Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 18 (1945)

Heft: V

Artikel: Prüfung der Fermischen Theorie des -Zerfalls durch Messung der Wahrscheinlichkeit von K-Einfang und e+-Emission des 6.7 h Cadmiums

Autor: Bradt, H. / Gugelot, P.C. / Huber, O.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111611

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: 14.12.2025

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

Copyright 1945 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.
Société Suisse de Physique. — Società Fisica Svizzera.
Nachdruck verboten. — Tous droits réservés. — Printed in Switzerland.

Prüfung der Fermischen Theorie des β-Zerfalls durch Messung der Wahrscheinlichkeit von K-Einfang und e^+-Emission des 6,7 h Cadmiums

von **H. Bradt, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk** und **P. Scherrer.**

(30. IV. 1945)

Zusammenfassung. Die Strahlung des 6,7 h $Cd^{107,109}$ wird untersucht. Es wird nachgewiesen, dass sich das 6,7 h Cd nicht nur durch K-Einfang, sondern auch durch e^+-Emission umwandelt. Das e^+-Spektrum wird mit dem magnetischen Halbkreisspektrographen gemessen und die obere Grenze zu $E^+_{max.} = (0{,}32 \pm 0{,}01)$ MeV bestimmt. Aus der relativen Anzahl der Positronen des 6,7 h Cd und der Konversionselektronen der zu 99% in der Elektronenhülle konvertierten 93,5 keV-γ-Strahlung seines 44,3 sec-Ag*-Folgeprodukts wird das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten von K-Einfang und e^+-Emission zu $\lambda = \frac{\omega_K}{\omega_+} = 320 \pm 30$ bestimmt. Dieser Wert ist in ausgezeichneter Übereinstimmung mit dem nach der Fermischen Theorie berechneten Wert $\lambda = 356$, während etwa der Kopplungsansatz von Konopinski und Uhlenbeck einen 60mal zu grossen Wert ergibt.

Die Energie der schwachen Kern-γ-Strahlung des 6,7 h Cd wird zu 0,846 MeV bestimmt, ihre absolute Intensität durch Vergleich mit der Intensität der Vernichtungsstrahlung der e^+ des 6,7 h Cd zu $4{,}2 \cdot 10^{-3}$ Quanten pro Zerfall. Das zur radioaktiven Umwandlung des 6,7 h Cd gehörige Termschema des $Ag^{107,109}$ wird angegeben.

I. Einleitung.

Ein radioaktiver Kern der Ladungszahl Z, der durch Emission eines Positrons in einen isobaren Kern der Ladungszahl Z-1 übergehen kann, vermag diese Umwandlung auch durch Einfang eines Hüllenelektrons zu vollziehen. Am wahrscheinlichsten ist (wenn energetisch nicht verboten) der Einfang eines Elektrons der K-Schale durch den radioaktiven Atomkern; dieser K-Einfang ist 1938 experimentell zuerst von Alvarez[1]) nachgewiesen worden.

Auf Grund der *Fermischen Theorie des β-Zerfalls* war eine solche radioaktive Umwandlung durch Elektroneneinfang zu erwarten (Yukawa und Sakata[2])). Das von der Energiedifferenz W_0 zwischen Ausgangs- und Endniveau und der Ordnungszahl Z abhängige Verhältnis $\lambda = \lambda(W_0, Z) = \frac{\omega_K}{\omega_+}$ der Wahrscheinlichkeiten der beiden konkurrierenden Prozesse K-Einfang und Positronenemis-

sion, die ausgehend vom gleichen Anfangszustand zum gleichen Endzustand des Kerns führen, ist in starkem Masse von den speziellen Ansätzen der Theorie des β-Zerfalls (MØLLER[3]), UHLENBECK und KUIPER[4]), MERCIER[5])) abhängig. Daher kann die experimentelle Bestimmung von λ zur Entscheidung zwischen den verschiedenen möglichen theoretischen Ansätzen dienen.

Bisher sind nur sehr wenige Messungen zur Bestimmung der relativen Wahrscheinlichkeit von K-Einfang und Positronenemission ausgeführt worden. Die Schwierigkeiten einer solchen Bestimmung sind verhältnismässig gross, da sich im allgemeinen der K-Einfang nur durch die Aussendung der K-Röntgenstrahlung oder der aus der Hülle herausgeworfenen Auger-Elektronen des durch die radioaktive Umwandlung entstehenden Elements bemerkbar macht. Zur Bestimmung von $\lambda = \frac{\omega_K}{\omega_+}$ ist zumeist eine Messung der relativen Anzahl von Quanten und Positronen nötig. Überdies ist oft das Positronenspektrum komplex und die radioaktive Umwandlung von einer intensiven γ-Strahlung begleitet; in einem solchen Fall müssen quantitative Angaben der relativen Intensitäten der verschiedenen Strahlungskomponenten oft als sehr unsicher gelten. Ein Vergleich eines experimentell bestimmten Werts von λ mit der theoretischen Formel von MØLLER ist auch nur dann sinnvoll, wenn die radioaktive Umwandlung durch einen *erlaubten Übergang* erfolgt. Für erlaubte Übergänge ist, soweit die Literatur uns heute zugänglich ist, noch kein einziger Wert für λ bestimmt worden.

