**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta

**Band:** 22 (1949)

**Heft:** II

**Artikel:** Innere Konversion der -Strahlung und Röntgenstrahlung beim K-Einfang schwerer Atomkerne

**Autor:** Steffen, R.M. / Huber, O. / Humbel, F.

**DOI:** https://doi.org/10.5169/seals-112002

**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:** 02.10.2025

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

# Innere Konversion der $\gamma$-Strahlung und Röntgenstrahlung beim $K$-Einfang schwerer Atomkerne

von **R. M. Steffen, O. Huber** und **F. Humbel** (ETH. Zürich).

(8. I. 1949.)

*Summary.* The radiation from the gold isotopes of mass number 194, 195, 196 and 198 obtained by $(p, n)$-reactions from platinum have been investigated by spectrometric methods and coincidence techniques using calibrated counter arrangements. Complete decay schemes have been obtained; all of the four Au isotopes were found to decay by $K$-capture; which in the cases of $Au^{196}$ and $Au^{198}$ is accompanied by $\beta^-$-emission.

The internal conversion coefficients $\alpha_K$ and $\alpha_L$ of the various $\gamma$-rays have been carefully measured and the multipole character of the transitions deduced therefrom. By measuring the yields of Auger electrons accompanying the $K$-capture processes in Pt, the internal conversion coefficients for $x$-rays were determined and found in quantitative agreement with the relativistic theory developed by MASSEY and BURHOP.

## I. Einleitung.

### *1. Innere Konversion von $\gamma$-Strahlung.*

Ein angeregter Atomkern kann ausser durch Emission von $\gamma$-Strahlung auch auf strahlungslosem Wege in den Grundzustand übergehen durch direkte Übertragung seiner Anregungsenergie auf ein Hüllenelektron, wodurch dieses aus dem Atomverband herausgeworfen wird (innere Konversion der $\gamma$-Strahlung). Zur $\gamma$-Übergangswahrscheinlichkeit, die durch die Strahlungsbreite $\Gamma_\gamma$ gegeben ist, tritt also wegen der unmittelbaren Wechselwirkung Kern-Elektronenhülle, noch eine zusätzliche „Konversionsbreite" $\Gamma_{e^-}$ hinzu; somit ist die Gesamtübergangswahrscheinlichkeit des Kernniveaus:

$$\lambda = \frac{1}{\hbar}(\Gamma_\gamma + \Gamma_{e^-}) = \frac{1}{\hbar}\Gamma_\gamma\left(1 + \frac{\Gamma_{e^-}}{\Gamma_\gamma}\right) = \frac{1}{\hbar}\Gamma_\gamma(1+\alpha). \qquad (1)$$

Der „Konversionskoeffizient" $\alpha = \Gamma_{e^-} / \Gamma_\gamma$ kann theoretisch berechnet werden und hängt sehr stark von der Energie und dem Multipolcharakter des $\gamma$-Überganges, sowie von $Z$ ab. Von DANCOFF und MORRISON[1]) wurde der Konversionskoeffizient $\alpha_K$ der $K$-Schale für kleine $\gamma$-Energien, leichte Atome (bis etwa $Z = 30$) und belie-

bige Multipolordnung berechnet. Unter der gleichen Voraussetzug gelten die Formeln von HEBB und NELSON[2]) für den Konversionskoeffizienten $\alpha_L$ der $L$-Schale.

Die Konversionskoeffizienten $\alpha_K$ und $\alpha_L$ bei schweren Atomen (insbesondere für $Z = 84$) wurden für elektrische und magnetische Dipol- und Quadrupolübergänge von HULME, TAYLOR, MOTT, FISK und OPPENHEIMER[3-9]) für $\gamma$-Energien von 0,1 MeV bis 2,6 MeV exakt berechnet (Verwendung der relativistischen Wellenmechanik). Ausser aus älteren Untersuchungen bei natürlichen radioaktiven Substanzen sind wenig Messungen von Konversionskoeffizienten schwerer Atome bekannt; vor allem deswegen, weil die Bestimmung von $\alpha$ die genaue Kenntnis des bei schweren Kernen im allgemeinen komplizierten Zerfallsschemas erfordert. Aus der Kenntnis von $\alpha$ kann, durch Vergleich mit dem theoretischen Wert, auf den Multipolcharakter des $\gamma$-Übergangs geschlossen werden.

## 2. *Innere Konversion von Röntgenstrahlung.*

Auch bei Röntgenübergängen in der Elektronenhülle des Atoms kann anstatt der Emission eines Röntgenquants die verfügbare Energie direkt auf ein Elektron in den äusseren Schalen des Atoms übertragen werden (Auger-Effekt). Demzufolge wird auch die Lebensdauer eines Röntgenniveaus durch die Summe von Strahlungsbreite $\Gamma_X$ und Augerbreite $\Gamma_A$ gegeben

$$\lambda = \frac{1}{\hbar}(\Gamma_X + \Gamma_A) = \frac{1}{\hbar}\Gamma_X\left(1 + \frac{\Gamma_A}{\Gamma_X}\right) = \frac{1}{\hbar}\Gamma_X(1 + a)\,. \tag{2}$$

$a = \Gamma_A/\Gamma_X$ wird als Koeffizient der innern Konversion der Röntgenstrahlung bezeichnet. Öfters verwendet wird in der Röntgenliteratur die sog. Fluoreszenz-Ausbeute (fluorescence-yield).

$$W = \frac{\Gamma_X}{\Gamma_A + \Gamma_X} = \frac{1}{1+a} \tag{3}$$

$W$ hängt stark von der Ordnungsnummer des betreffenden Atoms ab. Theoretischen Überlegungen von WENTZEL[10]) entsprechend kann nach HAAS[11]) bzw. PINCHERLE[12]) die Fluoreszenz-Ausbeute der $K$-Niveaus durch den halbempirischen Ausdruck

$$W_K = \frac{Z^{3,5}}{Z^{3,5} + K} \tag{4}$$

gegeben werden. Die gemessenen Werte von $W_K$ werden durch die

obige Formel recht gut wiedergegeben, wenn man die Konstante $K = 2{,}2 \cdot 10^5$ setzt (Fig. 1).

Genaue Berechnungen der „Augerbreite" $\Gamma_A$ und der „Strahlungsbreite" $\Gamma_X$ der einzelnen Röntgenniveaux von Au ($Z = 79$) sind von RAMBERG und RICHTMYER[13]), sowie von MASSEY und BURHOP[14]) durchgeführt worden. RAMBERG und RICHTMYER berechneten $\Gamma_X$ und $\Gamma_A$ nach der WEISSKOPF-WIGNER'schen Theorie[15]) der Niveaubreiten mit Hilfe unrelativistischer Eigenfunktionen, während die Rechnungen von MASSEY und BURHOP auf Grund der relativistisch invarianten Methode von MØLLER[16]) zur Berechnung von Übergangswahrscheinlichkeiten bei Beteiligung von zwei Elektronen durchgeführt wurden.

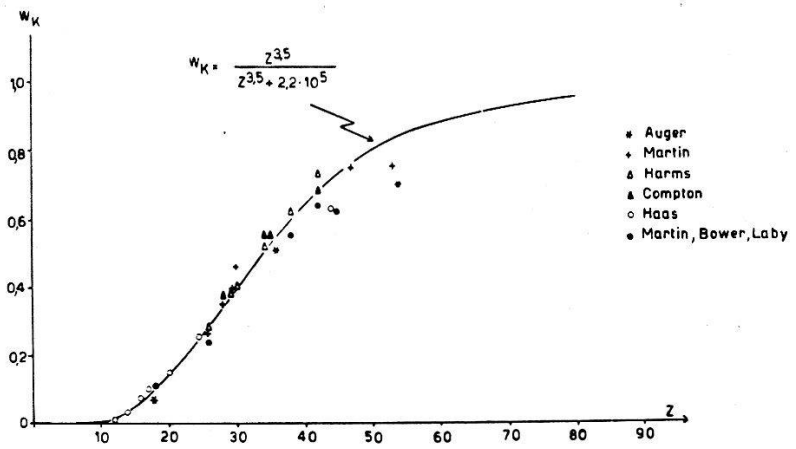


Fig. 1.

Abhängigkeit der Fluoreszenzausbeute des $K$-Niveaus von der Atomnummer $Z$. Messpunkte nach AUGER[48]), MARTIN[49]), HARMS[50],) COMPTON[51]), HAAS[11]) und MARTIN, BOWER und LABY[52]).

Bei Ionisation der $K$-Schale mit Röntgenstrahlung kann $a_K$ experimentell bestimmt werden. Solche Messungen wurden wegen der bei grösserem $Z$ auftretenden experimentellen Schwierigkeiten nur bis $Z = 54$ (Xenon) durchgeführt. Der Wert von $a_K$ kann aber gut bestimmt werden bei schweren Elementen, die durch den radioaktiven Zerfallsprozess des $K$-Einfangs zerfallen. Die durch den $K$-Einfangprozess in der $K$-Schale ionisierten Atome können durch Emission der charakteristischen Röntgenstrahlung oder durch Emission von Augerelektronen den Normalzustand erreichen. Wegen der relativ grossen Energie ist bei schweren Elementen sowohl die Messung der $K$-Strahlung (bei Au zirka 0,07 MeV Quantenenergie) als auch der Augerelektronen (bei Au zirka 0,05–0,06 MeV Energie) kein Problem.

### 3. *Positronenemission und K-Einfang bei schweren Kernen.*

Nach der Fermischen Theorie des $\beta$-Zerfalls ergibt sich für das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten von $K$-Einfang und $\beta^+$-Emission bei erlaubten Übergängen für alle fünf Kopplungsansätze (MØLLER[17])):

$$\Lambda(Z,W_0)=\frac{F_K}{F_{\beta+}}=\frac{\pi\cdot\Gamma(3+2S)(Z\alpha)^{3+2S}(W_0+W_K)^2}{\int_0^{p^0} e^{-\pi\frac{Z\alpha W}{p}}\left|\Gamma\left(1+S+i\frac{Z\alpha W}{p}\right)\right|^2 p^{2+2S}(W_0-W)^2\,dp} \tag{5}$$

Die Funktion $\Lambda(Z;W_0)$ wurde für die Energiedifferenzen zwischen Anfangs- und Endniveau $W_0=2{,}0$ und $W_0=4{,}0$ berechnet (Fig. 2). Der Verlauf von $\Lambda(Z)$ zeigt, dass bei grossen $Z$ der Zerfall

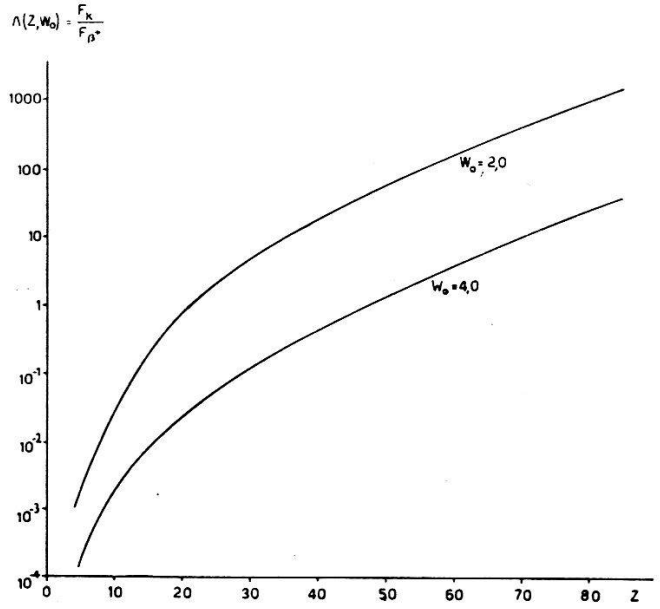


Fig. 2.

**Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten von $K$-Einfang und Positronenemission nach der Fermischen Theorie des $\beta$-Zerfalls für erlaubte Übergänge.**

durch $K$-Einfang sehr stark überwiegt. Dies erklärt die Tatsache, dass kein Kern mit $Z>60$ experimentell sichergestellt ist, der durch Positronenemission zerfällt, während bei leichten und mittelschweren Kernen die Wahrscheinlichkeit der beiden Zerfallsprozesse $K$-Einfang und $\beta^+$-Emission vergleichbar ist. Zur Untersuchung der innern Konversion sowohl der $\gamma$-Strahlung, als auch der Röntgenstrahlung bei schweren Elementen, schienen uns die radioaktiven Au-Isotope, die durch K-Einfang zerfallen, besonders geeignet, weil solche bei Bestrahlung von Platin mit den Protonen des Cyclotrons durch die $(p, n)$-Reaktion einfach hergestellt werden können, und die relativistischen Berechnungen von MASSEY und BURHOP ohne weiteres auf die Röntgenniveaus der durch den $K$-Einfang der Au-Isotope entstehenden Pt-Atome anwendbar sind.

## II. Untersuchungsmethoden zur Bestimmung der Zerfalls-Schematas und der Konversionswahrscheinlichkeiten bei den radioaktiven Au-Isotopen.

### *1. Herstellung der Präparate.*

Die meisten radioaktiven Au-Strahlungsquellen wurden durch Bestrahlung von sehr reinem Pt mit Protonen von 7 MeV Energie im Cyclotron der ETH. hergestellt. Die chemische Abtrennung der durch die $(p, n)$-Kern-Reaktion entstehenden Au-Isotope von der bestrahlten Pt-Target wurde von Dr. E. Jacobi ausgeführt, dem wir dafür unsern besten Dank aussprechen möchten. Das radioaktive Au wurde mit wenig Trägersubstanz als metallisches Au gefällt und auf ein dünnes Filterpapier gebracht. Die Flächendichte der verwendeten Präparate betrug 0,6–1,5 mg/cm$^2$.

Für gewisse Untersuchungen wurden $Au^{198}$-Präparate durch die $(n, \gamma)$-Einfangreaktion hergestellt. Reinstes Au-Blech wurde mit langsamen Neutronen, die bei der $Cu^{63}$ $(p, n)$ $Zn^{63}$-Reaktion in grosser Intensität im Cyclotron entstehen, bestrahlt. Da Gold nur das einzige stabile Isotop $Au^{197}$ besitzt, entsteht bei der $(n, \gamma)$-Reaktion das $Au^{198}$ rein.

### *2. Halbwertszeit-Messungen der Elektronen- und $\gamma$-Strahlung.*

Da das Pt ($Z = 78$) fünf stabile Isotope der Massenzahlen 192 (0,8% Häufigkeit), 194 (30,24%), 195 (35,3%), 196 (26,6%) und 198 (7,2%) besitzt, ist zu erwarten, dass durch die $(p, n)$-Reaktion die den obigen Massenzahlen entsprechenden Au-Isotope entstehen. Die Zerlegung der zeitlichen Abfallskurve sowohl der Elektronen- als auch der weichen $\gamma$-Strahlung der radioaktiven Au-Präparate zeigte das Auftreten von vier Aktivitäten, die mit den folgenden Halbwertszeiten zerfallen: 39 h, 65 h, 5,6 d und 180 d. Nach Messungen von Wilkinson[18]) müssen diese Aktivitäten den folgenden Massenzahlen zugeschrieben werden:

$$T_{1/2} = 39\ \text{h} : Au^{194}$$
$$T_{1/2} = 65\ \text{h} : Au^{198}$$
$$T_{1/2} = 5{,}6\ \text{d} : Au^{196}$$
$$T_{1/2} = 180\ \text{d} : Au^{195}$$

Wegen der geringen Häufigkeit des $Pt^{192}$ und der vermutlich kurzen Halbwertszeit eines eventuell existierenden $Au^{192}$-Isotops ist das Fehlen einer fünften Halbwertszeit bei unseren Messungen zu erwarten.

### 3. *Messung der Elektronenstrahlung der einzelnen Au-Isotope.*

Das Elektronenspektrum der radioaktiven Au-Isotope wurde sowohl mit einem Halbkreisspektrometer hohen Auflösungsvermögens als auch mit einem Linsenspektrometer grosser Lichtstärke[19]) ausgemessen (Fig. 3 und 4). Bei der Messung im Halbkreisspektrometer (Fig. 3) wurde eine Quelle von 1,0 mg/cm² Flächendichte verwendet. Die Abschlussfolie des Fensterzählrohrs war extrem dünn (zirka 0,02 mg/cm²), so dass keine Korrekturen in bezug auf Absorption der weichen Elektronenstrahlung nötig war.

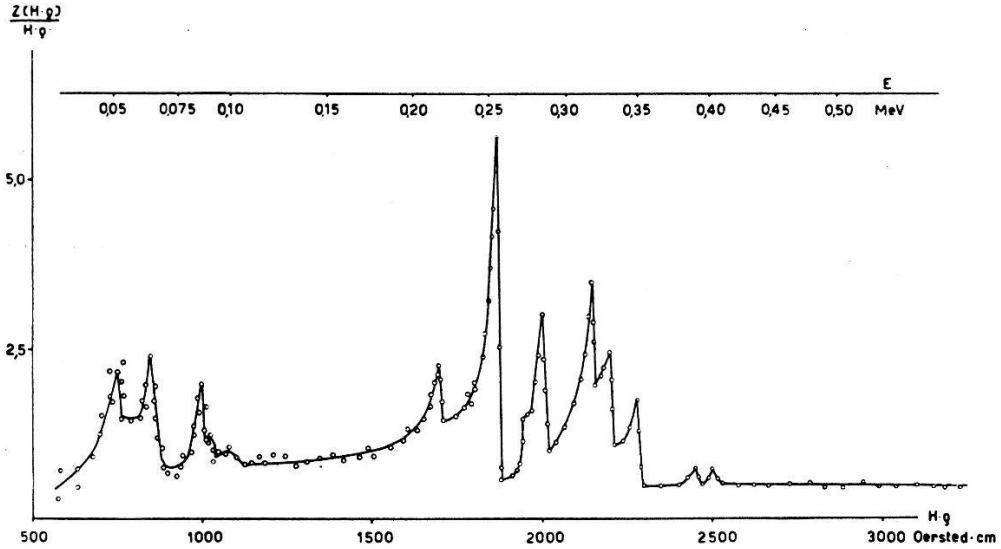


Fig. 3.

Elektronenspektrum der bei der Reaktion Pt ($p$, $n$) Au entstehenden, radioaktiven Au-Isotope. Gemessen mit einem Halbkreis-Spektrometer hohen Auflösungsvermögens.

Wegen der Kompliziertheit des Elektronenspektrums (Fig. 3 und 4) erfordert die Zuordnung der einzelnen Konversionslinien und $\beta^-$-Spektren zu den verschiedenen Perioden besondere Sorgfalt. Aus diesem Grunde wurde das Elektronenspektrum in verschiedenen Zeitabständen 18mal mit dem lichtstarken Linsenspektrometer vollständig ausgemessen, so dass für jeden $H\varrho$-Wert eine zeitliche Abfallskurve konstruiert werden konnte. Auf Grund der Zerlegung dieser Abfallskurven konnte das Elektronenspektrum in seine mit verschiedener Halbwertszeit zerfallenden Komponenten zerlegt werden: Fig. 5, 6, 7, 8. Diese Messungen wurden in bezug auf Absorption im Präparat (0,6 mg/cm²) und in der Zählrohr-Verschlussfolie (0,8 mg/cm² Glimmer) nach Möglichkeit korrigiert.

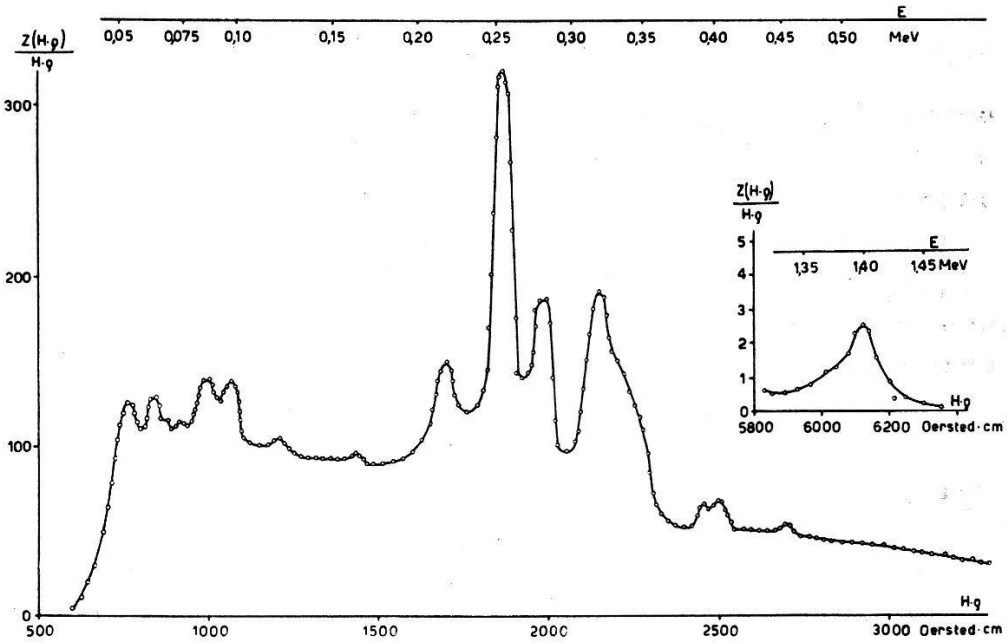


Fig. 4.

Elektronenspektrum der bei der Reaktion Pt $(p, n)$ Au entstehenden radioaktiven Au-Isotope. Gemessen mit einem Linsenspektrometer grosser Lichtstärke.

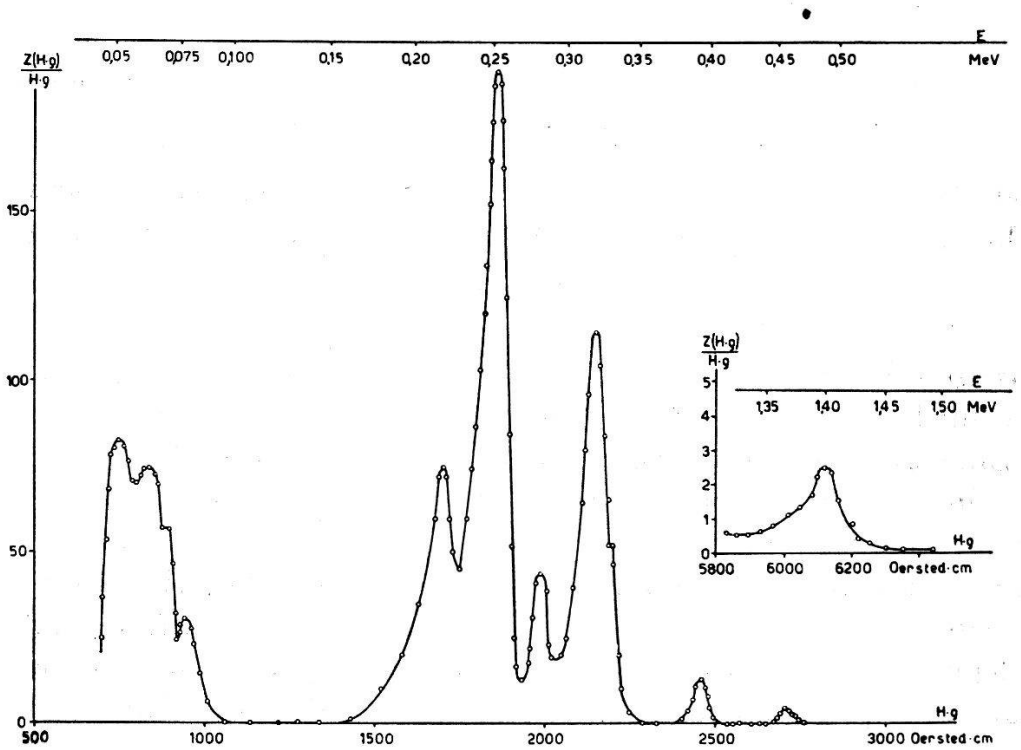


Fig. 5

Elektronenspektrum des 39 h-$Au^{194}$.

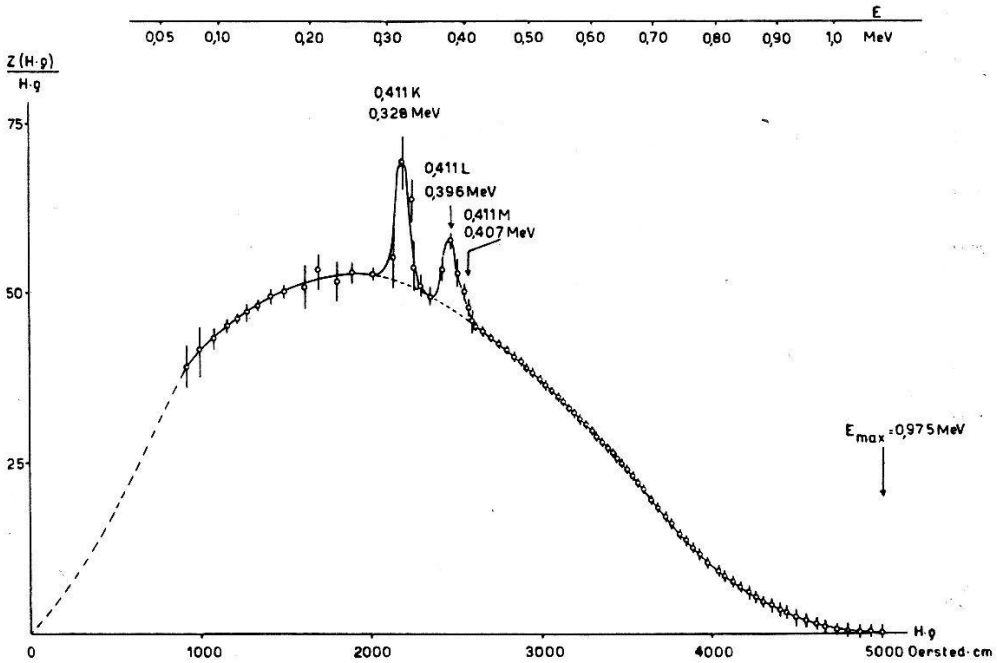


Fig. 6.

Elektronenspektrum des 65 h-$Au^{198}$.

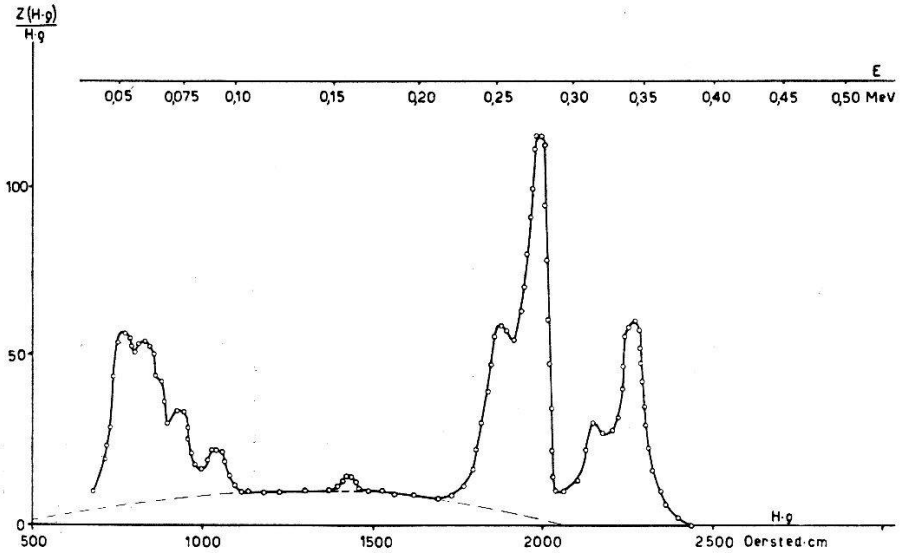


Fig. 7.

