

Zur Kernisomerie beim ^{52}V -Vanadium, ^{165}Dy -Dysprosium und ^{192}Ir -Iridium¹

Von G. WEBER

Aus dem Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz

(Z. Naturforschg. 9a, 115—124 [1954]; eingegangen am 29. Oktober 1953)

Mit Hilfe eines Släts-Siegbahnschen β -Spektrometers und mit der Absorptionsmethode wurde zur Prüfung der von Renard beim ^{52}V behaupteten Kernisomerie die Strahlung des ^{52}V (3,77 min) untersucht. Das Fehlen irgendwelcher Anzeichen einer weichen Elektronenkomponente (ihre Intensität muß $\leq 2\%$ sein) spricht gegen die Existenz eines $^{52}\text{V}^m$ der angegebenen Halbwertszeit.

Die Elektronenspektren der Atomkerne ^{165}Dy (2,42 h) und $^{165}\text{Dy}^m$ (1,25 min) wurden neu gemessen, wobei jeweils die K- und L-Konversionslinien eines γ -Strahls von 92,7 bzw. 106,2 KeV gefunden wurden. Die K/L-Verhältnisse wurden bestimmt und daraus auf Grund der Kurven von Goldhaber und Sunyar der jeweilige Übergangstyp ermittelt. Der Wirkungsquerschnitt für die Bildung von $^{165}\text{Dy}^m$ (1,25 min) durch thermischen Neutroneneinfang wurde zu $\sigma = (507 \pm 14) \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ (bezogen auf natürliches Isotopenge- misch) bestimmt.

Die Konversionselektronen des $^{192}\text{Ir}^m$ wurden spektroskopisch untersucht, wobei be- sonders nach Konversionselektronen aus dem von anderen Autoren angegebenen γ -Kon- tinuum gesucht wurde. Es ergaben sich nur die L- und M-Linie eines 56,0 KeV- γ -Strahls. Die Intensität eines eventuell vorhandenen Elektronenkontinuums muß kleiner als 3% sein. Aus Absorptionsmessungen wurde geschlossen, daß die Häufigkeit etwaiger 2-Quan- tenzerränge weniger als 0,1% des normalen isomeren Übergangs sein muß. Das Zerfalls- schema wurde aufgestellt.

§ 1. Das β -Spektrometer

Die Brauchbarkeit eines β -Spektrometers für die Untersuchung künstlich radioaktiver Substanzen kurzer Halbwertszeit ist im wesentlichen an zwei Voraussetzungen gebunden:

1. Die Lichtstärke, d. h. das Produkt aus dem nutzbaren Raumwinkel und der Präparatfläche muß genügend groß gewählt werden können, ohne daß das Auflösungsvermögen dadurch zu stark ver- ringert wird.
2. Die nach der Bestrahlung des Präparates bis zum Beginn der Messung erforderlichen Maßnahmen müssen sich in möglichst kurzer Zeit erledigen lassen.

Um beiden Forderungen soweit als möglich ge- recht zu werden, wurde ein lichtstarkes Linsen- spektrometer vom Släts-Siegbahnschen Typ² kon- struiert und mit einer Vakuumschleuse ausgerüstet.

Abb. 1 zeigt einen Längsschnitt des Apparates. Die Spule ist in fünf Wicklungen $W_1 \dots W_5$ unterteilt, wodurch eine starke Variationsmöglichkeit des Feld- verlaufs erreicht wird. Das Eisenjoch, bestehend aus dem Zylinder Z und den Flanschen F_1 und F_2 , sowie die Polschuhe P_1 und P_2 sind aus Armco-Eisen her- gestellt, um die Remanenz möglichst klein zu halten.

Der Raum zwischen dem Cu-Zylinder M, den Eisenflanschen und den Polschuhen ist mit Gummiringen abgedichtet und steht über den Pumpstutzen P mit einer Oldiffusionspumpe in Verbindung. Der Polschuh P_1 ist in axialer Richtung mit einer Bohrung von 25 mm Durchmesser versehen, durch die das Präparat in die in Abb. 1 eingezeichnete Stelle gebracht werden kann. Die Präparatschleuse besteht aus einem Flachschieber F_1 und einer scharnierartig befestigten Glocke G, in deren Achse eine Stange zum Einführen des Präparates in das Spektrometer beweglich gelagert ist. Die zum Einschleusen erforderliche Zeit beträgt 10 bis 15 Sekunden.

Das Zählrohr Z. R. hat ein kreisförmiges Fenster von 8 mm Durchmesser, das mit einer $0,8 \mu$ dicken Zaponlackfolie verschlossen ist. Als Füllgas dient ein Gemisch von 15 mm Äthylen und 60 mm Argon.

Das Auflösungsvermögen der Zählapparatur wurde mittels ^{128}J -Abfallskurven bestimmt. Bei den im folgenden beschriebenen Messungen betrug die Trennzeit $\tau = 9 \cdot 10^{-4} \text{ sec}$.

Das Spektrometer wurde nach der von Släts und Siegbahn² angegebenen Methode mit $\text{Th}(\text{B} + \text{C} + \text{C}')$ geeicht. Bei einem ausgenutzten Raumwinkel von 8% beträgt das Auflösungsvermögen rund 5%. Durch Vergleich der gemessenen Linienintensitäten des $\text{Th}(\text{B} + \text{C} + \text{C}')$ mit den aus genauen Messungen von Flammersfeld³ bekannten Intensitäten wurde eine Korrekturkurve für die Absorption in der Zählrohr- Folie gewonnen. Die Durchlässigkeit der Folie be-

¹ Dissertation D 77, Auszug.

² H. Släts u. K. Siegbahn, Ark. Fysik 1, Nr. 17 [1949].

³ A. Flammersfeld, Z. Physik 114, 227 [1939].



ginnt bei 8 KeV und nähert sich bei $E = 36$ KeV dem Wert 1. Bei einer Elektronenenergie von 20 KeV beträgt die erforderliche Korrektur etwa 20%. Bei den in den folgenden Abschnitten angegebenen Spektren sind die Korrekturen, soweit erforderlich, bereits durchgeführt.

trum war von zwei Elektronenlinien von 35,4 und 82,2 KeV überlagert, die von der Konversion von γ_1 in der K- und der L-Schale herrührten. Die Untersuchungen von Släts, die hauptsächlich auf die Aufstellung des Zerfallsschemas gerichtet waren,

