Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 22 (1949)
Heft: III

Artikel: Dualer Zerfall von In114
Autor: Boehm, F. / Preiswerk, P.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-112008

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

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

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

Download PDF: 15.07.2025

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

Dualer Zerfall von In^{114}

von **F. Boehm** und **P. Preiswerk.**

(18. III. 1949.)

Einleitung und Zusammenfassung.

Nach der Arbeit von LAWSON und CORK[1]) zerfällt das 72sekündige In^{114}, welches aus dem 50tägigen isomeren Zustand gebildet wird, durch β^--Emission in Sn^{114}. Das β^--Spektrum des In^{114} besitzt eine obere Grenze von 1,98 MeV und steht in gutem Einklang mit der Fermischen Theorie für erlaubte Übergänge, weshalb es verschiedentlich als Eichspektrum benützt worden ist.

Wir konnten indessen feststellen, dass der Zerfall von In^{114} komplexer ist als bisher angenommen wurde. Dual zum β^--Übergang führen (3 ± 1)% der Umwandlungen durch K-Einfang auf ein angeregtes Niveau von Cd^{114}. Auf den K-Einfang folgt die Emission zweier γ-Linien in Kaskade mit (715 ± 10) keV und (548 ± 10) keV Energie. Es wurden ferner Anzeichen für einen Positronenübergang mit einer Häufigkeit von 10^{-4} pro Elektron und einer Grenzenergie von (650 ± 100) keV gefunden.

Messergebnisse.

Das 50tägige In^{114} wurde im Cyclotron durch Protonenbestrahlung von Cd gewonnen und ist im chemisch abgetrennten[2]) In-Anteil einen Monat nach der Bestrahlung praktisch rein vorhanden. Die Stärke unserer Präparate betrug 0,1 mC. Zur Kontrolle über mögliche Verunreinigungen haben wir die Halbwertszeit über eine Zeitspanne von 14 Monaten kontrolliert und in Übereinstimmung mit den Messungen von LAWSON und CORK[1]) zu (50 ± 1) *d* gefunden.

Zunächst wurde das In-Präparat mit verschiedenen Methoden auf die Anwesenheit von γ-Strahlung untersucht. Die sehr empfindliche, mehr qualitative Methode der Koinzidenzmessung der durch γ-Strahlung ausgelösten Sekundärelektronen (Bothe-Koinzidenzen) zeigt sofort, dass neben dem 192 keV-γ-Strahl vom isomeren Übergang (50tägig) noch mindestens eine härtere Strahlung vorhanden

ist. Die Reichweite dieser Sekundärelektronen in Aluminium (R $\simeq$ 0,7 mm) lässt auf eine primäre γ-Energie von etwa 700 keV schliessen (Fig. 1). Es sind ferner Anzeichen einer schwächeren, noch energiereicheren Strahlung zu erkennen. Die Absorptionsmessungen der γ-Strahlung mit Bleiabsorbern bestätigen die Anwesenheit einer Komponente von zirka 700 keV (Fig. 2), lassen aber wegen der