Radioaktive Umwandlung sowohl durch K-Einfang als auch durch Positronenemission ist zuerst am *250 d-*Zn^{65} (BARNES und VALLEY[6]), LIVINGOOD und SEABORG[7])) beobachtet worden. Eingehender wurde die Strahlung des Zn^{65} von WATASE, ITOH und TAKEDA[8]) untersucht; sie erweist sich als äusserst komplex. Eine quantitative Prüfung der Theorie ist bei dem komplizierten Zerfallsschema des Zn^{65} nur schwer möglich.

Von WALKE, WILLIAMS und EVANS[9]) ist λ für das *16 d-*V^{48}, durch Auszählen der Positronenspuren und der Spuren der Photoelektronen der Ti^{48}-K-Strahlung in der Wilsonkammer bestimmt worden. Bei dieser Messung war die vom Zerfall des V^{48} herrührende Ti^{48}-Röntgenstrahlung wesentlich schwächer, als die störende Röntgenstrahlung des durch Deutonenbombardement von Titan ebenfalls erzeugten 600 d-$V^{47,49}$, so dass der experimentelle Wert $\lambda = 0{,}4 \pm 0{,}15$ mit grosser Unsicherheit behaftet ist. Im übrigen ist der Übergang $V^{48} \rightarrow Ti^{48}$ bei einer Halbwertszeit von 16 d und einer Maximal-Energie der Positronen von 1,05 MeV hoch verboten.

Bei der Bestrahlung von Silber mit schnellen Protonen entsteht ein radioaktives $Cd^{107,109}$, von dem bisher bekannt war, dass es sich mit einer Halbwertszeit von 6,7 h durch K-Einfang umwandelt. Der beobachtete Schwellenwert von ca. 2,4 MeV (DELSASSO, RIDENOUR, WHITE und SHERR[10]) der Reaktion $Ag(p,n)Cd_{6,7\,h}$ liess erwarten, dass auch Positronenemission möglich ist. Wir konnten in der Tat eine schwache Positronenemission nachweisen und das Positronenspektrum ausmessen. Aus der Halbwertszeit von 6,7 h, der Maximalenergie von $(0{,}32 \pm 0{,}01)$ MeV und dem Verhältnis $\frac{\omega_K}{\omega_+} = 320$ lässt sich auf bekannte Weise das Matrixelement der Fermischen Theorie berechnen. Mit $\tau_0 = 1800$ sec ergibt sich als Wert des Matrixelements $M = \frac{1}{8}$; bei der radioaktiven Umwandlung des 6,7 h Cd handelt es sich also um einen *erlaubten Übergang* (ITOH[11])).

Die Umwandlung des 6,7 h Cd ist nur von einer äusserst schwachen Kern-γ-Strahlung begleitet; K-Einfang und Positronenemission führen in über 99% aller Zerfallsprozesse zum gleichen Niveau des $Ag^{107,109}$.

Das 6,7 h Cd ist demnach für die Bestimmung von λ sehr geeignet. Die Messung ist bei diesem radioaktiven Kern auch besonders gut auszuführen. K-Einfang und Positronenemission des 6,7 h Cd führen nämlich nicht in den Grundzustand des $Ag^{107,109}$, sondern in einen metastabilen Zustand von 93,5 keV Anregungsenergie und $(44{,}3 \pm 0{,}2)$ sec Halbwertszeit. Die 93 keV-Strahlung ist zu 99% in der Elektronenhülle konvertiert. Die Zahl der Zerfallsprozesse des 6,7 h Cd ist also praktisch gleich der Zahl der Hüllenelektronen, ausgesandt vom 44 sec Ag*-Folgeprodukt. Die relative Wahrscheinlichkeit λ von K-Einfang und Positronenemission kann somit direkt aus der relativen Anzahl der Konversions-Elektronen des 44 sec Ag* und der Positronen des 6,7 h Cd bestimmt werden.

II. Das 6,7 h Cadmium.

Eine mit der Halbwertszeit von 6,7 h abklingende, chemisch dem Cd zugeordnete Aktivität ist durch Bestrahlung von Ag mit 3,8 MeV-Protonen zuerst von DELSASSO, RIDENOUR, SHERR und WHITE[10]) [12]) erzeugt worden. Silber besteht aus den zwei stabilen Isotopen Ag^{107} (52,5%) und Ag^{109} (47,5%); bei der beobachteten Kernumwandlung handelt es sich um den Prozess

$$Ag^{107,109}(p,n)Cd^{107,109}_{6,7\,h}.$$

Delsasso, Ridenour, Sherr und White konnten eine Röntgenstrahlung von der Härte der Ag-K-Strahlung sowie die Emission weicher negativer Elektronen, die als Konversionselektronen einer stark konvertierten γ-Strahlung von ca. 90 keV betrachtet wurden, nachweisen. Das 6,7 h $Cd^{107,109}$ geht durch K-Einfang wieder in das Ausgangsisotop $Ag^{107,109}$ über.