Elektronenspektrum des 5,6 d-$Au^{196}$.

Die Ergebnisse dieser Spektrographenmessungen sind aus der folgenden Tabelle ersichtlich:

**Tabelle 1.**

Elektronenstrahlung der einzelnen Au-Isotope.

| HWZ | Elektronenstrahlung | Energie in MeV | Interpretation der Elektronenstrahlung: Bezeichnung | Übergang | rel. Intensität |
|---|---|---|---|---|---|
| 39 h | Elektronenlinie | 0,051 | Augerelektronen | $LL \rightarrow K\infty$ | 80 |
| 39 h | Elektronenlinie | 0,061 | Augerelektronen | $LM \rightarrow K\infty$ | 55 |
| 39 h | Elektronenlinie | 0,063 | Augerelektronen | $LN \rightarrow K\infty$ | 20 |
| 39 h | Elektronenlinie | 0,071 | Augerelektronen | $MM \rightarrow K\infty$ | 20 |
| 39 h | Elektronenlinie | 0,213 | $K$-Konv.-Linie von $h\nu = 0{,}291$ MeV | | 63 |
| 39 h | Elektronenlinie | 0,277 | $L$-Konv.-Linie von $h\nu = 0{,}291$ MeV | | 33 |
| 39 h | Elektronenlinie | 0,254 | $K$-Konv.-Linie von $h\nu = 0{,}328$ MeV | | 195 |
| 39h | Elektronenlinie | 0,314 | $L$-Konv.-Linie von $h\nu = 0{,}328$ MeV | | 110 |
| 39 h | Elektronenlinie | 0,325 | $M$-Konv.-Linie von $h\nu = 0{,}328$ MeV | | 15 |
| 39 h | Elektronenlinie | 0,388 | $K$-Konv.-Linie von $h\nu = 0{,}466$ MeV | | 8 |
| 39 h | Elektronenlinie | 0,441 | $L$-Konv.-Linie von $h\nu = 0{,}466$ MeV | | 3 |
| 39 h | Elektronenlinie | 1,40 | $K$-Konv.-Linie von $h\nu = 1{,}48$ MeV | | 5 |
| 39 h | Kein kont. $\beta^-$-Spektrum | | | | |
| 65 h | $\beta^-$-Spektrum $E_{max} = 0{,}975$ | | | | 655 |
| 65 h | Elektronenlinie | 0,328 | $K$-Konv.-Linie von $h\nu = 0{,}411$ MeV | | 18,5 |
| 65 h | Elektronenlinie | 0,396 | $L$-Konv.-Linie von $h\nu = 0{,}411$ MeV | | 8 |
| 65 h | Elektronenlinie | 0,407 | $M$-Konv.-Linie von $h\nu = 0{,}411$ MeV | | 2 |
| 5,6 d | Elektronenlinie | 0,051 | Augerelektronen | $LL \rightarrow K\infty$ | 29 |
| 5,6 d | Elektronenlinie | 0,061 | Augerelektronen | $LM \rightarrow K\infty$ | 18 |
| 5,6 d | Elektronenlinie | 0,063 | Augerelektronen | $LN \rightarrow K\infty$ | 6 |
| 5,6 d | Elektronenlinie | 0,071 | Augerelektronen | $MM \rightarrow K\infty$ | 7 |
| 5,6 d | Elektronenlinie | 0,092 | $K$-Konv.-Linie von $h\nu = 0{,}175$ MeV | | 5,5 |
| 5,6 d | Elektronenlinie | 0,160 | $L$-Konv.-Linie von $h\nu = 0{,}175$ MeV | | 1,6 |
| 5,6 d | Elektronenlinie | 0,252 | $K$-Konv.-Linie von $h\nu = 0{,}330$ MeV | | 20 |
| 5,6 d | Elektronenlinie | 0,316 | $L$-Konv.-Linie von $h\nu = 0{,}330$ MeV | | 11,5 |
| 5,6 d | Elektronenlinie | 0,280 | $K$-Konv.-Linie von $h\nu = 0{,}358$ MeV | | 52 |
| 5,6 d | Elektronenlinie | 0,344 | $L$-Konv.-Linie von $h\nu = 0{,}358$ MeV | | 30 |
| 5,6 d | $\beta^-$-Spektrum $E_{max} \cong 0{,}30$ | | | | 55 |
| 180 d | Elektronenlinie | 0,051 | $K$-Konv.-Linie von $h\nu = 0{,}129$ MeV | | 14 |
| 180 d | Elektronenlinie | 0,115 | $L$-Konv.-Linie von $h\nu = 0{,}129$ MeV | | 2,5 |
| 180 d | Elektronenlinie | 0,127 | $M$-Konv.-Linie von $h\nu = 0{,}129$ MeV | | 0,5 |
| 180 d | Elektronenlinie | 0,082 | $L$-Konv.-Linie von $h\nu = 0{,}096$ MeV | | 35 |
| 180 d | Elektronenlinie | 0,093 | $M$-Konv.-Linie von $h\nu = 0{,}096$ MeV | | 5,4 |
| 180 d | Kein kont. $\beta^-$-Spektrum | | | | |

Die Interpretation der Elektronenstrahlung als $K$- und $L$-Konversionslinien ergibt sich auf Grund der Energiedifferenz der $K$- und $L$-Schale der Pt-Atome (64,2 KeV) bzw. der Hg-Atome (68,1 KeV). Die Energiewerte der Elektronenliniengruppe unter 0,072 MeV stimmen genau mit den Energiewerten der Augerelektronen, die beim Auffüllen der $K$-Schale des Pt emittiert werden, überein. Da ausserdem genau dieselben Elektronenlinien bei zwei verschiedenen Perioden ($T_{1/2} = 39$ h und $T_{1/2} = 5{,}6$ d) auftreten, dürfte ihre Inter-

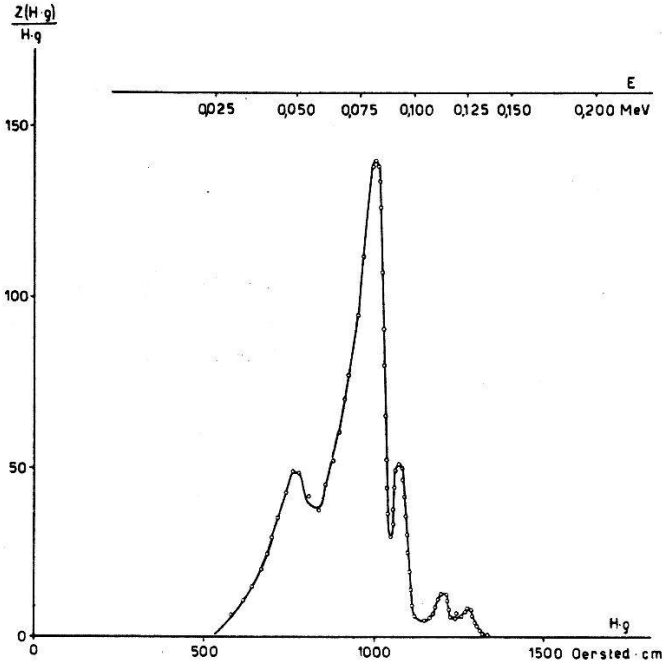


Fig. 8.
Elektronenspektrum des 180 d-$Au^{195}$.

pretation als Augerelektronen gerechtfertigt sein. Bei den einzelnen Augerlinien ist der Übergang der beiden beim Auger-Effekt beteiligten Elektronen in die $K$-Schale bzw. ins Kontinuum ($\infty$) angegeben.

### *4. Die L-Röntgenstrahlung der einzelnen Au-Isotope.*

Beim Übergang der Elektronen höherer Niveaus in die $K$-Niveaus der durch $K$-Einfang ionisierten Pt-Atome entstehen ebenfalls Elektronenlücken in den $L$-, $M$- und $N$-Schalen. Ausser der Pt-$K$-Röntgenstrahlung kann also durch geeignete Messmethoden noch die beim Auffüllen der $L$-Schale emittierte Pt-$L$-Strahlung gemessen werden. Die $M$-Röntgenstrahlung wird wegen ihrer kleinen Energie schon in der Quelle fast vollständig absorbiert.

Aus den relativen Intensitäten der $K\alpha_1$- und $K\alpha_2$- bzw. der $K\beta_1$-$K\beta_2$- und $K\beta_3$-Röntgenstrahlung können die relativen Strahlungsbreiten der Röntgenniveaus berechnet werden, und daraus lässt

sich die Anzahl der pro $K$-Einfangprozess angeregten $L$-Niveaus bestimmen. Mit den bekannten Intensitäten der Pt-$K_\alpha$-Strahlung und Pt-$K_\beta$-Strahlung[24] [25]) berechnet man, dass 0,75 $L$-Niveaus pro $K$-Einfangprozess angeregt werden. Es werden also 0,75 $W_L$ $L$-Röntgenquanten pro Einfang eines $K$-Elektrons emittiert ($W_L$ = Fluoreszenzausbeute des Pt-$L$-Niveaus).

Die mittlere Energie der Pt-$L$-Röntgenstrahlung beträgt (unter Berücksichtigung der Intensität der verschiedenen Übergänge ins $L$-Niveau[26])):

$$\underline{h\,\bar{\nu}_L = 10{,}1 \text{ keV}\,.} \tag{6}$$

Zur Messung der Pt-$L$-Strahlung wurden normale Fensterzählrohre mit Argonfüllung verwendet und durch $C$-Absorber der Eintritt der Elektronenstrahlung in die Zählrohre verhindert. Aus der Absorption der $L$-Strahlung im Füllgas des Zählrohrs berechnet man eine Sensibilität der Zählrohre für die Pt-$L$-Strahlung von $\varepsilon_L \approx 0{,}03$. Bei der Untersuchung der durch den $K$-Einfang des 65 h-$Hg^{197}$-Isomers angeregten Au-Röntgenstrahlung wurde $\varepsilon_L \cdot W_L^{Au}$ experimentell für die hier verwendeten Zählrohre bestimmt[23]):

$$\varepsilon_L \cdot W_L^{Au} \simeq 0{,}01\,. \tag{7}$$

### 5. *Messung der $\gamma$-Strahlung der einzelnen Au-Isotope.*

Zur Bestimmung der relativen Intensitäten der einzelnen $\gamma$-Komponenten ist die Messung der Absorptionskurve der komplexen $\gamma$-Strahlung mit einer in bezug auf Absorption geeichten Standardanordnung sehr geeignet[20]). Besonders wenn die Energien der einzelnen $\gamma$-Komponenten und damit aus der Eichkurve der Standardanordnung auch die Absorption in Pb bekannt ist, ergibt die Zerlegung der gemessenen Absorptionskurve zuverlässige Resultate.

Die Standardanordnung zum Messen von $\gamma$-Absorptionskurven wurde schon früher beschrieben[20]); sie ist auch in Fig. 13 angegeben. Als Detektor für härtere $\gamma$-Strahlung ($h\,\nu > 0{,}25$ MeV) wurden Zählrohre mit Bi-Kathode verwendet, deren Sensibilität gut bekannt ist[21]). Zur Messung weicherer $\gamma$-Strahlung (bis etwa 0,4 MeV) und besonders der Pt-$K$-Strahlung (zirka 65 keV) wurden dünnwandige Messingzählrohre mit einer 0,035 g/cm² dicken Au-Kathode verwendet. Die absolute Sensibilität dieser Au-Zählrohre für 0,067 MeV (Au-$K$-Strahlung) wurde bei der Untersuchung der durch $K$-Einfang zerfallenden $Hg^{197}$-Isomere zu $\varepsilon_{0{,}067\,\text{MeV}} = (9{,}0 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-3}$ bestimmt (Huber, Steffen und Humbel[22]) [23])) und für andere $\gamma$-Energien aus Vergleichsmessungen mit dem Bi-Zählrohr bekannter Sensibilität erhalten.

Die Absorption der $\gamma$-Strahlung der einzelnen Au-Isotope in Pb wurde auf die folgende Weise bestimmt: Aus 22 zu verschiedenen Zeiten vollständig gemessenen Pb-Absorptionskurven wurde die zeitliche Abnahme der $\gamma$-Intensität als Funktion der Dicke der Pb-Absorber zwischen Quelle und Zählrohr bestimmt, und durch die zeitliche Zerlegung der so für verschiedene Absorberdicken erhaltenen Kurven der Anteil der $\gamma$-Intensität der einzelnen Au-Perioden in Funktion der Pb-Absorberdicke ermittelt. Daraus kann die Absorption der $\gamma$-Strahlung jeder einzelnen Au-Periode in Pb erhalten werden (Fig. 13 und 20). Da die Halbwertszeiten der einzelnen Au-Isotope ziemlich verschieden sind und ausserdem nur die kurze Periode (39 $h$-$Au^{194}$) harte $\gamma$-Strahlung ($h\,\nu > 0{,}42$ MeV) emittiert, sind die Fehlergrenzen der auf die oben angegebene Art erhaltenen Absorptionskurven relativ klein.

### 6. *Koinzidenzmessungen.*

Zur Bestimmung von komplizierten Zerfallsschematas sind Koinzidenzmessungen äusserst wichtig; auf ihre sorgfältige Ausführung und Berücksichtigung der verschiedenen Korrekturen muss daher besondere Sorgfalt verwendet werden.

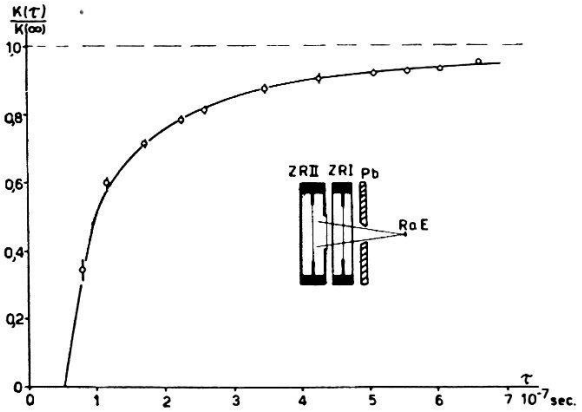


Fig. 9.
Verluste bei Koinzidenzmessungen infolge der Verzögerungszeit in den Zählrohren.

Um die Zahl der zufälligen Koinzidenzen zu verringern ist eine möglichst kleine Auflösungszeit $\tau$ des Koinzidenzverstärkers wünschenswert. Anderseits wird aber wegen den statistischen Schwankungen der Verzögerungszeit (time-lag = Zeit zwischen dem Eintritt des ionisierenden Teilchens ins Zählrohr und dem Beginn des Anstiegs des Potentials des Zählrohr-Drahtes) bei kleiner Auflösungszeit $\tau$ ein Teil der Koinzidenzen nicht als solche gezählt (Dunworth[27]), Bradt und Scherrer[28]). den Hartog[29]), Rotblat[30])).

Zur Bestimmung der Koinzidenzverluste wurden zwei dünnwandige, in Koinzidenz geschaltete Zählrohre mit einem Bündel Elek-

tronen (RaD) durchstrahlt (Öffnungswinkel $2\varphi = 15^0$, siehe Fig. 9) und die echten Koinzidenzen $K(\tau)$ in Funktion der Auflösungszeit $\tau$ der Koinzidenzmischung gemessen. Wurden beide Eingänge des Koinzidenz-Verstärkers mit dem Zählrohr II verbunden, so war die Anzahl $K(\infty)$ der gemessenen Koinzidenzen von $\tau$ unabhängig. Aus dem Verlauf von $K(\tau)/K(\infty)$ (Fig. 9) kann für jedes Auflösungsvermögen $\tau$ die wahre Anzahl der Koinzidenzen aus den gemessenen berechnet werden.*)

Zur Vermeidung von die Messungen verfälschenden gestreuten Koinzidenzen wurden alle Koinzidenzmessungen mit speziellen in bezug auf Raumwinkel und Sensibilität geeichten Zählrohr-Standardanordnungen durchgeführt. Die Anordnung zur Messung von $\beta$-$\gamma$- und $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen, sowie die $\beta$-$\beta$-Koinzidenzanordnung

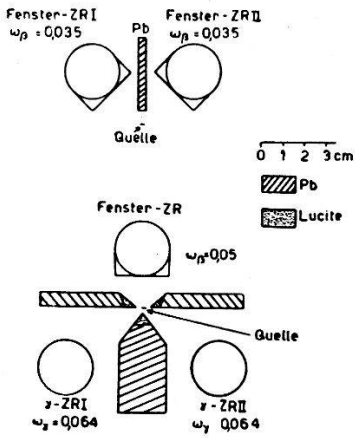


Fig. 10.

Zählrohranordnungen zur Messung von $\beta$-$\beta$-Koinzidenzen (obere Figur) und zur Messung von $\gamma$-$\gamma$- und $\beta$-$\gamma$-Koinzidenzen (untere Figur).

ist aus Fig. 10 ersichtlich. Zum Nachweis der $\beta$-Strahlung wurden mit einem RaE-Standardpräparat geeichte Fensterzählrohre (1,1–1,5 mg/cm² Glimmerfenster) verwendet.

Der zeitliche Abfall aller Koinzidenzen wurde bei jeder Messreihe (es wurden vier Messreihen durchgeführt!) während 5–6 Monaten ununterbrochen verfolgt und durch zeitliche Zerlegung in die den vier Perioden entsprechenden Anteile die Zahl der Koinzidenzen für die einzelnen Au-Isotope gefunden.

Wurden bei den Absorptionsmessungen der Koinzidenzen nicht die oben angegebenen Standardanordnungen verwendet, so sind die Anordnungen bei den entsprechenden Kurven eingezeichnet.

*) Die Diskrepanz zwischen unserer und der von Bradt und Scherrer gemessenen Kurve erklärt sich durch das wesentlich schmälere Elektronenbündel, das diese Autoren zur Durchstrahlung der Zählrohre verwendeten.

## 7. *Methode zur Bestimmung der Zerfallsschematas. Auswertung der Messungen.*

Die Methoden zur Bestimmung des Zerfallsschemas eines radioaktiven Kerns sind naturgemäss je nach Art des Zerfalls verschieden; das prinzipielle Auswertungsverfahren war hingegen bei der Untersuchung der Zerfallsprozesse der vier radioaktiven Au-Isotope das gleiche:

Aus den relativen Intensitäten der Pt-$K$-Strahlung, der $\gamma$-Strahlung und der Elektronenstrahlung und aus der Absorption der Elektronen- und $\gamma$-Strahlung bei den Koinzidenzabsorptionsmessungen konnte jeweils ein bestimmtes Zerfallsschema angenommen werden. Auf Grund dieses angenommenen Schemas wurden die charakteristischen Zerfallsgrössen des entsprechenden Au-Isotops berechnet: Die Anzahl $N^{\mathrm{I}}$, $N^{\mathrm{II}}$, $N^{\mathrm{III}}$ usw. der Zerfallsprozesse auf die verschiedenen Kernniveaus und die Konversionskoeffizienten. Mit der Kenntnis dieser Grössen konnten die Koinzidenzen, Einzelstösse und Absorptionskurven der verschiedenen beim Zerfall emittierten Strahlungen berechnet und mit dem Experiment verglichen werden. Bei Übereinstimmung der berechneten und beobachteten Werte konnte dann das Zerfallsschema abgesehen von sehr intensitätsschwachen Übergängen als gesichert gelten, während eine einzige wesentliche Diskrepanz zwischen berechneten und experimentellen Grössen die Richtigkeit des Zerfallsschemas in Frage stehen liess. Es zeigte sich, dass besonders die berechneten Daten der Koinzidenzmessungen äusserst empfindlich sind, in bezug auf eine, wenn auch sehr geringfügige Änderung des Zerfallsschemas.

Die Interpretation der experimentellen Resultate durch die Angabe eines Termschemas lässt sich auf diese Art in relativ sehr eindeutiger Weise durchführen.

Die bei der Auswertung der Messresultate verwendeten Bezeichnungen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

| | |
|---|---|
| $N = \sum_X N^X$ | Anzahl der insgesamt pro Zeiteinheit (min.) zerfallenden Kerne |
| $N^X$ | Anzahl der Zerfallsprozesse der Art $X$ pro Zeiteinheit. (Verschiedene Möglichkeiten des Zerfalls (z. B. $\beta^+$ und $K$-Einfang, oder Zerfall auf verschiedene Anregungsniveaus des Folgekerns) werden durch römische Ziffern als obere Indices unterschieden: $X$ = I, II, ... Erfolgt der Zerfall in mehreren Stufen (z. B. $\beta^-$-Zerfall mit mehreren $\gamma$-Übergängen in Kaskade) so werden die einzelnen Stufen des Zerfalls in ihrer Reihenfolge durch kleine Buchstaben $x = a, b, c, \ldots$ nach der |

| | |
|---|---|
| | römischen Ziffer unterschieden. Zum Beispiel $X\,x$ = IIc bedeutet dritter Übergang beim Zerfall der Art II.) |
| $I_\nu^{Xx}$ | Anzahl (Intensität) der pro Zeiteinheit beim Übergang $X\,x$ emittierten Teilchen der Sorte $\nu$. ($\nu = \alpha, \beta, \gamma$; $K, L, M \ldots$; $e_K^-, e_L^-, e_M^-, \ldots$ entsprechend $\alpha$-, $\beta$-, $\gamma$-Strahlung; $K$-, $L$-, $M$-Röntgenstrahlung; Konversionselektronen aus $K$-, $L$-, $M$-Schale. Zum Beispiel $I_{e_L^-}^{\mathrm{IIc}}$ bedeutet: Intensität der beim dritten Übergang des Zerfalls II emittierten $L$-Konversionselektronen) |
| $\omega_\nu$ | Von einem Zählrohr erfasster Raumwinkel für Partikel $\nu$ |
| $\varepsilon_\nu$ | Ansprechwahrscheinlichkeit eines Zählrohrs für Partikel $\nu$ (bezogen auf Zählrohr-Wanddicke = 0) |
| $\bar{\varepsilon}_\nu$ | Effektive Ansprechwahrscheinlichkeit eines Zählrohrs für Partikel $\nu$ (Absorption der Strahlung in der Zählrohrwand berücksichtigt) |
| $A_\nu$ | Faktor der Absorption der Partikel auf dem Wege von der Quelle ins Zählrohr = Bruchteil der nicht absorbierten Strahlung: $A_\nu \leqslant 1$ (für $\gamma$- und Röntgenstrahlung $A_\nu = e^{-\mu_\nu d}$) |
| $Z_\nu = \sum\limits_{Xx} Z_\nu^{Xx}$ | Mit einem Zählrohr pro Zeiteinheit insgesamt registrierte Partikel $\nu$ |
| $Z_\nu^{Xx} = I_\nu^{Xx} \cdot A_\nu \bar{\varepsilon}_\nu \omega_\nu$ | Mit einem Zählrohr pro Zeiteinheit registrierte Partikel $\nu$ des Übergangs $X\,x$ |
| $K(\nu;\mu) = \sum\limits_X K^X(\nu;\mu)$ | Mit einer Zählrohranordnung insgesamt registrierte Koinzidenzen zwischen Partikeln der Sorte $\nu$ und $\mu$ |
| $K^X(\nu;\mu)$ | Mit einer Zählrohranordnung registrierte Koinzidenzen zwischen Partikeln der Sorte $\nu$ und $\mu$ bei der Zerfallsmöglichkeit $X$ |
| $\alpha_K^{Xx} = \dfrac{\Gamma_{e_K}^{Xx}}{\Gamma_\gamma^{Xx}} = \dfrac{\bar{\alpha}_N^{Xx}}{1-\bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}}^{Xx}}$ | Konversionskoeffizient des $\gamma$-Übergangs $X\,x$ für die $K$-Schale (entsprechende Bezeichnung für $L$-, $M$-...-Schale) |
| $\alpha_K^{Xx} = \dfrac{\Gamma_{e_K}^{Xx}}{\Gamma_\gamma^{Xx} + \Gamma_{e^-_{\mathrm{Tot}}}^{Xx}} = \dfrac{\alpha_K^{Xx}}{1+\alpha_{\mathrm{Tot}}^{Xx}}$ | Konversionsverhältnis des $\gamma$-Übergangs $X\,x$ für die $K$-Schale ($\bar{\alpha} < 1$) |
| $W_K = \dfrac{\Gamma_X^K}{\Gamma_X^K + \Gamma_A^K} = \dfrac{1}{1+a_K} = 1-\bar{a}_K$ | Fluoreszenzausbeute des $K$-Niveaus (in bezug auf alle möglichen Übergänge) |
| $a_K = \dfrac{\Gamma_A^K}{\Gamma_X^K} = \dfrac{\bar{a}_K}{1-\bar{a}_K}$ | Konversionskoeffizient der $K$-Röntgenstrahlung (in bezug auf alle möglichen Übergänge) |
| $\bar{a}_K = \dfrac{\Gamma_A^K}{\Gamma_X^K + \Gamma_A^K} = \dfrac{a_K}{1+a_K}$ | Konversionsverhältnis der $K$-Röntgenstrahlung (in bezug auf alle möglichen Strahlungs- und Auger-Übergänge) |

## III. Untersuchung der Umwandlungsprozesse der radioaktiven Au-Isotope und Bestimmung der Konversionskoeffizienten.

### *1. Untersuchung des 39 h-$Au^{194}$.*

#### a) Bestimmung der Halbwertzeit und bisherige Untersuchungen an $Au^{194}$.

Die Untersuchung des zeitlichen Abfalls der Elektronen- und $\gamma$-Strahlung der durch die Reaktion Pt $(p, n)$ Au entstehenden radioaktiven Au-Isotope erwies das Auftreten eines Au-Isotops, welches sich mit einer Halbwertszeit von zirka 40 h umwandelte, wobei relativ wenig Elektronen, hingegen sehr viele energiereiche $\gamma$-Quanten emittiert werden. Die durch 1,5 cm Pb gefilterte $\gamma$-Strahlung zeigte einer ein exponentielle zeitliche Abnahme einer Halbwertszeit von

$$\underline{T_{1/2} = (39 \pm 2)\ \mathrm{h}}$$

entsprechend.

In den einzigen Untersuchungen dieser Periode (im Verlaufe unserer Messungen von WILKINSON[18]) veröffentlicht), wird die 39 h-Periode dem $Au^{194}$ zugeordnet. Das Auftreten dieser Periode bei der Pt $(p, n)$ Au-Reaktion bestätigt diese Zuordnung.