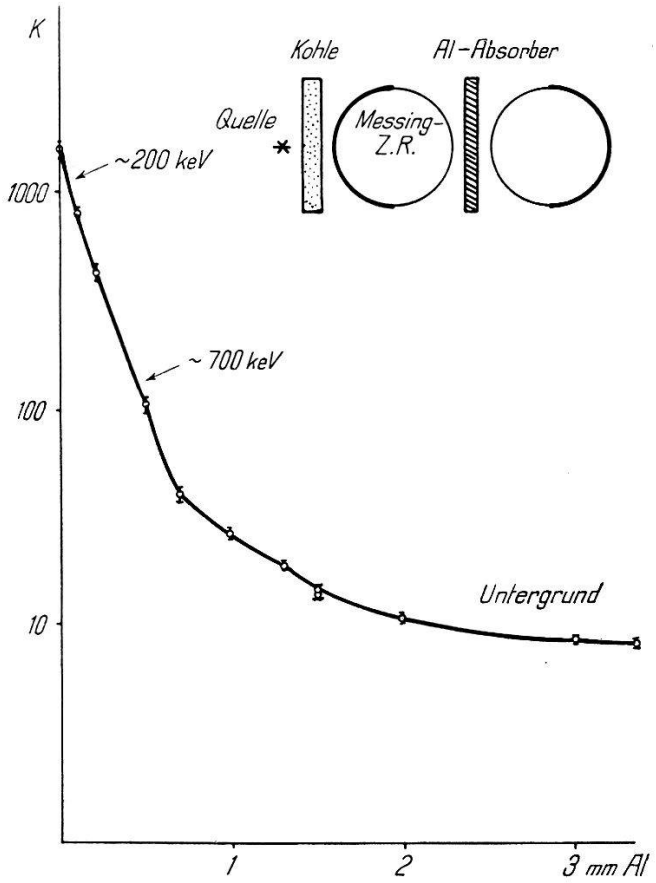

Fig. 1.

Absorptionskurve der Bothe-Koinzidenzen (Koinzidenzen der durch γ-Strahlung ausgelösten Sekundärelektronen) in Aluminium.

durch geringe Intensität dieses γ-Strahls bedingten schlechten Geometrie auch keine genaue Energiebestimmung zu.

Wir haben hierauf mit einem starken Präparat im magnetischen Linsenspektrographen nach Compton- und Photoelektronen gesucht. Das Präparat befindet sich für diese Messung in einer Goldkapsel (2 g/cm^2 Wandstärke), welche die Elektronen des β^--Spektrums wegfiltert. Diese Goldkapsel ist ihrerseits von einer 100 mg/cm^2 starken Aluminiumkapsel umgeben, aus welcher die Comptonelektronen ausgelöst werden. Das Spektrum der Comptonelektronen (Fig. 3) bestätigt das Auftreten einer γ-Linie von zirka 700 keV und

zeigt ausserdem eine weniger energiereiche Komponente an. Zur Messung der Photoelektronen wurde die Aluminiumhülse mit einer Bleifolie von 17 mg/cm² bedeckt. Aus dem Spektrum der Photo-

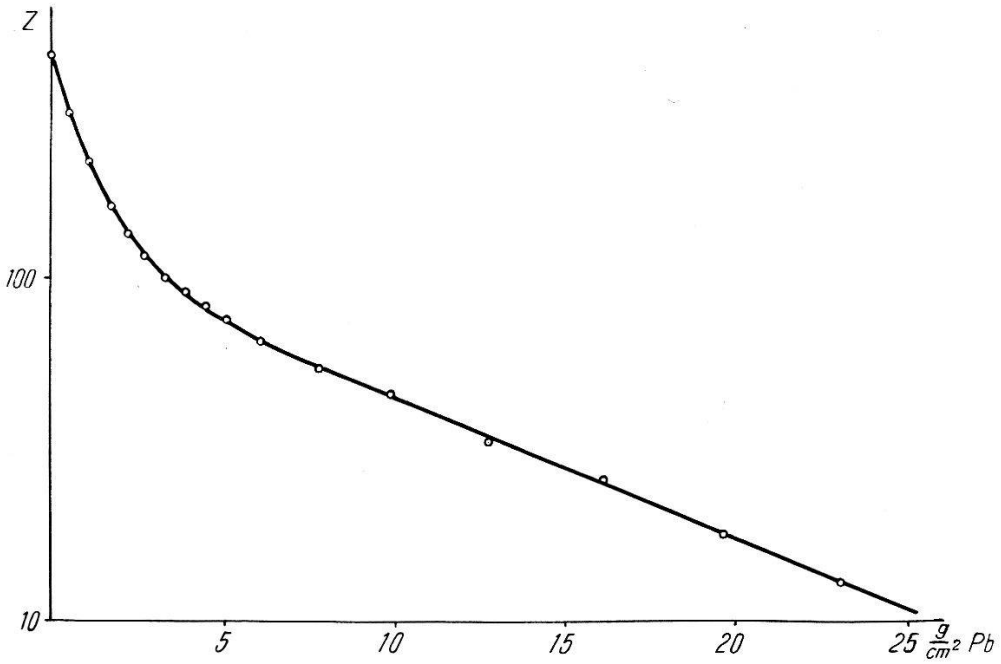

Fig. 2.
Absorptionskurve der γ-Strahlung von In^{114} in Blei.