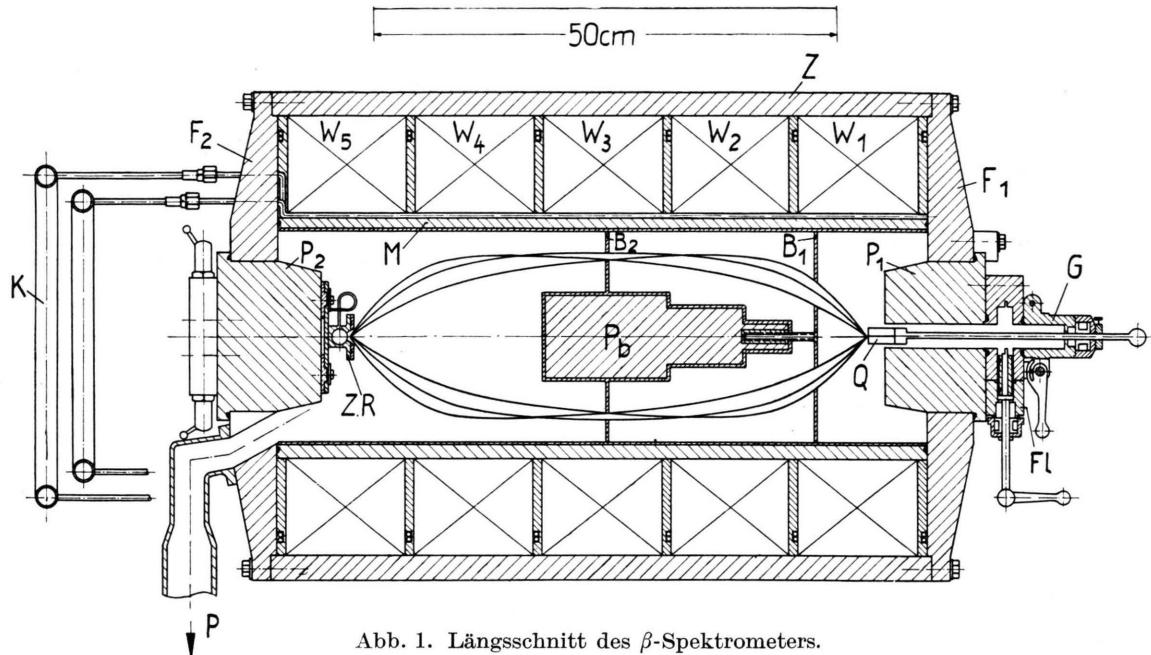


Abb. 1. Längsschnitt des β -Spekrometers.

§ 2. β -Spektrum des ^{165}Dy (2,42 h)

a) Bisherige Untersuchungen

Beim Bestrahlung von Dysprosium mit langsamem Neutronen entstehen mit großer Ausbeute zwei verschiedene Aktivitäten von 2,42 h und 1,25 min Halbwertszeit. Bei dem langlebigen Körper handelt es sich um den β -Strahler ^{165}Dy , der seit der Entdeckung durch Hevesy und Levi⁴ und Marsh und Sugden⁵ Gegenstand zahlreicher Untersuchungen⁶ war. Eine genaue Bestimmung des Zerfallsschemas wurde erstmals von Släts⁷ durchgeführt. Släts hat das β -Spektrum und die γ -Linien mittels zweier Linsenspektrometer untersucht und dabei das in Abb. 2 wiedergegebene Zerfallsschema erhalten. Das kontinuierliche β -Spek-

geben nur ungefähre Aussagen über die relativen Intensitäten dieser beiden Konversionslinien, da wegen der Dicke der von Släts benutzten Präpara-

räte der energiearme Teil des Spektrums vermutlich noch nicht einwandfrei war. Für die Klassifikation von γ -Übergängen ist es jedoch wichtig, das Konversionspektrum, insbesondere das K/L-Verhältnis, genau zu kennen. Bisher liegen beim ^{165}Dy nur zwei Messungen mit Halbkreisspektrographen vor, bei denen der Teilchennachweis durch Photo-

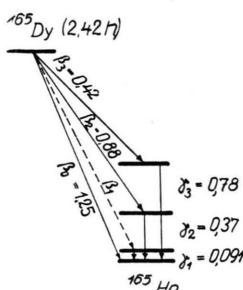


Abb. 2. Zerfallsschema des ^{165}Dy (2,42 h) nach Släts.

⁴ G. Hevesy u. H. Levi, Kgl. danske Vidensk. Selsk., mat.-fysiske. Medd. **14**, Nr. 5 [1935]; Nature [London] **136**, 103 [1935], **137**, 185 [1936].

⁵ J. K. Marsh u. S. Sugden, Nature [London] **136**, 102 [1935].

⁶ R. Naidu u. R. E. Siday, Proc. physic. Soc. **48**, 332 [1936]; E. R. Gaerttner, J. J. Turrin u. H. R.

Crane, Physic. Rev. **49**, 793 [1936]; M. G. Ingram, A. E. Shaw, D. C. Hess jr. u. R. J. Hayden, Physic. Rev. **72**, 515 [1947]; L. Meitner, Ark. Mat., Astronomi Fysik, Ser. A **27**, Nr. 17 [1940]; A. F. Clark, Physic. Rev. **61**, 203 u. 242 [1942].

⁷ H. Släts, Ark. Mat., Astronomi Fysik, Ser. A **33**, Nr. 17 [1946].

platten erfolgte. Caldwell⁸ fand insgesamt fünf Linien, nämlich die K-, L_I-, L_{III}-, M_I- und N_V-Linie eines γ -Strahls von $E_{\gamma} = 0,0878 \text{ MeV}$, macht jedoch keine Aussagen über die Intensitätsverhältnisse. Mihelich und Church⁹, die ebenfalls diese fünf Linien nachwiesen, jedoch den etwas höheren Energiewert $E_{\gamma} = 0,0951$ fanden, geben ein Verhältnis von $K/L = 5,9 \pm 2,0$ an, was nach Goldhaber und Sunyar¹⁰ entweder einem M 1-Übergang ($K/L = 7,6$) oder einer Mischung der Übergangsarten M 1 und E 2 ($K/L = 0,3$) entspricht. Intensitätsmessungen mit Spektrographen, die photographischen Teilchennachweis benutzen, sind jedoch nicht sehr verlässlich. Es schien daher zweckmäßig, die Konversionslinien dieser γ -Linie im β -Spektrometer zu untersuchen.

b) Herstellung der Präparate

Auf die Herstellung geeigneter Präparate wurde besondere Sorgfalt verwandt, da nach den Erfahrungen von Flammersfeld³ und anderen Autoren¹¹ bei zu großer Schichtdicke oder Inhomogenität bzw. bei zu dicker Unterlage das energiearme Ende des Spektrums infolge von Selbstabsorption bzw. Rückstreuung stark verfälscht wiedergegeben wird.

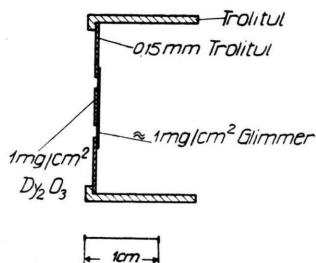


Abb. 3. Längsschnitt des Präparathalters.