#### b) Die Elektronen- und $\gamma$-Strahlung des 39 h-$Au^{194}$.

Das Elektronenspektrum des $Au^{194}$ zeigt (vergl. Fig. 5), dass beim Zerfall des $Au^{194}$ nur Auger- und Konversionselektronen emittiert werden. Die Energiewerte der Elektronenlinien ergeben das Auftreten von 4 konvertierten $\gamma$-Übergängen der Quantenenergie

$$\begin{aligned} h\,\nu_1 &= (0{,}291 \pm 0{,}002)\ \mathrm{MeV} \\ h\,\nu_2 &= (0{,}328 \pm 0{,}002)\ \mathrm{MeV} \\ h\,\nu_3 &= (0{,}466 \pm 0{,}005)\ \mathrm{MeV} \\ h\,\nu_4 &= (1{,}48\ \ \pm 0{,}006)\ \mathrm{MeV} \end{aligned}$$

(vergl. Tabelle 1). Das Fehlen eines $\beta^-$-Kontinuums und die Emission von Augerelektronen lassen darauf schliessen, dass sich das $Au^{194}$ durch $K$-Einfang in $Pt^{194}$ umwandelt. Da nach Fig. 1 die $K$-Fluoreszenzausbeute des Pt $w_K = 0{,}94$ beträgt und das Intensitätsverhältnis der Augerelektronen zu den $K$-Konversionselektronen 175/271 beträgt (vergl. Tabelle 1), können die Augerelektronen nicht bei der Auffüllung der durch Konversion entstandenen Lücken in der $K$-Schale emittiert worden sein. Dass das $Au^{194}$ durch $K$-Einfang zerfällt, geht auch aus der Messung der Absorption der $\gamma$-

Strahlung in Sn mit einem Au-Zählrohr als Detektor hervor: zirka 25% aller beim Zerfall des $Au^{194}$ emittierten Quanten besitzen eine Energie von (0,070 $\pm$ 0,005) MeV, was innerhalb der Fehlergrenzen der Pt-$K$-Strahlung (zirka 0,065 MeV) entspricht.

Wilsonkammermessungen und der Vergleich der Koinzidenzraten, die zum Nachweis der Vernichtungsstrahlung mit zwei $\gamma$-Zählrohren unter einem Winkel bezüglich des Präparates von $90^0$ und $180^0$ gemessen wurden, ergaben, dass keine Positronen (weniger als 2% der Zerfallsprozesse) emittiert werden.

Um festzustellen, ob beim Zerfall des $Au^{194}$ neben der harten in der $K$-Schale konvertierten 1,48 MeV-$\gamma$-Strahlung noch weitere

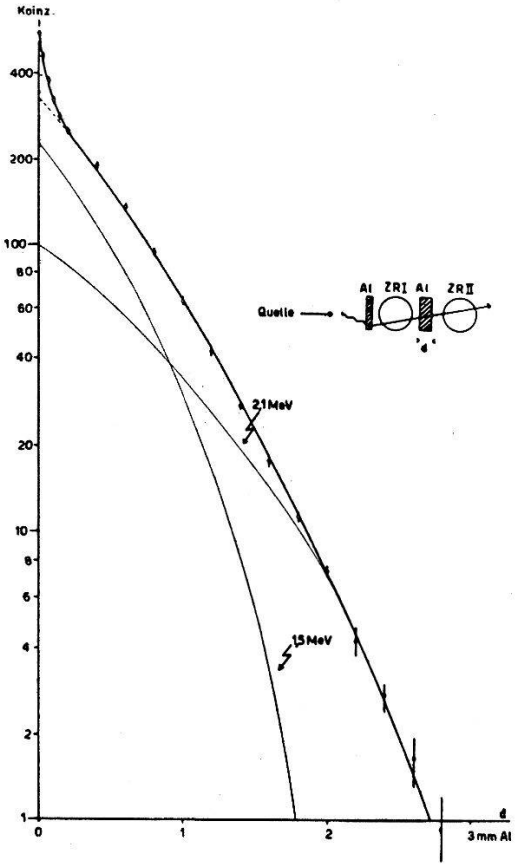


Fig. 11.

Absorption der Sekundär-Elektronen der harten $\gamma$-Strahlung des $Au^{194}$.

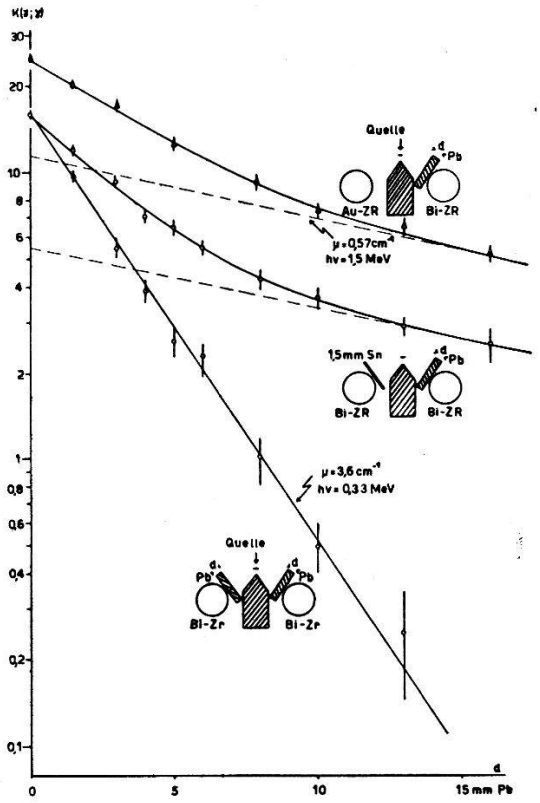


Fig. 12.

Absorption der $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen des $Au^{194}$ (Pb-Absorber).

energiereiche $\gamma$-Strahlung emittiert wird, wurde die Reichweite der von der $Au^{194}$-$\gamma$-Strahlung in einer Aluminiumplatte ausgelösten Comptonelektronen bestimmt. Die Messung wurde nach der von Bothe angegebenen Methode mit Hilfe zweier in Koinzidenz geschalteter Elektronen zählrohre, zwischen welche die Al-Absorber gebracht wurden, durchgeführt (Fig. 11). Die Zerlegung der gemessenen Absorptionskurve der Comptonelektronen nach der Methode

von Bleuler und Zünti[31]) auf Grund der mit $\gamma$-Strahlern bekannter Energie bestimmten Eichkurve der Anordnung zeigte neben der 1,48 MeV-$\gamma$-Strahlung noch das Auftreten einer weiteren harten $\gamma$-Strahlung mit der Quantenenergie

$$h\,\nu_1 = (2{,}1 \pm 0{,}1)\ \text{MeV}\,.$$

Das Intensitätsverhältnis der beiden harten $\gamma$-Komponenten wurde zu:

$$\frac{I_{1{,}48\ \text{MeV}}}{I_{2{,}1\ \text{MeV}}} = 2{,}3 \pm 0{,}2 \tag{8}$$

bestimmt.

Zur Messung des relativen Anteils der weichen $\gamma$-Komponenten ist die Methode der Absorption der Sekundärelektronen nicht geeignet. Zur Bestimmung der relativen Intensitäten der $\gamma$-Strahlungen mit der Quantenenergie 0,291 MeV, 0,328 MeV, 1,48 MeV und 2,1 MeV

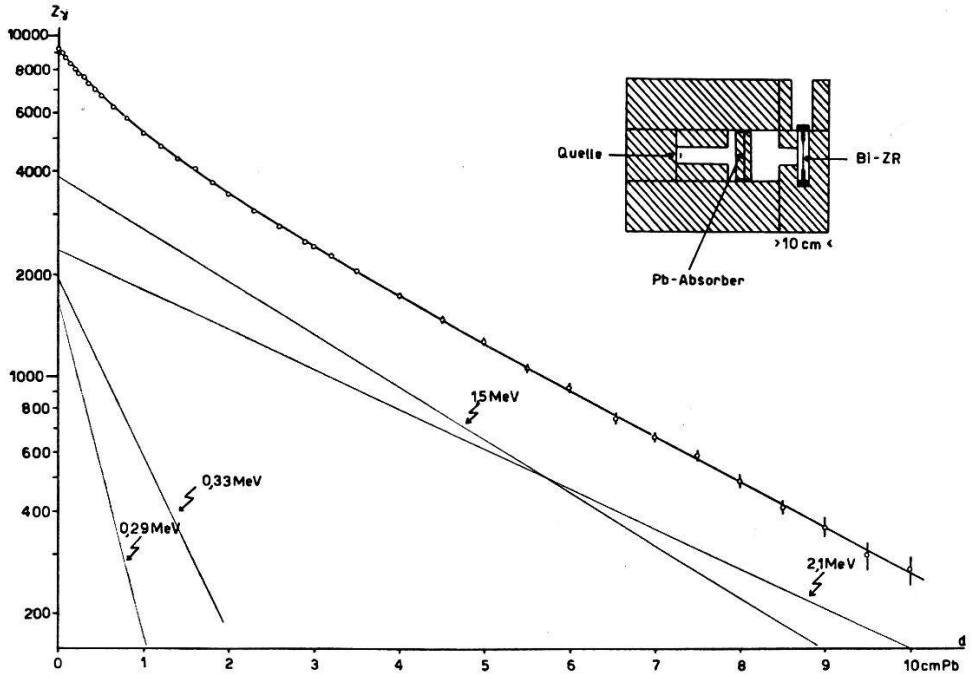


Fig. 13.

Absorption der $\gamma$-Strahlung des $Au^{194}$ (Pb-Absorber).

wurden Absorptionsmessungen mit Pb in der Standardanordnung durchgeführt (vergl. Abschnitt II 5). Da die Energie und somit auch die Absorption der 4 Komponenten der $\gamma$-Strahlung bekannt ist (wegen der geringen Intensität wird der Anteil der 0,466 MeV-$\gamma$-Strahlung vernachlässigt!), kann die Pb-Absorptionskurve in relativ eindeutiger Weise in die 4 Anteile zerlegt werden (Fig. 13). Unter Berücksichtigung der von der Quantenenergie abhängigen Zählrohr-

Sensibilität[21]) erhält man für das Intensitätsverhältnis der 4 $\gamma$-Komponenten:

$$I_{2,1\ \mathrm{MeV}} : I_{1,48\ \mathrm{MeV}} : I_{0,328\ \mathrm{MeV}} : I_{0,291} = 1 : 2{,}3 : 2{,}0 : 2{,}5\,. \tag{9}$$

Die Genauigkeit der Zerlegung dürfte etwa 20% betragen. Die Intensitäten der 3 $\gamma$-Linien mit 0,291 MeV, 0,328 MeV und 1,48 MeV Quantenenergie sind innerhalb der Fehlergrenzen gleich; demnach besteht die Möglichkeit, dass diese 3 $\gamma$-Komponenten in Kaskade emittiert werden.

### c) Koinzidenzabsorptionsmessungen und Termschema der $Au^{194}$-$Pt^{194}$-Umwandlung.

Der Verlauf der Absorption der $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen mit Pb, wobei zugleich vor beide Bi-Zählrohre Pb-Absorber gleicher Dicke gebracht wurden (Fig. 12), entspricht der Absorption einer $\gamma$-Strahlung von 0,33 MeV. Daraus geht hervor, dass die 1,48 MeV- und die 2,1 MeV-$\gamma$-Strahlung nicht in Kaskade emittiert werden.

Zur Untersuchung der Koinzidenzfähigkeit der übrigen $\gamma$-Komponenten wurde die Anzahl der $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen in Funktion der Dicke des Pb-Absorbers vor *einem* Bi-Zählrohr gemessen, während durch einen 1,5 mm dicken Sn-Absorber vor dem andern Bi-Zählrohr die Registrierung von eventuellen $K$-$\gamma$-Koinzidenzen verhindert wurde (Fig. 12). Der Verlauf dieser Absorptionskurve zeigt (unter Berücksichtigung der Zählrohrsensibilität), dass eine harte $\gamma$-Strahlung an den $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen zu zirka einem Drittel beteiligt ist, während zwei Drittel der $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen von weicherer $\gamma$-Strahlung (zirka 0,3 MeV) herrühren. Dadurch wird die Annahme nahegelegt, dass die 1,48-MeV-, die 0,328-MeV- und die 0,291-MeV-$\gamma$-Strahlung in Kaskade emittiert werden, was auch mit den Intensitätsverhältnissen dieser 3 $\gamma$-Strahlungen vereinbar ist.

Die Absorption der $K$-$\gamma$-Koinzidenzen (Fig. 12) lässt die gleiche Schlussfolgerung zu und zeigt, dass der relative Anteil der harten $\gamma$-Strahlung bei den $K$-$\gamma$-Koinzidenzen grösser ist als bei den $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen, was darauf schliessen lässt, dass die 2,1-MeV-$\gamma$-Strahlung direkt in den Grundzustand des $Pt^{194}$ führt, wobei das 2,1-MeV-Niveau direkt durch den $K$-Einfangsprozess angeregt wird.

Man bemerkt auch, dass die Energiesummen der 3 in Kaskade emittierten $\gamma$-Komponenten 1,48 MeV, 0,328 MeV und 0,291 MeV den Wert $(2{,}10 \pm 0{,}15)$ MeV ergibt, was genau der Quantenenergie der direkt angeregten 2,1-MeV-$\gamma$-Strahlung entspricht. Dies legt die Annahme nahe, dass durch den $K$-Einfang des $Au^{194}$ ein Anregungsniveau des $Pt^{194}$-Kerns von 2,1 MeV Energie angeregt wird, wobei

der Grundzustand des $Pt^{194}$-Kerns entweder durch die 3 in Kaskade emittierten $\gamma$-Linien (Zerfallsmöglichkeit I) oder durch einen „cross over"-Übergang mit Emission der 2,1-MeV-$\gamma$-Strahlung erreicht werden kann (Zerfallsmöglichkeit II), entsprechend dem Termschema der Fig. 14.

Die sehr schwache 0,466-MeV-$\gamma$-Strahlung, die experimentell nur durch ihre Konversionselektronen nachgewiesen werden konnte,

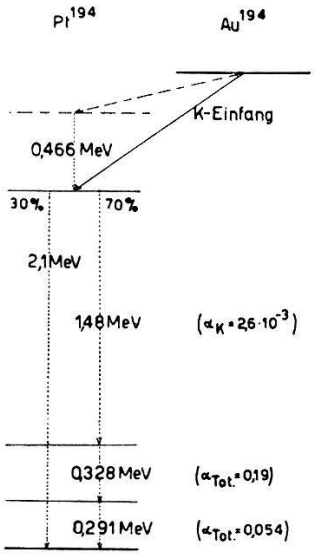


Fig. 14.
Termschema der $Au^{194}$-Umwandlung.

kann eventuell auf die in Fig. 14 angegebene Weise eingeordnet werden. Bei allen folgenden Berechnungen wird dieser $\gamma$-Übergang vernachlässigt.

### d) Verifikation des Termschemas durch Koinzidenzmessungen und Bestimmung der Konversionsverhältnisse.

Zur Bestimmung der Anzahl der Zerfallsprozesse $N = N^{I} + N^{II}$ eines bestimmten im folgenden vermessenen $Au^{194}$-Präparates wurde mit einem in bezug auf Raumwinkel geeichten Bi-Zählrohr die Stosszahl $Z_\gamma$ hinter 20 mm Pb gemessen:

$$Z_\gamma = (7200 \pm 50)\ \mathrm{min}^{-1} \tag{10}$$

Durch den Pb-Absorber wurden die 0,291-MeV- (Id) und die 0,328-MeV-$\gamma$-Strahlung (Ic) praktisch vollständig absorbiert und nur die 1,48-MeV- (Ib) und die 2,1-MeV-$\gamma$-Quanten (IIb) registriert:

$$Z_\gamma = Z_\gamma^{\mathrm{Ib+IIb}} = N^{\mathrm{I}}\,\omega_\gamma \cdot \bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{Ib}} \cdot e^{-\mu_{1,48\ \mathrm{MeV}} \cdot d_{\mathrm{Pb}}} + N^{\mathrm{II}}\omega_\gamma \cdot \bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{IIb}} \cdot e^{-\mu_{2,1\ \mathrm{MeV}} \cdot d_{\mathrm{Pb}}} \tag{11}$$

(Vernachlässigung der Konversion des 1,48-MeV-Übergangs). Unter Verwendung des Intensitätsverhältnisses (8) ergibt sich die Anzahl der Zerfallsprozesse:

$$\begin{aligned} N^{\mathrm{I}} &= 1{,}8 \cdot 10^7 \ \mathrm{min}^{-1} \\ N^{\mathrm{II}} &= 0{,}8 \cdot 10^7 \ \mathrm{min}^{-1} \end{aligned} \tag{12}$$

Zur Bestimmung der Konversion des 0,328-MeV- und des 0,291-MeV-Übergangs wurden $e^-$-$\gamma$-Koinzidenzen gemessen, wobei durch 15 mm Pb vor dem Bi-Zählrohr erreicht wurde, dass nur Koinzidenzen zwischen der 1,48-MeV-$\gamma$-Strahlung und den Konversionselektronen des 0,328-MeV- bzw. des 0,291-MeV-Übergangs gemessen wurden. Koinzidenzen mit Augerelektronen brauchen nicht berücksichtigt zu werden, da diese in der Luft und im Fenster des $\beta$-Zählrohrs absorbiert werden.

$$K^{\mathrm{I}}(\gamma; e^-) = N^{\mathrm{I}} \omega_\beta (\bar{\alpha}^{\mathrm{Ic}}_{\mathrm{Tot}} + \bar{\alpha}^{\mathrm{Id}}_{\mathrm{Tot}}) \cdot \omega_\gamma \cdot \bar{\varepsilon}^{\mathrm{Ib}}_\gamma \, e^{-\mu_{1,48\ \mathrm{MeV}}\, d_{\mathrm{Pb}}}$$

Aus dem experimentellen Wert von $K^{\mathrm{I}}(\gamma; e^-)$ und den übrigen nun bekannten Daten, kann die Summe der totalen Konversionsverhältnisse bestimmt werden:

$$\bar{\alpha}^{\mathrm{Ic}}_{\mathrm{Tot}} + \bar{\alpha}^{\mathrm{Id}}_{\mathrm{Tot}} = \frac{K^{\mathrm{I}}(\gamma; e^-)}{N^{\mathrm{I}} \omega_\beta \cdot \omega_\gamma \cdot \bar{\varepsilon}^{\mathrm{Ib}}_\gamma \, e^{-\mu_{1,48\ \mathrm{MeV}}\, d_{\mathrm{Pb}}}} = 0{,}21 \pm 0{,}02$$

Aus den mit dem Spektrographen bestimmten relativen Intensitätsverhältnissen der Konversionslinien (Tabelle 1) ergeben sich die Konversionsverhältnisse der einzelnen $\gamma$-Übergänge:

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| Übergang Ib: | 1,48 MeV | $\bar{\alpha}_K$ | = 0,0026 | $\pm$ 0,0003 |
| Übergang Ic: | 0,328 MeV | $\bar{\alpha}_K$ | = 0,10 | $\pm$ 0,01 |
| | | $\bar{\alpha}_L$ | = 0,057 | $\pm$ 0,01 |
| | | $\bar{\alpha}_M$ | = 0,008 | $\pm$ 0,004 |
| Übergang Id: | 0,291 MeV | $\bar{\alpha}_K$ | = 0,034 | $\pm$ 0,005 |
| | | $\bar{\alpha}_L$ | = 0,017 | $\pm$ 0,007 |

Mit der Kenntnis der Konversionsverhältnisse ist es möglich, aus den Intensitäten der Augerelektronen-Linien (vergl. Tabelle 1) die Konversionskoeffizienten der $K$-Röntgenstrahlung des Pt zu bestimmen. Wird dem Anteil der $K$-Einfangsprozesse $N^{\mathrm{II}}$, als deren Folge keine Konversionselektronen emittiert werden und ebenso der Ionisierung der $K$-Schale durch $K$-Konversion Rechnung getragen, so

erhält man für die Konversionswahrscheinlichkeit der Pt-$K$-Röntgenstrahlung:

$$\begin{array}{lll} \text{Auger-Übergang } LL \to K\infty & \bar{a}_{LL} = 0{,}026 & \pm 0{,}005 \\ \text{Auger-Übergang } LM \to K\infty & \bar{a}_{LM} = 0{,}018 & \pm 0{,}006 \\ \text{Auger-Übergang } LN \to K\infty & \bar{a}_{LN} = 0{,}0065 & \pm 0{,}003 \\ \text{Auger-Übergang } MN \to K\infty & \bar{a}_{MN} = 0{,}0065 & \pm 0{,}003 \end{array}$$

Damit ergibt sich für die Fluoreszenzausbeute der $K$-Schale des Pt:

$$W_K = 1 - \sum \bar{a} = 0{,}94 \pm 0{,}015 \tag{14}$$

in sehr guter Übereinstimmung mit dem nach Gleichung (4) erhaltenen Wert für Pt (Z = 78).

Mit diesem Wert von $W_K$ wird die Intensität der Pt-$K$-Strahlung beim Zerfall des $Au^{194}$ (Nachweis durch ein Au-Zählrohr):

$$Z_K^{\mathrm{I+II}} = (N^{\mathrm{I}} + N^{\mathrm{II}} + N^{\mathrm{II}}\,\bar{\alpha}_K^{\mathrm{Ic}} + N^{\mathrm{II}}\,\bar{\alpha}^{\mathrm{Id}})\, W_K \cdot \omega_\gamma \cdot \bar{\varepsilon}_K = 13500 \text{ min}^{-1}$$

in Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert:

$$Z_K = (13000 \pm 1000) \text{ min}^{-1}. \tag{15}$$

Die mit einem Bi-Zählrohr zu erwartende Stosszahl der beim Zerfall des $Au^{194}$ emittierten $\gamma$-Strahlung berechnet sich zu

$$\begin{aligned} Z_\gamma^{\mathrm{I+II}} = N^{\mathrm{I}} \cdot \omega_\gamma \big[(1 - \bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}}^{\mathrm{Ib}})\, \bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{Ib}} + (1 - \bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}}^{\mathrm{Ic}})\, \bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{Ic}} + (1 - \bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}}^{\mathrm{Id}})\, \bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{Id}}\big] \\ + N^{\mathrm{II}}\, \omega_\gamma\, \bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{IIb}} = 33\,800 \text{ min}^{-1} \end{aligned}$$

während

$$Z = (35000 \pm 1000) \text{ min}^{-1} \tag{16}$$

gemessen wurde, was in Anbetracht der immer etwas schwankenden Zählrohr-Sensibilität befriedigend ist. Die Anzahl der gemessenen $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen weist eindeutig daraufhin, dass die drei $\gamma$-Komponenten Ib, Ic und Id in Kaskade emittiert werden. Mit zwei in Koinzidenz geschalteten Bi-Zählrohren, welche zur Absorption der Pt-$K$-Strahlung von je 1,5 mm Sn umgeben sind, werden:

$$K\,(\gamma, \gamma) = (16{,}0 \pm 0{,}5) \text{ min}^{-1} \tag{17}$$

Koinzidenzen gemessen, während man unter Annahme des Termschemas der Fig. 14 den folgenden Wert berechnet:

$$\begin{aligned} K^{\mathrm{I}}(\gamma;\gamma) = {} & 2\,N^{\mathrm{I}}\, \omega_\gamma\, \bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{Ib}}\, (1 - \bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}}^{\mathrm{Ic}})\, \omega_\gamma \cdot \bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{Ic}}\, e^{-\mu_{0{,}328\,\mathrm{MeV}}\, d_{\mathrm{Sn}}} \\ & + 2\,N^{\mathrm{I}}\, \omega_\gamma\, \bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{Ib}}\, (1 - \bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}}^{\mathrm{Id}})\, \omega_\gamma \cdot \bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{Id}}\, e^{-\mu_{0{,}291\,\mathrm{MeV}}\, d_{\mathrm{Sn}}} \\ & + 2\,N^{\mathrm{I}}\, (1 - \bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}}^{\mathrm{Ic}})\, \omega_\gamma \cdot \bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{Ic}}\, e^{-\mu_{0{,}328\,\mathrm{MeV}}\, d_{\mathrm{Sn}}} \\ & \cdot (1 - \bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}}^{\mathrm{Id}})\, \omega_\gamma\, \bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{Id}}\, e^{-\mu_{0{,}291\,\mathrm{MeV}}\, d_{\mathrm{Sn}}} \end{aligned}$$

Mit den oben bestimmten Werten von $N^{\mathrm{I}}$ und $\bar{\alpha}$ erhält man:

$$K^{\mathrm{I}}(\gamma;\gamma) = 15{,}4\ \mathrm{min}^{-1} \tag{18}$$

Auf diese Weise kann die Anzahl der $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen für verschiedene Pb-Absorber vor den Bi-Zählrohren berechnet und mit den tatsächlich gemessenen Werten verglichen werden (Tabelle 2).

**Tabelle 2.**

Berechnete und gemessene $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen beim Zerfall des $Au^{194}$.

| Absorber vor ZR I<br>ZR I: Bi-ZR | Absorber von ZR II<br>ZR II: Bi-ZR | $K^{\mathrm{I}}(\gamma;\gamma)$<br>berechnete Werte<br>$\mathrm{min}^{-1}$ | $K^{\mathrm{I}}(\gamma;\gamma)$<br>gemessene Werte<br>$\mathrm{min}^{-1}$ |
|---|---|---|---|
| 1,134 g/cm² Sn | 1,134 g/cm² Sn | 15,4 | 16,0 ± 0,5 |
| 1,134 g/cm² Sn | 5 mm Pb | 6,23 | 6,5 ± 0,3 |
| 1,134 g/cm² Sn | 10 mm Pb | 3,80 | 3,6 ± 0,2 |
| 1,134 g/cm² Sn | 16 mm Pb | 2,53 | 2,5 ± 0,2 |
| 5 mm Pb | 5 mm Pb | 2,3 | 2,5 ± 0,2 |
| 10 mm Pb | 10 mm Pb | 0,35 | 0,5 ± 0,1 |
| **Absorber vor ZR I<br>ZR I : Au-ZR** | **Absorber vor ZR II<br>ZR II : Bi-ZR** | **$K_{\mathrm{I+II}}(K;\gamma)$<br>berechnete Werte<br>$\mathrm{min}^{-1}$** | **$K^{\mathrm{I+II}}(K;\gamma)$<br>aus Differenzmessungen bestimmte Werte $\mathrm{min}^{-1}$** |
| 0<br>(bzw. 1,5 mm Sn) | 0 | 12,0 | 11,5 ± 1,0 |
| 0<br>(bzw. 1,5 mm Sn) | 16 mm Pb | 3,33 | 3,4 ± 0,2 |

Die Berechnung der Koinzidenzen zwischen der Pt-$K$-Strahlung (Au-Zählrohr) und der $\gamma$-Strahlung (Bi-Zählrohr mit 1,5 mm Sn) ist etwas komplizierter, weil die als Folge der $K$-Konversion auftretenden $K$-Übergänge berücksichtigt werden müssen:

$$\begin{aligned}
K^{\mathrm{I+II}}(K;\gamma) = {} & N^{\mathrm{I}} W_K \omega_K \bar{\varepsilon}_K \omega_\gamma \big[\bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{Ib}} + (1-\bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}}^{\mathrm{Ic}})\, \bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{Ic}}\, e^{-\mu_{0{,}328\ \mathrm{MeV}}\, d_{\mathrm{Sn}}} \\
& + (1-\bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}}^{\mathrm{Id}})\, \bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{Id}}\, e^{-\mu_{0{,}291\ \mathrm{MeV}}\, d_{\mathrm{Sn}}}\big] \\
& + N^{\mathrm{I}} \omega_\gamma W_K \omega_K \bar{\varepsilon}_K \big[\bar{\alpha}_K^{\mathrm{Id}} \bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{Ib}} + \bar{\alpha}_K^{\mathrm{Id}} (1-\bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}}^{\mathrm{Ic}})\, \bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{Ic}}\, e^{-\mu_{0{,}328\ \mathrm{MeV}}\, d_{\mathrm{Sn}}} \\
& + \bar{\alpha}_K^{\mathrm{Ic}} \bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{Ib}} + \bar{\alpha}_K^{\mathrm{Ic}} (1-\bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}}^{\mathrm{Id}})\, \bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{Id}}\, e^{-\mu_{0{,}291\ \mathrm{MeV}}\, d_{\mathrm{Sn}}}\big] \\
& + N^{\mathrm{II}} W_K \omega_K \bar{\varepsilon}_K \omega_\gamma \bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{IIb}}
\end{aligned}$$

Die für 0 und 16 mm Pb vor dem Bi-Zählrohr berechneten Werte von $K^{\mathrm{I+II}}(K;\gamma)$ sind in Tabelle 2 eingetragen. Die experimentelle

Bestimmung der $K$-$\gamma$-Koinzidenzen erforderte die Messung der Differenz der $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen ohne Sn-Absorber und mit 1,5 mm Sn vor dem Au-Zählrohr, denn durch 1,5 Sn wird die Pt-$K$-Strahlung praktisch vollständig absorbiert, während die geringe Absorption der $\gamma$-Strahlung in Rechnung gezogen werden kann.