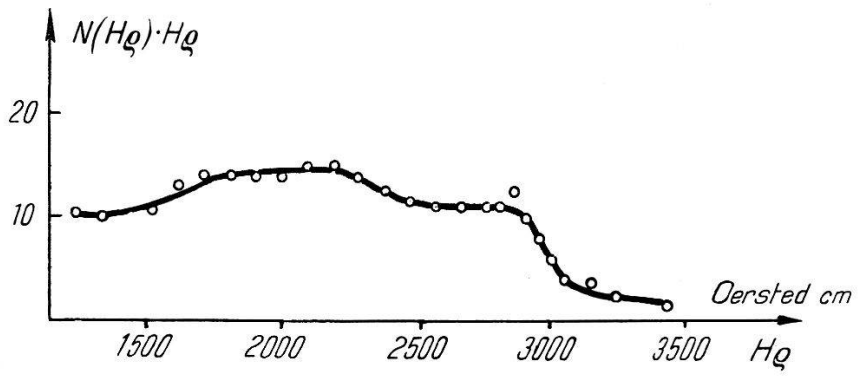

Fig. 3.
Spektrum der in Al ausgelösten Comptonelektronen von In^{114} im magnetischen Linsenspektrographen.

elektronen (Fig. 4) findet man unter Zurechnung der Bindungsenergie des K-Elektrons von Blei für die Energien der beiden γ-Linien

$$E_{\gamma_1} = (715 \pm 10)\ \text{keV}, \qquad E_{\gamma_2} = (548 \pm 10)\ \text{keV}.$$

$(\gamma\gamma)$-Koinzidenzmessungen zeigen, dass die beiden γ-Linien in Kaskade emittiert werden. Bei kleineren $H\varrho$-Werten treten zwei weitere Elektronenlinien auf, welche als K- und L-Photolinien der

unkonvertierten 192 keV γ-Strahlen vom ersten isomeren Übergang gedeutet werden müssen.

Aus der Absorptionsmessung (Fig. 2) kann die relative Intensität der 715- und 548-keV-Linie im Vergleich zur 192-keV-Strahlung ermittelt werden. Die Absorptionskurve lässt sich in zwei Komponenten zerlegen, die der 192-keV-Linie und dem Mittelwert der gleichintensiven 715- und 548-keV-Linien entsprechen. Unter Be-

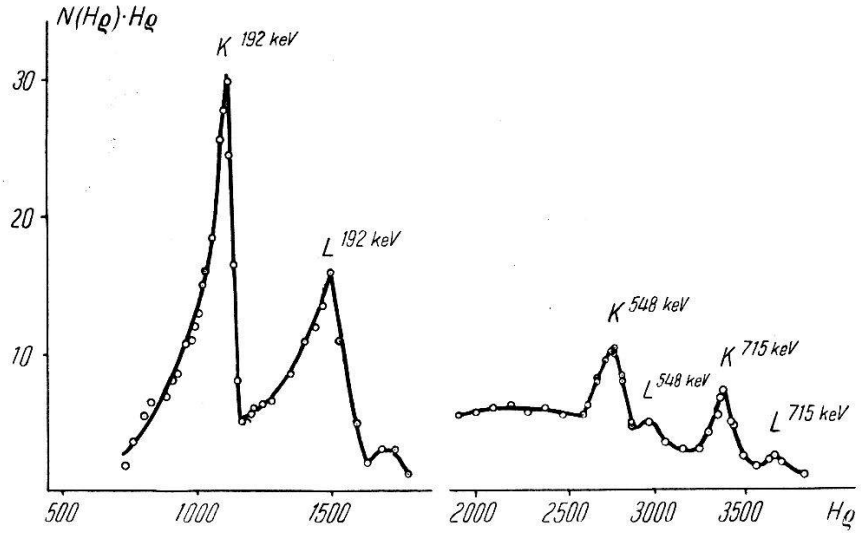

Fig. 4.
Spektrum der in Pb ausgelösten Photoelektronen von In^{114}.

