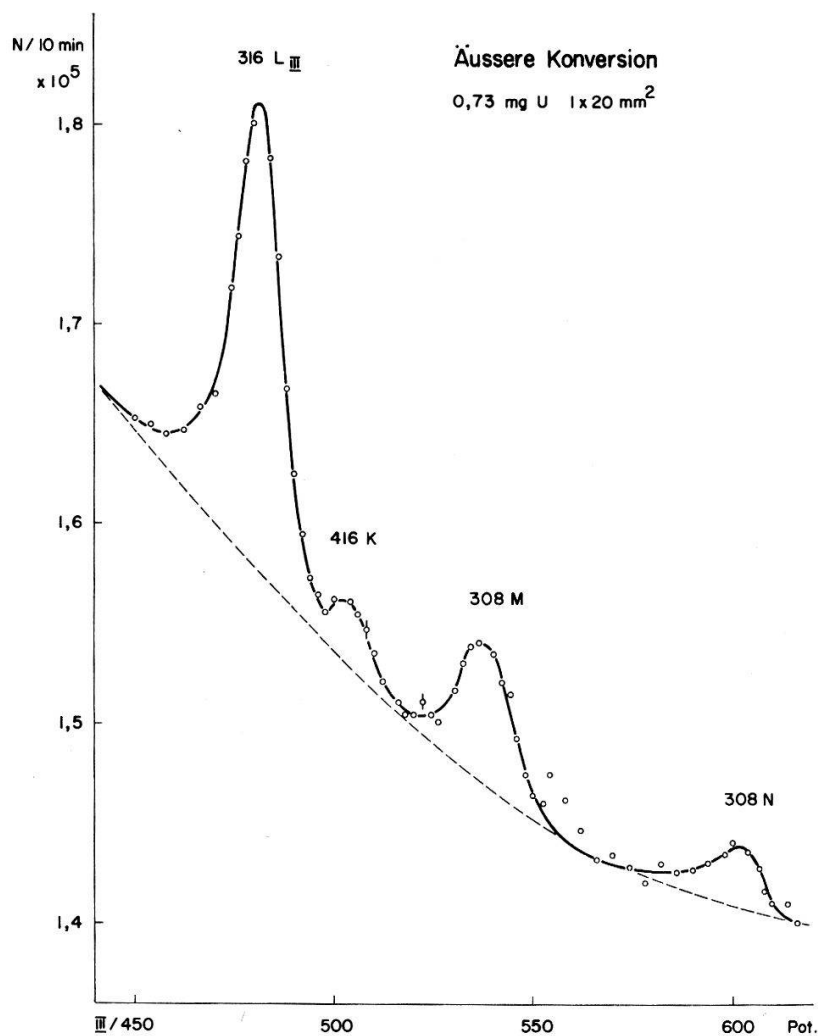
Zur Bestimmung der relativen  $\gamma$ -Intensitäten wurde die Methode von S. HULTBERG benutzt. Der totale photoelektrische Querschnitt  $\tau_K$  wurde den Arbeiten von WHITE GRODSTEIN [19] und HULTBERG et al. [20] entnommen. Die rechteckige Iridiumquelle war in einer Messingkapsel montiert [13]. Zur Absorption der von der Quelle emittierten Elektronen betrug die Wandstärke gegen die Seite des Konverters 0,6 mm. Der Abstand Quelle Konverter war 0,8 mm. Für diese geometrische Anordnung und Konverterbreiten von 1, 2, 4 und 8 mm wurden von S. HULTBERG die Korrekturfaktoren [21]  $f_K$  berechnet<sup>2)</sup>.

Ausschnitte des mit verschiedenen Konvertern gemessenen äusseren Konversionspektrums sind in Figur 2 dargestellt. Die einzelnen Energiebereiche wurden mit Auflösungsvermögen von 1–90/100 untersucht. Die Konverterdicke wurde im Hinblick auf die Energie und Intensität ausgewählt. Für die niederen Energien setzte, neben der Linienverbreiterung, die hohe Stosszahl des Comptonuntergrundes von der Zählerseite her eine Grenze für die Konverterdicke.



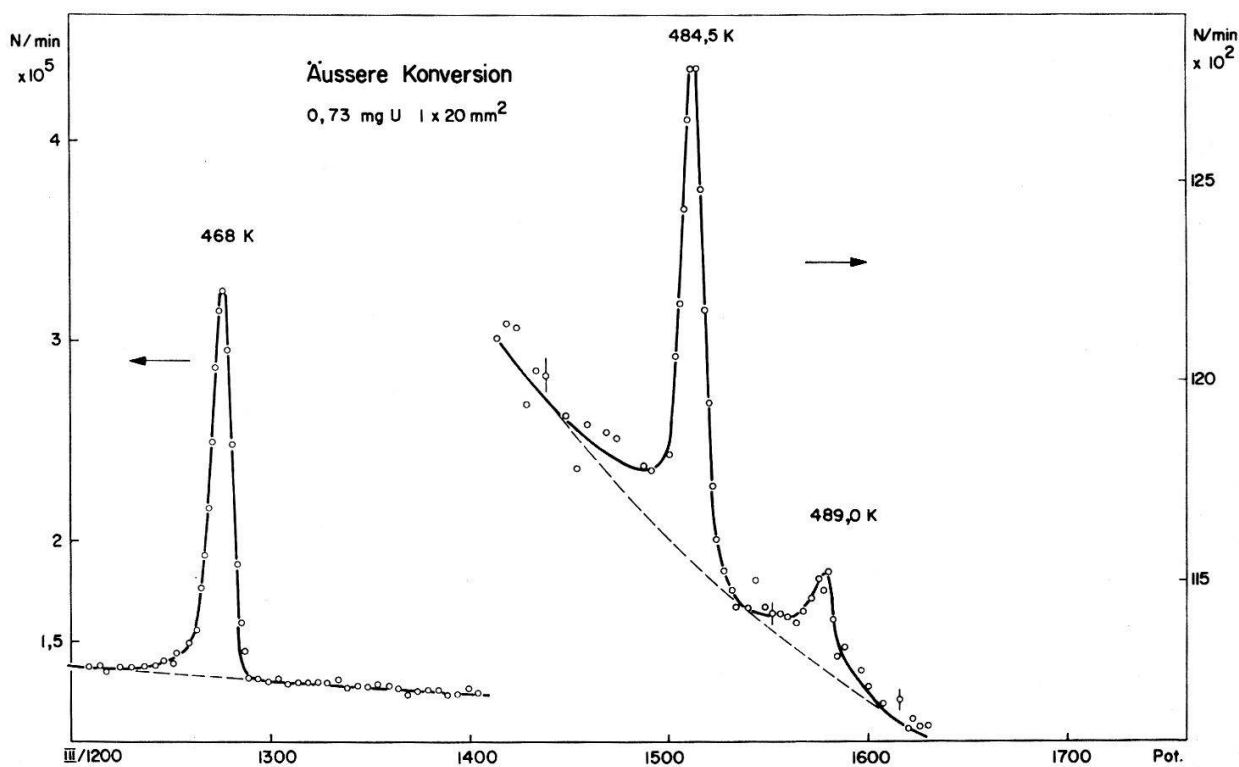
Figur 2a

<sup>2)</sup> Wir sind Herrn Dr. S. HULTBERG für die Ausführung der Berechnungen auf dem BESK Computer Stockholm (1961) und seine Kommentare zu herzlichem Dank verpflichtet.