Die Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Koinzidenzen in Tabelle 2 bestätigt das angenommene Zerfallsschema des $Au^{194}$ (Fig. 14).

### 2. *Untersuchung des 65-h-$Au^{198}$.*

#### a) Bisherige Untersuchungen des $Au^{198}$.

Der Zerfall des $Au^{198}$ war der Gegenstand schon sehr vieler Untersuchungen, jedoch widersprechen sich die Resultate einiger Autoren. Nach den Messungen von SIEGBAHN[32]) und PEACOCK-WILKINSON[33]) wird beim Zerfall des $Au^{198}$ ein einfaches Elektronenspektrum ($E_{max}$ = 0,97 MeV) emittiert mit nachfolgender Emission einer einzigen $\gamma$-Strahlung von 0,41 MeV. Diesem einfachen Zerfallsschema stehen die Messungen von LEVY und GREULING[34]) gegenüber; diese Autoren messen ein komplexes $\beta^-$-Spektrum und finden ausser der 0,41-MeV-$\gamma$-Strahlung noch zwei schwache konvertierte $\gamma$-Linien von 0,208 MeV und 0,157 MeV-Quantenenergie, die in Kaskade emittiert werden sollen. Auf einen ähnlichen Zerfallsmodus scheinen die von CLARK[35]), WIEDENBECK-CHU[36]) und MANDEVILLE-SCHERB[37]) gemessenen $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen hinzuweisen; hingegen konnten JURNEY und KECK[38]) bei chemisch abgetrenntem $Au^{198}$ keine Anzeichen von $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen feststellen.

Da das $Au^{198}$ zwei stabile Isobare: $Hg^{198}$ und $Pt^{198}$, besitzt, ist die Möglichkeit gegeben, dass das $Au^{198}$ sich nicht nur durch $\beta^-$-Zerfall, sondern auch durch $K$-Einfang umwandelt. Diese Möglichkeit wurde schon von SIZOO und EJKMANN[39]), allerdings auf Grund falscher Messresultate, diskutiert und von INANANANDA[40]) wieder aufgegriffen, nachdem dieser letztere Autor eine von ihm gefundene schwache, etwas breite Elektronenlinie von 0,058-MeV-Energie als $L$-Konversionslinie der Pt- und Hg-$K$-Röntgenstrahlung interpretierte.

#### b) Die Elektronen- und $\gamma$-Strahlung des 65-h-$Au^{198}$.

Die Elektronenstrahlung des durch die Pt $(p, n)$ Au-Reaktion hergestellten $Au^{198}$ ist aus Fig. 6 ersichtlich. Da das $\beta^-$-Spektrum des $Au^{198}$ teilweise durch die Elektronenstrahlung der andern Au-Isotope stark überdeckt wurde, ist die Ungenauigkeit der Messpunkte unterhalb des $H\varrho$-Wertes 2300 Oersted·cm beträchtlich. Die $K$-, $L$-

und $M$-Konversionselektronen der 0,411-MeV-$\gamma$-Strahlung konnten gut gemessen werden und dienten zur Eichung des Linsenspektrometers, da die Energie dieser beim Zerfall des $Au^{198}$ emittierten $\gamma$-Linie von DUMOND, LIND und WATSON[41]) mit einem Quarz-Kristall-Spektrometer sehr genau zu (0,41118 $\pm$ 0,00005) MeV bestimmt wurde. Die von LEVY und GREULING angegebenen Konversionslinien konnten nicht festgestellt werden; ebenso lässt das

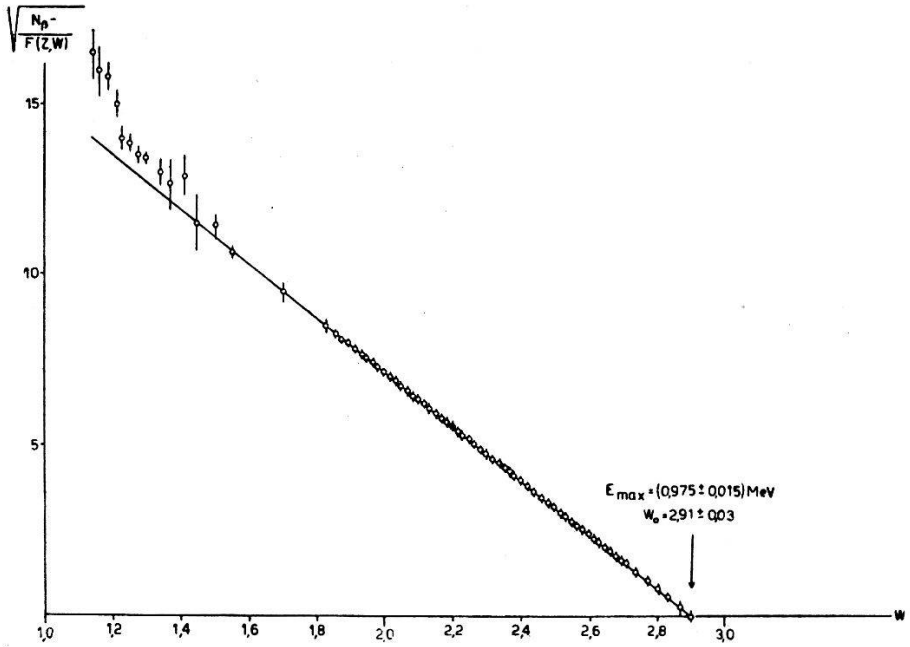


Fig. 15.

Fermi-Diagramm des Elektronenspektrums des $Au^{198}$.

Fermi-Diagramm (Fig. 15) auf ein einfaches $\beta^-$-Spektrum schliessen; die Anwesenheit eines Partialspektrums mit $E_{max} = 0{,}605$ MeV, wie es LEVY und GREULING gemessen haben, scheint nach unseren Messungen sehr unwahrscheinlich. Aus der Fermi-Geraden ergibt sich die obere Grenze des $\beta^-$-Kontinuums zu

$$E_{max} = (0{,}975 \pm 0{,}015) \text{ MeV}.$$

Um festzustellen, ob neben der 0,411-MeV-$\gamma$-Strahlung noch weichere $\gamma$-Komponenten auftreten, wurde die Absorption der $\gamma$-Strahlung sehr reiner $Au^{198}$-Strahlungsquellen in Sn mit einem Au-Zählrohr als Detektor sehr sorgfältig gemessen. Die $Au^{198}$-Präparate wurden durch den $(n, \gamma)$-Prozess aus dem stabilen Reinelement $Au^{197}$ hergestellt, indem spektroskopisch reines Au-Blech (0,1 mm dick) mit langsamen Neutronen bestrahlt wurde. Die mehrmals gemessene Sn-Absorptionskurve (Fig. 16) zeigt deutlich die Anwesenheit einer

elektromagnetischen Strahlung mit einer Quantenenergie von 0,07 MeV. Bei Berücksichtigung der Eigenabsorption im Au-Blech und der effektiven Zählrohr-Sensibilität ergibt sich für die Intensität dieser 0,07-MeV-Strahlung

$$I_{0,07\ \mathrm{MeV}} = 0{,}26\ I_{0,41\ \mathrm{MeV}} \tag{19}$$

### c) Koinzidenzmessungen und Konversion der 0,411-MeV-$\gamma$-Strahlung.

Die Messung von $\beta$-$\gamma$-Koinzidenzen in Funktion der Dicke eines Al-Absorbers vor dem $\beta$-Zählrohr bestätigt, dass das $\beta^-$-Spektrum einfach ist; denn der Quotient $K(\beta^-;\gamma)/Z\beta^-$ ist unabhängig von der Absorberdicke (Fig. 17).

Ebenso zeigt der Verlauf der $\beta$-$\gamma$-Koinzidenzen bei Absorption der $\gamma$-Strahlung mit Pb-Absorbern vor den $\gamma$-Zählrohren, dass das

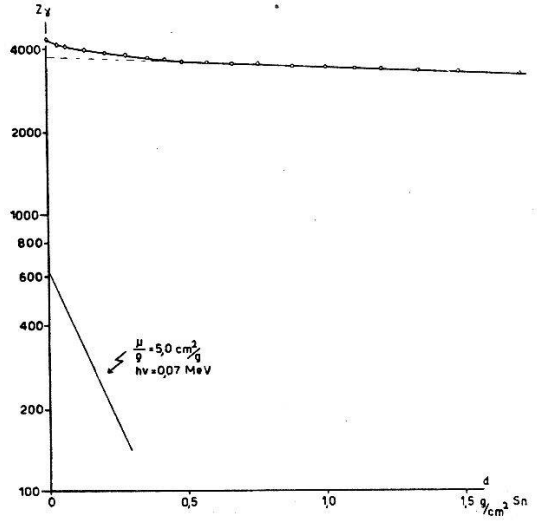


Fig. 16.

Absorption der elektro-magnetischen Strahlung des $Au^{198}$ (Sn-Absorber).

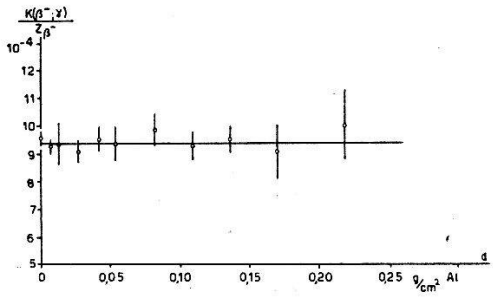


Fig. 17.

Absorption d. $\beta$-$\gamma$-Koinzidenzen des $Au^{198}$ (Al-Absorber vor dem Fensterzählrohr).

$\beta^-$-Spektrum nur mit der 0,411-MeV-$\gamma$-Strahlung koinzidiert und keine weicheren koinzidenzfähigen $\gamma$-Komponenten mit über 10%-Intensität vorhanden sein können (Fig. 18). Zur Messung von $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen wurden zwei Messing-Zählrohre mit Au-Kathode verwendet um auch weiche $\gamma$-Strahlung (bis zirka 0,05 MeV) erfassen zu können. Bei einer mittleren Einzelstosszahl von

$$Z_\gamma = (4800 \pm 100)\ \mathrm{min}^{-1} \tag{20}$$

wurden mit der $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzstandardanordnung

$$K(\gamma;\gamma) = (0{,}05 \pm 0{,}02)\ \mathrm{min}^{-1} \tag{21}$$

Koinzidenzen gemessen. Der von den Au-Zählrohren erfasste Raumwinkel betrug bei dieser Messung $\omega_\gamma = (0{,}071 \pm 0{,}005)$. Mit einem 1 mm dicken Sn-Absorber vor einem Au-Zählrohr konnten keine $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen mehr festgestellt werden. Es scheint demnach, dass ein Koinzidenzpartner mit der 0,070-MeV-$\gamma$- oder -Röntgenstrahlung identisch ist.

Aus dem relativen Intensitätsverhältnis der Konversionselektronen des 0,411-MeV-$\gamma$-Überganges und des $\beta^-$-Spektrums (vergl.

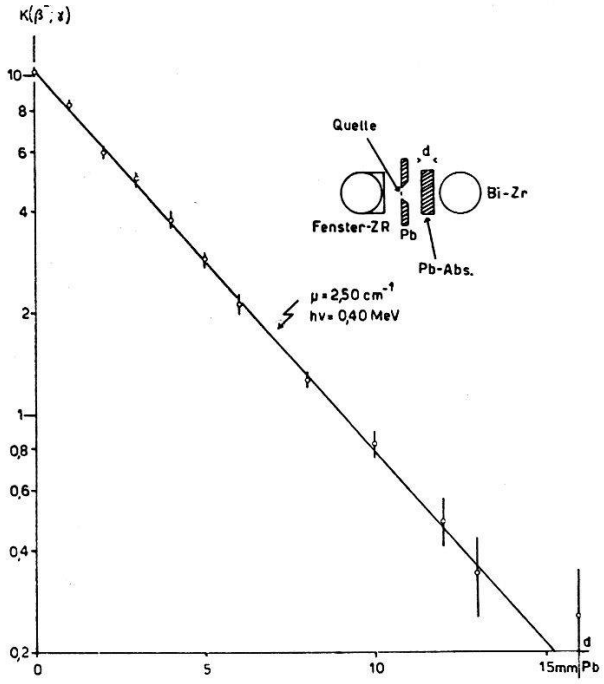


Fig. 18.

Absorption des $\beta$-$\gamma$-Koinzidenzen des $Au^{198}$ (Pb-Absorber vor $\gamma$-Zählrohr)

Tabelle 1) ergibt sich für die Konversionsverhältnisse der 0,411-MeV-$\gamma$-Strahlung:

$$\text{Übergang Ib: } 0{,}411 \text{ MeV.} \quad \begin{aligned} \bar{\alpha}_K &= 0{,}028 \pm 0{,}007 \\ \bar{\alpha}_L &= 0{,}0125 \pm 0{,}003 \\ \bar{\alpha}_M &= 0{,}003 \pm 0{,}002 \end{aligned}$$

Den gleichen Wert der Konversionsverhältnisse ergibt die Auswertung der $\beta$-$\gamma$-Koinzidenzen:

Da ausser dem $\beta^-$-Spektrum und den Konversionselektronen der 0,411-MeV-$\gamma$-Strahlung keine andere Elektronenstrahlung emittiert wird, gilt:

$$K^{\mathrm{I}}(\beta^-; e^-) = 2\, N^{\mathrm{I}} \cdot \omega_\beta \cdot \bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_{\mathrm{Tot}}\, \omega_\beta$$

und

$$Z^{\mathrm{I}}_\beta = N^{\mathrm{I}}\, \omega_\beta\, (1 + \bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_{\mathrm{Tot}})$$

Aus diesen beiden Gleichungen erhält man $\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_{\mathrm{Tot}}$:

$$\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_{\mathrm{Tot}} = \frac{K^{\mathrm{I}}(\beta^-; e^-)}{2\,\omega_\beta Z_\beta - K^{\mathrm{I}}(\beta^-; e^-)} \tag{22}$$

Die Messung von $K^{\mathrm{I}}$ $(\beta^-; e^-)$ und $Z_\beta$ führt auf:

$$\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_{\mathrm{Tot}} = \bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_{K} + \bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_{L} + \bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_{M} = 0{,}040 \pm 0{,}005$$

### d) Schema des dualen Zerfalls des $Au^{198}$.

Da der 0,411-MeV-$\gamma$-Übergang nur zu 2,8% in der $K$-Schale konvertiert ist, kann die 0,07-MeV-Strahlung nicht als Hg-$K$-Strahlung interpretiert werden, die bei der Auffüllung der durch die Konversion entstandenen Lücken in der $K$-Schale emittiert wird. Die einzige mit den vorliegenden experimentellen Daten verträgliche Interpretation ist, dass diese Strahlung als Pt-$K$-Röntgenstrahlung

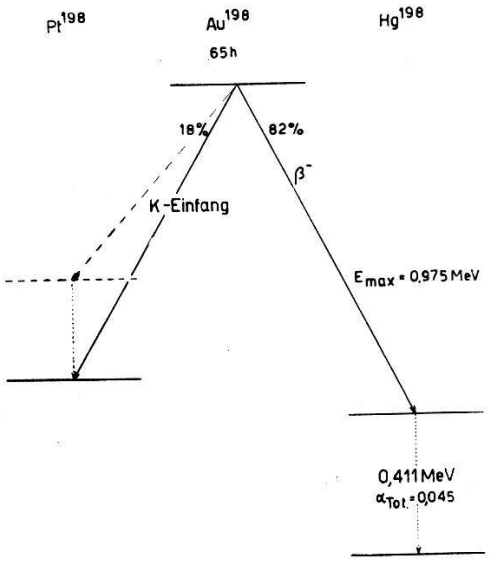


Fig. 19.
Termschema der $Au^{198}$-Umwandlung.

anzusehen ist, was zur Annahme zwingt, dass ein Teil der $Au^{198}$-Kerne sich durch $K$-Einfang umwandelt. Aus der relativen Intensität dieser Pt-$K$-Strahlung (Gl. 19) ergibt sich bei Berücksichtigung der Fluoreszenzausbeute $W_K$ und der bei der Konversion emittierten Hg-$K$-Röntgenstrahlung, dass $(18 \pm 7)$% der $Au^{198}$-Kerne durch $K$-Einfang zerfallen, so dass also beim $Au^{198}$ ein dualer Zerfall vorliegt, gemäss Fig. 19. Es ist möglich, dass zirka 10% der $K$-Einfangprozesse auf ein angeregtes Niveau des $Pt^{198}$ Kerns führen, wodurch die geringe Anzahl der $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen (Gl. 21) die nun als

$K$-$\gamma$-Koinzidenzen zu interpretieren wären, erklärt würde. Die Tatsache, dass mehrere Autoren keine $K$-$\gamma$-Koinzidenzen feststellen konnten, mag dadurch verständlich werden, dass in den Pb- oder Pt-Wandungen der üblichen $\gamma$-Zählrohre die Pt-$K$-Strahlung fast vollständig absorbiert wird.

Eine genauere Untersuchung der Anregungsniveaus des $Pt^{198}$-Kerns erforderte wesentlich stärkere $Au^{198}$-Strahlungsquellen als hier zur Verfügung standen.

### 3. *Untersuchung des 5,6-d-$Au^{196}$.*

#### a) Bisherige Untersuchung des 5,6-d-Au und Zuordnung zur Massenzahl 196.

Bei der Bestrahlung von reinem Gold mit schnellen Neutronen stellten Mc Millan, Kamen und Ruben[42]) eine Aktivität von zirka 5 Tagen Halbwertszeit fest, welche sie einem isomeren Zustand des $Au^{196}$ oder $Au^{197}$ zuordneten. Die weiteren Untersuchungen dieser Periode durch Cork-Halpern[43]), Lawson und Cork[44]) und Krishnan-Nahum[45]) zeigten, dass sehr wahrscheinlich die Zuordnung zur Massenzahl 196 richtig ist.

Um diese Zuordnung zu verifizieren, wurde reines Au-Blech mit den 17,2-MeV-$\gamma$-Strahlen der $Li^7$ $(p, \gamma)$ $Be^8$-Reaktion*) und mit den schnellen Neutronen der Li $(d, n)$ Be-Reaktion**) bestrahlt, um das $Au^{196}$ durch den $(\gamma, n)$- bzw. $(n, 2\,n)$-Prozess aus dem stabilen $Au^{197}$ herzustellen. Die beobachtete Halbwertszeit der entstandenen Aktivität betrug in beiden Fällen

$$\underline{T_{1/2} = (5{,}60 \pm 0{,}05)\ \mathrm{d}}$$

womit die Zuordnung der 5,6-d-Periode zum Isotop $Au^{196}$ sichergestellt ist. Lawson und Cork stellten mit dem $\beta$-Spektrographen eine teilweis konvertierte $\gamma$-Linie von $h\nu = (0{,}356 \pm 0{,}004)$ MeV Quantenenergie fest, die sie wegen ihrer Halbwertszeit (zirka 3 bis 4 Tage) dem $Au^{196}$ zuschrieben. Krishnan und Nahum diskutierten die Möglichkeit der Umwandlung des $Au^{196}$ zum stabilen $Pt^{196}$ durch $K$-Einfang. Da das $Au^{196}$ ebenfalls zwei stabile Isobare: $Pt^{196}$ bzw. $Hg^{196}$ besitzt, ist auch hier ein dualer Zerfall, ähnlich wie beim $Au^{198}$, nicht ausgeschlossen.

---

*) Herrn Dr. H. Wäffler und seinen Mitarbeitern sei an dieser Stelle für die Bestrahlung des Au mit der Li-$\gamma$-Strahlung gedankt.

**) Die Bestrahlung des Au mit schnellen Neutronen erfolgte mit dem Tensator des physikalischen Instituts, wofür wir Herrn Dr. W. Zünti unsern besten Dank aussprechen möchten.

b) Die Elektronen- und $\gamma$-Strahlung des 5,6-d-$Au^{196}$.

Die Messung des Elektronenspektrums mit dem Linsenspektrometer (Fig. 7) zeigt, dass beim Zerfall des $Au^{196}$ ein $\beta^-$-Kontinuum relativ kleiner Intensität und Elektronenlinien von 3 in der $K$- und $L$-Schale konvertierten $\gamma$-Übergängen (Tabelle 1) emittiert werden. Aus den Energiewerten der Konversionselektronen erhält man für die Quantenenergie der $\gamma$-Übergänge

$$h\nu_1 = (0{,}330 \pm 0{,}03)\ \text{MeV}$$
$$h\nu_2 = (0{,}358 \pm 0{,}02)\ \text{MeV}$$
$$h\nu_3 = (0{,}175 \pm 0{,}03)\ \text{MeV}$$

Die Energiedifferenzen der $K$- und $L$-Konversionslinien der 0,330-MeV- und 0,358-MeV-$\gamma$-Strahlung entsprechen der $K$-$L$-Energiedifferenz der Pt-Elektronenschalen, während die $K$- und $L$-Konversionselektronen der 0,175-MeV-$\gamma$-Strahlung auf einen $\gamma$-Übergang im Hg hinweisen. Ausserdem werden wesentlich mehr Konversionselektronen der 0,358-MeV-$\gamma$-Strahlung emittiert als $\beta^-$-Teilchen, so dass es sehr unwahrscheinlich ist, dass dieser Übergang durch den $\beta^-$-Zerfall angeregt wird; es muss deshalb angenommen werden, dass die 0,330-MeV- und 0,358-MeV-$\gamma$-Übergänge als Folge von $K$-Einfangprozessen im $Pt^{196}$-Kern stattfinden. Dem entspricht auch der relativ grosse Anteil von Augerelektronen. Die radioaktive Umwandlung des $Au^{196}$ erfolgt also ebenso durch $K$-Einfang wie durch $\beta^-$-Zerfall; es liegt demnach auch hier ein dualer Zerfall vor.

Da die obere Grenze des $\beta^-$-Spektrums durch Konversionslinien verdeckt ist, kann die Maximalenergie nicht genau bestimmt werden, sondern muss indirekt aus dem Verlauf des $\beta^-$-Kontinuums extrapoliert werden:

$$\underline{E^-_{\max} = (0{,}30 \pm 0{,}05)\ \text{MeV}.}$$

Zur Analyse der $\gamma$-Strahlung wurde in der Standardanordnung die Absorptionskurve mit Pb-Absorbern gemessen. Da keine sehr harte $\gamma$-Komponente beim Zerfall des $Au^{196}$ emittiert wird, wurde als Detektor ein Zählrohr mit einer 0,080 g/cm² dicken Au-Kathode verwendet. Die $\gamma$-Absorptionskurve kann in zwei Komponenten entsprechend $h\nu = (0{,}07 \pm 0{,}01)$ MeV und $h\nu = (0{,}36 \pm 0{,}04)$ MeV zerlegt werden (Fig. 20). Die weiche Komponente muss als $K$-Strahlung des Pt interpretiert werden; die 0,36-MeV-$\gamma$-Strahlung entspricht den aus der Konversion bestimmten 0,330-MeV- und 0,358-MeV-$\gamma$-Übergängen. Die 0,175-MeV-$\gamma$-Strahlung tritt in der

Absorptionskurve wegen ihrer geringen Intensität nicht hervor. Zur genauen Bestimmung des Verhältnisses der Zählrohr-Stosszahlen bezüglich der $K$-Röntgenquanten und der $\gamma$-Quanten wurde die

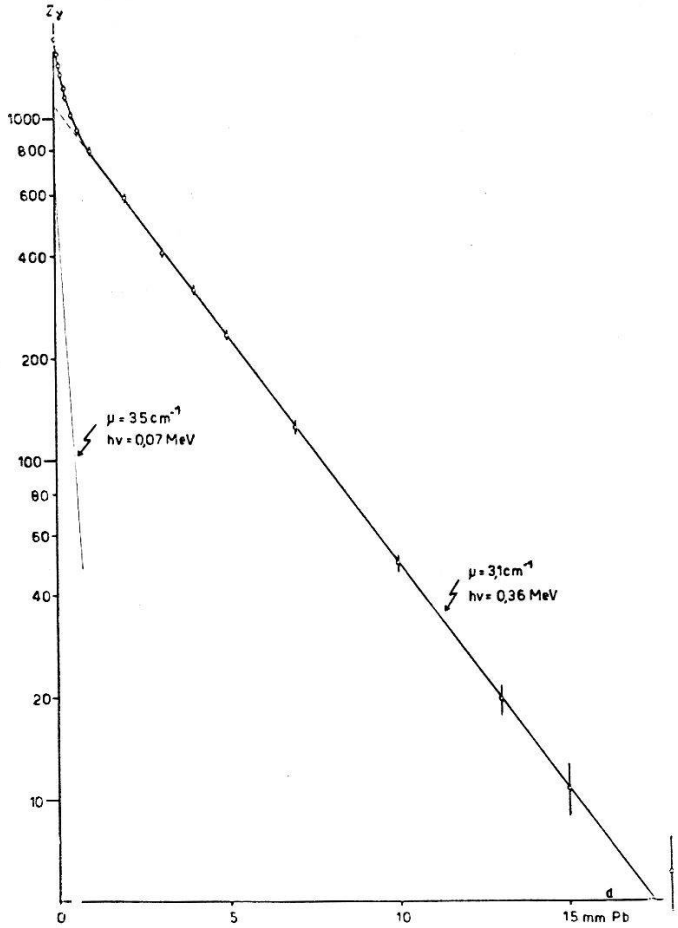


Fig. 20.