rücksichtigung der energieabhängigen Zählrohrsensibilität ergibt sich das Intensitätsverhältnis

$$\delta = \frac{N_\gamma^{715} + N_\gamma^{548}}{2\,N_\gamma^{192}} = \underline{(15 \pm 2)\,10^{-2}}\,.$$

Die absolute Intensität der γ-Kaskade können wir bei Kenntnis des Raumwinkels und der Sensibilität für die γ-Zählrohre aus der Absorptionskurve (Fig. 2) ermitteln und mit der Intensität des β^--Spektrums vergleichen. Wir erhalten für dieses Verhältnis

$$\eta = \frac{N_\gamma^{715} + N_\gamma^{548}}{2\,N_{\beta^-}} = \underline{(3 \pm 1)\,10^{-2}}\,.$$

Für das Folgende ist es wichtig, über die Stärke der Konversion der 192 keV-γ-Linie Bescheid zu wissen. Wir haben die Konversionselektronen und das β-Spektrum im magnetischen Linsenspektrographen gemessen und durch Ausplanimetrieren und Vergleich der beiden Flächen für den Konversionskoeffizienten $\varkappa = \frac{N_e}{N_e + N_\gamma}$

gefunden $\varkappa = (80 \pm 5)\, 10^{-2}$. Die Intensität der Konversionslinien wurde dabei auf Rückstreuelektronen im Präparat korrigiert[3]). Das Verhältnis der Konversion in K- und L-Schale $\varkappa_K/\varkappa_L$ beträgt $1{,}1 \pm 0{,}1$. Unsere Werte sind in Übereinstimmung mit den Messungen von LAWSON und CORK[1]) ($\varkappa = (100 \pm 30) \cdot 10^{-2}$; $\varkappa_K/\varkappa_L = 1{,}0 \pm 0{,}1$).

Das Verhältnis η kann zur Kontrolle auch aus dem Konversionskoeffizienten gebildet werden. In der Tat liefert $\eta = \delta\,(1 - \varkappa)$ dasselbe Resultat.

Da die Intensität der γ-Kaskade sehr gering ist, scheint es uns angezeigt, bei den Absorptionsmessungen die innere und die äussere Bremsstrahlung in Betracht zu ziehen. Durch magnetische Weglenkung der Elektronen haben wir verifiziert, dass bei Verwendung von Kohleabsorbern zum Wegfiltern der Elektronen die äussere Bremsstrahlung zu vernachlässigen ist. Die Zahl der durch innere Bremsstrahlung beim Indium emittierten γ-Quanten pro β^--Teilchen wurde nach den Formeln von KNIPP und UHLENBECK[4]) berechnet. Die Rechnung ergab, dass pro 300 β^--Zerfälle 1 Quant im Energieintervall von 100 keV bis zur Grenzenergie des Spektrums emittiert wird. Dies bedeutet, dass auch die innere Bremsstrahlung für unsere Zwecke vernachlässigt werden darf.

Das Vorhandensein von Kern-γ-Strahlung beim In^{114} lässt die Möglichkeit offen, dass das β^--Spektrum nicht einfach ist. Da aber im Kurie-plot das β^--Spektrum bis etwa 300 keV geradlinig verläuft, wird man eher vermuten, dass die γ-Linien bei einem dualen Zerfall emittiert werden. Zur Prüfung dieser Frage wurde in der Wilsonkammer nach Positronen gesucht*). Es konnten jedoch mit dieser Methode keine gefunden werden. Dagegen zeigen Messungen im Trochoidenspektrographen[5]) nach 4tägiger photographischer Exposition ein Positronenspektrum mit einer Grenzenergie von (650 ± 100) keV. Die Intensität dieses Spektrums ist äusserst gering: die Häufigkeit eines Positrons bezogen auf einen β^--Übergang beträgt 10^{-4}. Ob es sich dabei um Zerfallspositronen handelt, kann nicht mit Sicherheit erkannt werden. Die Häufigkeit der durch Paarbildung erzeugten Positronen[7]) dürfte nämlich von nahezu gleicher Grössenordnung sein wie der beobachtete Effekt.