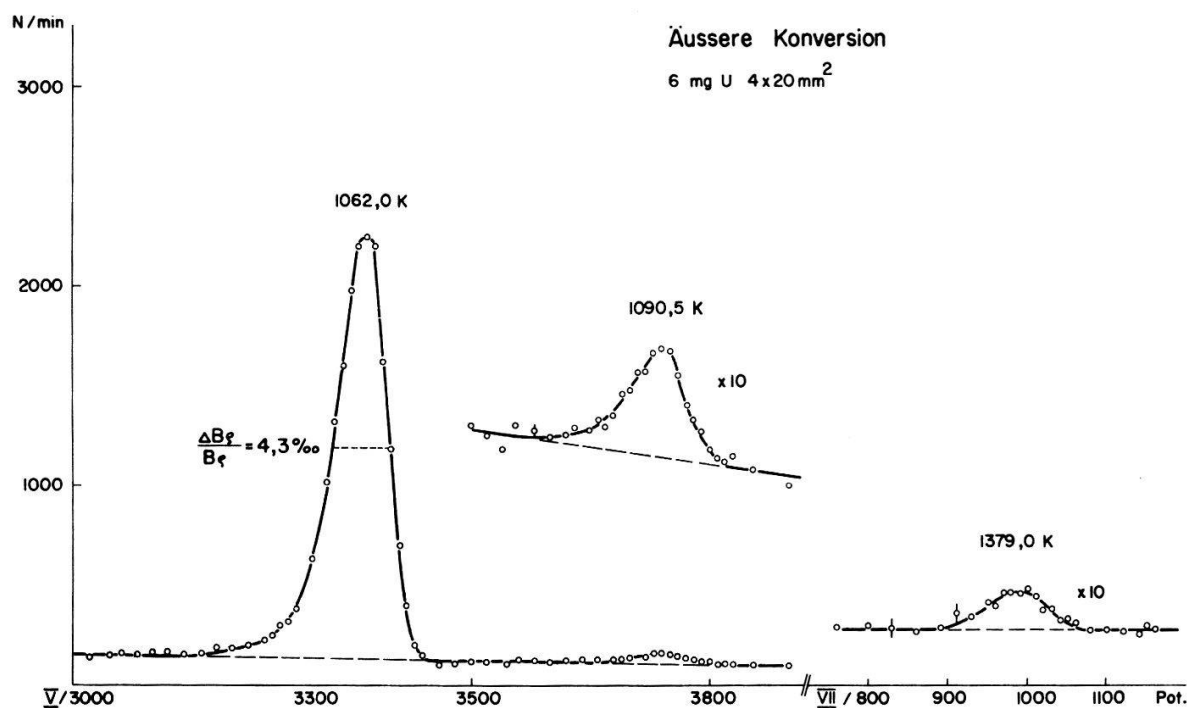


Die Energieeichung erfolgte gleich wie bei der inneren Konversion, nur wurde als Linienposition, wegen der stärkeren Linienverbreiterung bei niederen Energien, die halbe Höhe der Hochenergieseite der Linie festgelegt. In Kolonne 4 der Tabelle 2 sind die erhaltenen Linienenergien eingetragen.

Figur 2b



Figur 2c



Figur 2d

Figur 2a–2d: Teile des äusseren unkorrigierten Konversionsspektrums

## 6. Diskussion der Messergebnisse

In Tabelle 2 sind die aus den Messungen mit innerer und äusserer Konversion erhaltenen Energien der Linien in  $^{192}\text{Pt}$  und  $^{192}\text{Os}$  in der Reihenfolge der Depopulation der einzelnen Niveaus angegeben. Die Niveauenergien (Spalte 1 und 2) wurden soweit als möglich aus den in Tabelle 1 angegebenen Energien berechnet, sonst wurden unsere Energiewerte benützt, die Mittelwerte aus mehreren Einzelmessungen sind. Die Genauigkeit der mit kleiner Intensität über einem hohen Untergrund ( $\beta$ -Spektrum oder Comptonelektronen) auftretenden Linien ist wegen der Schwierigkeit der genauen Anpassung der Linienform entsprechend kleiner.

In der sechsten Kolonne sind die Summenrelationen für die zum Grundzustand führenden Kaskaden angegeben, die mit den in Spalte fünf eingetragenen Mittelwerten berechnet wurden. Die Abweichungen zwischen den einzelnen von einem Niveau ausgehenden Kaskaden sind im allgemeinen kleiner als 0,05%.

In der letzten Kolonne sind die Ergebnisse anderer Autoren angegeben, wobei jeweils die Werte mit den kleinsten Fehlerangaben benutzt wurden. Die Übereinstimmung der einzelnen Messungen ist sehr gut, für die höheren Energien konnten bedeutend genauere Werte angegeben werden. Die in Klammern angegebenen Linien sind nur sehr schwach aufgetreten, ihre Existenz ist daher nicht eindeutig bestimmt. Die relativen  $K$ -Konversionsintensitäten für die innere Konversion sind in Tabelle 3 angegeben. In Tabelle 4 sind die aus der äusseren  $K$ -Konversion berechneten relativen Intensitäten eingetragen. Die Intensitäten sind in beiden Fällen so normiert, dass der Wert für den 316-keV-Übergang gleich 100 wird. Neben unseren Messungen sind die Ergebnisse anderer Autoren aufgeführt.

Energien der  $\gamma$ -Linien in der Reihenfolge der Depopulation der einzelnen Niveaus in  $^{192}\text{Pt}$  und  $^{192}\text{Os}$ . In der 6. Kolonne sind die Summenrelationen für den Übergang in den Grundzustand angegeben, berechnet mit den Mittelwerten der Kolonne 5 und den entsprechenden Niveaus  $E_f$ . In Kolonne 7 sind die Werte anderer Autoren eingetragen. Die angegebenen Fehler sind die statistischen. Unsichere Übergänge sind in Klammern angegeben