Valley und McCreary[13]) untersuchten das Spektrum der Konversionselektronen mit dem magnetischen Spektrographen. Die Photometerkurve der photographischen Platte zeigt drei Linien bei 66,4 keV, 89,6 keV und 91,5 keV, die als K, L_I und M_I-Konversionslinien einer 93 keV-γ-Strahlung zu betrachten sind. Die K- und die L_I-Linie sind von annähernd gleicher Intensität.

Alvarez, Helmholz und Nelson[14]), die das 6,7 h Cd durch die Reaktion $Ag^{107,109}$ $(d, 2n)$ $Cd^{107,109}$ erzeugten, konnten nachweisen, dass die 93 keV-γ-Strahlung und die entsprechenden Elektronenlinien von einem angeregten metastabilen Niveau des stabilen $Ag^{107,109}$, das mit einer Halbwertszeit von (40 ± 2) sec in den Grundzustand übergeht, ausgesandt werden. Der Einfang des K-Elektrons durch das 6,7 h Cd führt also nicht direkt in den Grundzustand des Silbers, sondern in diesen metastabilen Zustand. Nach der Drehimpulstheorie der Kernisomerie entspricht der Halbwertszeit von 40 sec bei einer Anregungsenergie von 93 keV eine Drehimpulsdifferenz $\Delta l = 4$.

Die totale Konversionswahrscheinlichkeit der 93 keV-Strahlung wurde experimentell zu $\frac{N_e}{N_q} = 100$ $(\alpha = 99\,\%)$ bestimmt (Helmholz[15])); dies ist in Übereinstimmung mit dem theoretisch für elektrische 2^4-Polstrahlung zu erwartenden Wert.

Ausser der 93 keV-γ-Strahlung wurde beim Zerfall des 6,7 h Cd noch eine schwache, harte γ-Strahlung beobachtet. Eine Emission von Positronen konnte bisher nicht nachgewiesen werden (Valley und McCreary[13])).

Bei der Bestrahlung von Ag mit Protonen oder Deutonen (Helmholz[16])) entsteht noch eine weitere Aktivität von (158 ± 7) d Halbwertszeit. Das 158 d Cd ist nicht isomer mit dem 6,7 h Cd (H. Bradt, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk und P. Scherrer[17])). Es wandelt sich durch K-Einfang (Helmholz[16])) in ein metastabiles Ag* von $(40{,}5 \pm 0{,}7)$ sec Halbwertszeit um.

Durch Protonenbombardement von Ag können nur radioaktive Cd Isotope der Massen 107 und 109 entstehen, da die (p,γ) Reaktion zu den stabilen Isotopen Cd^{108} und Cd^{110} führt. Die ein-

deutige Zuordnung der 6,7 h- und der 158 d-Aktivität zu den Massenzahlen 107 und 109 ist durch (p,n) und $(d,2n)$ Prozesse nicht zu erreichen;

Konopinski und Dickson[18]) ordneten die 44 sec Silberaktivität dem Ag^{107} und damit die 6,7 h-Aktivität dem Cd^{107} zu, da eine Halbwertszeit von 44 sec beim Ag^{109} mit der von diesen Autoren aufgedeckten empirischen Beziehung von Lebensdauer und Kernladungszahl innerhalb bestimmter Klassen von Kernen nicht im Einklang wäre. Ausnahmen von dieser Regel sind allerdings nicht sehr selten. Der K-Einfang des 158 d Cd führt nun aber auch zu einem angeregten isomeren Silber von annähernd gleicher Halbwertszeit (40,5 sec), so dass das Argument von Konopinski und Dickson gegenstandslos wird; denn sowohl Ag^{107}, als auch Ag^{109} besitzen metastabile, angeregte Zustände von etwa 40 sec Halbwertszeit.

Intensive 6,7 h Cd Strahlungsquellen wurden von uns durch zum Teil mehrstündige Bestrahlung von Silber mit 6,8 MeV Protonen im Cyclotron des Physikalischen Instituts der E.T.H. erzeugt. Die Intensität des Protonenstroms betrug ca. 20 μA. Nach der Bestrahlung wurde das Silber in HNO_3 gelöst, 2 mg Cd als Trägersubstanz zugesetzt, das Silber als AgCl ausgefällt, daraufhin das Filtrat eingedampft, in 4%iger Salzsäure aufgenommen und das Cd in der Kälte durch Einleiten von H_2S als Sulfid gefällt. Da sich der Cd-Niederschlag infolge der geringen Menge, nur sehr schlecht filtrieren liess, wurde vor der Filtration zentrifugiert.