Absorption der $\gamma$-Strahlung des $Au^{196}$ (Pb-Absorber).

elektromagnetische Strahlung des $Au^{196}$ noch mit Sn absorbiert (Fig. 21). Beide Absorptionskurven ergeben übereinstimmend:

$$\frac{Z_{0,330\ \mathrm{MeV} + 0,358\ \mathrm{MeV}}}{Z_{K\text{-Strahlung}}} = 1,60 \pm 0,05 \tag{23}$$

Unter Berücksichtigung der effektiven Zählrohrsensibilitäten und der Fluoreszenzausbeute $W_K$ (Gl. 4) wird damit das Verhältnis der $\gamma$-Quanten zu den $K$-Übergängen

$$\frac{I_{0,330\ \mathrm{MeV} + 0,358\ \mathrm{MeV}}}{I_K} = 1,15 \pm 0,06 \tag{24}$$

Vernachlässigt man den intensitätsschwachen 0,175-MeV-$\gamma$-Über-

gang, so folgt bei Einführung eines mittleren Konversionsverhältnisses $\bar{\alpha}_{\text{Mittel}}$ der $\gamma$-Strahlung:

Anzahl der $K$-Einfangprozesse: $N^K = \dfrac{I_K}{1+\bar{\alpha}_{K\text{Mittel}}}$

Anzahl der 0,030-MeV- und 0,358-MeV-$\gamma$-Übergänge: $N^\gamma = \dfrac{I_\gamma}{1-\bar{\alpha}_{\text{Mittel}}}$

Nach Gleichung (24)

$$\frac{N^\gamma}{N^K} = \frac{1-\bar{\alpha}_{K\text{Mittel}}}{1+\bar{\alpha}_{\text{Mittel}}}\,\frac{I_\gamma}{I_K} = \frac{1-\bar{\alpha}_{K\text{Mittel}}}{1+\bar{\alpha}_{\text{Mittel}}}\cdot 1{,}15 > 1 \tag{25}$$

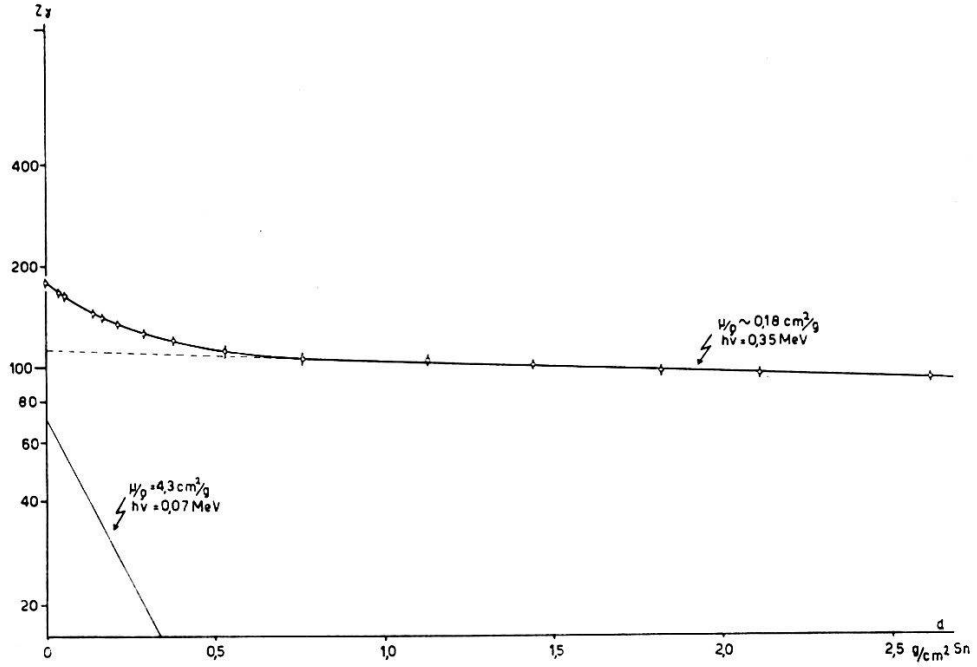


Fig. 21.

Absorption der $\gamma$-Strahlung des $Au^{196}$ (Sn-Absorber).

Da $N^\gamma$ grösser als $N^K$ ist, folgt daraus unmittelbar, dass die beiden $\gamma$-Übergänge der Quantenenergie $h\,\nu_1 = 0{,}330$ MeV und $h\,\nu_2 = 0{,}358$ MeV nicht parallel ($N^\gamma / N^K \neq 1$!) erfolgen können, sondern die Emission in Kaskade erfolgen muss.

### c) Koinzidenzabsorptionsmessungen und Termschema der $Au^{196}$-Umwandlung.

Durch die Messung von $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen wurde die Kaskadenemission der 0,330-MeV- und 0,358-MeV-$\gamma$-Strahlen evident. Die Verwendung zweier in Koinzidenz geschalteter Au-Zählrohre ermöglichte es, auch $K$-$\gamma$-Koinzidenzen zu registrieren. In Fig. 22 ist die Absorption der $\gamma$-$\gamma$- bzw. $K$-$\gamma$-Koinzidenzen mit Sn eingezeichnet. Die ausgezogene Kurve zeigt die Abhängigkeit der Koin-

zidenzzahl bei Sn-Absorbern vor beiden $\gamma$-Zählrohren, die strichpunktierte Kurve bezieht sich auf einen Sn-Absorber vor einem Zählrohr. Die Registrierung von $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen mit 2,5 mm Sn (2,11 g/cm²) vor beiden Zählrohren zeigt, dass die beiden $\gamma$-Komponenten in Kaskade emittiert werden, denn durch 2,5 mm Sn wird die $K$-Strahlung des Pt vollständig, die 0,35-MeV-$\gamma$-Strahlung jedoch wenig absorbiert. Die Absorptionskurve der Fig. 22 weist weiter

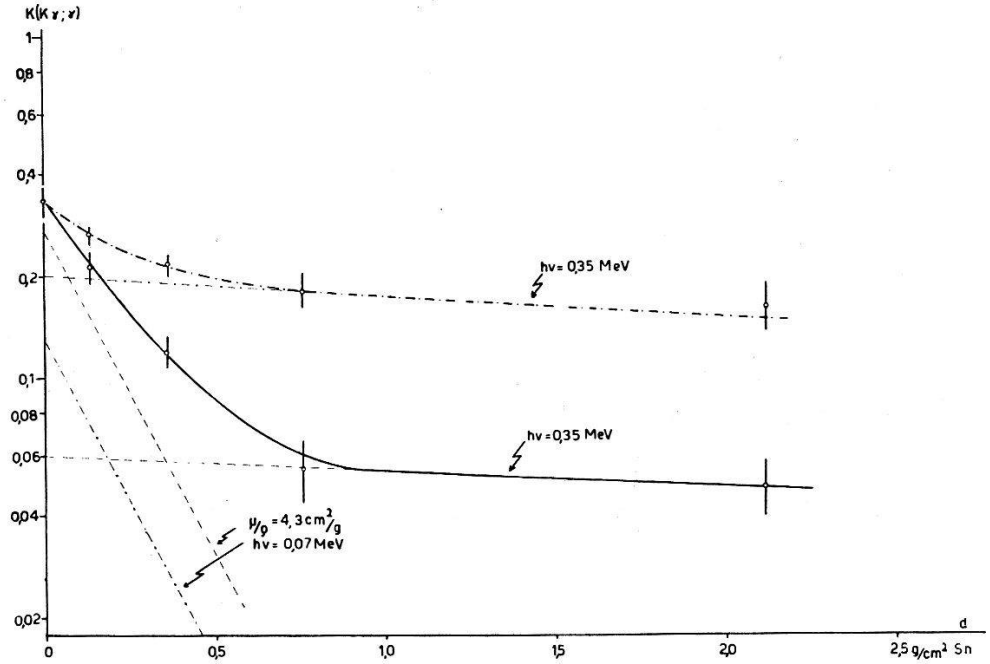


Fig. 22.

Absorption der $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen des $Au^{196}$ (Sn-Absorber vor einem $\gamma$-Zählrohr (strichpunktierte Kurve) und Sn-Absorber vor beiden $\gamma$-Zählrohren (ausgezogene Kurve)).

daraufhin, dass wesentlich mehr $K$-$\gamma$-Koinzidenzen als $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen gemessen werden.

Der Verlauf der Absorption der $\beta$-$\beta$-Koinzidenzen bei einem Al-Absorber vor einem Fensterzählrohr (Fig. 24), und bei je einem Al-Absorber vor beiden Fensterzählrohren (Fig. 23) ist sehr ähnlich; ebenso ergeben beide Absorptionskurven ungefähr die gleiche Reichweite der Elektronenstrahlung von $R = (0{,}10 \pm 0{,}01)$ g/cm² Al bzw. $R = (0{,}08 \pm 0{,}005)$ g/cm² Al. Das lässt darauf schliessen, dass die beiden koinzidierenden Elektronenstrahlungen im wesentlichen ein ähnliches Spektrum und eine Maximal-Energie von zirka 0,35 MeV bzw. zirka 0,30 MeV besitzen. Die Konversionselektronen der konvertierten, in Kaskade emittierten 0,330-MeV- und 0,358-MeV-$\gamma$-Linien bilden demnach den Hauptanteil der $\beta$-$\beta$-Koinzidenzen. Anderseits sind auch Koinzidenzen des $\beta^-$-Spektrums mit den Konversionselektronen des 0,175-MeV-$\gamma$-Übergangs zu erwarten,

aber wie schon aus dem Spektrogramm (Fig. 7) hervorgeht, ist der $\beta^-$-Zerfall wenig intensiv und ausserdem ist die Absorption der weichen $K$-Konversionselektronen der 0,175-MeV-$\gamma$-Strahlung (0,092 MeV) gross.

Die Absorption der $\gamma$-Strahlung bei der Messung von $\beta$-$\gamma$-Koinzidenzen (Fig. 25) ergibt neben dem Anteil der $K$-$e^-$- und $\gamma$-$e^-$-

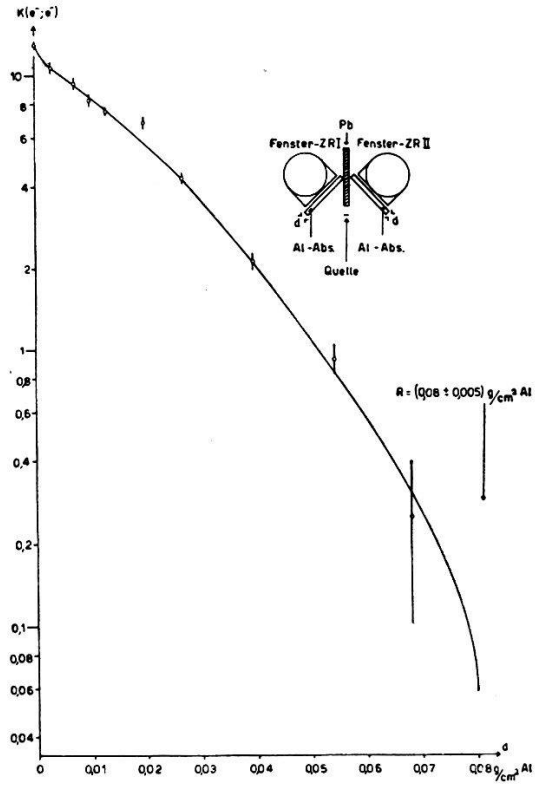


Fig. 23.

Absorption d. $\beta$-$\beta$-Koinzidenzen des $Au^{196}$ (Al-Absorber vor beiden Fensterzählr.).

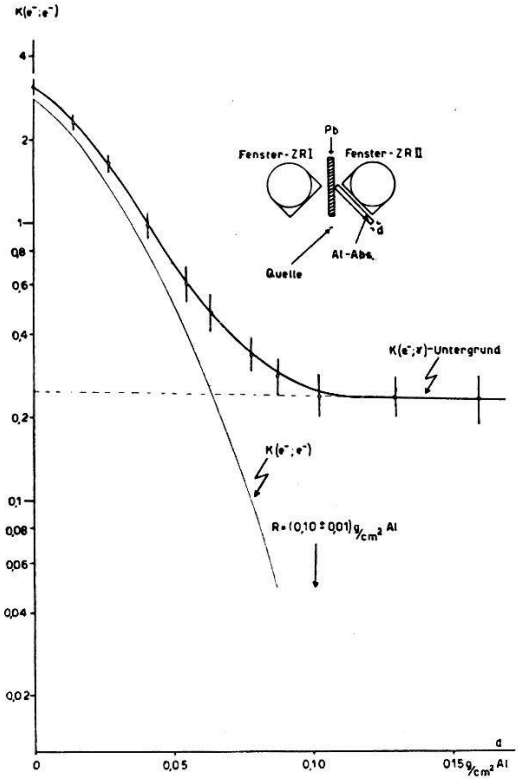


Fig. 24.

Absorption der $\beta$-$\beta$-Koinzidenzen des $Au^{196}$ (Al-Absorber vor einem Zählrohr).

Koinzidenzen noch einen kleineren Anteil von Koinzidenzen der $\beta^-$-Strahlung mit der 0,175-MeV-$\gamma$-Strahlung. Auch hier weisen die Koinzidenzen zwischen Elektronen und der $\gamma$-Strahlung von zirka 0,35 MeV darauf hin, dass die Konversionselektronen des einen $\gamma$-Übergangs mit der $\gamma$-Strahlung des andern koinzidieren, d. h. dass die 0,330-MeV- und die 0,358-MeV-$\gamma$-Strahlung in Kaskade emittiert werden.

Wird die Elektronenstrahlung bei den $\beta$-$\gamma$-Koinzidenzmessungen absorbiert (Fig. 26), so zeigt sich, dass genau der gleicheVerlauf der $\beta$-$\gamma$-Absorptionskurve mit und ohne Sn-Absorber vor dem $\gamma$-Zählrohr gemessen wird; wodurch bewiesen wird, dass die $\beta$-$\gamma$-Koinzidenzen im wesentlichen als Folgeerscheinung der $K$-Einfangprozesse

gemessen werden, da mit 1 mm Sn Absorber vor dem $\gamma$-Zählrohr keine $K$-$e^-$-Koinzidenzen registriert werden können.

Die Koinzidenzabsorptionsmessungen können also nur durch die Annahme des $Au^{196}$-Zerfallsschemas der Fig. 27 widerspruchsfrei interpretiert werden. Nach dem Verhältnis von $K$-$\gamma$- zu $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen muss angenommen werden, dass ein Teil der $K$-Einfangprozesse nicht zu $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen Anlass gibt; das untere Niveau des $Pt^{196}$ also direkt durch $K$-Einfang ($N^{II}$) angeregt wird.

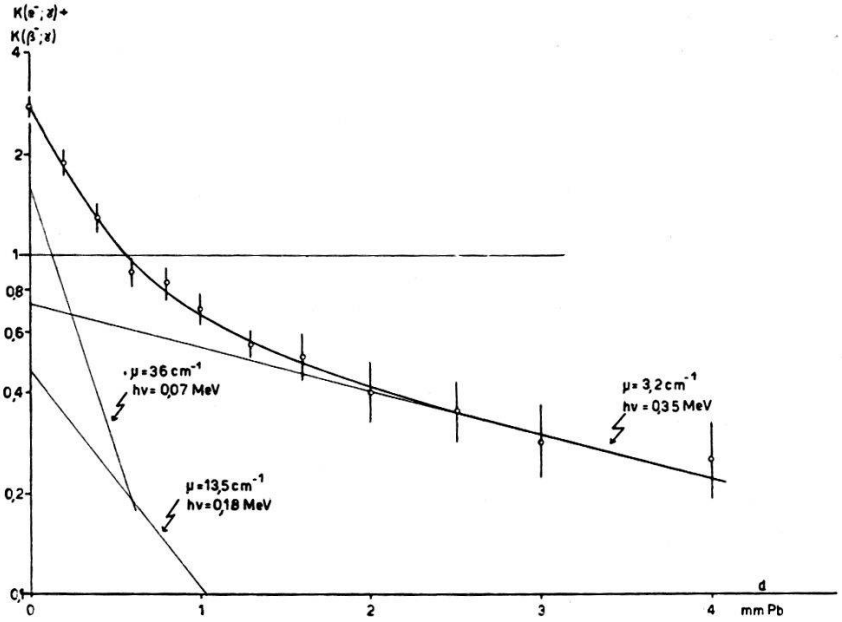


Fig. 25.
Absorption der $\beta$-$\gamma$-Koinzidenzen des $Au^{196}$ (Pb-Absorber vor $\gamma$-Zählrohr).

### d) Verifikation des $Au^{196}$-Umwandlungsschemas durch Koinzidenzmessungen und Bestimmung der K-$\beta^-$-Verzweigung und der Konversionsverhältnisse.

Aus den Spektrometermessungen folgt, dass für die beiden $\gamma$-Übergänge im $Pt^{196}$ das Verhältnis $\bar{\alpha}_K/\bar{\alpha}_L$ genau gleich gross ist (vergl. Tabelle 1):

$$\text{Übergang Ib} \quad : \quad h\nu_1 = 0{,}330 \text{ MeV} \qquad \frac{\bar{\alpha}_K^{\text{Ib}}}{\bar{\alpha}_L^{\text{Ib}}} = 1{,}72 \pm 0{,}05$$

$$\text{Übergang Ic+IIb} : h\nu_2 = 0{,}358 \text{ MeV} \qquad \frac{\bar{\alpha}_K^{\text{Ic+IIb}}}{\bar{\alpha}_L^{\text{Ic+IIb}}} = 1{,}72 \pm 0{,}05$$

Da das Verhältnis $\bar{\alpha}_K/\bar{\alpha}_L$ stark vom Multipolcharakter des $\gamma$-Übergangs abhängt und die Quantenenergien der beiden $\gamma$-Übergänge wenig voneinander abweichen, kann aus der Gleichheit des Quotienten $\bar{\alpha}_K/\bar{\alpha}_L$ auf den gleichen Multipolcharakter der beiden $\gamma$-Über-

gänge geschlossen werden. Daraus folgt weiter, dass die Konversionskoeffizienten für beide $\gamma$-Übergänge praktisch gleich gross sind:

$$\bar{\alpha}_K^{\mathrm{Ib}} = \bar{\alpha}_K^{\mathrm{Ic}+\mathrm{IIb}} = \bar{\alpha}_K \tag{26}$$

$$\bar{\alpha}_L^{\mathrm{Ib}} = \bar{\alpha}_L^{\mathrm{Ic}+\mathrm{IIb}} = \bar{\alpha}_L \tag{27}$$

$$\bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}} = \bar{\alpha}_K + \bar{\alpha}_L = \bar{\alpha}_K \left(1 + \frac{\bar{\alpha}_L}{\bar{\alpha}_K}\right) = \bar{\alpha}_K \left(1 + \frac{1}{1{,}72}\right) = 1{,}58\, \bar{\alpha}_K \tag{28}$$

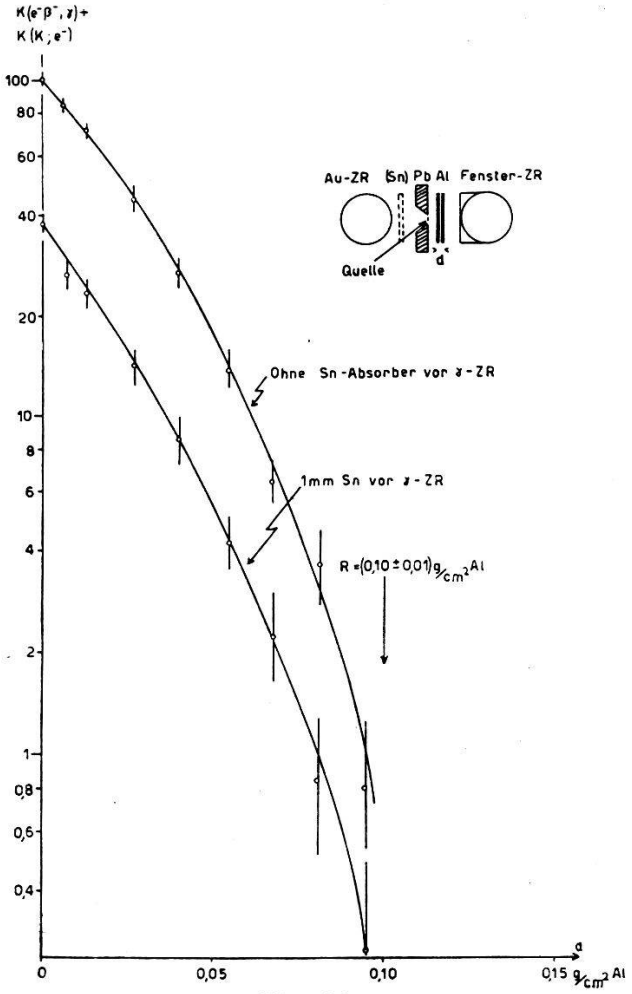


Fig. 26.

Absorption der $\beta$-$\gamma$-Koinzidenzen des $Au^{196}$ (Al-Absorber vor Fensterzählrohr).

Das Verhältnis der Intensitäten der Konversionslinien (vergl. Tabelle 1) gibt daher direkt das Intensitätsverhältnis der beiden $\gamma$-Übergänge (Zerfallsmöglichkeit I: $K$-Einfang auf 0,688-MeV-Niveau des $Pt^{196}$; Zerfallsmöglichkeit II: $K$-Einfang auf 0,358-MeV-Niveau des $Pt^{196}$):

$$\frac{N^{\mathrm{I}}}{N^{\mathrm{I}} + N^{\mathrm{II}}} = \frac{I_{e_K^-}^{\mathrm{Ib}}}{I_{e_K^-}^{\mathrm{Ic}} + I_{e_K^-}^{\mathrm{IIb}}} = 0{,}38 \pm 0{,}03 \tag{29}$$

$$\underline{N^{\mathrm{I}} = 0{,}61\, N^{\mathrm{II}}} \tag{30}$$

d. h. der 0,358-MeV-Übergang ist fast doppelt so intensiv wie der 0,330-MeV-Übergang, wodurch ebenfalls eine teilweis direkte Anregung des 0,330-MeV-Niveaus durch $K$-Einfang angenommen werden muss. Aus der relativ zur $\gamma$-Strahlung geringen Intensität der $K$-Strahlung folgt, dass $K$-Einfangprozesse in den Grundzustand des $Pt^{196}$ wenig wahrscheinlich sind.

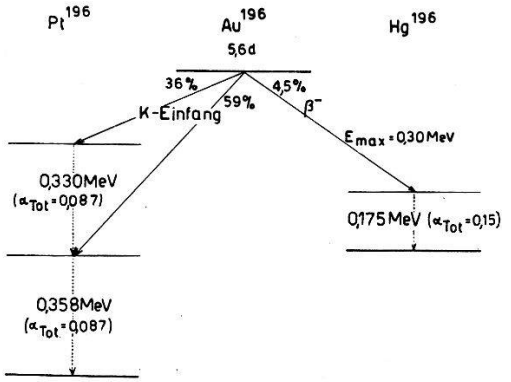


Fig. 27.

Termschema der dualen Umwandlung des $Au^{196}$.

Die als Folge der $K$-Konversion der 0,175-MeV-$\gamma$-Strahlung emittierte Hg-$K$-Strahlung kann wegen ihrer äusserst geringen Intensität vernachlässigt werden; die Anzahl der mit einem Au-Zählrohr registrierten $K$-Röntgenquanten wird damit:

$K$-Einfang:

$$Z_K^{\mathrm{Ia}+\mathrm{IIa}} = (N^{\mathrm{I}} + N^{\mathrm{II}})\, W_K\, \omega_\gamma\, \bar{\varepsilon}_K = 1{,}61\, N^{\mathrm{II}}\, W_K\, \omega_\gamma\, \bar{\varepsilon}_K$$

$K$-Konversion:

$$Z_K^{\mathrm{Ib}+\mathrm{Ic}+\mathrm{IIb}} = (2\, N^{\mathrm{I}} + N^{\mathrm{II}})\, \bar{\alpha}_K\, W_K\, \omega_\gamma\, \bar{\varepsilon}_K = 2{,}22\, N^{\mathrm{II}} \cdot \bar{\alpha}_K\, W_K\, \omega_\gamma \cdot \bar{\varepsilon}_K$$

Insgesamt:

$$Z_K = N^{\mathrm{II}}\, (1{,}61 + 2{,}22\, \bar{\alpha}_K)\, W_K\, \omega_\gamma\, \bar{\varepsilon}_K \tag{33}$$

Für die mit einem Zählrohr gemessene Intensität der $\gamma$-Strahlung gilt (bei Vernachlässigung der kaum messbaren 0,175-MeV-$\gamma$-Strahlung):

$$Z_\gamma = (2\, N^{\mathrm{I}} + N^{\mathrm{II}})\, (1 - \bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}})\, \omega_\gamma \cdot \bar{\varepsilon}_\gamma = 2{,}22\, N^{\mathrm{II}}\, (1 - 1{,}58\, \bar{\alpha}_K)\, \omega_\gamma\, \bar{\varepsilon}_\gamma \tag{34}$$

Bei Bildung des Quotienten $Z_K/Z_\gamma$ kürzt sich $N^{\mathrm{II}}$ weg:

$$\frac{Z_K}{Z_\gamma} = \frac{(1{,}61 + 2{,}22\, \bar{\alpha}_K)\, W_K\, \bar{\varepsilon}_K}{2{,}22 \cdot (1 - 1{,}58\, \bar{\alpha}_K)\, \bar{\varepsilon}_\gamma} = 1{,}60 \pm 0{,}05 \tag{35}$$

nach Gleichung (23). Aus (35) kann $\bar{\alpha}_K$ ohne weiteres berechnet werden:

$$\bar{\alpha}_K = 0{,}050 \pm 0{,}006 \tag{36}$$

Mit (28) sind jetzt die Konversionsverhältnisse bekannt:

Übergang Ib: $h\nu_1 = 0{,}330$ MeV $\bar{\alpha}_K = 0{,}050 \pm 0{,}006$
$\bar{\alpha}_L = 0{,}030 \pm 0{,}004$

Übergang Ic + IIb: $h\nu_2 = 0{,}0358$ MeV $\bar{\alpha}_K = 0{,}050 \pm 0{,}006$
$\bar{\alpha}_L = 0{,}030 \pm 0{,}004$

Die Anzahl der Zerfallsprozesse des zur Messung verwendeten $Au^{196}$-Präparates ist jetzt nach (35) oder (34) mit den gemessenen Zählrohr-Stosszahlen leicht zu berechnen:

$$\begin{aligned} N^{\mathrm{II}} &= 3{,}9 \cdot 10^5 \ \mathrm{min}^{-1} \\ N^{\mathrm{I}} &= 2{,}4 \cdot 10^5 \ \mathrm{min}^{-1} \end{aligned} \tag{37}$$

Mit einem Fensterzählrohr wird die gemessene Stosszahl der Konversionselektronen (die Augerelektronen wurden durch die Luft und die Fensterfolie des Zählrohrs absorbiert!):

$$Z_{e^-}^{\mathrm{I}+\mathrm{II}} = (2\,N^{\mathrm{I}} + N^{\mathrm{II}})\,(\bar{\alpha}_K + \bar{\alpha}_L) = (3200 \pm 500)\ \mathrm{min}^{-1} \tag{38}$$

Während tatsächlich $Z_{\mathrm{Elektron}} = (4300 \pm 100)\ \mathrm{min}^{-1}$ gemessen wird. Die Differenz ergibt den Anteil der $\beta^-$-Teilchen

$$Z_{\beta^-}^{\mathrm{IIIa}} = N^{\mathrm{III}}\, A_{\beta^-} \cdot \omega_\beta = (1100 \pm 600)\ \mathrm{min}^{-1} \tag{39}$$

Wegen der kleinen Maximalenergie des $\beta^-$-Kontinuums, muss der Absorptionsfaktor $A_{\beta^-}$ berücksichtigt werden (Berechnung von $A_{\beta^-}$ nach Bleuler und Zuenti[31])).