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
$^{192}\text{Pt}$							
$E_i$ (keV)	$E_f$ (keV)	$E_\gamma$ (innere K.)	$E_\gamma$ (äußere K.)	$E_\gamma$ (gew. Mittel)	$E_i = E_\gamma + E_f$	$E_\gamma$ (and. Aut.)	Ref.
1378,7 $\pm$ 0,4	0	1378,3 $\pm$ 0,7	1379,6 $\pm$ 0,7	1379,0 $\pm$ 0,5	1379,0 $\pm$ 0,5	1368 $\pm$ 10	[3]
	316,486	1061,9 $\pm$ 0,5	1062,1 $\pm$ 0,5	1062,0 $\pm$ 0,4	1378,5 $\pm$ 0,4	1065 $\pm$ 2	[3]
	612,435	768,6 $\pm$ 0,7	—	768,6 $\pm$ 0,7	1381,0 $\pm$ 0,7	—	
1200,992 $\pm$ 0,024	316,486	884,24 $\pm$ 0,5	885,03 $\pm$ 0,5	884,46 $\pm$ 0,4	1200,94 $\pm$ 0,4	885,4 $\pm$ 1	[3]
	612,435	588,44 $\pm$ 0,1	588,55 $\pm$ 0,1	588,50 $\pm$ 0,07	1200,94 $\pm$ 0,07	588,557 $\pm$ 0,017	[9]
	784,539	416,41 $\pm$ 0,1	416,35 $\pm$ 0,2	416,41 $\pm$ 0,1	1200,95 $\pm$ 0,1	416,6 $\pm$ 0,7	[3]
1090,5 $\pm$ 0,4	920,864	(279,4 $\pm$ 1)	(280,5 $\pm$ 1)	(280 $\pm$ 1)	1200,75 $\pm$ 0,2	280,0	[6]
	0	1090,41 $\pm$ 0,5	1090,59 $\pm$ 0,5	1090,5 $\pm$ 0,4	1090,5 $\pm$ 0,4	1088 $\pm$ 10	[3]
	612,435	(477,6 $\pm$ 1)	—	(477,6 $\pm$ 1)	1090,0 $\pm$ 1	—	
1055,3 $\pm$ 0,7	0	1055,3 $\pm$ 0,7	—	1055,3 $\pm$ 0,7	1055,3 $\pm$ 0,7	—	
	316,486	(740 $\pm$ 1)	(739 $\pm$ 1)	(739 $\pm$ 1)	1055,4 $\pm$ 1	745 $\pm$ 3	[3]
920,864 $\pm$ 0,024	316,486	604,29 $\pm$ 0,1	604,40 $\pm$ 0,1	604,35 $\pm$ 0,07	920,84 $\pm$ 0,07	604,385 $\pm$ 0,017	[9]
	612,435	308,42 $\pm$ 0,1	308,37 $\pm$ 0,1	308,39 $\pm$ 0,07	920,83 $\pm$ 0,07	308,429 $\pm$ 0,01	[9]
	784,539	136,38 $\pm$ 0,1	—	136,38 $\pm$ 0,1	920,88 $\pm$ 0,1	136,33 $\pm$ 0,02	[3]
784,539 $\pm$ 0,024	316,486	468,03 $\pm$ 0,1	468,00 $\pm$ 0,1	468,02 $\pm$ 0,07	784,51 $\pm$ 0,07	468,053 $\pm$ 0,01	[9]
612,435 $\pm$ 0,017	0	Eichung	Eichung	—	—	—	
	316,486	295,97 $\pm$ 0,1	295,92 $\pm$ 0,1	295,94 $\pm$ 0,07	612,43 $\pm$ 0,07	295,938 $\pm$ 0,009	[9]
316,486 $\pm$ 0,010	0	Eichung	Eichung	—	—	—	
$^{192}\text{Os}$							
$E_i$ (keV)	$E_f$ (keV)	$E_\gamma$ (innere K.)	$E_\gamma$ (äußere K.)	$E_\gamma$ (gew. Mittel)	$E_i = E_\gamma + E_f$	$E_\gamma$ (and. Aut.)	Ref.
(950,0) $\pm$ 0,5	489,05	(415,4 $\pm$ 0,05)	—	(415,4 $\pm$ 0,5)	(904,45 $\pm$ 0,5)	413,7	[6]
	690,30	(214,7 $\pm$ 0,05)	—	(214,7 $\pm$ 0,5)	(905,0 $\pm$ 0,5)	212,2	[6]
690,30 $\pm$ 0,07	205,78	484,48 $\pm$ 0,1	484,51 $\pm$ 0,1	484,50 $\pm$ 0,07	690,28 $\pm$ 0,1	484,75 $\pm$ 0,20	[3]
	489,05	201,23 $\pm$ 0,1	201,38 $\pm$ 0,1	201,31 $\pm$ 0,07	690,36 $\pm$ 0,1	201,29 $\pm$ 0,02	[3]
580,22 $\pm$ 0,04	205,78	374,52 $\pm$ 0,2	374,58 $\pm$ 0,2	374,55 $\pm$ 0,14	580,33 $\pm$ 0,16	374,44 $\pm$ 0,04	[3]
489,05 $\pm$ 0,07	0	489,07 $\pm$ 0,1	489,03 $\pm$ 0,1	489,05 $\pm$ 0,07	489,05 $\pm$ 0,07	489,0	[6]
205,78	205,78	283,30 $\pm$ 0,1	283,45 $\pm$ 0,2	283,30 $\pm$ 0,1	489,05 $\pm$ 0,12	283,4 $\pm$ 0,2	[3]
	0	205,73 $\pm$ 0,1	205,76 $\pm$ 0,1	205,75 $\pm$ 0,07	205,75 $\pm$ 0,07	205,78 $\pm$ 0,02	[3]
Nicht zugeordneter Übergang							
(Pt) oder Os		319,32 $\pm$ 0,25	(321,1 $\pm$ 2,0)				
		314,80 $\pm$ 0,25	—				

Tabelle 3

Relative innere  $K$ -Konversions-Intensitäten. Für den 374-keV-Übergang ist die Intensität der  $L$ -Linie angegeben. In Kolonne 3–5 sind die Ergebnisse anderer Autoren eingetragen. Die Werte sind mit Zehnerpotenzen entsprechend den in Klammern angegebenen Exponenten zu multiplizieren

$E$ (keV)	diese Messung	HARMATZ et al. [6]	MARINKOV et al. [3]	BAGGERLY et al. [3]
110 (Os)	$<1,5$ ( 0)	6 (–1)	8 $\pm 1$ (–1)	–
136 (Pt)	3,3 $\pm 0,3$ ( 0)	3,15 ( 0)	3,0 $\pm 0,1$ ( 0)	3,52 ( 0)
201 (Os)	2,36 $\pm 0,2$ ( 0)	2,45 ( 0)	2,42 $\pm 0,19$ ( 0)	2,56 ( 0)
206 (Os)	10,6 $\pm 0,5$ ( 0)	10,5 ( 0)	11,26 $\pm 0,46$ ( 0)	11,5 ( 0)
212 (Os ?)	3 $\pm 2$ (–2)	schwach	–	–
280 (Pt)	6 $\pm 3$ (–2)	schwach	–	–
283 (Os)	4,8 $\pm 0,4$ (–1)	4,4 (–1)	4,7 $\pm 0,4$ (–1)	4,4 (–1)
296 (Pt)	43,9 $\pm 1$ ( 0)	43,9 ( 0)	43,0 $\pm 0,8$ ( 0)	43,3 ( 0)
308 (Pt)	42,0 $\pm 1$ ( 0)	38,8 ( 0)	41,0 $\pm 0,8$ ( 0)	44,7 ( 0)
316 (Pt)	100,00 ( 0)	100,00 ( 0)	100,00 ( 0)	100,00 ( 0)
315 (Os ?)	6,0 $\pm 0,15$ (–1)	schwach	–	–
374 (Os)	L 1,9 $\pm 0,1$ (–1)	6 (–1)	6,2 $\pm 0,6$ (–1)	–
416 (Pt)	4,9 $\pm 0,3$ (–1)	4,4 (–1)	5,2 $\pm 0,5$ (–1)	–
415 (Os ?)	3 $\pm 1$ (–2)	schwach	–	–
468 (Pt)	23,1 $\pm 0,6$ ( 0)	21,0 ( 0)	23,9 $\pm 0,7$ ( 0)	26,1 ( 0)
478 (Pt ?)	$<5$ (–2)	–	–	–
484 (Os)	1,38 $\pm 0,05$ ( 0)	1,14 ( 0)	1,29 $\pm 0,06$ ( 0)	1,59 ( 0)
489 (Os)	1,9 $\pm 0,2$ (–1)	3,2 (–1)	1,4 $\pm 0,1$ (–1)	–
589 (Pt)	1,39 $\pm 0,4$ ( 0)	1,23 ( 0)	1,30 $\pm 0,03$ ( 0)	1,44 ( 0)
604 (Pt)	3,95 $\pm 0,1$ ( 0)	3,51 ( 0)	3,74 $\pm 0,16$ ( 0)	4,15 ( 0)
612 (Pt)	1,48 $\pm 0,05$ ( 0)	1,31 ( 0)	1,39 $\pm 0,08$ ( 0)	1,71 ( 0)
739 (Pt ?)	1 $\pm 0,5$ (–3)	–	–	–
768 (Pt)	1,45 $\pm 0,1$ (–4)	–	–	–
885 (Pt)	3,90 $\pm 0,1$ (–2)	–	3,6 (–2)	6,5 (–2)
1055 (Pt ?)	5,7 $\pm 0,7$ (–5)	–	–	–
1062 (Pt)	2,4 $\pm 0,1$ (–3)	–	2 (–3)	–
1090 (Pt)	1,27 $\pm 0,07$ (–4)	–	–	–
1379 (Pt)	8,47 $\pm 0,35$ (–5)	–	–	–

Folgende zusätzliche Bemerkungen sind zu einzelnen Übergängen zu machen:

110 keV (Os). Für diesen Übergang liegt unsere Nachweisgrenze höher als der von HARMATZ et al. [6] und MARINKOV et al. [3] angegebene Wert.

215 keV (Os ?). Bei der inneren Konversion liegt die Intensität der  $K$ -Linie an der Grenze der Messgenauigkeit. Der Übergang konnte bei den Messungen mit äusserer Konversion nicht nachgewiesen werden. Für eine E2-Multipolarität würde man eine relative  $\gamma$ -Intensität von ca. 0,01 erwarten, was infolge des starken Comptonuntergrundes innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen liegt. Der Übergang muss daher als unsicher bezeichnet werden.