Da diese Zahl der Positronen nicht ausreicht, die gefundene γ-Kaskade einzuordnen, wurde durch folgende Messungen nach einem dualen Zerfall durch K-Einfang gesucht. Die intensive In-K-Strah-

---

*) Die Wilsonkammeraufnahmen sind von Herrn Hamuda ausgeführt worden, wofür wir ihm bestens danken.

lung, welche als Folge des hochkonvertierten 192 keV-Überganges auftritt, erschwert den Nachweis einer etwa 30mal schwächeren Cd-K-Strahlung durch Absorptionsmessung. Man findet nämlich bei Absorption der Röntgenstrahlung mit Hilfe von kritischen Absorbern nur das Vorherrschen einer In-K-Strahlung. Dagegen zeigen Absorptionsmessungen der Koinzidenzen zwischen den Röntgenstrahlen und den energiereichen γ-Strahlen die Anwesenheit einer Cd-K-Strahlung. Die folgende Tabelle zeigt, dass bei Verwendung von Ag, Rh, Ru und Mo als kritische Absorber der experimentell bestimmte Absorptionskoeffizient $\frac{\mu}{\varrho}$ für die Einzelstösse

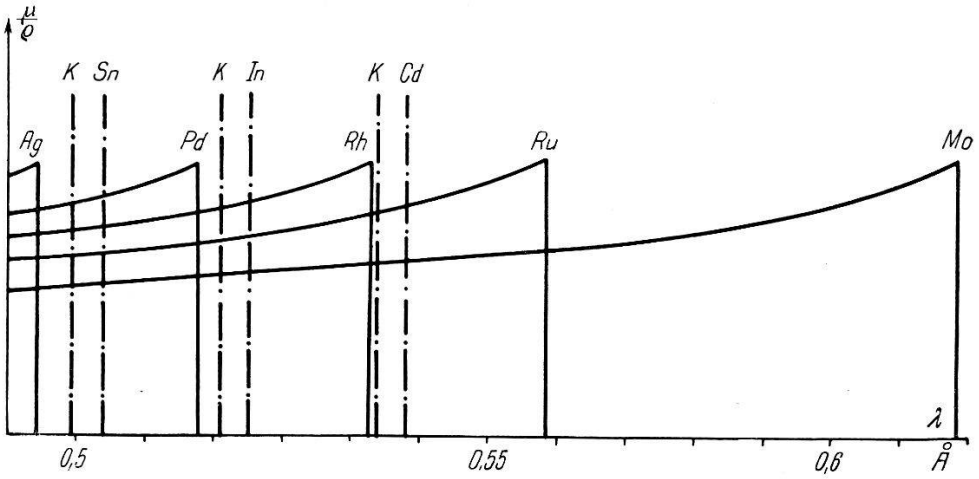

Fig. 5.

Skizze zur kritischen Absorption der Cd- und In-K-Strahlung.

im Röntgenzählrohr zwischen den Rhodium- und den Silber-K_α-Linien eine Kante aufweist, für die Koinzidenzen dagegen zwischen den Rhodium und den Ruthenium K_α-Linien eine Sprungstelle zeigt. Aus Fig. 5 erkennt man, dass es sich im ersten Fall um eine In-K-Strahlung handelt, die in Koinzidenz auftretende Röntgenstrahlung dagegen Cd-K-Strahlung darstellt.

Absorber	μ/ϱ experimentell		μ/ϱ berechnet für	
40 mg/cm²	Einzelstösse	Koinzidenzen	In	Cd
Ag	*15*	17	*11*	11
Rh	38	*13*	60	*9*
Ru	45	38	58	58
Mo	46	40	55	55

Die beiden Niveaux, von denen die Kern-γ-Strahlung ausgeht, gehören also zum Cd^{114}-Kern.

Zerfallschema und Diskussion.

Nach unseren Messungen muss das Zerfallschema von In^{114} folgendermassen dargestellt werden (Fig. 6).