Für die in diesem Paragraphen beschriebenen Messungen wurden Glimmerfolien von etwa $1 \text{ mg}/\text{cm}^2$ Dicke als Unterlagen benutzt. Zur Herstellung der Präparate wurde eine etwa 1 cm^2 große Folie zwischen eine ebene Metallplatte und einen zylindrischen Metallring von 5 mm Innendurchmesser und 5 mm Höhe

gespannt. Das Dy lag als Dy_2O_3 vor, von dem jeweils etwa 1 mg im Achatmörser zu feinem Pulver zerrieben und dann in etwa 1 cm^3 Alkohol aufgeschüttelt wurde. Zum Fixieren der Substanz auf dem Glimmer wurde eine geringe Menge stark verdünnter Schellacklösung zugegeben und ein Teil der Aufschlemnung in den durch die Innenwand des Rings und die Folie begrenz-

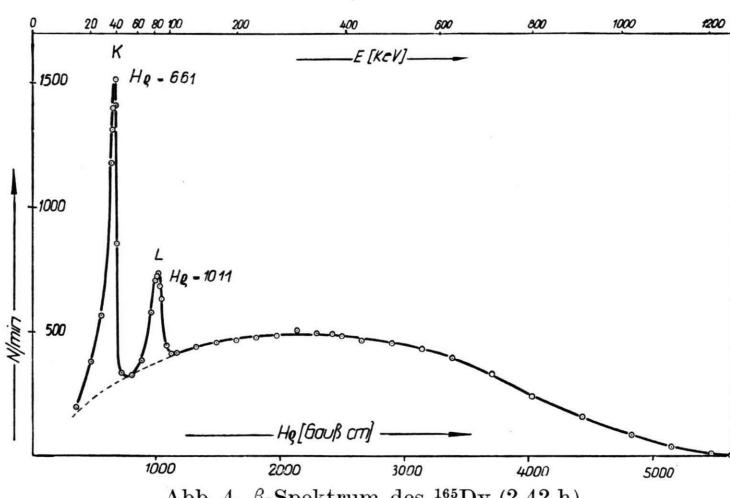


Abb. 4. β -Spektrum des ^{165}Dy (2,42 h).

ten Hohlzylinder gegossen. Nach dem Verdampfen des Alkohols befand sich auf der Folie eine einigermaßen homogene Schicht Dy_2O_3 von etwa $1 \text{ mg}/\text{cm}^2$ Dicke. Die Glimmerfolie wurde dann mit Klebwachs auf einem 0,15 mm dicken Trolitring von 8 mm innerem und 23 mm äußerem Durchmesser befestigt, die in den eigentlichen Präparat-Haltering eingekittet wurde. Die so erhaltene Anordnung ist in Abb. 3 im Längsschnitt dargestellt.

Die Aktivierung der Präparate erfolgte mit in Paraffin verlangsamten Be + D-Neutronen der hiesigen Hochspannungsanlage. Um den 1,25 min-Körper aussterben zu lassen, wurde erst 15 min nach der Bestrahlung mit der Messung begonnen.

c) Das β -Spektrum des ^{165}Dy

Nachdem durch Vorversuche festgestellt worden war, daß bei Präparatdicken von etwa $1 \text{ mg}/\text{cm}^2$ die Selbstabsorption der aktiven Schicht keinen nennenswerten Einfluß auf die Form der Linien hat, wurden die endgültigen Messungen durchgeführt. Das auf Folienabsorption korrigierte β -Spektrum ist in Abb. 4 wiedergegeben. Um den statistischen Fehler klein zu halten, wurden für jeden Meßpunkt

⁸ L. R. Caldwell, Physic. Rev. **78**, 407 [1950].

¹¹ R. D. Albert u. C. S. Wu, Physic. Rev. **74**, 847 [1948]; L. M. Langer, R. D. Moffat u. H. C. Price jr., Physic. Rev. **76**, 1725 [1949]; G. E. Owen u. C. S. Cook, Physic. Rev. **76**, 1726 [1949].

⁹ J. W. Mihelich u. E. L. Church, Physic. Rev. **85**, 690 [1952].

¹⁰ M. Goldhaber u. A. W. Sunyar, Physic. Rev. **83**, 906 [1951].

mindestens 3000 Teilchen gezählt. Die Zählrate im Maximum der K-Linie betrug kurz nach Bestrahlungsende etwa 1500 Teilchen/min. Die gemessenen Zählraten wurden auf zeitlichen Abfall korrigiert, nachdem durch Kontrollversuche festgestellt worden war, daß die Halbwertszeit mit dem von Släts⁷ angegebenen Wert $T = 2,42$ h übereinstimmt.

d) Ergebnisse und Diskussion

Da sich die vorliegende Arbeit in der Hauptsache mit der Untersuchung von Linienspektren befaßt, wurde auf eine Zerlegung des β -Kontinuums in die einzelnen Komponenten und die Bestimmung der Intensitäten verzichtet. Ein Vergleich von Abb. 4 mit dem von Släts gefundenen Spektrum zeigt jedoch, daß für Energien > 100 KeV gute Übereinstimmung der spektralen Verteilungen vorhanden ist, doch sind die beiden Linien hier wesentlich intensiver. Das Verhältnis der Zahl der Konversionselektronen zu der der β -Zerfälle ergibt sich aus dem der Flächen der Linien und des β -Spektrums zu $N_{e^-}/N_\beta = 0,08$. In Tab. 1 sind die $H\varrho$ -Werte dieser Linien, die zugehörigen Elektronenenergien E , die Ablösearbeiten A für die betreffenden Schalen und die sich daraus ergebende γ -Energie angeben.

Linie	$H\varrho$ [Gauß · cm]	E [KeV]	A [KeV]	$E + A$ [KeV]	E_γ [KeV]	K/L	Übergangsart
K	661 ± 10	$37,0 \pm 0,8$	55,8	$92,8 \pm 0,8$	92,7	$2,7 \pm 0,5$	M1 + E2
L	1011 ± 10	$83,2 \pm 0,8$	9,4	$92,6 \pm 0,8$	92,7 $\pm 0,8$		

Tab. 1. Elektronenlinien des ^{165}Dy (2,42 h).

Die durch Mittelung erhaltene γ -Energie $E_\gamma = 92,7 \pm 0,8$ KeV stimmt recht gut mit dem ursprünglich von Släts⁷ gefundenen Wert $E_\gamma = 91$ KeV überein, während Caldwell⁸ $E_\gamma = 87,8$ KeV und Mihelich und Church⁹ $E_\gamma = 95,1$ KeV fanden.

Das Verhältnis K/L = $2,7 \pm 0,5$ ist etwa um den Faktor 2 kleiner als das von Mihelich und Church⁹ (K/L = $5,9 \pm 2$). Wie schon unter a) erwähnt, entspricht einem M 1-Übergang K/L = 7,6 und einem E 2-Übergang K/L = 0,3. Demnach scheint es sich bei dem untersuchten γ -Strahl um einen Übergang vom gemischten Typ M 1 + E2 zu handeln.