Die Messungen begannen einige Stunden nach Beendigung der Bestrahlungen um eventuell vorhandene kurze Halbwertszeiten, auf die nicht geachtet wurde, zerfallen zu lassen. Das Abklingen der Präparate, verfolgt durch Messung der Intensität sowohl der Röntgenstrahlung als auch der γ-Strahlung, erfolgte während längerer Zeit mit einer Halbwertszeit von 6,7 h. Die schwache 158 d-Aktivität machte sich, bei nicht zu langer Bestrahlungsdauer, erst nach Tagen bemerkbar.

III. Das Positronenspektrum des 6,7 h Cd.

Normalerweise geht das 6,7 h Cd durch K-Einfang in das 44 sec Ag* über. Bisher war nur dieser K-Einfang bekannt; es zeigte sich aber, dass in einem sehr kleinen Bruchteil aller Zerfallsprozesse statt des K-Einfangs Positronenemission stattfindet. Das Abklingen der aufgefundenen e^+-Aktivität erfolgt genau nach der 6,7 h-Periode, so dass sie keineswegs einer Verunreinigung zugeschrieben werden kann. Auch bleibt sie bei verschiedenen chemischen

Trennungen stets beim Cadmium. Fig. 1 zeigt das mit dem magnetischen Halbkreisspektrographen (BRADT, HEINE und SCHERRER[19])) gemessene Positronenspektrum.

Das aktive Präparat lag als CdS (2 mg) in Pulverform vor; es wurde mit verdünntem Zaponlack auf einen Präparatträger aus Seidenpapier aufgeklebt. Die gemessenen Stosszahlen sind bezüglich Absorption in der das Spektrographen-Zählrohr abschliessenden 1,1 mg/cm² Cellophanfolie nach MARTIN und TOWNSEND[20])

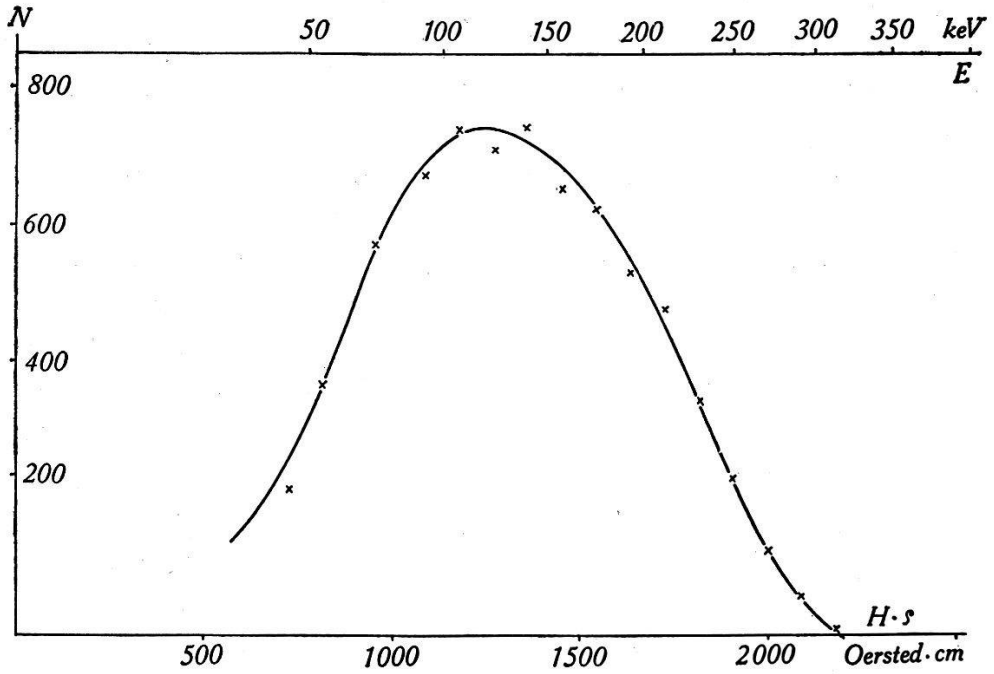

Fig. 1.
e^+-Spektrum des 6,7 h Cd.

korrigiert. In Fig. 1 ist die durch $(H\varrho)$ dividierte, korrigierte Stosszahl in Funktion von $H\varrho$ aufgetragen.

Aus dem Fermi-Diagramm (Fig. 2) ergibt sich als obere Grenzenergie des 6,7 h Cd e^+-Spektrums

$$E_{\max} = (0{,}32 \pm 0{,}01)\,\text{MeV}.$$

Unterhalb von 130 keV weicht das gemessene Spektrum von der Fermi-Verteilung ab. Wahrscheinlich wird aber der relative Überschuss an langsamen Positronen nur durch Rückstreuung im Präparat vorgetäuscht.