Aus dem Konversionsverhältnis zwischen K- und L-Schale $\varkappa_K/\varkappa_L = 1{,}1$ sowie aus dem Konversionskoeffizienten für die K-Schale $\varkappa_K = N_{e_K}/(N_{e_K} + N_\gamma) = (71 \pm 5) \cdot 10^{-2}$ kann geschlossen werden, dass der Strahlungscharakter des isomeren Überganges derjenige eines 2^4-Poles ist[6]).

Die Reihenfolge der beiden energiereichen γ-Strahlen ist in Fig. 6 willkürlich eingezeichnet. Es kann auch nicht entschieden

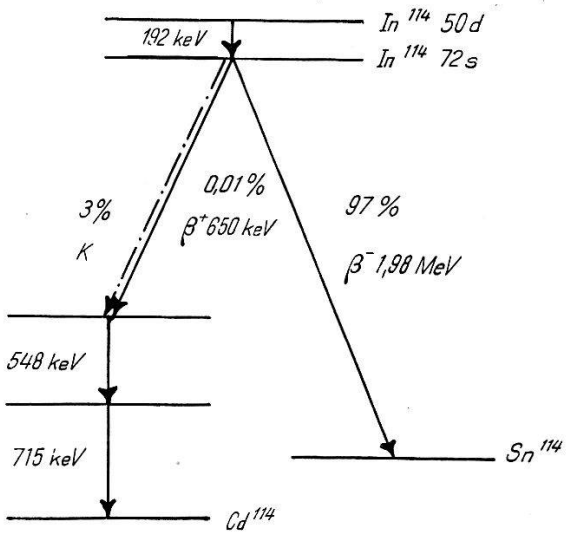

Fig. 6.

werden, ob jeder Zerfall über das Niveau von 1263 keV Anregungsenergie führt.

Dem Termschema der Fig. 6 liegt die Annahme zugrunde, dass es sich bei den beobachteten Positronen um Zerfallspositronen handelt. Berechnet man aus dem experimentell ermittelten Verzweigungsverhältnis des dualen Zerfalls $f_{\beta^+}/f_{\beta^-} = 10^{-4}$ die Grenzenergie des Positronenspektrums nach der β-Theorie[8]), so erhält man bei Annahme eines erlaubten Überganges einen Wert von zirka 500 keV. (Für ein einfach verbotenes Spektrum findet man eine Grenzenergie von zirka 1000 keV.) Das β^+/K-Verhältnis errechnet sich für 500 keV und für einen erlaubten Übergang zu $f_{\beta^+}/f_K \simeq 0{,}6 \cdot 10^{-2}$. Für das K/β^--Verhältnis findet man $f_K/f_{\beta^-} \simeq 2 \cdot 10^{-2}$. Dieses Resultat stimmt innerhalb der Fehlergrenze mit dem gemessenen K/β^--Verhältnis überein. Der zum β^--Spektrum duale Übergang ist danach ein erlaubter Übergang mit einer Zerfallsenergie $W_0 + mc^2 + W_\gamma = 1{,}6$ MeV $+ 1{,}3$ MeV $= 2{,}9$ MeV.

Herrn Prof. Dr. Scherrer danken wir für das Interesse an dieser Arbeit. Den Herren J. P. Blaser und P. Marmier sind wir für Mithilfe bei den Messungen und für viele wertvolle Diskussionen zu Dank verpflichtet.

Literatur.

[1]) Lawson und Cork, Phys. Rev. **57**, 982 (1940).
[2]) Jacobi, H. P. A. **22**, 66 (1949).
[3]) Eklund, Ark. Mat. Astr. Fysik, **33**, A (1946).
[4]) Knipp und Uhlenbeck, Physica III, 434 (1936).
[5]) Thibaud, Quelques Techniques Actuelles en Physique Nucléaire, Paris 1938.
[6]) Rose et al., Private Mitteilung.
[7]) Siegbahn und Slätis, Ark. Mat. Astr. Fysik, 34 A (1946).
[8]) Konopinski, Rev. mod. Phys. **15**, 209 (1943).