§ 3. Die Konversionselektronen des $^{165}\text{Dy}^m$ (1,25 min)

a) Bisherige Untersuchungen

Die 1,25 min-Aktivität wurde von Flammersfeld¹² entdeckt und als Isomer erkannt. Ingram und Mitarbb.⁶ zeigten, daß auch diese Aktivität zu der Massenzahl 165 gehört und daher $^{165}\text{Dy}^m$ darstellt. Die Konversionselektronen des $^{165}\text{Dy}^m$ wurden von Hole¹³ im β -Spektrometer und von Caldwell⁸ im β -Spektrographen studiert. Hole¹³ fand eine intensive Elektronenlinie bei 92,5 KeV und die Andeutung einer weiteren Linie bei niedrigeren Energien. Er deutete erstere als L- und letztere als K-Konversionsslinie eines γ -Strahls. Aus der Form des Spektrums schloß er, daß das Verhältnis K/L < 1/20 sein müsse. Caldwell⁸ fand fünf Elektronenlinien bei den Energien 55,1; 100,2; 101,1; 107,1 und 108,7 KeV, die er als K-, L_I, L_{III}, M- und N-Linien eines γ -Strahls von 109,0 KeV deutete. Das von ihm ermittelte K/L-Verhältnis beträgt K/L = 0,08, ist also größer als die von Hole angegebene obere Grenze. Wie am Ende dieses Paragraphen noch näher angeführt werden soll, ist jedoch nach Goldhaber und Sunyar¹⁰ ein noch

höherer Wert zu erwarten. Es wurde daher versucht, die K- und die L-Linie im β -Spektrometer zu trennen, um eine neue K/L-Bestimmung zu ermöglichen.

b) Konversionsspektrum des $^{165}\text{Dy}^m$ (1,25 min)

Für die Untersuchung des 1,25 min-Körpers fanden die in § 2 beschriebenen Präparate Verwendung, die Bestrahlungszeit betrug 2 min. Die Messung begann 45 sec nach Bestrahlungsende, die erste Ablesung des Zählwerks erfolgte 1,25 min nach Bestrahlungsende. Zu dieser Zeit betrug die Teilchenzahl im Maximum der L-Linie etwa 10000/min,

¹² A. Flammersfeld, Z. Naturforschg. **1**, 190 [1946].

¹³ N. Hole, Ark. Mat., Astronomi Fysik, Ser. A **36**, Nr. 2 [1948].

nach 10–15 min war die Zählrate bis auf den etwa 20 T/min betragenden Untergrund, der vom 2,42 h-Körper herrührte, abgesunken. Wegen der kurzen Meßzeit konnte bei jeder Aktivierung nur ein neuer Punkt des Spektrums aufgenommen werden. Um die Einzelmessungen auf die gleiche Aktivität zu beziehen zu können, wurde der Aktivitätsabfall jeweils etwa 3 min lang in einem festen Bezugs-punkt ($H\varrho_0$) und erst dann an der zu untersuchen-

telt. Das durch insgesamt 30 Versuche erhaltene Spektrum ist in Abb. 5 wiedergegeben.

c) Ergebnisse und Diskussion

Die Energiedifferenz der beiden Linien (Tab. 2) stimmt mit der Differenz der Ablösearbeiten für die K- und die L-Schale gut überein, so daß man sicher ist, daß diese Linien von der Konversion in der K- und der L-Schale herrühren. Die Verschmierung der K-Linie nach niedrigeren Energien und die teilweise Überlappung der beiden Linien dürfte wohl von der Rückstreuung an der Präparatunterlage herrühren. Die Linien sind jedoch wesentlich besser getrennt als bei früheren Messungen und gestatten eine gute Bestimmung des K/L-Verhältnisses. In Tab. 2 sind die Ergebnisse zusammengestellt.

Die gefundene γ -Energie $E_\gamma = 106,4 \pm 1,4$ KeV liegt zwischen dem von Caldwell⁸ angegebenen Wert $E_\gamma = 109,0$ KeV und dem Energiewert $E_\gamma = 101,5$ KeV, der sich aus der von Hole¹³ bestimmten Energie der L-Elektronen $E = 92,5$ KeV durch Addition der L-Ablösearbeit ergibt.

Das hier bestimmte K/L = 0,15 ist rund doppelt so groß als das von Caldwell ermittelte. Halbwertszeit und Energie des $^{165}\text{Dy}^m$ entsprechen nach Goldhaber und Sunyar¹⁰ einem E3-Übergang, für welchen nach den empirischen K/L-Kurven das K/L-Verhältnis etwa 0,3 sein sollte.

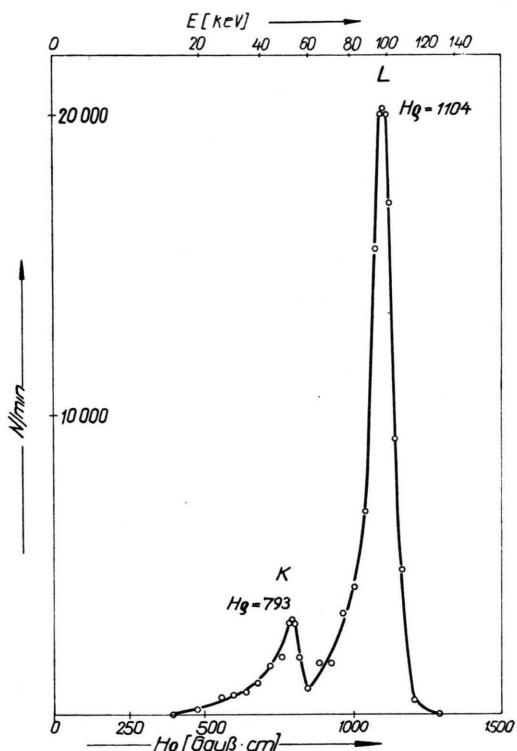


Abb. 5. Konversionselektronenspektrum des $^{165}\text{Dy}^m$ (1,25 min).

den Stelle der $H\varrho$ -Skala gemessen. Nach Abzug der 2,42-h-Periode wurden durch Extrapolation der jeweiligen Abfallsgeraden die Teilchenzahlen bei Bestrahlungsende im Bezugs- und im Meßpunkt bestimmt und daraus der Quotient der spektralen Dichten in den beiden Stellen der $H\varrho$ -Skala ermit-

§ 4. Der Wirkungsquerschnitt für die Bildung von $^{165}\text{Dy}^m$ durch thermischen Neutroneneinfang

Aus dem an einer beliebigen Stelle der $H\varrho$ -Skala gemessenen Intensitätsverhältnis $Z_{2,0}/Z_{1,0}$ der 2,42 h- und der 1,25 min-Periode zur Zeit $t = 0$ (bei Bestrahlungsende) läßt sich bei Kenntnis der Spektren (Abb. 4 und Abb. 5) das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Bildung der Kernarten ^{165}Dy und $^{165}\text{Dy}^m$ berechnen. Der Zusammenhang von $Z_{2,0}/Z_{1,0}$ mit den Besetzungszahlen $n_{1,0}$ und $n_{2,0}$ (der Index 1 bezeichnet den metastabilen Zustand, der Index 2 den Grundzustand des Isomerenpaars)

Linie	$H\varrho$ [Gauß · cm]	E [KeV]	A [KeV]	$E + A$ [KeV]	E_γ [KeV]	K/L	Über-gangsart
K	793 ± 10	$52,6 \pm 1,2$	53,8	$106,4 \pm 1,2$	$106,2 \pm 1,4$	$0,15 \pm 0,03$	E 3
L	1104 ± 10	$97,0 \pm 1,5$	9,0	$106,0 \pm 1,5$			

Tab. 2. Konversionslinien des $^{165}\text{Dy}^m$ (1,25 min).

ist nach den Zerfallsgesetzen näherungsweise durch folgende Formel gegeben:

$$\frac{Z_{2,0}}{Z_{1,0}} = \frac{C_2}{C_1} \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{n_{1,0} + n_{2,0}}{n_{1,0}}; \quad (1)$$

falls $\frac{C_2}{C_1} \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \gg 1$ und $\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \gg 1$.