Nach (39) wird die Anzahl der $\beta^-$-Zerfallsprozesse $N^{\mathrm{III}}$:

$$N^{\mathrm{III}} = 0{,}31 \cdot 10^5 \ \mathrm{min}^{-1} \tag{40}$$

$N^{\mathrm{III}}$ lässt sich auch aus dem mit dem Spektrometer gemessenen Intensitätsverhältnis des $\beta^-$-Kontinuums und der Konversionslinien bestimmen (vergl. Tabelle 1).

$$\frac{N^{\mathrm{III}}}{N^{\mathrm{I}} + N^{\mathrm{II}}} = \frac{\mathrm{I}_\beta^{\mathrm{IIIa}}}{\mathrm{I}_{e^-_K}^{\mathrm{Ic}+\mathrm{IIb}}}\,\bar{\alpha}_K = 5{,}3 \cdot 10^{-2} \tag{41}$$

$$N^{\mathrm{III}} = 0{,}34 \cdot 10^5 \ \mathrm{min}^{-1}$$

Die Übereinstimmung der auf verschiedene Weise erhaltenen Ergebnisse ist in Anbetracht der relativ grossen Fehlerquellen gut.

Die Konversion des durch den $\beta^-$-Zerfall angeregten 0,175-MeV-$\gamma$-Überganges wird aus dem Intensitätsverhältnis der $K$- und $L$-Konversionslinien und dem $\beta^-$-Spektrum bestimmt (Tabelle 1):

$$\text{Übergang IIIb:} \quad h\nu_3 = 0{,}175 \text{ MeV}, \quad \bar{\alpha}_K^{\text{IIIb}} = 0{,}10 \pm 0{,}03$$
$$\bar{\alpha}_L^{\text{IIIb}} = 0{,}03 \pm 0{,}01$$

In gleicher Weise erhält man aus der Intensität der Augerelektronen (Tabelle 1) die Konversion der $K$-Röntgenstrahlung des Pt:

| | | |
|---|---|---|
| Auger-Übergang | $LL \to K\infty$ | $\bar{\alpha}_{LL} = 0{,}028 \pm 0{,}006$ |
| Auger-Übergang | $LM \to K\infty$ | $\bar{\alpha}_{LM} = 0{,}017 \pm 0{,}006$ |
| Auger-Übergang | $LN \to K\infty$ | $\bar{\alpha}_{LN} = 0{,}006 \pm 0{,}003$ |
| Auger-Übergang | $MN \to K\infty$ | $\bar{\alpha}_{MN} = 0{,}007 \pm 0{,}003$ |

Die charakteristischen Zerfallsgrössen für die Umwandlung des vermessenen $Au^{196}$-Präparates sind nun bekannt, und das Zerfallsschema des $Au^{196}$ soll nun durch einen Vergleich der berechneten und den mit diesem Präparat gemessenen Koinzidenzen verifiziert werden:

*$\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen.* (Vor beiden Au-Zählrohren 1 mm Sn)

$$K^{\text{I}}(\gamma;\gamma) = 2\,N^{\text{I}} \cdot (1-\bar{\alpha}_{\text{Tot}})^2\,\omega_\gamma^2\,\bar{\varepsilon}_\gamma^2 \cdot e^{-2\,\mu_\gamma\,d_{\text{Sn}}} = 0{,}070 \text{ min}^{-1}$$

Gemessen: $K(\gamma;\gamma) = (0{,}065 \pm 0{,}01)\text{ min}^{-1}$

*$K$-$\gamma$-Koinzidenzen.* (Vor beiden Au-Zählrohren kein Absorber.)

$$K^{\text{I+II}}(K;\gamma) = 2\,(2\,N^{\text{I}} + N^{\text{II}})\,W_K\,\omega_\gamma\,\bar{\varepsilon}_K\,(1-\bar{\alpha}_{\text{Tot}})\,\omega_\gamma \cdot \bar{\varepsilon}_\gamma = 0{,}23 \text{ min}^{-1}$$

Zu gleicher Zeit wurden auch die $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen registriert:

$$K^{\text{I}}(\gamma;\gamma) = 2\,N^{\text{I}}\,(1-\bar{\alpha}_{\text{Tot}})^2\,\omega_\gamma^2\,\bar{\varepsilon}_\gamma^2 = 0{,}09 \text{ min}^{-1}$$

Die Anzahl der gemessenen Koinzidenzen ist also:

$$K^{\text{I+II}}(K\gamma;\gamma) = K^{\text{I+II}}(K;\gamma) + K^{\text{I}}(\gamma;\gamma) = 0{,}32 \text{ min}^{-1}$$

Gemessen: $K^{\text{I+II}}(K\gamma;\gamma) = (0{,}32 \pm 0{,}03)\text{ min}^{-1}$

*$e^-$ $\beta^-$-$\gamma$-Koinzidenzen.* (1 mm Sn vor Au-Zählrohr.)

$$K^{\text{I}}(e^-;\gamma) = 2\,N^{\text{I}} \cdot \bar{\alpha}_{\text{Tot}}\,\omega_\beta\,(1-\bar{\alpha}_{\text{Tot}})\,\omega_\gamma\,\bar{\varepsilon}_\gamma\,e^{-\mu_{0{,}35\text{ MeV}}\,d_{\text{Sn}}} = 0{,}64 \text{ min}^{-1}$$

$$K^{\text{III}}(\beta^-:\gamma) = N^{\text{III}}\,A_{\beta^-}\,\omega_\beta\,(1-\bar{\alpha}_{\text{Tot}}^{\text{IIIb}})\,\omega_\gamma\,\bar{\varepsilon}_\gamma\,e^{-\mu_{0{,}175\text{ MeV}}\,d_{\text{Sn}}} = 0{,}33 \text{ min}^{-1}$$

$$K^{\text{I+III}}(e^-\beta^-;\gamma^-) = 0{,}97 \text{ min}^{-1}$$

Gemessen: $K^{\text{I+III}}(e^-\beta^-;\gamma) = (1{,}06 \pm 0{,}08)\text{ min}^{-1}$.

*$e^- \beta^-$-$K\gamma$-Koinzidenzen* (ohne Absorber vor Au-Zählrohr).

$$K^{\mathrm{I}+\mathrm{II}}(K; e^-) = (2\,N^{\mathrm{I}} + N^{\mathrm{II}}) \cdot W_K \cdot \omega_\gamma \cdot \bar{\varepsilon}_K (\bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}} + \bar{\alpha}_K)\, \omega_\beta = 1{,}60 \text{ min}^{-1}$$

$$K^{\mathrm{III}}(\beta^-; K) = 0{,}04 \text{ min}^{-1}$$

$$K^{\mathrm{I}}(\gamma; e^-) = 0{,}73 \text{ min}^{-1}$$

$$K^{\mathrm{III}}(\beta^-; \gamma) = 0{,}44 \text{ min}^{-1}$$

Die Anzahl der $e^- \beta^-$-$K\gamma$-Koinzidenzen wird daher:

$$K^{\mathrm{I}+\mathrm{II}+\mathrm{III}}(\beta^- e^-; K\gamma) = 2{,}81 \text{ min}^{-1}$$

$$\text{Gemessen: } K^{\mathrm{I}+\mathrm{II}+\mathrm{III}}(\beta^- e^-; K\gamma) = (2{,}70 \pm 0{,}1) \text{ min}^{-1}$$

*$e^- \beta^-$-$e^-$-Koinzidenzen* (ohne Absorber vor den beiden Fensterzählrohren).

$$K^{\mathrm{I}}(e^-; e^-) = 2\,N^{\mathrm{I}}\, \bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}}\, \omega_\beta\, \bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}}\, \omega_\beta = 3{,}7 \text{ min}^{-1}$$

$$K^{\mathrm{III}}(\beta^-; e^-) = 2\,N^{\mathrm{III}} A_{\beta^-}\, \omega_\beta^2 \left(\bar{\alpha}_K^{\mathrm{IIIb}} A_{e_K^-} + \bar{\alpha}_L^{\mathrm{IIIb}} A_{e_L^-}\right):$$

$$K^{\mathrm{I}+\mathrm{III}}(e^- \beta^-; e^-) = 7{,}3 \text{ min}^{-1}$$

$$\text{Gemessen: } K^{\mathrm{I}+\mathrm{III}}(e^- \beta^-; e^-) = (7{,}5 \pm 0{,}2) \text{ min}^{-1}$$

Da nach Gleichung (7) das Produkt der Fluoreszenzausbeute $W_L$ und der Ansprechwahrscheinlichkeit der Pt-L-Strahlung für die hier verwendeten Fensterzählrohre bekannt ist, können auch die Zählrohrmessungen mit der Pt-$L$-Strahlung berechnet werden. Die Anzahl der mit einem Fensterzählrohr gemessenen L-Röntgenquanten wird bei 1 mm C vor dem Zählrohr (zur Absorption der Elektronenstrahlung) zu

$$Z_L^{\mathrm{Ia}+\mathrm{IIa}} = (N^{\mathrm{I}} + N^{\mathrm{II}})\, 0{,}75 \cdot W_L\, \bar{\varepsilon}_L\, \omega_\beta\, e^{-\mu_L \cdot d_c} = 129 \text{ min}^{-1}$$

berechnet (vergl. Abschnitt II, 4). Dazu kommen noch die von der Konversion herrührenden L-Quanten:

$$Z_L^{\mathrm{Ib}+\mathrm{Ic}+\mathrm{IIb}+\mathrm{IIIb}} = (2\,N^{\mathrm{I}} + N^{\mathrm{II}})\,(\bar{\alpha}_L + 0{,}75\,\bar{\alpha}_K)\, W_L\, \bar{\varepsilon}_L\, \omega_\beta\, e^{-\mu_L \cdot d_c}$$
$$+ N^{\mathrm{III}}(\bar{\alpha}_L^{\mathrm{IIIb}} + 0{,}75\,\bar{\alpha}_K^{\mathrm{IIIb}})\, W_L\, \bar{\varepsilon}_L\, \omega_\beta\, e^{-\mu_L d_c} = 15 \text{ min}^{-1}$$

Zusammen also:

$$Z_L^{\mathrm{I}+\mathrm{II}+\mathrm{III}} = 144 \text{ min}^{-1}$$

$$\text{Gemessen: } Z_L^{\mathrm{I}+\mathrm{II}+\mathrm{III}} = (160 \pm 20) \text{ min}^{-1}$$

*L-$\gamma$-Koinzidenzen* (1 mm C vor Fensterzählrohr, 1 mm Sn vor Au-Zählrohr).

$$K^{\mathrm{I+II}}(L;\gamma) = (2\,N^{\mathrm{I}} + N^{\mathrm{II}}) \cdot 0{,}75\, W_L\, \omega_\beta\, \bar{\varepsilon}_L\, e^{-\mu_L d_c}\, (1 - \bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}}) \cdot \omega_\gamma \cdot \bar{\varepsilon}_\gamma\, e^{-\mu_{0{,}35\,\mathrm{MeV}}\, d_{\mathrm{Sn}}} = 0{,}07\ \mathrm{min}^{-1}$$

$$K^{\mathrm{I}}(L;\gamma) = 2\,N^{\mathrm{I}}\, \bar{\alpha}_L\, W_L\, \omega_\beta\, \bar{\varepsilon}_L\, e^{-\mu_L d_c}\, (1 - \bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}}) \cdot \omega_\gamma\, \bar{\varepsilon}_\gamma\, e^{-\mu_{0{,}35\,\mathrm{MeV}}\, d_{\mathrm{Sn}}} \simeq 10^{-3}\ \mathrm{min}^{-1}$$

$$K^{\mathrm{I+II}}(L;\gamma) = 0{,}07\ \mathrm{min}^{-1}$$

Gemessen: $K^{\mathrm{I+II}}(L;\gamma) = (0{,}05 \pm 0{,}03)\ \mathrm{min}^{-1}$

*L-K$\gamma$-Koinzidenzen* (1 mm C vor Fensterzählrohr, kein Absorber vor Au-Zählrohr).

$$K^{\mathrm{I+II}}(K;L) = (N^{\mathrm{I}} + N^{\mathrm{II}})\, W_K\, \omega_\gamma\, \bar{\varepsilon}_K\, 0{,}75 \cdot W_L\, \bar{\varepsilon}_L\, \omega_\beta\, e^{-\mu_L d_c} = 0{,}045\ \mathrm{min}^{-1}$$

Gleichzeitig werden $K^{\mathrm{I+II}}(L;\gamma)$ registriert

$$K^{\mathrm{I+II}}(L;\gamma) = 0{,}08\ \mathrm{min}^{-1}$$

Zusammen: $K^{\mathrm{I+II}}(L;K\gamma) = 0{,}125\ \mathrm{min}^{-1}$

Gemessen: $K^{\mathrm{I+II}}(L;K\gamma) = (0{,}14 \pm 0{,}04)\ \mathrm{min}^{-1}$

*$\beta$-L-Koinzidenzen* (1 mm C vor einem Fensterzählrohr; ein anderes Zählrohr ohne Absorber).

$$K^{\mathrm{I+II}}(L_K;e^-) = (2\,N^{\mathrm{I}} + N^{\mathrm{II}})\, 0{,}75\, W_L\, \omega_\beta\, \bar{\varepsilon}_L\, e^{-\mu_L d_c}\, \bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}}\, \omega_\beta = 0{,}285\ \mathrm{min}^{-1}$$

$$K^{\mathrm{I+II}}(L_{e_L^-};e^-) = (2\,N^{\mathrm{I}} + N^{\mathrm{II}})\, \bar{\alpha}_L\, W_L\, \omega_\beta\, \bar{\varepsilon}_L\, e^{-\mu_L d_c}\, \omega_\beta = 0{,}130\ \mathrm{min}^{-1}$$

$$K^{\mathrm{III}}(\beta^-;L_{e^-}) = N^{\mathrm{III}} A_\beta - \omega_\beta\, \bar{\alpha}_L^{\mathrm{IIIb}}\, W_L\, \omega_\beta\, \bar{\varepsilon}_L\, e^{-\mu_L d_c} = 0{,}004\ \mathrm{min}^{-1}$$

$$K^{\mathrm{I+II+III}}(L;e^-\beta^-) = 0{,}42\ \mathrm{min}^{-1}$$

Gemessen: $K^{\mathrm{I+II+III}}(L;e^-\beta^-) = (0{,}55 \pm 0{,}1)\ \mathrm{min}^{-1}$

Die befriedigende Übereinstimmung der berechneten und experimentell bestimmten Werte beweist die Richtigkeit des dualen Zerfalls des $Au^{196}$, entsprechend dem Termschema der Fig. 27.

### 4. *Untersuchung des 180 d-*$Au^{195}$.

#### a) Bestimmung der Halbwertszeit und bisherige Untersuchungen des $Au^{195}$.

Die zeitliche Abfallskurve der bei der Reaktion Pt $(p, n)$ Au entstehenden radioaktiven Au-Isotope weist auf die Existenz eines sehr langsam zerfallenden Au-Isotops hin. Die während der Zeitdauer

von zirka 14 Monaten durchgeführte Bestimmung der Halbwertszeit dieses Isotops führt auf den Wert (vergl. Fig. 28):

$$T_{1/2} = (180 \pm 15)\ d$$

In einer im Verlauf unserer Messungen publizierten Untersuchung von WILKINSON[18]) wird diese Periode dem Isotop $Au^{195}$ zugeordnet. Die Möglichkeit der Herstellung dieser Periode aus Pt durch die $(p, n)$-Reaktion bestätigt diese Zuordnung.

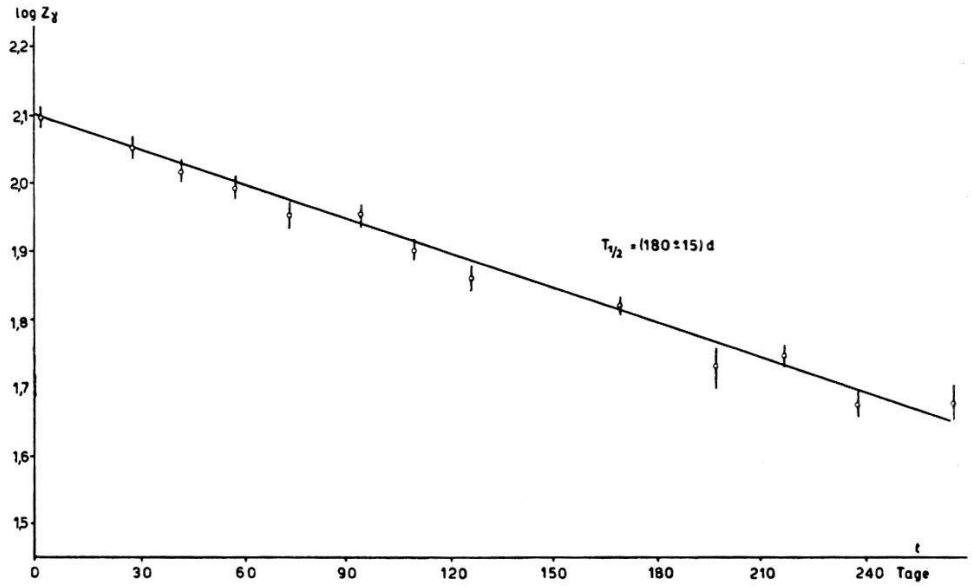


Fig. 28.
Bestimmung der Halbwertszeit des $Au^{195}$.

b) Die Elektronen- und $\gamma$-Strahlung des 180-$d$-$Au^{195}$.

Schon die Absorption der Elektronenstrahlung in Al zeigt, dass die beim Zerfall des $Au^{195}$ emittierten Elektronen eine sehr geringe Energie besitzen (vergl. Fig. 30). In Bestätigung dieses Ergebnisses zeigt das Spektrogramm (Fig. 8) das Auftreten von 5 Elektronenlinien, die auf Grund ihrer Energiewerte als $K$-, $L$-, und $M$-Konversionselektronen zweier $\gamma$-Übergänge im $Pt^{195}$ mit den Energien

$$h\nu_1 = (0{,}096 \pm 0{,}002)\ \text{MeV}$$
$$h\nu_2 = (0{,}129 \pm 0{,}002)\ \text{MeV}$$

identifiziert werden müssen (vergl. Tabelle 1). Die Konversion der 0,096-MeV-$\gamma$-Strahlung ist in der $K$-Schale des Pt energetisch möglich, jedoch entziehen sich die entsprechenden Konversionselektronen, ihrer geringen Energie (0,018 MeV) wegen, der Messung im Spektrographen. Aus den Energiedifferenzen der $K$-, $L$-, $M$-Konversionslinien und aus dem Fehlen eines $\beta^-$-Spektrums folgt, dass

die radioaktive Umwandlung des $Au^{195}$ durch $K$-Einfang ins stabile $Pt^{195}$ erfolgt. Der relativ grosse Anteil der Pt-$K$-Strahlung an der gesamten beim Zerfall des $Au^{195}$ emittierten elektro-magnetischen Strahlung (Fig. 29) bildet ebenfalls eine Bestätigung des $K$-Einfangs des $Au^{195}$.

Zur Bestimmung der relativen Intensität der Pt-$K$-Strahlung, der 0,096-MeV- und der 0,129-MeV-$\gamma$-Strahlung diente die mit einem Au-Zählrohr gemessene Absorption in Sn (Fig. 29). Um eine eindeutige Zerlegung der Sn-Absorptionskurve in ihre Komponenten

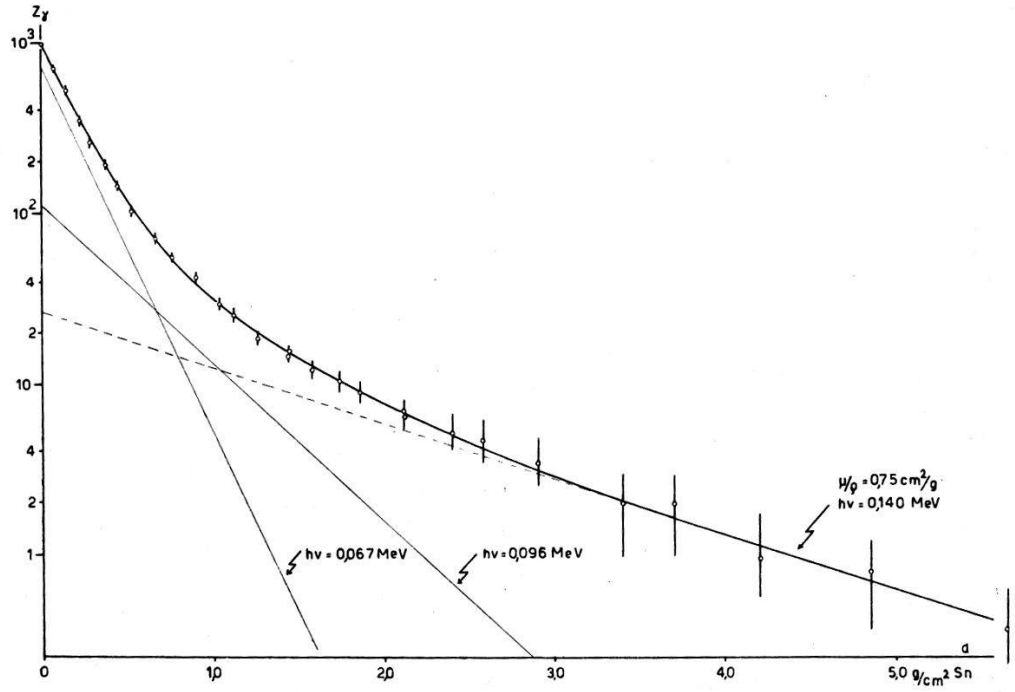


Fig. 29.

Absorption der $\gamma$-Strahlung des $Au^{195}$ (Sn-Absorber).

zu ermöglichen, wurde mit derselben Anordnung der Sn-Absorptionskoeffizient der 0,093-MeV-$\gamma$-Strahlung des $Ag^{107}$-Isomers[46]) experimentell bestimmt und daraus die Absorption der Pt-$K$-Strahlung und der 0,096- und der 0,129-MeV-$\gamma$-Strahlung in Sn durch Extrapolation erhalten. Mit Berücksichtigung der effektiven Zählrohrsensibilitäten wird das Intensitätsverhältnis:

$$I_K : I_{0,096\,\mathrm{MeV}} : I_{0,129\,\mathrm{MeV}} = 100 : 14{,}4 : 3{,}7. \tag{42}$$

Im Gegensatz zu den Wilkinsonschen Messungen zeigt die Absorption der $\gamma$-Strahlung mit Pb, dass beim Zerfall des $Au^{195}$ praktisch keine energiereiche $\gamma$-Quanten emittiert werden (weniger als 1% der Pt-$K$-Strahlung).

Die mit einem Fensterzählrohr gemessene Al-Absorptionskurve (Fig. 30) kann nach Abzug des $\gamma$-Untergrundes in zwei Komponenten zerlegt werden, die der Absorption der weichen Elektronenstrahlung und der $L$-Strahlung des Pt (zirka 0,01 MeV) entsprechen. Die mit C-Absorbern gemessene Absorptionskurve zeigt das gleiche Resultat. Die Intensität der beim Zerfall des $Au^{195}$ emittierten Pt-$L$-Strahlung weist ebenfalls auf einen Zerfall dieses Isotops durch $K$-Einfang hin.

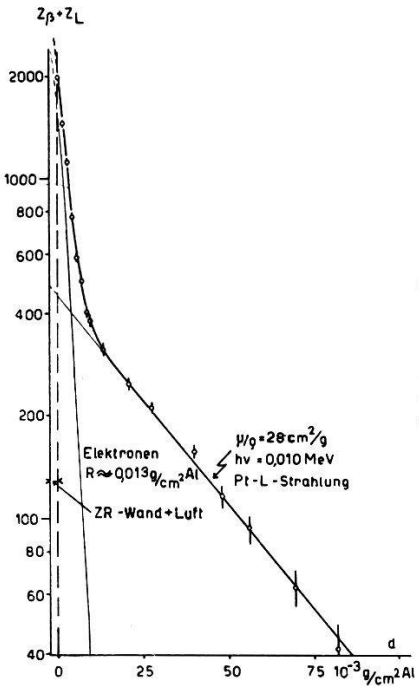


Fig. 30.
Absorption der Elektronen- und $L$-Röntgenstrahlung des $Au^{195}$ (Al-Absorber).

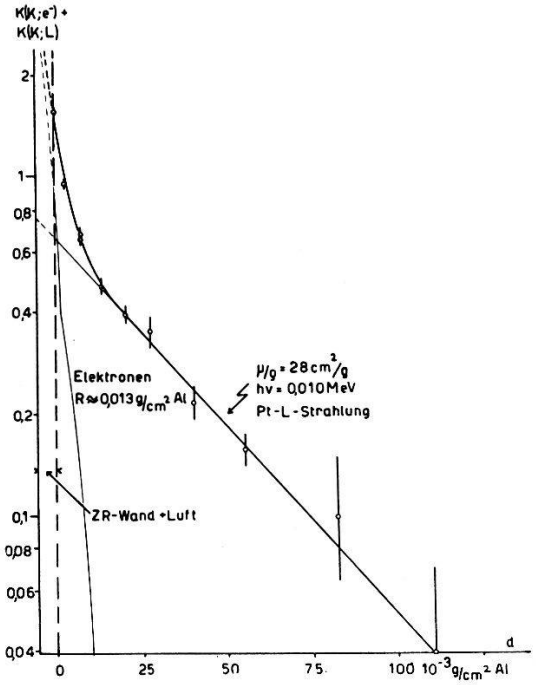


Fig. 31.
Absorption der $\beta$-$\gamma$-Koinzidenzen des $Au^{195}$. (Al-Absorber vor dem Fensterzählrohr).

### c) Koinzidenzabsorptionsmessungen und Termschema der $Au^{195}$-$Pt^{195}$-Umwandlung.

Die Anregung der beiden konvertierten $\gamma$-Übergänge durch $K$-Einfang wird durch die Absorption der elektromagnetischen Strahlung bei $\beta$-$\gamma$-Koinzidenzen (Fig. 32) und $\gamma$-$\gamma$-Koinzidenzen (Fig. 33) sichergestellt. Das Absorptionsvermögen in Sn der durch das Au-Zählrohr nachgewiesenen Strahlung bei den $e^-$-$\gamma$- und $L$-$\gamma$-Koinzidenzmessungen (C-Absorber vor Fensterzählrohr!) (Fig. 32) entspricht einer Strahlung von 0,065 MeV Quantenenergie, d. h. der Pt-$K$-Strahlung: Sowohl die Elektronenstrahlung als auch die Pt-$L$-Strahlung koinzidieren mit der Pt-$K$-Strahlung. Weiterhin koinzidiert die $\gamma$-Strahlung mit einer elektromagnetischen Strahlung, deren Absorption in Sn der Pt-$K$-Strahlung entspricht (Fig. 33).