Mit $E_{\max} = (0{,}32 \pm 0{,}01)$ MeV berechnet sich die Schwellenenergie der Reaktion Ag (p,n) $Cd_{6,7\,h}$ zu:

$$Q = (m_n - m_H)\,c^2 + 2mc^2 + (0{,}32 \pm 0{,}01) + 0{,}0935 \text{ MeV}$$
$$Q = (2{,}19 \pm 0{,}01) \text{ MeV}$$

Dieser Wert ist in befriedigender Übereinstimmung mit dem von DELSASSO, RIDENOUR, SHERR und WHITE[10]) direkt gemessenen Wert $Q \sim 2{,}4$ MeV.

Das Vorhandensein eines primären Positronenspektrums von 0,32 MeV Maximalenergie erklärt auch den Verlauf der *Absorptions-*

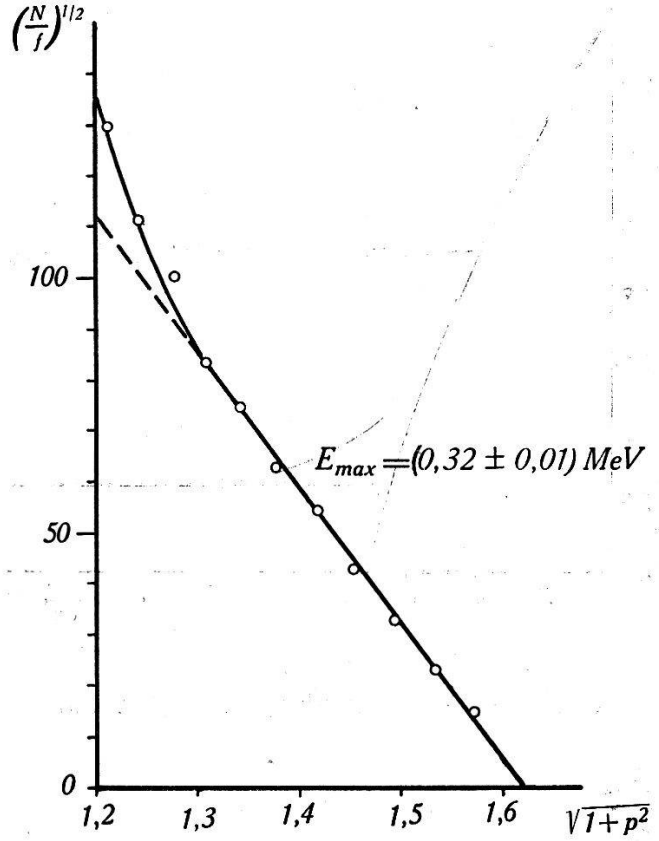

Fig. 2.
Fermi-Diagramm des e^+-Spektrums des 6,7 h Cd.
$E_{max} = (0{,}32 \pm 0{,}01)$ MeV $= 0{,}62\ mc^2$.

kurve der komplexen Strahlung des 6,7 h Cd für Absorberdicken zwischen 10 und 50 mg/cm² Al. Für diese Absorptionsmessungen wurde ein Zählrohr verwendet, dessen Fenster mit einer 8 μ Al-Folie verschlossen war; der Restabsorber, der zu den Abszissen der Fig. 3 noch zu addieren ist, betrug 2,9 mg/cm² (8 μ-Al + 0,5 cm Luft).

Kurve 1 (Fig. 3a) zeigt den Anfang der Absorptionskurve; die weiche Elektronenstrahlung mit einer Reichweite von ca. 11 mg/cm² (entspr. $E = 90 \pm 5$ keV) besteht aus den Konversionselektronen der 93 keV-γ-Linie des 44 sec Ag*. Hinter etwa (50—60) mg/cm² Al (Kurve 2, Fig. 3b und 3c) fällt die Absorptionskurve exponentiell mit $\frac{\mu}{\varrho} = 2{,}54$ cm²/g, dem Absorptionskoeffizienten der Ag-K-Strah-

lung, ab. Der Verlauf der Kurve zwischen 10 mg/cm² und 50 mg/cm² Absorberdicke zeigt das Vorhandensein noch einer anderen Elektronenstrahlung, bei der es sich, wie dies auch Absorptionsmessungen,