Die Größe C_i ist die Nachweiswahrscheinlichkeit des β -Spektrometers für den Zerfall des Zustandes i , das heißt der Bruchteil aller vom Niveau i emittierten Elektronen, die bei vorgegebenem H_Q fokussiert werden. Dieser Bruchteil ist dem Quotienten N_i/F_i aus der spektralen Dichte und der Fläche des Spektrums proportional. Die Zahl der Zerfälle des metastabilen Zustandes durch unkonvertierte γ -Strahlung kann vernachlässigt werden, da der totale Konversionskoeffizient α größtenteils bei 50 liegt¹⁰. Man hat also

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{F_1}{F_2} \frac{N_2(H_Q)}{N_1(H_Q)}.$$

Für $H_Q = 1112$ [Gauß · cm] ergibt sich aus den Abb. 4 und 5 der Wert $C_2/C_1 = 0,033$, das Verhältnis der Zerfallskonstanten beträgt $\lambda_2/\lambda_1 = 0,086$. Für $Z_{2,0}/Z_{1,0}$ ergab sich $7,1 \cdot 10^{-4}$ als Mittelwert aus 12 Einzelmessungen bei $H_Q = 1112$ [Gauß · cm] und 2 min Bestrahlungszeit. Einsetzen dieser Zahlenwerte in (1) ergibt für das Verhältnis der Besetzungszahlen $n_{2,0}/n_{1,0} = 1,48$. Letzteres hängt mit den Wirkungsquerschnitten σ_1 und σ_2 für die direkte Bildung folgendermaßen zusammen:

$$\frac{n_{2,0}}{n_{1,0}} = \frac{\sigma_2 + \sigma_1}{\sigma_1} \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{1 - e^{-\lambda_2 T}}{1 - e^{-\lambda_1 T}} + \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \frac{e^{-\lambda_1 T} - e^{-\lambda_2 T}}{1 - e^{-\lambda_1 T}} \quad (2)$$

(T = Bestrahlungsdauer).

Man findet schließlich: $\sigma_1/\sigma_2 = 2,0$. Für die Gesamtproduktion des Zustandes 2 ist die Summe $\sigma_{2, \text{ges}} = \sigma_1 + \sigma_2$ maßgebend, weshalb man meistens den Quotienten

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_{2, \text{ges}}} = \frac{\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2} = 0,67 \text{ als das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte bezeichnet.}$$

Zur Prüfung der Genauigkeit wurde noch eine Versuchsreihe mit $T = 10$ min Bestrahlungsdauer

¹⁴ L. Seren, H. N. Friedlander, u. S. H. Turkel, Physic. Rev. **72**, 888 [1947].

¹⁵ E. Fermi, E. Amaldi, O. D'Agostino, F. Rasetti u. E. Segrè, Proc. Roy. Soc. [London], Ser. A **146**, 483 [1934].

¹⁶ H. Walke, Physic. Rev. **52**, 777 [1937]; N. N. Gadsinski, J. A. Golotzwan u. O. J. Danilenko, J. exp. theoret. Physik, U.S.S.R. **10**, 1 [1940].

durchgeführt, die den Wert $\sigma_1/\sigma_{2, \text{ges}} = 0,71$, also recht gute Übereinstimmung mit dem bei $T = 2$ min gefundenen Wert lieferte. Durch Mittelung erhält man $\sigma_1/\sigma_{2, \text{ges}} = 0,69 \pm 0,02$. Dieser Wert ist kleiner als der ursprünglich von Flammersfeld¹² angegebene $\sigma_1/\sigma_{2, \text{ges}} = 0,80$. Aus $\sigma_1/\sigma_{2, \text{ges}} = 0,69 \pm 0,02$ und dem von Seren, Friedlander und Turkel¹⁴ angegebenen Wirkungsquerschnitt für den Grundzustand $\sigma_{2, \text{ges}} = 735 \cdot 10^{-24}$ cm² (bezogen auf natürliches Isotopengemisch) folgt dann $\sigma_1 = (507 \pm 14) \cdot 10^{-24}$ cm², während der aus Flammersfelds¹² Messungen folgende Wert $\sigma_1 = 580 \cdot 10^{-24}$ cm² beträgt.

§ 5. Suche nach einem $^{52}\text{V}^m$

Der β -aktive Kern ^{52}V ($T = 3,77$ min) wurde durch Fermi und Mitarbb.¹⁵ entdeckt und später öfter untersucht^{16, 17}. Nach Yuasa¹⁷ sollte das ^{52}V durch einfachen β -Zerfall ($E_{\beta, \text{max}} = 2,7$ MeV) in ein angeregtes Niveau des ^{52}Cr und dieses durch einen 1,5 MeV- γ -Übergang in den Grundzustand übergehen. Diese Annahme stand jedoch im Widerspruch zu den Messungen von Martelly¹⁸, der für die Zahl der pro Zerfall emittierten γ -Quanten ($E_\gamma = 1,45 \pm 0,05$ MeV) den Wert $\approx 1/3$ fand. Renard¹⁹, der für dieses Verhältnis den Wert $0,65 \pm 0,1$ ermittelte, deutete den Überschuß an Elektronen als Konversionselektronen eines γ -Übergangs, der von einem metastabilen Zustand ($^{52}\text{V}^m$) in den Grundzustand des ^{52}V führt. Aus Absorptionsmessungen schloß Renard, daß die Energie des isomeren Überganges etwa 250 KeV betragen müsse. Die beobachtete Halbwertszeit von $T = 3,77$ min ordnete Renard einem $^{52}\text{V}^m$ zu, während er die Halbwertszeit des Grundzustandes zu $T = 2,55$ min berechnete.

In der vorliegenden Arbeit sollte nach Konversionselektronen des $^{52}\text{V}^m$ spektrometrisch gesucht werden.

a) Absorptionskurve des 3,77 min-Vanadiums

Abb. 6 zeigt die Absorptionskurve des ^{52}V , die mit einem dünnwandigen Zählrohr aufgenommen wurde²⁰. Das Präparat bestand aus einer 5 mg/cm²

¹⁷ T. Yuasa, Thèse, Paris (1944).

¹⁸ J. Martelly, Thèse, Paris (1944); C. R. hebd. Séances Acad. Sci. **216**, 838 [1944].

¹⁹ G. A. Renard, Ann. Physique **5**, 385 [1950].

²⁰ Für die freundliche Überlassung des Zählrohres bin ich Herrn Dr. A. Flammersfeld sehr zu Dank verpflichtet.

dicken V_2O_3 -Schicht, die auf einer 0,1 mm dicken, etwa 10 cm^2 großen Trolitulplatte fixiert war und mit verlangsamten $\text{Be} + \text{D}$ -Neutronen bestrahlt wurde. Da die Verschlußfolie des benutzten Zählrohres noch für Elektronen von 5 KeV durchlässig ist, spricht der geradlinige Verlauf der Absorptionskurve für Absorberdicken von 0—1000 μAl gegen die Existenz einer weichen Elektronenkomponente²¹.