280 keV (Pt). Bei der inneren Konversion liegt die  $K$ -Linie im Bereich der  $M$ - und  $N$ -Linien der 201 und 206-keV-Übergänge. Der komplexe Charakter dieses Teiles des Spektrums erschwert die genaue Bestimmung des aus dem  $\beta$ -Spektrum und Anteilen anderer Linien zusammengesetzten Untergrundes. Bei der Messung mit äusserer Konversion liegen ähnliche Verhältnisse vor. Die schwachen Andeutungen der Linie können nicht als sicherer Nachweis betrachtet werden.



Tabelle 4

Relative  $\gamma$ -Intensitäten. In Kolonne 7–9 sind die Ergebnisse anderer Autoren angegeben

$E$ (keV)	Diese Messung	LINDSTRÖM et al. [4]	HAMILTON et al. [3]	BERGVALL [12]	SUMBAEV [12]	MLADJENOVIC et al. [3]	BAGGERLY et al. [3]	JOHNS et al. [3]
136 (Pt)		$0,27 \pm 0,05$					0,19	3,38
201 (Os)	$0,58 \pm 0,07$	$0,56 \pm 0,06$					0,46	1,04
206 (Os)	$4,0 \pm 0,5$	3,8					3,9	4,55
280 (Pt)	$\leq 0,15$	$< 0,1$						
283 (Os)	$0,44 \pm 0,05$	$0,4 \pm 0,2$					0,6	1,3
296 (Pt)	$34,6 \pm 1,5$	36	$37,5 \pm 2$	34,5	36,4	35,4	36	33,8
308 (Pt)	$37,6 \pm 1,5$	37	$39,5 \pm 3$	38	37,3	36,6	35	36,4
316 (Pt)	100	100	100	100	100	100	100	100
315 (Os?)	$0,6 \pm 0,3$	$1,5 \pm 0,5$						
374 (Os)	$0,8 \pm 0,2$	$0,6 \pm 0,2$					1,9	0,65
416 (Pt)	$0,93 \pm 0,2$	$< 0,3$					1,6	
468 (Pt)	$61,9 \pm 3$	60	$66 \pm 7$	60,2	61,6	63,9	64	57
484 (Os)	$4,15 \pm 0,2$	$4,0 \pm 0,4$					3,9	5,2
489 (Os)	$0,66 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,2$						
589 (Pt)	$5,5 \pm 0,5$	$4,9 \pm 0,5$	$4,9 \pm 0,5$	4,2	6,4	7,3	7,1	8,3
604 (Pt)	$11,1 \pm 0,7$	$10,5 \pm 0,7$	$9,6 \pm 1$	9,5	11,9	12,4	14	13
612 (Pt)	$7,2 \pm 0,5$	7	$6,0 \pm 1$	7,5	8,9	8,2	8,4	10
739 (Pt?)	$< 0,004$							
768 (Pt)	$< 0,002$							
885 (Pt)	$0,43 \pm 0,05$	$0,7 \pm 0,4$				0,5	0,5	1,17
1055 (Pt?)	$< 0,003$							
1062 (Pt)	$0,082 \pm 0,007$	$0,05 \pm 0,03$						
1088 (Pt)	$0,0023 \pm 0,0004$						0,05	0,195
1379 (Pt)	$0,0012 \pm 0,0002$							

Tabelle 5

Relative  $\alpha_K$ -Konversionskoeffizienten. Die Werte wurden bezüglich der reinen  $E2$ -Linie von 612 keV bestimmt

<sup>192</sup> Pt									
$E_i$ (keV)	Spin	$E_\gamma$ (keV)	$\alpha_K$ $\alpha_K(612) = E2_{Th.}$	$(M1)_{Th.}$ (nach SLIV und BAND [18])	$(E2)_{Th.}$	$(E1)_{Th.}$	$(M2)_{Th.}$	$(E3)_{Th.}$	Multipolarität
1378	3-	1379	4,11 $\pm$ 0,7	7,4 (-3)	2,42 (-3)	1,05 (-3)	1,8 (-2)	4,8 (-3)	E3
		1062	1,65 $\pm$ 0,2	9,4 (-3)	4,0 (-3)	1,6 (-3)	2,25 (-2)	8,4 (-3)	E1 + (M2)
1201	4+	885	5,1 $\pm$ 0,5	1,5 (-2)	5,6 (-3)	2,3 (-3)	3,7 (-3)	1,15 (-2)	E2
		589	1,43 $\pm$ 0,14	4,3 (-2)	1,2 (-2)	5,0 (-3)	1,13 (-1)	3,0 (-2)	E2 + M1
		416	3,0 $\pm$ 0,6	1,1 (-1)	2,8 (-2)	1,0 (-2)	3,2 (-1)	7,3 (-2)	E2
1090	2+	280	(2,3 $\pm$ 1,2 (-2))	3,05 (-1)	7,15 (-2)	2,58 (-2)	1,3 (0)	3,1 (-1)	(E1, E2)
921	3+	1090	3,15 $\pm$ 0,5	8,9 (-3)	3,7 (-3)	1,55 (-3)	2,1 (-2)	7,8 (-3)	E2
		604	2,02 $\pm$ 0,1	3,95 (-2)	1,18 (-2)				E2 + M1
		308	6,35 $\pm$ 0,3	2,35 (-1)	5,74 (-2)				E2 + M1
784	4+	468	2,12 $\pm$ 0,1	7,76 (-2)	2,15 (-2)				E2
612	2+	612	Normierung		1,17 (-2)				E2
		296	7,2 $\pm$ 0,3	2,65 (-1)	6,5 (-2)				E2 + M1
316	2+	316	5,6 $\pm$ 0,3	2,32 (-1)	5,4 (-2)				E2
<sup>192</sup> Os									
$E_i$ (keV)	Spin	$E_\gamma$ (keV)	$\alpha_K$ $\alpha_K(612, \text{Pt}) = E2_{Th.}$	$(M1)_{Th.}$ (nach SLIV und BAND)	$(E2)_{Th.}$	Multipolarität			
484	3+	484	1,88 $\pm$ 0,1	6,20 (-2)	1,92 (-2)	E2			
		201	2,35 $\pm$ 0,2	6,22 (-1)	1,45 (-1)	E2 + M1			
580	4+	374	3,77 $\pm$ 0,4	1,2 (-1)	3,8 (-2)	E2			
489	2+	489	1,64 $\pm$ 0,23	5,83 (-2)	1,83 (-2)	E2			
		283	6,2 $\pm$ 0,8	2,5 (-1)	6,9 (-2)	E2			
206	2+	206	1,50 $\pm$ 0,15	6,20 (-1)	1,55 (-1)	E2			

*315 keV (Os) oder 319 keV (Pt).* Bei der inneren Konversion wurde am Hochenergieende der stärksten  $K$ -Linie des Spektrums ( $E_\gamma = 316$  keV) eine bezüglich des Untergrundes schwache Linie eindeutig gefunden (Fig. 1a). Ihre Zuordnung zum Platin oder Osmium ist nicht eindeutig. Die Elektronenenergie dieser  $K$ -Linie beträgt  $240,9 \pm 0,25$  keV, was einer Übergangsenergie von 319,3 keV in Platin oder 314,8 keV in Osmium entsprechen würde. Im äusseren Konversionsspektrum wird bei einer Zugehörigkeit zum Osmium die  $K$ -Konversionslinie durch den niederenergetischen Teil der 316-keV-Linie maskiert. Im Falle einer Zugehörigkeit zum Platin sollte im äusseren Konversionsspektrum eine Linie bei einer  $K$ -Elektronenenergie von 203,7 keV auftreten. Eine schwache Linie ist bei einer Elektronenenergie von  $205,5 \pm 2$  keV aufgetreten. Die entsprechende  $\gamma$ -Energie beträgt 321,1 keV. Die Intensität dieser Linie ist etwa zweimal schwächer als der von LINDSTRÖM et al. [4] angegebene Wert. Sie fällt innerhalb der Fehlergrenzen mit der  $N$ -Linie (204,8 keV) des 205,8-keV-Überganges zusammen, dessen  $M$ -Linie (201,5 keV) unter der  $K$ -Linie des 316-keV-Überganges liegt. Die Intensitäten der  $M$ - und  $N$ -Linie lassen sich aus dem totalen Photowirkungsquerschnitt für Uran abschätzen [20, 22]. Es ergibt sich mit  $\tau_K/\tau_{N+\dots} \simeq 45$  und  $\tau_K/\tau_M \simeq 19$  für die  $N + \dots$ -Linien eine relative Intensität von  $\sim 0,1$ , für die  $M$ -Linie  $\sim 0,2$ . Aus dem relativen Konversionskoeffizienten würde eine  $E2$ -Multipolarität für einen Übergang in Platin folgen. Die Existenz der Linie in äusserer Konversion kann aber nicht als eindeutig bestimmt angesehen werden, infolge der durch die schwache Intensität bedingten grossen Fehlergrenzen. Die mögliche Einordnung in das Niveauschema des Platins oder Osmiums wird noch diskutiert werden.