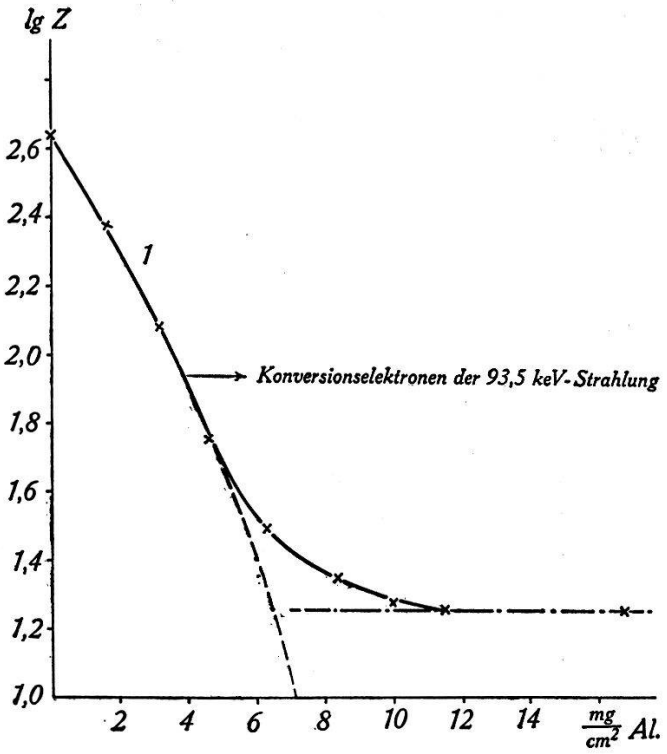

Fig. 3a.
Absorption der Strahlung des 6,7 h Cd.

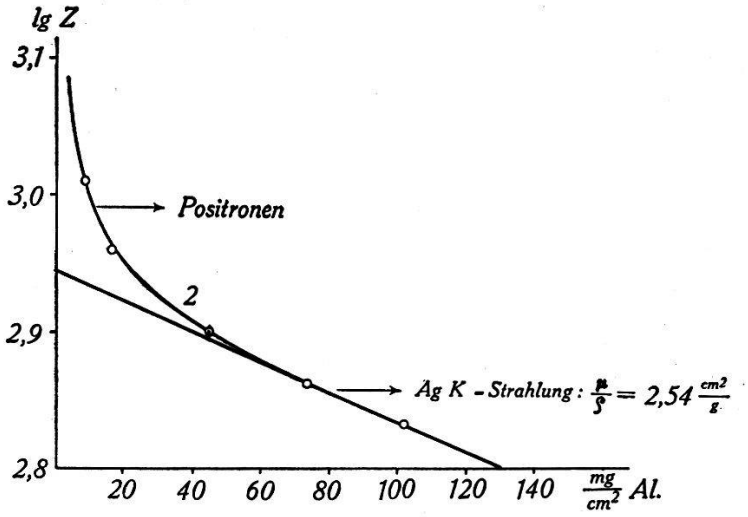

Fig. 3b.
Absorption der Strahlung des 6,7 h Cd.

bei denen sich Präparat und Zählrohr zwischen den Polen eines Magneten befanden, bestätigen, um Positronen handelt. Die Reich-

weite von (50—60) mg/cm² entspricht nach der Relation von FEATHER einer Energie von ~ 0,4 MeV.

Koinzidenzmessungen zeigen, dass die Positronenemission nicht mit der 0,846 MeV Kern-γ-Strahlung gekoppelt ist (keine (β^+, γ)-Koinzidenzen).

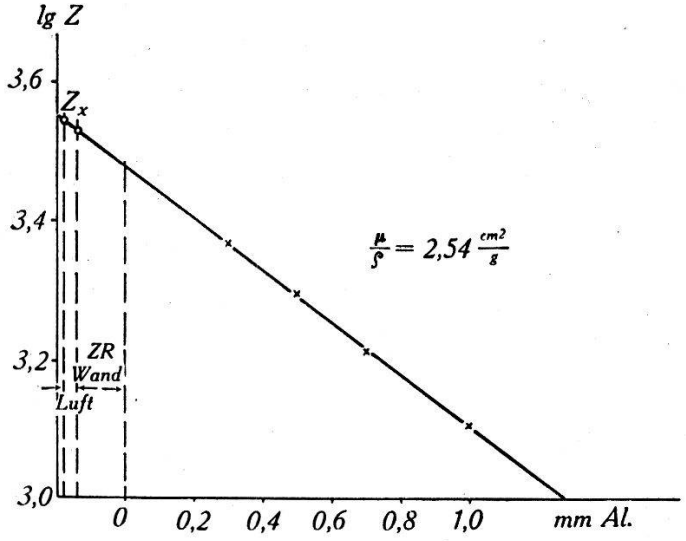

Fig. 3c.
Absorption der vom 6,7 h Cd ausgesandten Ag-K-Strahlung in Al.

Nach der Fermischen Theorie (FERMI[21])) ist der Zusammenhang zwischen Zerfallswahrscheinlichkeit λ_+ und Maximalenergie $W_0 \cdot mc^2$ gegeben durch:

$$\lambda_+ = \frac{M^2}{\tau_0} f(W_0, Z)$$

wobei

$$f(W_0, Z) = \frac{4}{\Gamma(3+2S)^2} \left(\frac{2R}{\hbar/mc}\right)^{2S}$$

$$\cdot \int_0^{p_0} e^{-\pi \frac{Z\alpha W}{p}} \left| \Gamma\left(1 + S + i\frac{Z\alpha W}{p}\right) \right|^2 p^{2+2S} (W - W_0)^2 \, dp$$

mit $W_0 = 1{,}62$
und $\lambda_+ = 8{,}97 \cdot 10^{-8}$

ergibt sich:

$$\log_{10} \frac{|M|^2}{\tau_0} = -5{,}07 \cdot$$

Mit $\tau_0 = 1800$ sec somit

$$M = 0{,}125$$

Der β^+-Zerfall des 6,7 h Cadmiums ist also ein *erlaubter Übergang* (siehe ITOH[11])).