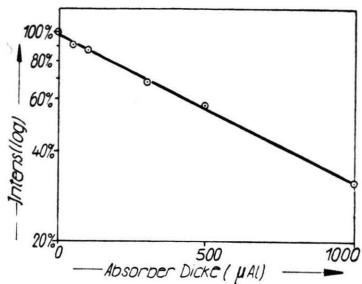


Abb. 6. Absorptionskurve der β -Strahlen des ^{52}V .

Etwa vorhandene Elektronen von 250 KeV Energie würden nämlich bereits durch $300 \mu\text{Al}$ restlos absorbiert und als weiche Komponente in der Absorptionskurve sichtbar werden. Aus der Genauigkeit, mit der die Geradlinigkeit der Absorptionskurve belegt ist, kann man abschätzen, daß ein Beitrag solcher Konversionselektronen zur Gesamtaktivität weniger als 10% betragen müßte. Bemerkenswert ist außerdem, daß bei allen Versuchen und kurzer Bestrahlungszeit stets ein rein exponentieller Aktivitätsabfall mit der Halbwertszeit $T = 3,77$ min beobachtet wurde; von einem genetischen Zusammenhang mit einer anderen Periode konnten keine Anzeichen gefunden werden.

b) Das β -Spektrum des 3,77 min-Vanadiums

Für die spektroskopische Untersuchung des ^{52}V würde die durch Bestrahlen von einigen mg V_2O_3 erreichbare Aktivität nicht ausreichen, so daß die Bestrahlung einer größeren Substanzmenge und anschließende chemische Anreicherung der aktiven Kerne unerlässlich war. Da ein Szilard-Chalmers-Verfahren²² zu zeitraubend gewesen wäre, wurde nicht der (n, γ) -Prozeß, sondern die Reaktion $^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$ zur Erzeugung der Vanadiumaktivität benutzt. Für die Abtrennung des entstan-

denen Vanadiums vom Chrom wurde von Herr das folgende Verfahren entwickelt²³:

Etwa 6 g $\text{CrCl}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$ wurden 8 min lang mit unverlangsamten $\text{Li} + \text{D}$ -Neutronen bestrahlt und in etwa 30 cm^3 einer Hauptlösungsmenge heiß gelöst, die aus $300 \text{ cm}^3 \text{ H}_2\text{O}$, 45 Tropfen 20 proz. HCl und 6 mg Na_3VO_4 als Träger bestand. Nach Abkühlen in Eiswasser wurde das gelöste CrCl_2 zur Hauptlösung zugegeben, das Vanadium mit 150 mg Kupferron gefällt und nach etwa 1 min auf einem Membranfilter abgesaugt. Um die Aktivität möglichst trügerfrei zu bekommen, wurde nach dem Filtrieren das auf einer Heizplatte getrocknete Filter in einer vorgewärmten Quarzschale verascht, danach das Quarzgefäß in Eiswasser abgekühlt, der etwa 2 mg schwere Rückstand mit einem Glasstab zu möglichst feinem Pulver zerdrückt und mittels Schellack auf der Präparatunterlage befestigt. Die Präparatanordnung entsprach der in Abb. 3 dargestellten, mit dem einen Unterschied, daß statt der Glimmerfolie eine 15μ dicke Cellophanfolie als Unterlage Verwendung fand.

Die zur Herstellung des Präparates, einschließlich des Einschleusens erforderliche Zeit konnte nach einigen Vorversuchen auf 7 min herabgedrückt werden.

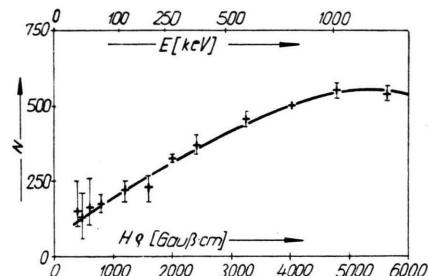


Abb. 7. Der energieärmere Teil des β -Spektrums des ^{52}V .

Wie in § 3 beim $^{165}\text{Dy}^m$, so wurde auch hier pro Versuch nur ein neuer Punkt gemessen. Wegen der geringen Teilchenzahlen, die bei niedrigen Energien nur das 2—3-fache des Nulleffektes ausmachten, war es sogar nötig, 2—4 Versuche pro Meßpunkt durchzuführen. Das Ergebnis von insgesamt 25 Versuchen ist in Abb. 7 dargestellt. Die statistischen Fehler der einzelnen Punkte sind durch vertikale Striche angedeutet. Wie man sieht, ist in dem vom Spektrometer erfaßbaren Hg -Bereich innerhalb der Fehlergrenzen keine Abweichung vom kontinuierlichen Spektrum vorhanden. Um sicher zu sein, daß auch zwischen den einzelnen Meßpunkten keine Konversionslinien liegen, wurde das Erhöhen der Stromstärke beim Übergang vom Meß- zum Bezugspunkt stets unter gleichzeitiger Beobachtung des Zählwerks und so langsam vorgenommen, daß auch eine relativ schwache Elektronen-

²¹ Ähnliche Versuche von O. Bruna, Wien (priv. Mitteilung) ergaben das gleiche Resultat.

²² W. Herr, Z. Naturforschg. **7b**, 201 [1952].

²³ Für die Ausarbeitung dieses Abtrennverfahrens bin ich Herrn Dr. W. Herr sehr verbunden,

linie an einem plötzlichen Ansteigen und Wiederabsinken der Zerfallsrate hätte erkannt werden müssen. Da ein solcher Effekt bei keinem der 25 Versuche beobachtet wurde, können die Beiträge von Konversionselektronen zur Gesamtintensität an irgendwelchen Stellen des Spektrums höchstens von der Größenordnung der eingezeichneten Fehler sein. Berücksichtigt man, daß die Fläche des gesamten β -Spektrums des ^{52}V rund das doppelte des in Abb. 7 dargestellten Teilspektrums beträgt, dann folgt aus dem Auflösungsvermögen des Spektrometers und der Größe der eingezeichneten Fehler, daß die Intensität der Konversionselektronen höchstens 2% derjenigen des kontinuierlichen Spektrums betragen kann.

e) Diskussion

Nach den Ergebnissen dieses Paragraphen zerfällt das durch die Prozesse $^{51}\text{V}(\text{n}, \gamma) ^{52}\text{V}$ und $^{52}\text{Cr}(\text{n}, \text{p}) ^{52}\text{V}$ erzeugte ^{52}V streng exponentiell mit 3,77 min Halbwertszeit. Konversionselektronen werden nicht oder nur mit so unbedeutender Intensität ($\leq 2\%$) emittiert, daß sie keine Gewähr für das Vorhandensein eines Isomerenüberganges bieten können. Unkonvertierte γ -Strahlung von ≈ 250 KeV Energie wurde bei den bisherigen Untersuchungen nicht gefunden. Es besteht demnach kein Grund, die Existenz eines $^{52}\text{V}^m$ der angegebenen Halbwertszeit zu fordern. Wenn es wirklich einen metastabilen Zustand beim ^{52}V gibt, dann muß dessen Lebensdauer entweder bedeutend größer oder bedeutend kleiner als die beobachtete Halbwertszeit $T = 3,77$ min des Grundzustandes sein. Die Frage, ob die verschiedentlich beim Vanadium beobachtete 16 h-Aktivität einem langlebigen metastabilen Niveau des ^{52}V ⁽²⁴⁾ oder des ^{50}V ⁽²⁵⁾ zuzuschreiben ist, bleibt durch die hier geschilderten Versuche völlig unberührt.