Entscheidend zur Bestimmung des Termschemas der $Au^{195}$-Umwandlung ist die Frage, ob die beiden konvertierten $\gamma$-Übergänge kaskadenartig aufeinander folgen.

Mit zwei in Koinzidenz geschalteten Fensterzählrohren wurde die Al-Absorptionskurve der mit dieser Anordnung registrierten Koinzidenzen gemessen, wobei sich nur vor einem der beiden Zählrohre ein Al-Absorber befand (Fig. 34). Diese Absorptionskurve zeigt deutlich, dass der eine Koinzidenzpartner die Pt-$L$-Strahlung, der

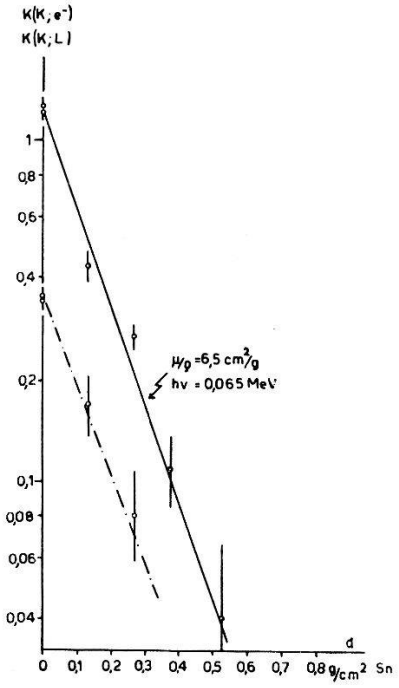


Fig. 32.

Absorption der $K$-$\beta$-Koinzidenzen (ausgezogene Kurve) und der $K$-$L$-Koinzidenzen (strichpunktierte Kurve) des $Au^{195}$ (Sn-Absorber vor $\gamma$-Zählrohr).

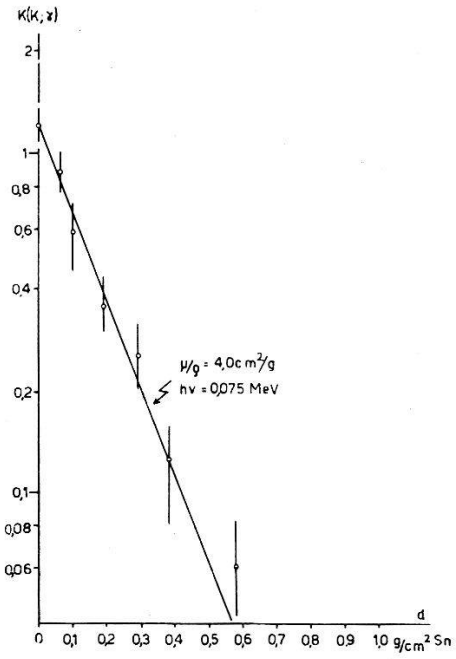


Fig. 33.

Absorption der $K$-$\gamma$-Koinzidenzen des $Au^{195}$ (Sn-Absorber vor einem $\gamma$-Zählrohr).

andere die weiche Elektronenstrahlung ist. Es sind keine Anzeichen von $e^-$-$e^-$-Koinzidenzen vorhanden. (Durch Absorption der Elektronenstrahlung vor einem Zählrohr wird die Anzahl der registrierten Koinzidenzen genau auf die Hälfte vermindert. (Vergl. Fig. 34.)) Die Absorption der Elektronenstrahlung durch Papier und die Absorption der Pt-$L$-Strahlung durch sehr dünne Au-Folien (2 mg/cm²) zeigt ebenfalls, dass praktisch nur $e^-$-$L$-Koinzidenzen auftreten.

Die kaskadenartige Aufeinanderfolge des 0,096-MeV- und des 0,129-MeV-$\gamma$-Überganges würde bedingen, dass mit dem verwendeten Präparat zirka 10 $e^-$-$e^-$-Koinzidenzen gemessen würden (rohe Abschätzung auf Grund des Intensitätsverhältnisses der Kon-

versionslinien der beiden Übergänge). Die Messung ergibt den folgenden Wert

$$K\,(e^-;\,e^-) = (0{,}04 \pm 0{,}02)\ \mathrm{min}^{-1}$$

der wahrscheinlich den Koinzidenzen der beim $K$-Einfang emittierten Augerelektronen und den Konversionselektronen zuzuschreiben ist.

Die Reichweite der Elektronenstrahlung in Al, die sich aus der Absorption der $e^-$-$L$-Koinzidenzen mit Al-Absorbern ergibt, entspricht der Energie der Konversionslinien von zirka 0,1 MeV.

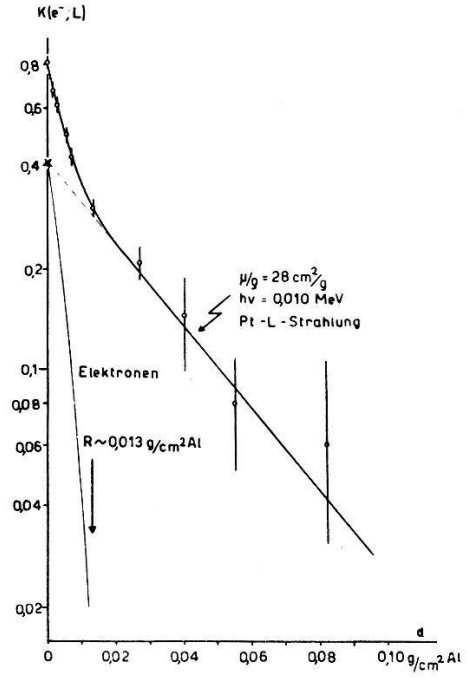


Fig. 34.
Absorption der $\beta$-$L$-Koinzidenzen des $Au^{195}$ (Al-Absorber vor einem Fensterzählrohr).

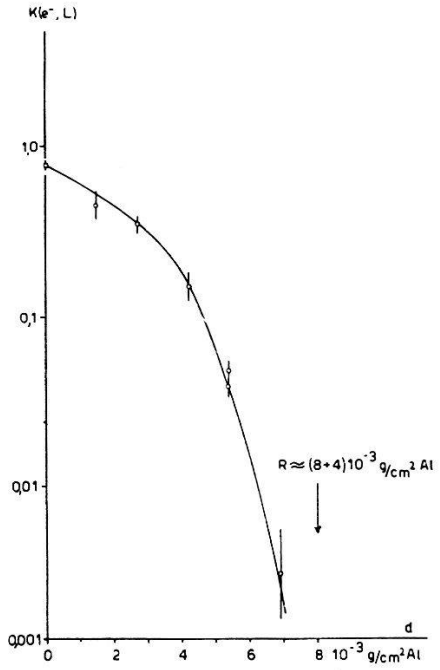


Fig. 35.
Absorption der $\beta$-$L$-Koinzidenzen des $Au^{195}$ (Al-Absorber vor beiden Fensterzählrohren).

Auf Grund dieser Koinzidenz- und Absorptionsmessungen muss der radioaktive Zerfall des $Au^{195}$ nach dem Schema der Fig. 36 erfolgen.

### d) Verifikation des $Au^{195}$-Umwandlungsschemas und Bestimmung der Konversionsverhältnisse.

Die Berechnung der Koinzidenzen, die auf Grund des angenommenen Termschemas der Fig. 36 zu erwarten sind, erfordert die Kenntnis der charakteristischen Zerfallsgrössen. Da die weichen Konversionselektronen in der Luft und in den Zählrohrfolien in nicht genau berechenbarer Weise absorbiert werden, soll ausser den Spektrometermessungen zur Berechnung der charakteristischen Zerfallsgrössen nur die Messung der $K$- und $\gamma$-Strahlung dienen.

Der Index I bezeichnet die Möglichkeit des Zerfalls auf das 0,096-MeV-Niveau, die Umwandlung über das 0,129-MeV-Niveau wird mit II bezeichnet. Aus der relativen Intensität der Konversionslinien folgt (vergl. Tabelle 1):

$$\bar{\alpha}_K^{\mathrm{Ib}} = ? \tag{43}$$

$$\bar{\alpha}_L^{\mathrm{Ib}} = 0{,}86\,(\bar{\alpha}_L^{\mathrm{Ib}} + \bar{\alpha}_M^{\mathrm{Ib}}) \tag{44}$$

$$\bar{\alpha}_K^{\mathrm{IIb}} = 0{,}82\,\bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}}^{\mathrm{IIb}} \tag{45}$$

$$\bar{\alpha}_L^{\mathrm{IIb}} = 0{,}15\,\bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}}^{\mathrm{IIb}} \tag{46}$$

$$\frac{N^{\mathrm{I}}\,\bar{\alpha}_L^{\mathrm{Ib}}}{N^{\mathrm{II}}\,\bar{\alpha}_L^{\mathrm{IIb}}} = 13{,}7 \pm 1{,}0 \tag{47}$$

Die mit einem Au-Zählrohr gemessenen Stosszahlen der Pt-$K$- und $\gamma$-Strahlung berechnen sich zu:

$K$-Strahlung: $Z_K^{\mathrm{I+II}} = [N^{\mathrm{I}}(1 + \bar{\alpha}_K^{\mathrm{Ib}}) + N^{\mathrm{II}}(1 + \bar{\alpha}_K^{\mathrm{IIb}})]\,W_K\,\omega_\gamma\,\bar{\varepsilon}_K$ (48)

0,96 MeV-$\gamma$-Strahlung: $Z_\gamma^{\mathrm{Ib}} = N^{\mathrm{I}}(1 - \bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}}^{\mathrm{Ib}})\,\omega_\gamma\,\bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{Ib}}$ (49)

0,129 MeV-$\gamma$-Strahlung: $Z^{\mathrm{IIb}} = N^{\mathrm{II}}(1 - \bar{\alpha}_{\mathrm{Tot}}^{\mathrm{IIb}})\,\omega_\gamma\,\bar{\varepsilon}_\gamma^{\mathrm{IIb}}$ (50)

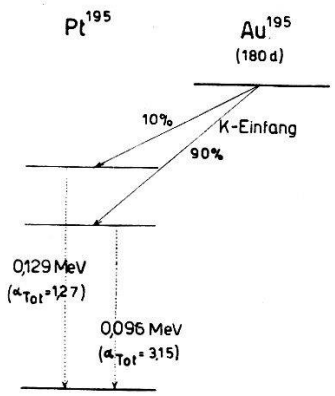


Fig. 36.
Termschema der Umwandlung des $Au^{195}$.

Die unter Verwendung des Intensitätsverhältnisses (42) erhaltenen experimentellen Werte sind:

$$Z_K^{\mathrm{I+II}} = (1090 \pm 20)\ \mathrm{min}^{-1} \tag{51}$$

$$Z_\gamma^{\mathrm{Ib}} = (157 \pm 10)\ \mathrm{min}^{-1} \tag{52}$$

$$Z_\gamma^{\mathrm{IIb}} = (40 \pm 6)\ \mathrm{min}^{-1} \tag{53}$$

Mit zwei in Koinzidenz geschalteten Au-Zählrohren werden die folgenden Koinzidenzen gemessen:

$$\left.\begin{aligned} K^{\mathrm{I}}(K;\gamma) &= 2\,N^{\mathrm{I}}\,W_K\,\bar{\varepsilon}_K\,\omega_\gamma\,(1-\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_{\mathrm{Tot}})\,\bar{\varepsilon}^{\mathrm{Ib}}_\gamma\,\omega_\gamma \\ K^{\mathrm{II}}(K;\gamma) &= 2\,N^{\mathrm{II}}\,W_K\,\bar{\varepsilon}_K\,\omega_\gamma\,(1-\bar{\alpha}^{\mathrm{IIb}}_{\mathrm{Tot}})\,\bar{\varepsilon}^{\mathrm{IIb}}_\gamma\,\omega_\gamma \\ K^{\mathrm{I}}(K;K) &= 2\,N^{\mathrm{I}}\,W_K\,\bar{\varepsilon}_K\,\omega_\gamma\,\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_K\,\bar{\varepsilon}_K\,\omega_\gamma \\ K^{\mathrm{II}}(K;K) &= 2\,N^{\mathrm{II}}\,W_K\,\omega_\gamma\,\bar{\varepsilon}_K\,\bar{\alpha}^{\mathrm{IIb}}_K\,\bar{\varepsilon}_K\,\omega_\gamma \end{aligned}\right\} \tag{54}$$

deren Summe:

$$\begin{aligned} K^{\mathrm{I+II}}(K;K\gamma) = {} & 2\,N^{\mathrm{I}}\,W_K\,\omega_\gamma^2\left[\bar{\varepsilon}^{\mathrm{Ib}}_\gamma(1-\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_K-\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_{LM})+W_K\,\bar{\varepsilon}_K\,\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_K)\right] \\ & +2\,N^{\mathrm{II}}\,W_K\,\omega_\gamma^2\left[\bar{\varepsilon}^{\mathrm{IIb}}_\gamma(1-\bar{\alpha}^{\mathrm{IIb}}_{\mathrm{Tot}})+W_K\,\bar{\varepsilon}_K\,\bar{\alpha}^{\mathrm{IIb}}_K\right] \end{aligned} \tag{55}$$

für das vermessene $Au^{195}$-Präparat sehr sorgfältig experimentell bestimmt wurde:

$$K^{\mathrm{I+II}}(K;K\gamma) = (0{,}36 \pm 0{,}02)\ \mathrm{min}^{-1} \tag{56}$$

Die Gleichungen (44)–(56) können im folgenden Gleichungssystem zusammengefasst werden:

$$Z_K^{\mathrm{I+II}} = 1090 = W_K\,\bar{\varepsilon}_K\,\omega_\gamma\left[N^{\mathrm{I}}(1+\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_K)+N^{\mathrm{II}}\left(1+0{,}40\,\frac{N^{\mathrm{I}}}{N^{\mathrm{II}}}\,\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_L\right)\right] \tag{57}$$

$$Z_\gamma^{\mathrm{Ib}} = 157 = N^{\mathrm{I}}(1-\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_K-1{,}16\,\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_L)\,\bar{\varepsilon}^{\mathrm{Ib}}_\gamma\,\omega_\gamma \tag{58}$$

$$Z_\gamma^{\mathrm{IIb}} = 40 = N^{\mathrm{II}}\left(1-0{,}49\,\frac{N^{\mathrm{I}}}{N^{\mathrm{II}}}\,\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_L\right)\,\bar{\varepsilon}^{\mathrm{IIb}}_\gamma\,\omega_\gamma \tag{59}$$

$$\begin{aligned} K^{\mathrm{I+II}}(K;\gamma K) = 0{,}36 = {} & 2\,N^{\mathrm{I}}W_K\,\omega_\gamma^2\left[\bar{\varepsilon}^{\mathrm{Ib}}_\gamma(1-\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_K-1{,}16\,\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_L)+W_K\,\bar{\varepsilon}_K\,\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_K\right] \\ & +2\,N^{\mathrm{II}}W_K\,\omega_\gamma^2\left[\bar{\varepsilon}^{\mathrm{IIb}}_\gamma\left(1-0{,}49\,\frac{N^{\mathrm{I}}}{N^{\mathrm{II}}}\,\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_L\right)+W_K\,\bar{\varepsilon}_K\,0{,}40\,\frac{N^{\mathrm{I}}}{N^{\mathrm{II}}}\,\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_L\right] \end{aligned} \tag{60}$$

Durch diese vier Gleichungen werden die 4 Unbekannten $N^{\mathrm{I}}$, $N^{\mathrm{II}}$, $\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_K$, $\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_L$ bestimmt. Die etwas langwierigen Rechnungen ergeben die folgenden Werte:

$$\underline{N^{\mathrm{I}} = (1{,}9 \pm 0{,}2)\ 10^6\ \mathrm{min}^{-1}} \tag{61}$$

$$\underline{N^{\mathrm{II}} = (0{,}22 \pm 0{,}03)\ 10^6\ \mathrm{min}^{-1}} \tag{62}$$

$$\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_K = (0{,}6 \pm 0{,}1) \tag{63}$$

$$\bar{\alpha}^{\mathrm{Ib}}_L = 0{,}13 \pm 0{,}01 \tag{64}$$

Die Werte von $N^{\mathrm{I}}$ und $N^{\mathrm{II}}$ ergeben also, dass 90% aller Zerfallsprozesse über das 0,096-MeV-Niveau des $Pt^{195}$ führen, während das 0,129-MeV-Niveau nur in 10% aller Zerfallsprozesse angeregt wird.

Die Konversionsverhältnisse der beiden $\gamma$-Übergänge werden damit:

| | |
|---|---|
| Übergang Ib, $h\nu_1 = 0{,}096$ MeV | $\bar{\alpha}_K^{\mathrm{Ib}} = 0{,}61 \pm 0{,}1$ |
| | $\bar{\alpha}_L^{\mathrm{Ib}} = 0{,}13 \pm 0{,}01$ |
| | $\bar{\alpha}_M^{\mathrm{Ib}} = 0{,}02 \pm 0{,}005$ |
| Übergang IIb, $h\nu_2 = 0{,}129$ MeV | $\bar{\alpha}_K^{\mathrm{IIb}} = 0{,}46 \pm 0{,}05$ |
| | $\bar{\alpha}_L^{\mathrm{IIb}} = 0{,}084 \pm 0{,}01$ |
| | $\bar{\alpha}_M^{\mathrm{IIb}} = 0{,}017 \pm 0{,}006$ |

Die Kenntnis dieser Grössen erlaubt uns die Berechnung der Koinzidenzmessungen:

*K-$e^-$-Koinzidenzen.* (Au-Zählrohr ohne Absorber; Fensterzählrohr ohne Absorber.)

$$K^{\mathrm{I}+\mathrm{II}}(K;e^-) = N^{\mathrm{I}} W_K \bar{\varepsilon}_K \omega_\gamma A^{\mathrm{Ib}}_{e^-_{LM}} (\bar{\alpha}_L^{\mathrm{Ib}} + \bar{\alpha}_M^{\mathrm{Ib}}) \omega_\beta + N^{\mathrm{II}} W_K \bar{\varepsilon}_K \omega_\gamma \cdot$$
$$\cdot \left( A^{\mathrm{IIb}}_{e^-_K} \cdot 2\, \bar{\alpha}_K^{\mathrm{IIb}} + A^{\mathrm{IIb}}_{e^-_{LM}} (\bar{\alpha}_L^{\mathrm{IIb}} + \bar{\alpha}_M^{\mathrm{IIb}}) \right) \omega_\beta$$

Die Faktoren $A_{e^-}$ für die Absorption der weichen Elektronenstrahlung im Präparat, in der Luft und in der Zählrohrfolie wurden nach den Angaben von KOHLRAUSCH[47]) und auf Grund eigener Messungen abgeschätzt:

$$K^{\mathrm{I}+\mathrm{II}}(K;e^-) = 2{,}8 \text{ min}^{-1}$$
$$\textit{Gemessen:}\quad K^{\mathrm{I}+\mathrm{II}}(K;e^-) = (3{,}1 \pm 0{,}2) \text{ min}^{-1}$$

Mit dem Fensterzählrohr in der Standardanordnung wird die Anzahl der registrierten Elektronen zu:

$$Z^{\mathrm{I}+\mathrm{II}}_{e^-} = N^{\mathrm{I}} \left[ A^{\mathrm{Ib}}_{e^-_{LM}} \cdot (\bar{\alpha}_L^{\mathrm{Ib}} + \bar{\alpha}_M^{\mathrm{Ib}}) \right] \omega_\beta + N^{\mathrm{II}} \left( A^{\mathrm{IIb}}_{e^-_K} \bar{\alpha}_K^{\mathrm{IIb}} + A^{\mathrm{IIb}}_{e^-_{LM}} (\bar{\alpha}_L^{\mathrm{IIb}} + \bar{\alpha}_M^{\mathrm{IIb}}) \right) \omega_\beta$$
$$= 10800 \text{ min}^{-1}$$

berechnet.

$$\textit{Gemessen:}\quad Z^{\mathrm{I}+\mathrm{II}}_{e^-} = (10100 \pm 100) \text{ min}^{-1}$$

*L-K$\gamma$-Koinzidenzen:* (Au-Zählrohr ohne Absorber; 0,02 g/cm² Papier vor Fensterzählrohr)

$$K^{\mathrm{I}+\mathrm{II}}(L;\gamma K) = 2\,(N^{\mathrm{I}} + N^{\mathrm{II}})\, W_K \bar{\varepsilon}_K \omega_\gamma 0{,}75\, W_L \bar{\varepsilon}_L \omega_\beta e^{-\mu_L d_{\mathrm{Pap}}}$$
$$= 0{,}56 \text{ min}^{-1}$$

$$\textit{Gemessen:}\quad K^{\mathrm{I}+\mathrm{II}}(L;\gamma K) = (0{,}6 \pm 0{,}05) \text{ min}^{-1}$$

Die Anzahl der mit einem Fensterzählrohr gemessenen Pt-$L$-Röntgenquanten wird:

$$Z_L^{\mathrm{I+II}} = [0{,}75\,(N^{\mathrm{I}} + N^{\mathrm{II}}) + 0{,}75\,(N^{\mathrm{I}}\,\bar{\alpha}_K^{\mathrm{Ib}} + N^{\mathrm{II}}\,\bar{\alpha}_K^{\mathrm{IIb}}) + N^{\mathrm{I}}\,\bar{\alpha}_L^{\mathrm{Ib}} + N^{\mathrm{II}}\,\bar{\alpha}_L^{\mathrm{IIb}}]$$
$$\bar{\varepsilon}_L \cdot \omega_\beta\, e^{-\mu_L d}$$
$$Z_L^{\mathrm{I+II}} = 1050\ \mathrm{min}^{-1}$$
$$\textit{Gemessen:}\quad Z_L^{\mathrm{I+II}} = (1100 \pm 30)\ \mathrm{min}^{-1}$$

*$e^-$-L-Koinzidenzen:* (Fensterzählrohr I ohne Absorber; Fensterzählrohr II 0,02 g/cm² Papier)

$$K^{\mathrm{I+II}}(e^-; L) = N^{\mathrm{I}}[0{,}75\,(\bar{\alpha}_L^{\mathrm{Ib}} + \bar{\alpha}_M^{\mathrm{Ib}}) + \bar{\alpha}_L^{\mathrm{Ib}}]\,A_{e^-_{LM}}^{\mathrm{Ib}}\,\omega_\beta W_L\, e^{-\mu_L d}\,\bar{\varepsilon}_L\,\omega_\beta$$
$$+ N^{\mathrm{II}}\left[0{,}75\,(A_{e^-_K}^{\mathrm{IIb}}\,\bar{\alpha}_K^{\mathrm{IIb}} + A_{e^-_M}^{\mathrm{IIb}}\,\bar{\alpha}_M^{\mathrm{IIb}}) + 1{,}75\,A_{e^-_L}\,\alpha_L^{\mathrm{IIb}}\right] W_L\, e^{-\mu_L d}\,\bar{\varepsilon}_L\,\omega_\beta^2$$
$$= 2{,}4\ \mathrm{min}^{-1}$$
$$\textit{Gemessen:}\quad K^{\mathrm{I+II}}(e^-; L) = (2{,}2 \pm 0{,}2)\ \mathrm{min}^{-1}$$

*L-L-Koinzidenzen:* (Vor beiden Fensterzählrohren 0,02 g/cm² Papier)

$$K^{\mathrm{I+II}}(L; L) = [N^{\mathrm{I}}(0{,}75\,\bar{\alpha}_K^{\mathrm{Ib}} + \bar{\alpha}_L^{\mathrm{Ib}}) + N^{\mathrm{II}}(0{,}75\,\bar{\alpha}_K^{\mathrm{IIb}} + \bar{\alpha}_L^{\mathrm{IIb}})]\,W_L^2\,\bar{\varepsilon}_L^2\,\omega_\beta^2\, e^{-2\mu_L d}$$
$$= 0{,}09\ \mathrm{min}^{-1}$$
$$\textit{Gemessen:}\quad K^{\mathrm{I+II}}(L; L) = (0{,}1 \pm 0{,}03)\ \mathrm{min}^{-1}$$

Die berechneten und experimentell bestimmten Koinzidenzwerte stimmen befriedigend überein, was dem Umwandlungsschema des $Au^{195}$ nach Fig. 36 einen hohen Grad von Wahrscheinlichkeit verleiht.

## IV. Vergleich der gemessenen Konversionskoeffizienten mit der Theorie.

### *1. K-Einfang und Konversionswahrscheinlichkeit bei Kern-γ-Übergängen.*

Die $K$-Konversionswahrscheinlichkeit eines $\gamma$-Übergangs, der durch $K$-Einfang angeregt wurde, wird davon abhängen, ob der $\gamma$-Übergang der Auffüllung der $K$-Schale zuvorkommt, oder ob die $\gamma$-Quanten zeitlich nach der $K$-Strahlung emittiert werden. Das Verhältnis der Lebensdauern bzw. der Niveaubreiten des $K$-Niveaus des Pt-Atoms $\Gamma_X^K + \Gamma_A^K$ und der $\gamma$-Niveaubreiten $\Gamma_\gamma + \Gamma_{e^-}$ ist also dafür massgebend, ob die übliche Theorie der Konversion, die sich natürlich auf eine zum Zeitpunkt des $\gamma$-Überganges vollständige

Elektronenhülle des Atoms bezieht, im Falle der Anregung durch $K$-Einfang anwendbar ist.

Nach der (unrelativistischen) Theorie der Röntgenniveaubreiten von RAMBERG und RICHTMYER[13]) und der relativistischen Theorie von MASSEY und BURHOP[14]) ist die Strahlungs- und Augerbreite für Übergänge in die $K$-Schale des Au:

$$\Gamma_X^K = 66{,}38 \text{ eV}$$
$$\Gamma_A^K \cong 4{,}0 \text{ eV}$$

Die mittlere Lebensdauer des in der $K$-Schale ionisierten Au- bzw. Pt-Atoms wird damit

$$\tau_K = \frac{\hbar}{\Gamma_x^K + \Gamma_A^K} \cong 10^{-17} \text{ sec.}$$

Dieselbe mittlere Lebensdauer ergibt sich auch aus den beobachteten Halbwertsbreiten der $K$-Röntgenlinien.

Nach einer Abschätzung von BETHE[54]) ist die Grössenordnung der Strahlungsbreiten angeregter Kernniveaus bei schweren Kernen

$$\Gamma \sim 0{,}001 \text{ eV}$$

Dies gilt für Anregungsenergien von zirka 1 MeV. Für kleinere $\gamma$-Energien und höhere Multipolübergänge sind die Niveaubreiten noch kleiner.

Die mittlere Lebensdauer eines solchen Anregungsniveaus wird somit

$$\tau_\gamma = \frac{\hbar}{\Gamma_\gamma} \sim 5 \cdot 10^{-13} \text{ sec} \gg \tau_K$$

Damit ist gezeigt, dass in den vorliegenden Zerfallsprozessen die Anregung eines Kernniveaus durch $K$-Einfang praktisch keinen Einfluss auf die Konversionswahrscheinlichkeit der nachfolgenden $\gamma$-Übergänge ausübt.