*374 keV (Os).* Die innere  $K$ -Konversionslinie wird teilweise von der 316- $L_I$ -Linie überdeckt. Zur Intensitätsbestimmung wurde daher die  $L$ -Linie benutzt und daraus unter Annahme eines  $E2$ -Überganges die entsprechende  $K$ -Linienintensität berechnet.

*415 keV (Os?).* Bei der inneren Konversion tritt eine schwache Linie am Fuss der Hochenergieseite der  $K$ -Linie des 416-keV-Überganges auf. Im äusseren Konversionsspektrum konnte diese Linie nicht beobachtet werden. Sie wurde vorläufig dem Osmium zugeordnet [6].

*416 keV (Pt).* Mit einem Auflösungsvermögen von 0,1–0,2% konnte diese Linie bei der äusseren Konversion von den benachbarten 316  $L_{III}$ - und 308  $M$ -Linien getrennt werden und damit eine relativ genaue Intensitätsbestimmung erhalten werden. Die grossen Differenzen, die zwischen den Messungen der verschiedenen Autoren aufgetreten sind, dürften auf ein ungenügendes Auflösungsvermögen (0,4–0,7%) zurückzuführen sein.

*477,6 keV (Pt?).* Bei der entsprechenden  $K$ -Elektronenenergie ist im inneren Konversionsspektrum eine schwache Linie aufgetreten, die mit der äusseren Konversion nicht nachgewiesen werden konnte. Die Existenz dieser Linie ist aus unserer Messung nicht eindeutig bestimmt. Im Zerfall des  $^{192}\text{Au}$ -Kerns in  $^{192}\text{Pt}$  wurde von B. NYMAN [23] eine Linie von 476,95 keV beobachtet, deren  $K$ -Elektronenintensität ca. viermal kleiner ist als die von uns angegebene obere Schranke, bei der von uns vorgeschlagenen Einordnung in das Niveauschema.

*739 keV (Pt?).* Im inneren und äusseren Spektrum ist diese Linie sehr schwach aufgetreten. Infolge der kleinen Intensitäten kann diese Linie nicht als eindeutig gesichert gelten.

767 keV (Pt)<sup>3)</sup>. Dieser Übergang wurde eindeutig im inneren Konversionsspektrum beobachtet, bei der äusseren Konversion ist eine obere Schranke für die Intensität angegeben.

1055,3 keV (Pt). Im inneren Konversionsspektrum ist diese Linie eindeutig aufgetreten, sie konnte mit äusserer Konversion nicht sicher nachgewiesen werden.

Ein Vergleich unserer Messungen mit denjenigen anderer Autoren zeigt für die prominenten Linien bei innerer Konversion eine gute Übereinstimmung. Für die schwächeren Linien, die starken Übergängen benachbart sind, treten grössere Abweichungen auf, vor allem gegenüber den aus Schwärzungsmessungen von Filmen erhaltenen Resultaten [6]. Für die höher als 650 keV liegenden Übergänge sind nur teilweise Resultate anderer Autoren vorhanden. Die Werte von MARINKOV et al. [3] für den 885-keV- und 1062-keV-Übergang stimmen mit unseren Resultaten überein.

Bei den relativen Intensitäten zeigt sich ebenfalls für die Hauptlinien eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Autoren. Die Abweichungen gegenüber den älteren Messungen dürften im wesentlichen auf die ungenaue Kenntnis des Korrekturfaktors  $f_K$  in Funktion der Energie zurückzuführen sein. Die in den Nuclear Data Sheets [3] für den 1056-keV-Übergang angegebenen Energien beziehen sich ausser der dortigen Literatur 62 Ke 10 (unsere Literatur [10]) auf den 1062-keV-Übergang, wie eindeutig aus den angegebenen Intensitäten folgt. Der von ANTONOVA et al. [3] bei  $1368 \pm 10$  keV gefundene Übergang stimmt ungefähr mit unserem Wert von  $1379,0 \pm 0,5$  keV überein.

Von uns nicht gefunden wurde die von HARMATZ et al. [6] mit schwach angegebene Linie von 435,8 keV in <sup>192</sup>Pt. Als obere Grenze ihrer Intensität lässt sich aus unseren Messungen ein Wert von 0,03 angeben. Ferner konnten keine der in älteren Messungen erwähnten Übergänge bei 173, 784, 1157 und 1360 keV beobachtet werden.

In Tabelle 5 sind die aus den *K*-Konversions- und  $\gamma$ -Intensitäten berechneten relativen Konversionskoeffizienten eingetragen. Gleichfalls angegeben sind die nach den Tabellen von SLIV und BAND [18] berechneten theoretischen Werte für die in Frage kommenden Multipolaritäten. Zur Normalisierung wurde der reine *E*2-Übergang von 612 keV verwendet.

In Tabelle 6 sind die experimentellen *K*/*L*- und  $L_{I+II}/L_{III}$ -Konversionsverhältnisse einiger Übergänge angegeben.

Das Zerfallsschema wie es aus dieser Messung und den Ergebnissen anderer Autoren folgt ist in Figur 3 dargestellt. Die Spins und Paritäten der Niveaus sind bis zum 3<sup>+</sup>-Zustand bei 921 keV gut bekannt. Aus dem *E*2-Charakter der 885- und 589-keV-Linie und den Winkelkorrelationsmessungen [3, 8] folgt der Spin 4<sup>+</sup> für das Niveau bei 1200 keV. Die Linien von 1055,3 und 1090,5 sind als Übergänge in den Grundzustand eingeordnet. Die Zuordnung zum Platin des 1055,3-keV-Übergangs ist nicht sicher, da mit der äusseren Konversion diese Linie nicht sicher gefunden wurde. Das Auftreten einer Linie von 1055,0 keV im <sup>192</sup>Au-Zerfall [23] spricht für diese Zuordnung. Zusammen mit dem nicht eindeutig bestimmten 740-keV-Übergang ergibt sich diese Einordnung in das Schema. Die 1090,5-keV- $\gamma$ -Linie ist nach den Energiemessungen eindeutig dem Platin zuzuordnen. Der *E*2-Charakter dieses Übergangs

<sup>3)</sup> Die in Ref. [10] für diese Linie angegebene Intensität ist infolge eines Schreibfehlers ein Faktor 20 zu gross.