§ 6. Konversionselektronen und γ -Strahlung des $^{192}\text{Ir}^m$ (1,45 min)

a) Bisherige Untersuchungen

Beim Bestrahlen von Ir mit thermischen Neutronen entsteht unter anderen eine starke Aktivität von $T = 1,45$ min Halbwertszeit, die von einem metastabilen Zustand des ^{192}Ir ($T = 74,3$ d) her-

röhrt, also $^{192}\text{Ir}^m$ darstellt^{14, 26}. Das $^{192}\text{Ir}^m$ stellte bisher unter den bekannten Isomeren insofern eine Ausnahme dar, als Goldhaber und Mitarbb.²⁷ außer gewöhnlichem Isomerenübergang eine Zerfallsart nachgewiesen zu haben glaubten, die bisher noch bei keinem anderen Isomer gefunden worden war. Die Energie des isomeren Überganges wurde von Hole²⁸ und Caldwell⁸ aus den Energien der Konversionselektronen zu 55,5 KeV bzw. 57,4 KeV gemessen. Außer diesen Konversionselektronen, der unkonvertierten γ -Strahlung und der charakteristischen Röntgen-(L)-Strahlung wurde von Goldhaber und Mitarbb.²⁷ noch die Existenz eines γ -Kontinuums behauptet, dessen mittlere Energie $E \approx 30$ KeV und dessen maximale Energie ≈ 60 KeV betragen sollte. Die Autoren vermuteten, daß das γ -Kontinuum von 2-Quantenzerfällen herrührte, einer Zerfallsart, die bereits in einer theoretischen Arbeit von Sachs²⁹ diskutiert worden war für den Fall, daß der angeregte Zustand und der Grundzustand beide den Spin Null und verschiedene Parität besitzen. In diesem Falle wäre zu erwarten, daß das γ -Kontinuum teilweise konvertiert ist.

Es wurde daher versucht, eventuelle Umwandlungselektronen des Kontinuums mit dem β -Spektrometer nachzuweisen.

b) Das Elektronenspektrum des $^{192}\text{Ir}^m$

Die Messung wurde in derselben Weise vorgenommen wie beim $^{165}\text{Dy}^m$. Dabei fanden zunächst Präparate Verwendung, die nach der in § 2 beschriebenen Methode hergestellt waren, mit dem einen Unterschied, daß statt des Dy_2O_3 fein zerriebenes Ir-Pulver Verwendung fand. Die Bestrahlungszeit betrug 3 min, die Messung begann 45 sec nach Bestrahlungsende. Es zeigte sich, daß bei der kurzen Bestrahlungszeit die langlebigen Ir-Aktivitäten ^{192}Ir (74,3 d) und ^{194}Ir (19 h) in dem betrachteten Energiebereich keinen mit der Intensität der 1,45 min-Aktivität vergleichbaren Beitrag zur Zählrate lieferten. Bei allen Versuchen ergaben sich gerade Abfallskurven der Halbwertszeit $1,45 \pm 0,05$ min. Das Ergebnis der ersten Meßreihe, bei der die oben

²⁴ J. M. Cork, H. B. Keller u. A. E. Stoddard, Physic. Rev. **76**, 575 [1949]; T. Wiedling, Physic. Rev. **91**, 767 [1953].

²⁵ D. C. Hess jr. u. M. G. Ingram, Physic. Rev. **76**, 1717 [1949].

²⁶ E. McMillan, M. Kamen u. S. Ruben, Physic. Rev. **52**, 375 [1937]; V. Fomin u. F. G. Houtermans, Physik. Z. Sowjetunion **9**, 273 [1936].

²⁷ M. Goldhaber, C. O. Muehlhause u. S. H. Turkel, Physic. Rev. **71**, 372 [1947]; E. der Matossian u. M. Goldhaber, Physic. Rev. **82**, 115 [1951].

²⁸ N. Hole, Ark. Mat., Astronomi Fysik, Ser. A **36**, Nr. 9 [1948].

²⁹ R. G. Sachs, Physic. Rev. **57**, 194 [1940].

erwähnten, etwa $0,3 \text{ mg/cm}^2$ dicken Präparate Verwendung fanden, ist durch Kurve I in Abb. 8A dargestellt. Die beiden Linien röhren vom isomeren Übergang mit Umwandlung in der L- und M-Schale her. Ein etwa vorhandenes Elektronenkontinuum müßte bei niedrigen Energien bemerkbar sein. Die in dieser Kurve vorhandenen Elektronen kleinerer Energie röhren offensichtlich von Streueffekten im Präparat und an der Präparatunterlage her, wie ein Vergleich der Kurven I–III zeigt.

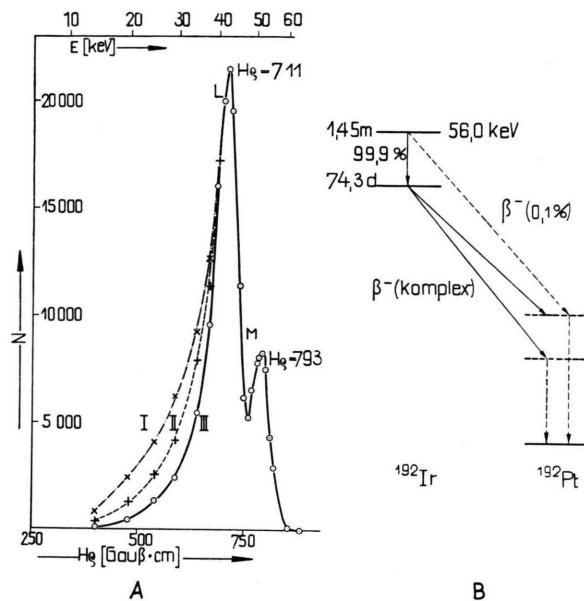


Abb. 8. A: Konversionselektronenspektrum des $^{192}\text{Ir}^m$ bei verschiedenen Präparat- und Unterlagendicken.
B: Zerfallsschema des $^{192}\text{Ir}^m$.

Linie	$H \varrho$ [Gauß · cm]	E [KeV]	A [KeV]	$E + A$ [KeV]	E_γ [KeV]	L/M	Über- gangsart
L	711 ± 8	$42,7 \pm 0,8$	13,4	$56,1 \pm 0,8$	$56,0 \pm 0,9$	4 ± 1	M 3 oder E 3
M	793 ± 8	$52,6 \pm 1,0$	3,2	$55,8 \pm 1,0$			

Tab. 3. Elektronenlinien des $^{192}\text{Ir}^m$ (1,45 min).