### 2. *Konversion und Multipolcharakter der $\gamma$-Übergänge.*

In Tabelle 3 sind die experimentell bestimmten $K$- und $L$-Konversionskoeffizienten der beim Zerfall der vier Au-Isotope auftretenden $\gamma$-Übergänge zusammengestellt.

In Fig. 37 sind die gemessenen Konversionskoeffizienten $\alpha_K$ für die $K$-Schale in Funktion der Energie $h\nu$ der einzelnen $\gamma$-Übergänge eingezeichnet. Der theoretisch berechnete Verlauf von $\alpha_K(h\nu)$ für $Z = 78$ (Pt) ist für die verschiedenen Multipolübergänge aus den eingezeichneten Kurven ersichtlich. Die Werte $\alpha_K$ für elektrische Dipolstrahlung wurden nach den von HULME[3])[4]) angegebenen Formeln für $Z = 78$ berechnet[8]). Die Theorie der Konversionskoeffizienten $\alpha_K$ für elektrische Quadrupolübergänge wurde von TAYLOR

und MOTT[5]) entwickelt und numerische Angaben von HULME, MOTT, OPPENHEIMER und TAYLOR[9]) gemacht. Die Konversion magnetischer Dipolstrahlung wurde nach FISK und TAYLOR[8]) berechnet.

**Tabelle 3.**

Konversion und Multipolcharakter der $\gamma$-Übergänge.

| Energie des $\gamma$-Übergangs | Kern | Konversion | Konversionsverhältnis $\bar{\alpha} = \frac{\Gamma_{e^-}}{\Gamma_\gamma + \Gamma_{e^-_{\mathrm{Tot}}}}$ | Konversionskoeffizient $\alpha = \frac{\Gamma_{e^-}}{\Gamma_\gamma}$ | Multipolcharakter des $\gamma$-Übergangs |
|---|---|---|---|---|---|
| 0,096 MeV | $Pt^{195}$ | $K$ | $\bar{\alpha}_K = 0{,}61$ | $\alpha_K = 2{,}5 \pm 1{,}0$ | el. Quadrupol + mag. Dipol |
| | | $L$ | $\bar{\alpha}_L = 0{,}13$ | $\alpha_L = 0{,}54 \pm 0{,}10$ | |
| | | $M$ | $\bar{\alpha}_M = 0{,}02$ | $\alpha_M = 0{,}08 \pm 0{,}03$ | |
| 0,129 MeV | $Pt^{195}$ | $K$ | $\bar{\alpha}_K = 0{,}46$ | $\alpha_K = 1{,}05 \pm 0{,}3$ | el. Quadrupol + mag. Dipol |
| | | $L$ | $\bar{\alpha}_L = 0{,}084$ | $\alpha_L = 0{,}19 \pm 0{,}05$ | |
| | | $M$ | $\bar{\alpha}_M = 0{,}017$ | $\alpha_M = 0{,}039 \pm 0{,}008$ | |
| 0,175 MeV | $Hg^{196}$ | $K$ | $\bar{\alpha}_K = 0{,}10$ | $\alpha_K = 0{,}115 \pm 0{,}03$ | el. Dipol |
| | | $L$ | $\bar{\alpha}_L = 0{,}03$ | $\alpha_L = 0{,}034 \pm 0{,}01$ | |
| 0,291 MeV | $Pt^{194}$ | $K$ | $\bar{\alpha}_K = 0{,}034$ | $\alpha_K = 0{,}036 \pm 0{,}005$ | el. Dipol |
| | | $L$ | $\bar{\alpha}_L = 0{,}017$ | $\alpha_L = 0{,}018 \pm 0{,}007$ | |
| 0,328 MeV | $Pt^{194}$ | $K$ | $\bar{\alpha}_K = 0{,}010$ | $\alpha_K = 0{,}12 \pm 0{,}01$ | el. Quadrupol + mag. Dipol |
| | | $L$ | $\bar{\alpha}_L = 0{,}057$ | $\alpha_L = 0{,}068 \pm 0{,}01$ | |
| | | $M$ | $\bar{\alpha}_M = 0{,}008$ | $\alpha_M = 0{,}009 \pm 0{,}004$ | |
| 0,330 MeV | $Pt^{196}$ | $K$ | $\bar{\alpha}_K = 0{,}050$ | $\alpha_K = 0{,}054 \pm 0{,}006$ | el. Quadrupol |
| | | $L$ | $\bar{\alpha}_L = 0{,}030$ | $\alpha_L = 0{,}033 \pm 0{,}004$ | |
| 0,358 MeV | $Pt^{196}$ | $K$ | $\bar{\alpha}_K = 0{,}050$ | $\alpha_K = 0{,}054 \pm 0{,}006$ | el. Quadrupol |
| | | $L$ | $\bar{\alpha}_L = 0{,}030$ | $\alpha_L = 0{,}033 \pm 0{,}004$ | |
| 0,411 MeV | $Hg^{198}$ | $K$ | $\bar{\alpha}_K = 0{,}028$ | $\alpha_K = 0{,}029 \pm 0{,}007$ | el. Quadrupol |
| | | $L$ | $\bar{\alpha}_L = 0{,}0125$ | $\alpha_L = 0{,}013 \pm 0{,}003$ | |
| | | $M$ | $\bar{\alpha}_M = 0{,}003$ | $\alpha_M = 0{,}003 \pm 0{,}002$ | el. Quadrupol |
| 1,48 MeV | $Pt^{194}$ | $K$ | $\bar{\alpha}_K = 0{,}0026$ | $\alpha_K = 0{,}0026 \pm 0{,}0003$ | |

Die experimentell bestimmten Werte der Konversionskoeffizienten für die $L$-Schale sind in Fig. 38 eingetragen. Zum Vergleich sind die theoretisch berechneten Kurven von $\alpha_L(h\nu)$ für elektrische Dipol- und Quadrupolstrahlung angegeben.

Die Kurve für elektrische Dipolstrahlung wurde nach FISK[7]) für $Z = 78$ berechnet. Da die Theorie von FISK nur die Konversion im $L_{\mathrm{I}}$-Niveaus berücksichtigt, wurde der geringe Anteil der Konversion in den übrigen $L$-Niveaus (13%) unter Verwendung des von HULME[4]) für harte $\gamma$-Strahlung angegebenen Verhältnisses:

$$\alpha_{L_{\mathrm{I}}} : \alpha_{L_{\mathrm{II}}} : \alpha_{L_{\mathrm{III}}} = 1 : 0{,}086 : 0{,}044$$

berücksichtigt.

Die $L$-Konversion elektrischer Quadrupolstrahlung wurde von Fisk nur bis zu Gammaenergien von 0,1 MeV berechnet (ausgezogener Teil der Kurve); der Verlauf von $\alpha_L$ für Quadrupolübergänge grösserer Energie wurde entsprechend dem Verlauf der $K$-Konversion bei Quadrupolstrahlung extrapoliert (gestrichelter Teil der Kurve).

Aus dem Vergleich der gemessenen Konversionskoeffizienten mit den theoretischen Kurven kann auf den Multipolcharakter der $\gamma$-Übergänge geschlossen werden (Vergl. letzte Kolonne Tabelle 3).

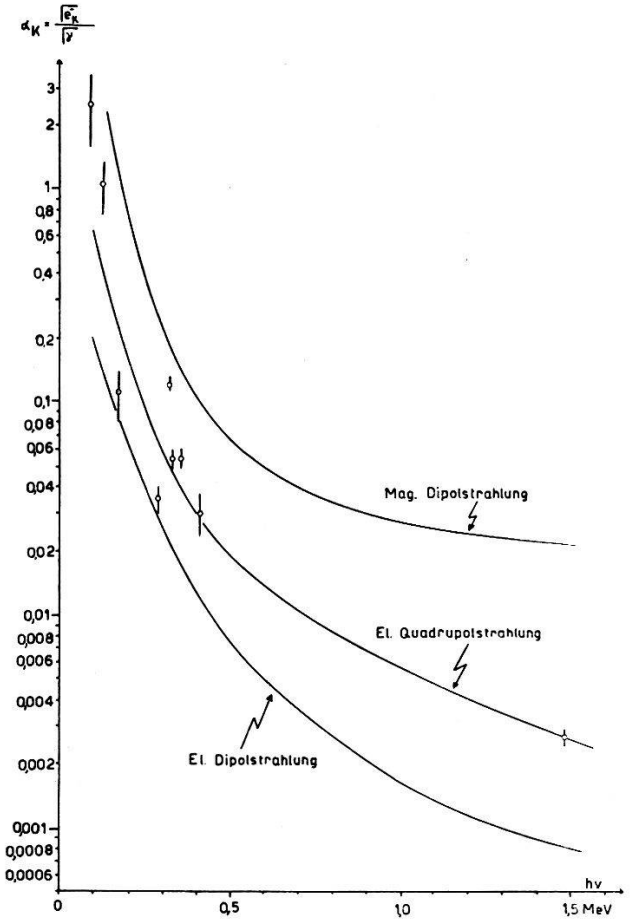


Fig. 37.

Koeffizient der inneren Konversion von $\gamma$-Strahlung in der $K$-Schale für $Z = 78$ (Pt).

Die Konversion sowohl in der $K$-Schale als auch in der $L$-Schale bei den $\gamma$-Übergänge mit den Energiewerten $h\nu = 0{,}175$ MeV ($Hg^{196}$) und $h\nu = 0{,}291$ MeV ($Pt^{194}$) lässt darauf schliessen, dass bei diesen beiden Übergängen im wesentlichen das Feld eines elektrischen Dipols emittiert wird. Die experimentellen Werte sind etwa 20% grösser als die theoretisch berechneten Werte; diese Diskrepanz kann in Unzulänglichkeiten der Theorie ihre Ursache haben oder aber eher dadurch bedingt sein, dass bei diesen Übergängen noch

höhere elektrische oder magnetische Multipolstrahlungen in geringer Intensität emittiert werden.

Die experimentell bestimmten $K$- und $L$-Konversionskoeffizienten der übrigen $\gamma$-Übergänge liegen zwischen den Kurven für elektrische Quadrupolstrahlung und magnetischer Dipolstrahlung; je nach dem relativen Anteil der Intensitäten dieser beiden Multipolstrahlungen näher bei der einen oder andern Kurve.

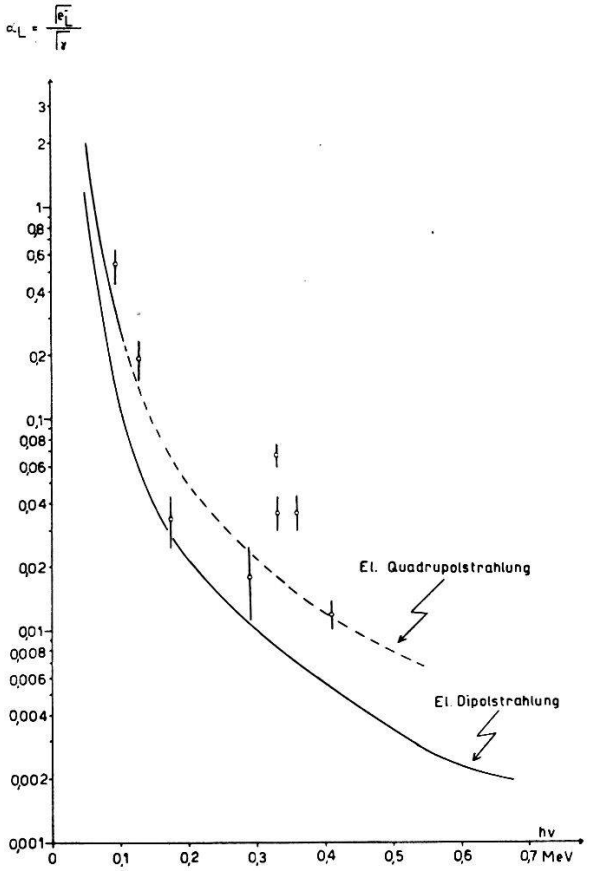


Fig. 38.

Koeffizient der inneren Konversion von $\gamma$-Strahlung in der $L$-Schale für $Z = 78$ (Pt).

Nach der Konversion wären demnach die Übergänge mit den $\gamma$-Energien $h\nu = 0{,}330$ MeV ($Pt^{196}$), $h\nu = 0{,}358$ MeV ($Pt^{196}$), $h\nu = 0{,}411$ MeV ($Hg^{198}$) und $h\nu = 1{,}48$ MeV ($Pt^{194}$) praktisch reine elektrische Quadrupolübergänge, während bei den $\gamma$-Übergängen mit den Energiewerten $h\nu = 0{,}096$ MeV ($Pt^{195}$), $h\nu = 0{,}129$ MeV ($Pt^{195}$) und $h\nu = 0{,}328$ MeV ($Pt^{194}$) die Anteile elektrischer Quadrupol- und magnetischer Dipolstrahlung von der gleichen Grössenordnung sind.

Der $\gamma$-Übergang zwischen zwei Kernniveaus ist dann vorwiegend ein elektrischer Dipolübergang, wenn die beiden Kernniveaus verschiedene Parität besitzen und wenn sich ihre Drehimpulsquanten-

zahlen $J$ um $\Delta J = \pm 1$ oder $\Delta J = 0$*) unterscheiden. Bei einem solchen Übergang ist im allgemeinen der Beitrag magnetischer oder höherer elektrischer Multipolübergänge gegenüber der elektrischen Dipolstrahlung vernachlässigbar klein, sofern der Kern nicht spezielle Symmetrieeigenschaften aufweist. Bei schwereren Kernen kann durch ein Zusammenfallen der Massen- und Ladungszentren eine Verkleinerung des Dipolmomentes auftreten, so dass elektrische Dipol- und Quadrupolstrahlung vergleichbare Intensitäten haben können. Es ist also zu erwarten, dass die Konversionskoeffizienten solcher Übergänge etwas grösser sind, als der Berechnung für reine Dipolstrahlung entspricht. Dies stimmt mit den vorliegenden Ergebnissen überein.

Die Emission elektrischer Quadrupolstrahlung ist mit keiner Paritätsänderung des Anfangs- und Endniveaus verbunden und tritt als Hauptübergang auf bei einem Drehimpulsunterschied der beiden Kernniveaus von $\Delta J = \pm 2$, $\Delta J = \pm 1$ und $\Delta J = 0$, wobei die folgenden Übergänge verboten sind: $0 \rightarrow 0$, $0 \rightleftarrows 1$, $\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$. Bei den Übergängen ($\Delta J = 0, \pm 1$) kann ausser höheren elektrischen und magnetischen Multipolübergängen sehr geringer Intensität noch magnetische Dipolstrahlung emittiert werden. Da die magnetischen Multipole nicht nur von der Ladung und Bewegung der Kernpartikel abhängen, sondern auch durch die Spineigenschaften der Kernmaterie bedingt sind, ist keine Reduktion des magnetischen Dipolmomentes, analog wie beim elektrischen Dipolmoment zu erwarten. Bei solchen Übergängen ist daher im allgemeinen die Intensität der elektrischen Quadrupolstrahlung und der magnetischen Dipolstrahlung von der gleichen Grössenordnung.

Wie Fisk und Taylor[8]) gezeigt haben, ist die Konversionswahrscheinlichkeit magnetischer Multipolstrahlung bedeutend grösser, als die Konversion bei entsprechender elektrischer Multipolstrahlung: Für magnetische Dipolstrahlung ist der Konversionskoeffizient rund viermal grösser als für elektrische Quadrupolstrahlung (siehe Fig. 37). Bei Übergängen ohne Paritätsänderung mit $\Delta J = 0, \pm 1$ hängt der Konversionskoeffizient demnach ausser von der Energie noch stark vom Mischungsverhältnis der elektrischen Quadrupol- und der magnetischen Dipolstrahlung ab; der experimentell gemessene Konversionskoeffizient solcher Übergänge wird zwischen den beiden Extremen liegen.

Hulme et al.[9]), sowie Taylor[53]) kommen auf Grund der Annahme, dass das bei einem $\gamma$-Übergang emittierte Strahlungsfeld durch die Strahlung eines sich in einem Coulombfeld bewegenden

*) Übergänge $0 \rightarrow 0$ sind verboten.

Protons beschrieben werden kann, zum Schluss, dass bei Mischung von elektrischer Quadrupol- und magnetischer Dipolstrahlung ($\Delta J = 0$, $\pm 1$-Übergänge!) der Anteil von magnetischer Dipolstrahlung bei kleinen $\gamma$-Energien sehr viel grösser ist als bei grossen $\gamma$-Energien. Die experimentell bestimmten $K$- und $L$-Konversionskoeffizienten für die beim Zerfall der Au-Isotope emittierten $\gamma$-Strahlen der Energie 0,096 MeV, 0,129 MeV, 0,328 MeV, 0,330 MeV, 0,358 MeV und 1,48 MeV scheinen dies zu bestätigen.

c) Innere Konversion der $K$-Röntgenstrahlung bei Pt.

Die beim Zerfall des $Au^{194}$ und $Au^{196}$ bestimmten Konversionskoeffizienten der Pt-$K$-Strahlung sind in Tabelle 4 eingetragen.

**Tabelle 4.**
Konversion der $K$-Röntgenstrahlung des Pt.

| Elektronenübergänge | Energie der emittierten Augerelektronen | Messung beim Zerfall des | Koeff. d. innern Konversion der $K$-Strahlung | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | | $\bar{a}_{K_{exp}}$ | $a_{K_{exp}} = \frac{\bar{a}_{K_{exp}}}{1-\bar{a}_{K_{exp}}}$ | $a_{K_{theor}}$ |
| $LL \rightarrow K\infty$ | 0,051 MeV | $Au^{194}$ | 0,026 | 0,028 $\pm$ 0,005 | 0,0313 |
| | | $Au^{196}$ | 0,028 | 0,030 $\pm$ 0,006 | |
| $LM \rightarrow K\infty$ | 0,061 MeV | $Au^{194}$ | 0,019 | 0,029 $\pm$ 0,006 | 0,0173 |
| | | $Au^{196}$ | 0,017 | 0,018 $\pm$ 0,006 | |
| $LN \rightarrow K\infty$ | 0,063 MeV | $Au^{194}$ | 0,0065 | 0,0070 $\pm$ 0,005 | 0,004 |
| | | $Au^{196}$ | 0,006 | 0,0065 $\pm$ 0,005 | |
| $MM \rightarrow K\infty$ | 0,071 MeV | $Au^{194}$ | 0,0065 | 0,0070 $\pm$ 0,004 | 0,003 |
| | | $Au^{196}$ | 0,007 | 0,0075 $\pm$ 0,005 | |

Die Berechnung von $a_{K_{theor.}}$ erfolgte auf Grund der relativistischen Theorie des Augereffektes, die von Massey und Burhop für das Au-Atom durchgeführt wurde. Da die $Z$-Abhängigkeit von $a_{K_{theor.}}$ bei grossen $Z$-Werten nicht ausgeprägt ist, können die für Au ($Z = 79$) gültigen Resultate ohne weiteres auf den hier vorliegenden Fall des Pt ($Z = 78$) übertragen werden.

Die relativistische Theorie von Massey und Burhop erfasst die folgenden von den $L$-Niveaux ins $K$-Niveaus bzw. ins kontinuierliche Spektrum führenden, strahlungslosen Elektronenübergänge: $L_I L_{III} \rightarrow K\infty$, $L_I L_{II} \rightarrow K\infty$ und $L_I L_I \rightarrow K\infty$; ebenso wurden die Breiten der erlaubten optischen Übergänge $L_{III} \rightarrow K$ und $L_{II} \rightarrow K$ berechnet.

Um den Anteil der Elektronenübergänge $L\,M \rightarrow K\infty$, $L\,N \rightarrow K\infty$ und $M\,M \rightarrow K\infty$ zu ermitteln, ist die Kenntnis der relativen

Verhältnisse der Augerbreiten und der Strahlungsbreiten des $K$-Niveaus auch in bezug auf die andern möglichen Übergänge erforderlich. Eine vollständige, allerdings unrelativistische Berechnung der Auger- und Strahlungsbreiten des Au-$K$-Niveaus in bezug auf sämtliche möglichen Übergänge wurde von PINCHERLE[12]) durchgeführt; in ähnlicher Weise wurden die Breiten der Au-Röntgenniveaus auch von RAMBERG und RICHTMYER berechnet[13]).

Die für das Au-Atom berechneten Konversionskoeffizienten $a = (\Gamma_A^K/\Gamma_X^K)$ der verschiedenen Röntgenübergänge sind in der letzten Kolonne der Tabelle 4 eingetragen.

Der Vergleich der experimentellen und theoretischen Werte zeigt gute Übereinstimmung der Konversion für die Elektronenübergänge $LL \to K\infty$ und $LM \to K\infty$. Die Anwendung der relativistischen Møllerschen Methode für Zweielektronenübergänge auf die strahlungslosen Augerübergänge beim Au-Atom gibt also mit dem Experiment übereinstimmende Resultate.

Die experimentell gefundenen Konversionsverhältnisse für die Übergänge $LN \to K\infty$ und $MN \to K\infty$ sind wesentlich grösser als die theoretisch berechneten Werte. Obwohl die Abweichungen vom theoretischen Wert innerhalb der Fehlergrenzen liegen, scheint sie doch systematischen Ursprungs zu sein.

Diese Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie bei den Augerübergängen $LN \to K\infty$ und $MM \to K\infty$ wird darin ihren Grund haben, dass zur Berechnung des theoretischen Wertes dieser Konversionskoeffizienten die unrelativistische Theorie von PINCHERLE verwendet wurde, deren Anwendung auf schwere Atome problematisch ist.

Unserm verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER möchten wir für seine wertvolle Unterstützung und sein Interesse an dieser Arbeit besonders danken.

## Literaturverzeichnis.

1) S. M. DANCOFF und P. MORRISON, Phys. Rev. **55**, 122 (1939).
2) M. H. HEBB und E. NELSON, Phys. Rev. **58**, 486 (1940).
3) H. R. HULME, Proc. Roy. Soc. A, **133**, 381 (1931).
4) H. R. HULME, Proc. Roy. Soc. A, **138**, 643 (1932).
5) H. M. TAYLOR und N. F. MOTT, Proc. Roy. Soc. A, **138**, 665 (1932).
6) H. M. TAYLOR und N. F. MOTT, Proc. Roy. Soc. A, **142**, 215 (1933).
7) J. B. FISK, Proc. Roy. Soc. A, **143**, 674 (1933).
8) J. B. FISK, H. M. TAYLOR, Proc. Roy. Soc. A, **146**, 178 (1934).
9) H. R. HULME, N. F. MOTT, J. R. OPPENHEIMER und H. M. TAYLOR, Proc. Roy. Soc. A, **155**, 315 (1936).
10) G. WENTZEL, Zeitschr. f. Physik **43**, 524 (1927).

[11]) M. Haas, Ann. d. Physik (5), **16**, 473 (1933).
[12]) L. Pincherle, Nuovo Cimento **12**, 81 (1935).
[13]) E. G. Ramberg und F. K. Richtmyer, Phys. Rev. **51**, 913 (1937).
[14]) H. S. W. Massey und E. H. S. Burhop, Proc. Roy. Soc. A. **153**, 661 (1936).
[15]) V. Weisskopf und E. Wigner, Zeitschr. f. Physik, **65**, 18 (1930).
[16]) C. Møller, Ann. d. Physik **14**, 531 (1932).
[17]) C. Møller, Phys. Z. S. der S. U. **11**, 9 (1937).
[18]) G. Wilkinson, Phys. Rev. **73**, 252 (1948).
[19]) W. Zünti, Helv. Phys. Acta **21**, 179 (1948).
[20]) O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk und R. Steffen, Helv. Phys. Acta **20**, 594 (1947).
[21]) H. Bradt, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **19**, 77 (1946).
[22]) O. Huber, R. Steffen und F. Humbel, Helv. Phys. Acta **21**, 192 (1948).
[23]) O. Huber, R. Steffen und F. Humbel (erscheint demnächst in den Helv. Phys. Acta).
[24]) A. H. Compton und S. K. Allison, X-Rays in Theory and Experiment, London, 1935.
[25]) M. Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstrahlen, Berlin, 1931.
[26]) A. E. Lindh, Hdb. d. Exp. Physik $XXIV_2$, Leipzig 1930, p. 275.
[27]) J. V. Dunworth, Nature **144**, 152 (1939).
[28]) H. Bradt und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **16**, 251, (1943).
[29]) H. den Hartog, F. A. Muller und N. F. Verster, Physica **13**, 251 (1947).
[30]) J. Rotblat, Proc. Roy. Soc. A, **177**, 260 (1941).
[31]) E. Bleuler und W. Zünti, Helv. Phys. Acta **19**, 375 (1946).
[32]) K. Siegbahn, Proc. Roy. Soc. A, **189**, 527 (1947).
[33]) C. L. Peacock und R. G. Wilkinson, Phys. Rev. **74**, 297 (1948).
[34]) P. W. Levy und E. Greuling, Phys. Rev. **73**, 83 (1948).
[35]) F. A. Clark, Phys. Rev. **61**, 242 (1942).
[36]) M. L. Wiedenbeck und K. Y. Chu, Phys. Rev. **72**, 1171 (1947).
[37]) C. E. Mandeville und M. V. Scherb, Phys. Rev. **73**, 90 und 634 (1948).
[38]) E. T. Jurney und M. R. Keck, Bulletin of the American Phys. Soc. Vol. **22**, Nr. 6 (1947).
[39]) G. J. Sizoo und C. Ejkman, Physica **6**, 332 (1939).
[40]) S. Inananda, Phys. Rev. **70**, 812 (1946).
[41]) J. W. M. Dumond, P. A. Lind und B. B. Watson, Phys. Rev. **73**, 1392 (1948).
[42]) E. McMillan, M. Kamen und S. Ruben, Phys. Rev. **52**, 375 (1937).
[43]) J. M. Cork und J. Halpern, Phys. Rev. **58**, 201 (1940).
[44]) J. L. Lawson und J. M. Cork, Phys. Rev. **58**, 580 (1940).
[45]) R. S. Krishnan und E. A. Nahum, Proc. Cambr. Soc. **37**, 422 (1941).
[46]) H. Bradt, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk, P. Scherrer und R. Steffen, Helv. Phys. Acta **20**, 153 (1947).
[47]) F. Kohlrausch, Praktische Physik, Leipzig und Berlin 1943.
[48]) P. Auger, C. R. Acad. Sci, Paris, **180**, 65 (1925); J. Phys. Rad. **6**, 205 (1925); Ann. Phys. **6**, 183 (1926).
[49]) L. H. Martin, Proc. Roy. Soc. A, **115**, 420 (1927).
[50]) F. Harms, Ann. Chim. Phys. **82**, 87 (1926).
[51]) A. H. Compton, Phil. Mag. **8**, 961 (1929).
[52]) L. H. Martin, J. C. Bower und T. H. Laby, Proc. Roy. Soc. A, **148**, 40 (1935).
[53]) H. M. Taylor, Proc. Cambr. Phil. Soc. **32**, 291 (1936).
[54]) H. A. Bethe, Rev. of Mod. Physics **9**, 69 (1937).