IV. Bestimmung der relativen Wahrscheinlichkeit λ von K-Einfang und e^+-Emission.

Durch K-Einfang oder e^+-Emission geht der 6,7 h $Cd^{107,109}$-Kern in den metastabilen 44,3 sec $Ag^{107,109}$-Kern über, der nach HELMHOLZ[15]) seinerseits in 99% aller Fälle durch Emission eines Hüllenelektrons und in nur 1% aller Fälle durch Emission eines 93,5 keV-γ-Quants in den Grundzustand übergeht (Fig. 8). Die Zahl der Konversionselektronen der Ag*-93,5-keV-Linie ist praktisch gleich der Zahl der Zerfallsprozesse des 6,7 h Cd. Um die relative Wahrscheinlichkeit von K-Einfang und e^+-Emission zu bestimmen, braucht demnach nur das Verhältnis der Zahl der von einem 6,7 h Cd Präparat emittierten Konversions-Elektronen zur Zahl der von ihm emittierten Positronen gemessen zu werden.

Das Spektrum der Konversionselektronen der 93,5 keV-Linie und das e^+-Spektrum wurden zu diesem Zwecke im magnetischen Spektrographen mit einem Auflösungsvermögen $\frac{\Delta\varrho}{\varrho} = 0{,}0098$ (Krümmungsradius $\varrho = 5$ cm, Breite des vor dem Zählrohr befindlichen Spalts $\Delta\varrho = 0{,}047$ cm) gemessen. *Fig. 4* zeigt das *Spektrum der Konversions-Elektronen der 93,5 keV-Linie*, das zur Erreichung einer möglichst guten Auflösung der K-, L- und M-Linien zuerst mit einem verhältnismässig schwachen, dafür aber nur sehr wenig Trägersubstanz enthaltenden Präparat gemessen wurde. Das aktive CdS befand sich in sehr dünner Schicht auf einem 0,08 cm breiten Streifen Filterpapier. Aus Fig. 4 kann das Verhältnis der K-, L- und M-Konversionswahrscheinlichkeiten der 93,5 keV-Linie abgelesen werden:

$$\frac{N_L}{N_K} = 0{,}91 \pm 0{,}02\,, \qquad \frac{N_M}{N_K} \sim 0{,}18$$

Der theoretische Wert des Verhältnisses der L- und K-Konversionswahrscheinlichkeiten für elektrische 2^4-Polstrahlung ist nach HEBB und NELSON[22]):

$$\left(\frac{N_L}{N_K}\right)^{\text{theor.}}_{\substack{93{,}5\text{ keV} \\ \text{el. } 2^4\text{-Pol}}} = 1{,}71\,.$$

Zur Bestimmung von λ fand ein sehr viel intensiveres, dafür etwas mehr Trägersubstanz enthaltendes Präparat Verwendung. Das CdS war mit einigen Tropfen HNO_3 auf einen dünnen Glimmerstreifen aufgebracht worden. Zuerst wurde das e^+-Spektrum gemessen (vgl. Fig. 1) und ca. 23 h nachher das Spektrum der Konversionselektronen der 93,5 keV-Strahlung. Beide Spektren wur-

den, wie die Spektren der Figuren 1 und 4 bezüglich der Absorption in der Zählrohrfolie korrigiert. Das gemessene e^+-Spektrum, das zwischen 150 keV und 320 keV genau durch die Fermifunktion wiedergegeben wird (Fig. 2), wurde für kleine Energien ($E < 150$