Die Kurven II und III sind mit Präparaten aufgenommen, bei denen Zaponlackfolien als Unterlagen dienten, und bei denen das Ir, als gelöstes IrCl_3 aufgetragen, in wesentlich homogenerer Schicht vorlag als bei Verwendung von Ir-Pulver. Kurve II, die mit $0,25 \text{ mg/cm}^2$ Ir auf 1μ Zaponlack erhalten ist, zeigt bereits wesentlich weniger Streuelektronen als Kurve I, und Kurve III mit $0,15 \text{ mg/cm}^2$ Ir auf $0,2 \mu$ Zaponlack so wenig, daß kein Unterschied mehr gegenüber normalen Isomeren-

übergängen zu bemerken ist. Man kann daher aus der letzten Kurve den Schluß ziehen, daß die Intensität eines etwa vorhandenen Elektronenkontinuums weniger als 3% betragen muß.

Die durch Auswertung des Linienspektrums erhaltenen Daten sind in Tab. 3 zusammengestellt.

c) Absorptionsmessungen

Nachdem sich gezeigt hatte, daß kein Elektronenkontinuum mit merklicher Intensität emittiert wird, schien es interessant, auch die Intensität des γ -Kontinuums im Vergleich zu der der Konversionselektronen zu bestimmen. Um die Intensität der nach Absorption der Konversionselektronen verbleibenden Strahlungen auf die Zahl der Konversionselektronen beziehen zu können, wurden dünne Ir-Präparate ($0,5 \text{ mg/cm}^2$ Ir auf 100μ Troilitul) und ein Zählrohr mit einem $0,2 \mu$ -Zaponlackfenster benutzt, mit dem ohne Absorber die Umwandlungselektronen quantitativ gezählt werden konnten²⁰. Bei Versuchen mit einem 100μ Al-Absorber, welcher die Konversionselektronen restlos absorbiert, war noch eine deutliche 1,45 min-Periode vorhanden. Es war zu erwarten, daß diese kurzlebige Komponente wenigstens zum Teil aus Röntgen-L-Strahlung bestand. Außerdem konnten unkonvertierte 56,0 KeV-Quanten sowie Quanten des fraglichen Kontinuums und eventuelle direkte β -Strahlen an dieser restlichen 1,45 min-Strahlung beteiligt sein.

Um den Beitrag der L-Quanten abschätzen zu können, wurde eine Al-Absorptionskurve aufge-

nommen. Diese enthielt u. a. eine stark absorbierbare Komponente, die etwa der Energie der L-Quanten entsprach. Unter der Annahme, daß dieser stark absorbierbare Anteil ausschließlich L-Strahlung darstellt, ergibt sich eine obere Grenze für die Zahl der L-Quanten, bezogen auf die Zahl der Konversionselektronen $N_L/N_{e^-} \leq 0,17$. Mit dem bekannten L/M-Verhältnis (Tab. 3) folgt daraus, daß die L-Fluoreszenzausbeute $\mu_L \leq 0,21$ sein muß, während nach röntgenspektroskopischen Messun-

gen³⁰ die u_L -Werte für die Subschalen $u_{L, I} = 0,370$; $u_{L, II} = 0,281$; $u_{L, III} = 0,244$ betragen, also deutlich größer als die hier gefundene Grenze sind.

Bei Absorptionsmessungen mit verschiedenem Absorbermaterial zeigte sich, daß die 1,45 min-Aktivität eine massenproportional absorbierbare Komponente enthält, die offensichtlich β -Strahlung mit etwa der Energie des 70 d-Iridiums (0,66 MeV), aber der Halbwertszeit 1,45 min darstellt³¹. Daraus folgt, daß das $^{192}\text{Ir}^m$ nicht nur durch Isomeren-Übergang in den Grundzustand, sondern auch teilweise durch direkten β -Zerfall in ^{192}Pt übergeht. Die Intensität dieses partiellen Zerfalls beträgt größtenteilsmäßig 0,1 %

Zuletzt wurden 4 mm dicke Al-Absorber benutzt, um die L-Quanten und die β -Strahlung völlig zu absorbieren. Unkonvertierte 56,0 KeV-Quanten und Quanten des fraglichen γ -Kontinuums sollten jedoch, falls mit merklicher Intensität vorhanden, noch hinter dieser Absorberdicke nachweisbar sein. Bei den Versuchen war jedoch von der 1,45 min-Periode nichts mehr zu merken. Aus der Zählrohr-Ansprechwahrscheinlichkeit³², dem Absorptionsvermögen³³ von 4 mm Al und einer Annahme über die Zahl der Zählrohrausschläge, die maximal mit dem Versuchsergebnis zu vereinbaren wären, folgt, daß höchstens 1 Quant pro 10^3 Konversionselektronen emittiert wird. Diese restliche Strahlung könnte sowohl unkonvertierte 56,0 KeV-Strahlung, als auch Quanten des γ -Kontinuums darstellen.

Unter der Voraussetzung, daß die ganze restliche Quantenstrahlung mit $E \geq 30$ KeV unkonvertierte

56,0 KeV-Quanten sind, ergeben die Messungen für den Konversionskoeffizienten dieses γ -Übergangs eine untere Grenze $\alpha \geq 1000$.

Unter der anderen Voraussetzung, daß es sich um Quanten des Kontinuums handelt, ergibt sich eine obere Grenze für die Häufigkeit der 2-Quantenzerrfälle:

$$\frac{N_{\text{kont}}}{N_{e^-}} \leq 10^{-3}.$$

d) Diskussion

Die gemessene Übergangsenergie $E_\gamma = 56,0 \pm 0,9$ KeV stimmt recht gut mit den von Caldwell⁸ und Hole²² gefundenen Energiewerten überein. Halbwertszeit und Energie genügen der empirischen Formel von Goldhaber und Sunyar¹⁰ für M3- und E3-Übergänge. Eine Entscheidung zwischen elektrischem und magnetischem Übergangstyp auf Grund des L/M-Verhältnisses ist nicht möglich, da über die Konversion in der M-Schale bisher keine genauen Rechnungen vorliegen.

Nach den Ergebnissen der Abschnitte b) und c) besteht kein Grund, einen 2-Quantenzerrfall beim $^{192}\text{Ir}^m$ anzunehmen. Der Zerfall erfolgt vielmehr wie in Abb. 8B dargestellt zu 99,9% durch Isomerenübergang (M3 oder E3) und zu 0,1% durch β -Zerfall.

Herrn Priv.-Doz. Dr. A. Flammersfeld bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit und die ständige Unterstützung sehr zu Dank verpflichtet. Dank gebührt ferner Herrn Dr. W. Herr für die Ausarbeitung des Vanadium-Abtrennverfahrens und Herrn Dipl.-Phys. K. Hoffmann für Hilfe beim Experimentieren.

³⁰ K. Küstner u. E. Arends, Ann. Physik, **22**, 443 [1935].

³¹ G. Weber u. A. Flammersfeld, Z. Naturforschg. **8a**, 580 [1953].

³² H. Saurer, Helv. physica Acta **23**, 381 [1950].

³³ S. J. M. Allen, Physic. Rev. **45**, 122 [1934].