Tabelle 6

Interne Konversionsintensitäten und  $K/L$ - und  $L_{I+II}/L_{III}$ -Verhältnisse einiger Übergänge in Osmium und Platin

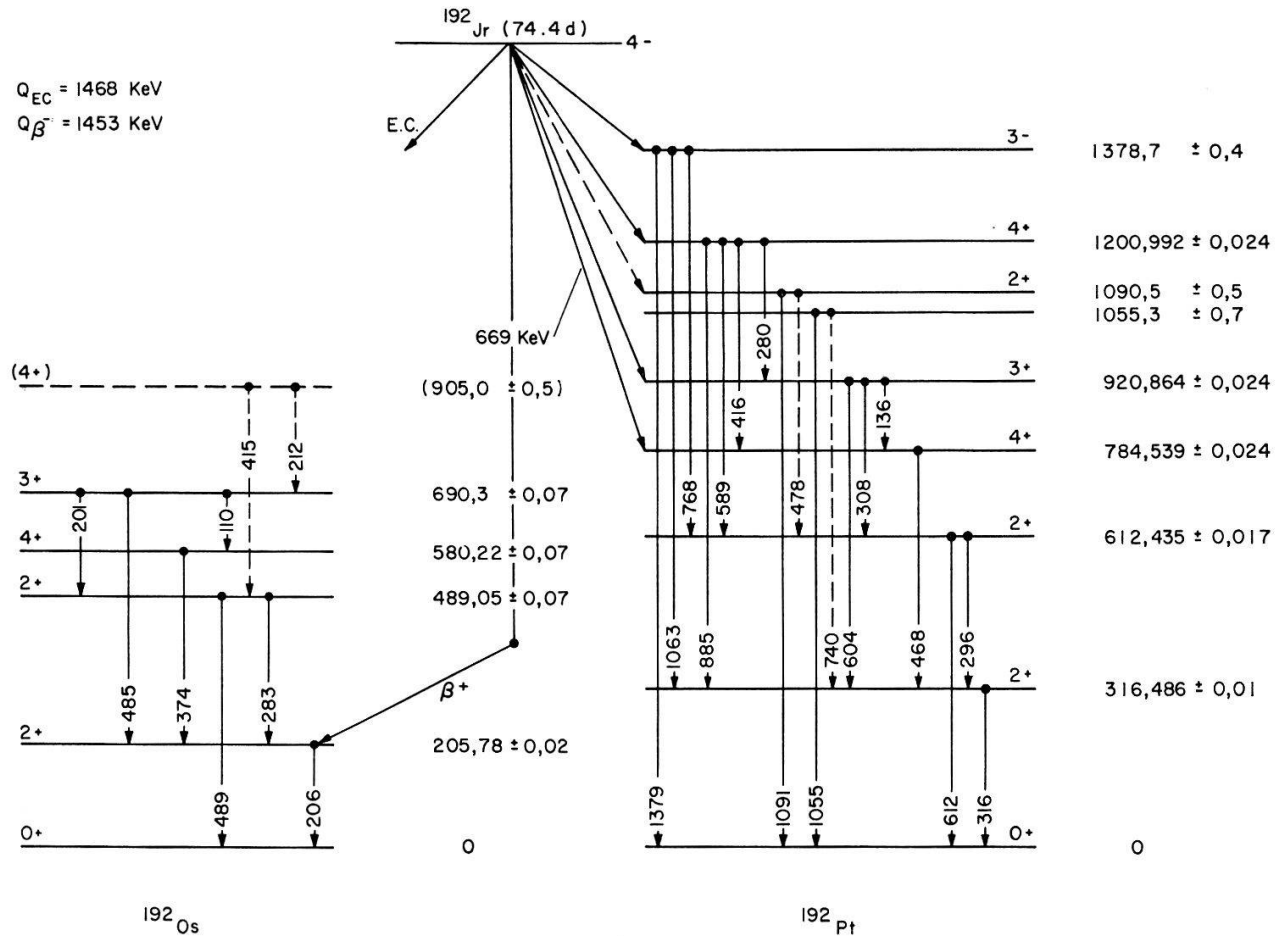
Übergang (keV)	$K$	$L_{I+II}$	$L_{III}$	$M$	$K/L$	$L_{I+II}/L_{III}$	Multipolarität
$^{192}\text{Pt}$							
1379	100		19,4	6,6	$5,2 \pm 0,4$		$E3$
1090	100		15,5	5,3	$6,4 \pm 0,5$		$E2$
1062	100		15,2	3,9	$6,6 \pm 0,4$		$E1$
885	100		19,4	5,0	$5,2 \pm 0,4$		$E2$
468	100	22,6	4,3	1,3	$3,7 \pm 0,3$	$5,3 \pm 0,3$	$E2$
416	100	22,2	4,7	—	$3,7 \pm 0,5$	$4,7 \pm 0,5$	$E2$
316	100	33,8	10,8	10,9	$2,2 \pm 0,1$	$3,15 \pm 0,2$	$E2$
308	100	34,8	11,1	—	$2,2 \pm 0,1$	$3,13 \pm 0,2$	$E2 + M1$
295	100	35,0	10,6	9,8	$2,2 \pm 0,2$	$3,3 \pm 0,2$	$E2 + M1$
136	—	22,5	13,5	1,12	—	$1,7 \pm 0,2$	$E2 + M1$
$^{192}\text{Os}$							
484	100	23	3	—	$3,8 \pm 0,3$	$7,6 \pm 0,9$	$E2 + M1$
374	—	53	14	—	—	$3,8 \pm 0,2$	$E2$
206	100	44,6	21,4	17,3	$1,52 \pm 0,05$	$2,08 \pm 0,05$	$E2$
201	100	36,8	15,8	10,5	$1,9 \pm 0,1$	$2,33 \pm 0,1$	$E2 + M1$

erfordert einen Spin  $2^+$  für ein Niveau bei 1090,5 keV. Für den unique einfach verbotenen  $\beta^-$ -Übergang berechnet sich ein  $\log(f_1 t)$ -Wert von 9,3. Bei Berücksichtigung der 477,6-keV-Linie ergibt sich mit der von Nyman gemessenen  $K$ -Elektronenintensität ein  $\log(f_1 t)$  von 8,45. Verhältnismässig grosse  $(f t)$ -Werte wurden auch für die anderen  $\beta^-$ -Zerfälle erhalten, analog wie für die Iridiumisotopen  $^{188}\text{Ir}$  und  $^{194}\text{Ir}$ . Aus der Multipolarität  $E3$  der 1379-keV-Linie und  $E1$  der 1062-keV-Linie ergibt sich eindeutig der Spin  $3^-$  für das 1379-keV-Niveau. Die Winkelkorrelationsmessungen verlangten den Spin 3 oder 4 [3, 8].

Die für die Linien im Osmium bestimmten Multipolaritäten bestätigen die bekannten Spins und Paritäten der Niveaus. Die Einordnung des 374-keV-Übergangs ( $E2$ ) erfolgte nach dem Modell von DAVYDOV et al. [10] und dem Energieverlauf des ersten  $4^+$  Niveaus in den geraden Osmiumisotopen. Die beiden schwach auftretenden Übergänge von 212 und 415 keV können ein mögliches Niveau von 905 keV depopulieren.

Der nicht zugeordnete Übergang von 319,3 keV (Pt) oder 314,8 keV (Os) lässt sich in keinem der beiden Schemen einordnen ohne ein neues Niveau zu verlangen. Die Energie entspricht ungefähr der Differenz zwischen dem 1379- und 1055-Niveau. Neben der sehr schlechten Energiesummenrelation ( $\Delta E = 4$  keV) ist diese Einordnung auch wegen der im Vergleich zu den Populations- und Depopulationsintensitäten dieser Niveaus zu grossen Intensität der Linie sehr unwahrscheinlich. Bei einer Zu-





Figur 3

Zerfallsschema von  $^{192}\text{Ir}$ . Unsichere Übergänge sind gestrichelt eingezeichnet.

ordnung zum Osmium muss ein weiteres Niveau im Bereich zwischen 800 und 1005 keV verlangt werden. Aus der Niveausystematik der Osmiumisotope lassen sich ein  $4^{+}$ - und ein  $6^{+}$ -Niveau in diesem Gebiet erwarten.

## 7. Interpretation der Niveauschemata

In diesem Abschnitt werden die für die verschiedenen Niveaus gemessenen Energien mit den aus Kernmodellen berechneten Werten verglichen. Im ursprünglichen Modell der starken Kopplung von BOHR und MOTTELSON [24] sind die Energien des Grundbandes ( $K = 0$ ) und des  $\gamma$ -Vibrationsbandes ( $K = 2$ ) gegeben durch:

$$E_{10} = 1/6 E_{20} \cdot I \cdot (I + 1)$$

und

$$E_{12} = E_{22} + 1/6 E_{20} \cdot I \cdot (I + 1) - 6.$$

In Figur 5 sind für  $^{192}\text{Os}$  die berechneten  $E_{IK}$  aufgetragen. Die Energieverhältnisse  $E_{40}/E_{20}$  sind 2,82 für  $^{192}\text{Os}$  bzw. 2,48 für  $^{192}\text{Pt}$ . Beide Werte sind kleiner als der aus dem Modell folgende Wert 3,33. Solche Abweichungen vom  $I \cdot (I + 1)$ -Gesetz werden im Bohr-Mottelson-Modell durch die Existenz einer Rotations-Vibrations-Wechselwir-



kung erklärt. Mit einer Störungsrechnung erster Ordnung erhält man für die Beschreibung der Grundbande

$$E_{10} = A \cdot I \cdot (I + 1) - B \cdot I^2 \cdot (I + 1)^2.$$

Die berechneten Energieniveaus sind gleichfalls in Figur 5 eingetragen.

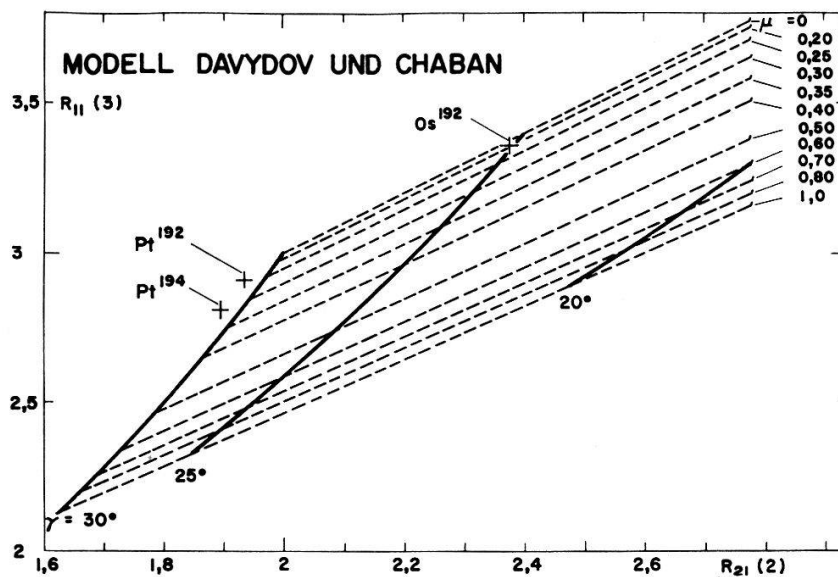
Eine systematische Theorie der Rotations-Vibrations-Wechselwirkung des um seine axialsymmetrische Gleichgewichtslage schwingenden deformierten Kerns wurde von GREINER und FÄSSLER gegeben [2]. Die Zulassung von kleinen Schwingungen um die Gleichgewichtslage  $\gamma = \gamma_0 = 0$  und  $\beta = \beta_0$  führt über die Komponente des Trägheitsmomentes in Richtung der Symmetrieachse zu einem Wechselwirkungsterm in dem Bohr-Hamilton-Operator. Die drei Parameter des Modells, das reziproke Trägheitsmoment  $\varepsilon$ , die  $\gamma$ -Vibrationsenergie  $E_\gamma$ - und die  $\beta$ -Vibrationsenergie  $E_\beta$  werden mit Hilfe der Tabellen von FÄSSLER et al. [25] aus den experimentell bestimmten Energien  $E_{20} = E_{2g}$ ,  $E_{22} = E_{2\gamma}$  und  $E_{00} = E_{0+\beta}$  erhalten. Die Energie  $E_{0+\beta} \equiv E_\beta$ , weil zwischen den  $0^+$ -Niveaus keine Rotations-Vibrations-Wechselwirkung besteht. Die Position des  $\beta$ -Bandes in  $^{192}\text{Os}$  ist nicht bekannt. Um die Rechnungen durchführen zu können, wurde eine Energie von  $E_\beta = 1500$  keV angenommen, entsprechend der erwarteten ungefähren Lage dieses Niveaus. Die hohe Anregungsenergie bewirkt, dass die Rechnungen relativ unempfindlich auf diese Grösse sind. Mit den berechneten Parametern wurden die Energiewerte für das Osmium durch Interpolation der Tabellenwerte erhalten. Die Ergebnisse sind für zwei verschiedene  $\beta$ -Energien in Tabelle 7 und für  $E_\beta = 1500$  keV auch in Figur 5 dargestellt. Die Fehler, die durch die Interpolation statt einer exakten Diagonalisierung auftreten, sind für die Grundbande ca. 0,3%, für die  $\gamma$ -Bande maximal 10%. Die grösseren Abweichungen von den experimentellen Werten rühren daher, dass die in der Theorie gemachte Annahme einer einfachen harmonischen Schwingung des Kerns für dieses Osmiumisotop nicht mehr völlig korrekt ist und bei unseren Berechnungen die Korrekturen für den CAP (Verminderung der Paarkraft durch die Coriolis-Kraft) und Blocking Effekt nicht eingeschlossen sind [25].

Tabelle 7

Einfluss der  $\beta$ -Vibrationsenergie auf die Niveauenergien des  $^{192}\text{Os}$ , berechnet nach den Tabellen von FÄSSLER et al. [24]

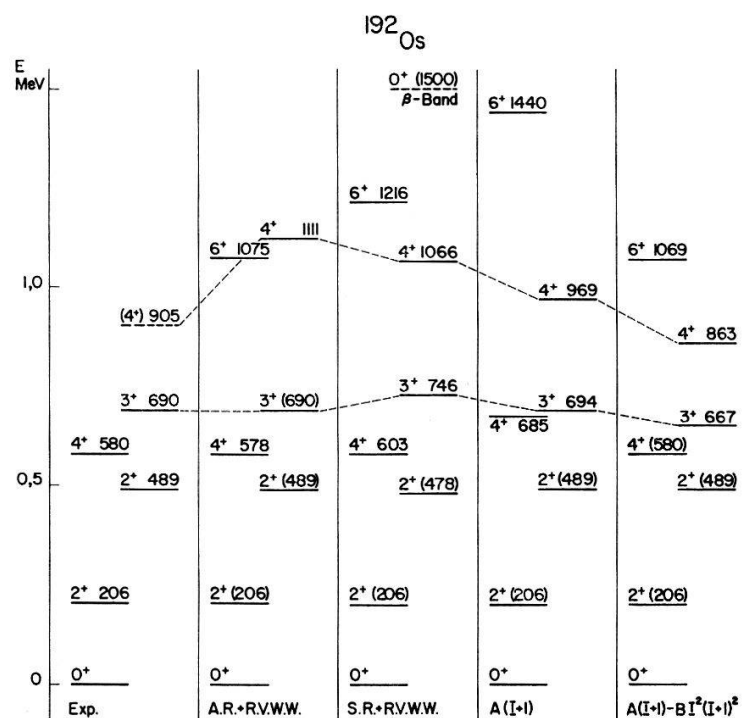
I:	4	6	8	3	4	5
$E = 1700$ keV	604	1216	1955	749	1076	1535
$E = 1500$ keV	602	1210	1947	747	1067	1519

Eine andere Beschreibung der Spektren deformierter Kerne wurde von DAVYDOV und Mitarb. mit dem Modell eines asymmetrischen starren Kreisels entwickelt [1]. Der Unterschied zwischen diesem Modell und dem von GREINER und FÄSSLER erweiterten Bohr-Mottelson-Modell liegt darin, dass bei dem starren Kiesel die Gesamtenergie in den Rotationsfreiheitsgraden steckt, beim Rotations-Vibrationsmodell die Energie auf die Schwingungs- und Rotationsfreiheitsgrade verteilt ist. Für unsere Berechnungen haben wir das von DAVYDOV und CHABAN [1] erweiterte Modell, das



Figur 4

Bestimmung der Modellparameter  $\gamma'$  und  $\mu$  des Davydov- und Chaban-Modells aus den Verhältnissen  $R_{11}(3) = E(13)/E(12)$  und  $R_{21}(2) = E(22)/E(12)$ .



Figur 5

Vergleich der nach verschiedenen Kollektivmodellen berechneten Niveauenergien mit den experimentellen Werten in <sup>192</sup>Os. Die Parameter jedes Modells wurden aus den experimentellen in Klammern gesetzten Energien bestimmt. A.R.+R.V.W.W. bezieht sich auf das Modell von DAVYDOV und CHABAN, S.R.+R.V.W.W. auf das von FÄSSLER und GREINER,  $A(I+1)$  und  $A(I+1) - B I^2(I+1)^2$  auf das Bohr-Mottelson-Modell ohne und mit Rotations-Vibrations-Störungsrechnung.

die Wechselwirkung der Rotationsbewegung mit den  $\beta$ -Vibrationsschwingungen berücksichtigt, verwendet. Die Parameter  $\gamma$  und  $\mu$  wurden nach den Tabellen von P. D. DAY et al. [26] aus den Verhältnissen  $R_{21}(2) = E(^22)/E(^12)$  und  $R_{11}(3) = E(^13)/E(^12)$  bestimmt. Wie aus Figur 4 folgt, erhält man für Osmium mit dem Wertepaar  $R_{21}(2) = 2,377$  und  $R_{11}(3) = 3,355$  die Parameter  $\gamma = 25,2^\circ$  und  $\mu = 0,19$ . Die hiermit berechneten Energien sind in Figur 5 eingetragen. Der Wert des  $4^+$ -Niveaus von 574,4 keV ist in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Ergebnis von 580,2 keV und unterstützt damit die Einordnung der 374-keV-Linie und die Position des  $4^+$ -Niveaus in dem Schema.

Für das  $^{192}\text{Pt}$  ergeben sich, wie aus Figur 4 hervorgeht, mit den Grössen  $R_{21}(2) = 1,935$  und  $R_{11}(3) = 2,910$  Werte für  $\gamma$  und  $\mu$ , die ausserhalb des Gültigkeitsbereiches des Modelles liegen, eine Situation ähnlich wie beim Nachbarkern  $^{194}\text{Pt}$ . Berechnet man die Werte  $\gamma$  und  $\mu$  aus den Verhältnissen  $R_{11}(4)$  und  $R_{21}(2)$ , so ergibt sich ein  $\gamma$  von  $29^\circ$  und ein  $\mu$  von 0,35. Die Anregungsenergie für das erste  $3^+$ -Niveau wird damit 888 keV, im Gegensatz zum experimentellen Wert von 921 keV.

### 8. Schlussfolgerungen

Die Niveauschemata von  $^{192}\text{Os}$  und  $^{192}\text{Pt}$  wurden durch den Zerfall des Iridiums untersucht. Durch die Messung der inneren und äusseren Konversion wurden die relativen Konversionskoeffizienten der  $\gamma$ -Übergänge und damit Spin und Parität besonders der höher liegenden Niveaus bestimmt. Einige neue schwache Übergänge wurden gefunden. Die Niveauenergien wurden mit verschiedenen Kollektivmodellen verglichen. Für das  $^{192}\text{Os}$ -Isotop wurde die beste Übereinstimmung mit dem asymmetrischen Rotor-Modell von DAVYDOV und CHABAN erhalten. In  $^{192}\text{Pt}$  konnte nur eine qualitative Übereinstimmung gefunden werden. Eine der Schwierigkeiten liegt auch in der relativ niedrigen Energie des  $3^-$ -Niveaus, analog zum  $^{196}\text{Pt}$ -Kern. Für diesen Kern haben IKEGAMI et al. [5] eine Quasiteilchen-Beschreibung durchgeführt, konnten aber hiermit die Energie des  $3^-$ -Niveaus nur näherungsweise erhalten. Die verhältnismässig grossen  $f$   $t$ -Werte deuten darauf hin, dass bei diesem Zerfall grosse Konfigurationsänderungen auftreten. Auch die Übergangswahrscheinlichkeiten  $B(E2)$  zeigen für den  $^{192}\text{Pt}$ -Kern anomale Werte, wie aus den Messungen von A. SCHWARZSCHILD hervorgeht [27].

Herrn Prof. Dr. O. HUBER möchten wir für sein förderndes Interesse herzlich danken. Die vorliegende Arbeit wurde vom Schweiz. Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung finanziell unterstützt.

### Literaturverzeichnis

- [1] A. S. DAVYDOV und G. F. FILLIPOV, Nucl. Phys. 8, 237 (1958); A. S. DAVYDOV und A. A. ROSTOVSKY, Nucl. Phys. 12, 58 (1959); A. S. DAVYDOV und A. A. CHABAN, Nucl. Phys. 20, 499 (1960).
- [2] A. FAESSLER und W. GREINER, Z. Physik 168, 425 (1962); 170, 105 (1962); 177, 190 (1964).
- [3] Nuclear Data Sheets, National Academy of Science-National Research Council, Washington, D.C. (1963).
- [4] B. LINDSTROEM und I. MARKLUND, Nucl. Phys. 49, 609 (1963).
- [5] H. IKEGAMI, K. SUGIYAMA, T. YAMAZAKI und M. SAKAI, Nucl. Phys. 41, 130 (1963).

- [6] B. HARMATZ und T. HANDLEY, Nucl. Phys. *56*, 1 (1964).
- [7] M. RADOJEVIC, L. MARINKOV und M. MLADJENOVIC, Congres International de Physique Nucleaire, Paris (1964).
- [8] M. W. JOHNS und M. KAWAMURA, Nucl. Phys. *67*, 385 (1965).
- [9] G. MURRAY, R. L. GRAHAM und J. S. GEIGER, Nucl. Phys. *63*, 353 (1965).
- [10] J. KERN und L. SCHELLENBERG, Helv. phys. Acta *35*, 313 (1962); J. KERN, Colloque I. I. S. N., Brussel (1962).
- [11] W. M. DOYLE und R. MARRUS, Bull. Am. Phys. Soc. *8*, 345 (1963).
- [12] O. I. SUMBAEV, Izv. Akad. Nauk. S.S.S.R. (ser. fiz.) *27*, 987 (1957); P. BERGVALL, Ark. Fys. *17*, 125 (1960).
- [13] T. Y. CHEN, O. HUBER, J. KERN, L. SCHELLENBERG, B. WALTHARD und H. WILD, Nucl. Instr. Meth. *29*, 181 (1964).
- [14] J. KERN, Nucl. Instr. Meth. *13*, 50 (1961).
- [15] J. KERN, Nucl. Instr. Meth. *27*, 18 (1964).
- [16] A. H. WAPSTRA, G. J. NIJGH und R. VAN LIESHOUT, Nuclear Spectroscopy Tables, North Holland Publishing Company 1959.
- [17] K. M. GLOVER und P. BORELL, J. Nuclear Energy *1*, 214 (1955); T. NOVAKOV, S. HULTBERG und B. ANDERSON, Ark. Fys. *13*, 117 (1958).
- [18] Alpha, Beta, and Gamma-Ray Spectroscopy, edited by K. SIEGBAHN, North Holland Publishing Company 1965.
- [19] G. WHITE-GRODSTEIN, National Bureau of Standards, Circular 583 (1957).
- [20] S. HULTBERG, B. NAGEL und P. OLSEN, Ark. Fys. *20*, 555 (1961).
- [21] S. HULTBERG und R. STOCKENDAHL, Ark. Fys. *14*, 565 (1959); S. HULTBERG, Ark. Fys. *15*, 307 (1959).
- [22] Z. SUYKOWSKI, Ark. Fys. *20*, 269 (1961).
- [23] B. NYMAN, Uppsala, persönliche Mitteilung.
- [24] A. BOHR und B. R. MOTTELSON, Kgl. Danske Videnskab Selskab, Mat.-fys Medd *27*, 16 (1953); K. ALDER, A. BOHR, T. HUUS, B. R. MOTTELSON und A. WINTHER, Rev. Mod. Phys. *28*, 432 (1956).
- [25] A. FÄSSLER, W. GREINER und R. SHELIN, Nucl. Phys. *70*, 33 (1965).
- [26] P. D. DAY, E. D. KLEMA und C. A. MALLMANN, Report ANL 6220 (1961).
- [27] A. SCHWARZSCHILD, Phys. Rev. erscheint demnächst.