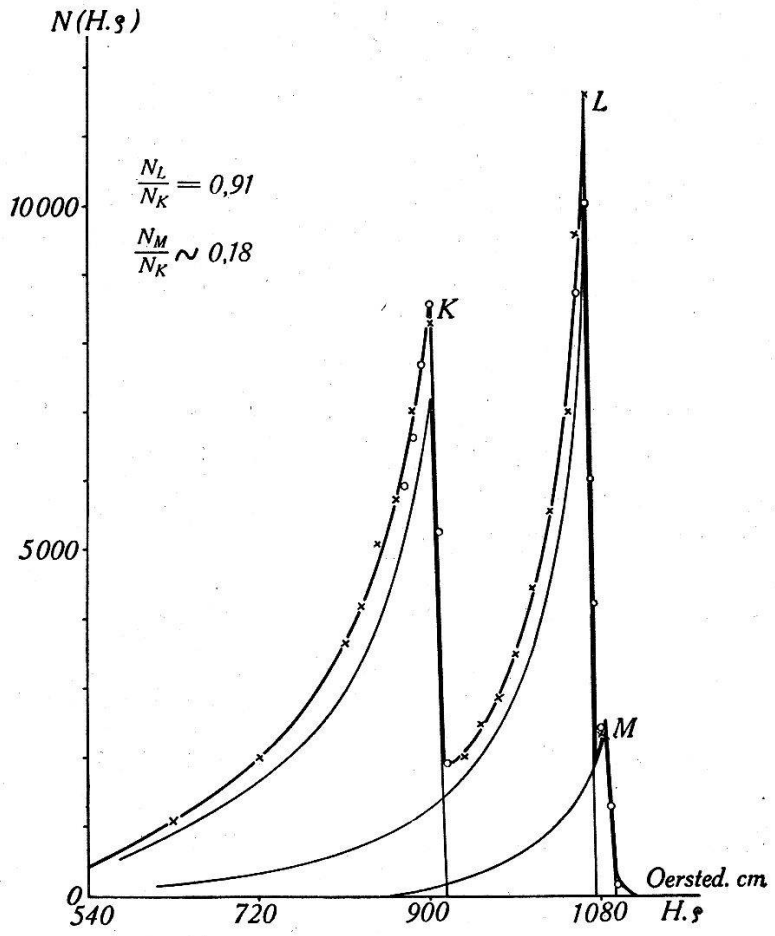

Fig. 4.
Konversionslinien der 93,5 keV-Linie des 44,3 sec Ag*.

keV), wo sich die Rückstreuung störend bemerkbar machen dürfte, nach der Fermiverteilung

$$w(p)\,dp = e^{-\pi \frac{Z\alpha W}{p}} \left| \Gamma\left(1 + S + i\frac{Z\alpha W}{p}\right) \right|^2 p^{2+2S} (W - W_0)^2 \cdot dp$$

extrapoliert. Von der Fläche des Linienspektrums wurde der kleine Beitrag (6,3%) des der 158 d-Periode folgenden Linienspektrums, das zu einem späteren Zeitpunkt ausgemessen wurde, abgezogen. Als Verhältnis der so korrigierten Flächen des Spektrums der 93,5 keV-Konversionslinien und des Spektrums der Positronen, bezogen auf den gleichen Zeitpunkt, ergibt sich

$$\frac{F_{K+L+M}}{F^+} = 315 \pm 30$$

Der Fehler ist unter Berücksichtigung der Unsicherheitsfaktoren geschätzt. Dieser Wert, dividiert noch durch den Konversions-Koeffizienten $\alpha = 0{,}99$ der 93,5 keV-Strahlung ist gleich dem gesuchten Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten von K-Einfang und e^+-Emission:

$$\lambda = \frac{w_K}{w_+} = (320 \pm 30)$$

Vor dieser Messung sind noch weitere Vergleichsmessungen ausgeführt worden, bei denen aber das Linienspektrum der 93,5 keV-Strahlung und das e^+-Spektrum mit verschiedenen Spektrographenspalten und verschiedenen Präparaten gemessen wurden. Die Intensität der Präparate wurde dabei durch Messung der Intensität ihrer Röntgenstrahlung verglichen, die relative Ausbeute mit den verschiedenen Spektrographenspalten mit einer UX-Quelle genau bestimmt. Die Ergebnisse dieser Versuche, die infolge der notwendigen Umrechnungen mit etwas grösserer Unsicherheit als das angegebene Resultat behaftet sind, sind mit diesem in guter Übereinstimmung.

V. Vergleich mit der Theorie.

Auf Grund der *Fermischen Theorie des β-Zerfalls* ist das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten von K-Einfang und e^+-Emission von Møller[3]) berechnet worden. Wie für die Form des β-Spektrums so führen auch hier für erlaubte Übergänge alle fünf Kopplungsansätze der Fermischen Theorie zum gleichen Resultat; Abweichungen ergeben sich erst, wenn Linearkombinationen dieser Kopplungsansätze in Betracht gezogen werden (Mercier[5])). Nach Møller ist:

$$\lambda = \frac{F_K}{F_+}$$

mit: $F_K = \pi\, \Gamma(3 + 2S) \cdot (Z\alpha)^{3+2S} \cdot (W_0 + W_K)^2$

$$F_+ = \int_0^{p_0} e^{-\pi \frac{Z\alpha W}{p}} \left| \Gamma\left(1 + S + i\frac{Z\alpha W}{p}\right) \right|^2 \cdot p^{2+2S} \cdot (W_0 - W)^2 \, d\,p$$

$\left(S = \sqrt{1-(Z\alpha)^2} - 1, \quad \alpha = \frac{1}{137}\right.$.

W = Energie des Elektrons,

$\left. p = \sqrt{W^2 - 1} = \text{Impuls des Elektrons in relativistischen Einheiten} \right)$

Die numerische Auswertung dieser Formeln mit $Z = 47$*), $W_0 = 1{,}62$ ergibt:

$$F_K = 1{,}720$$
$$F_+ = 5{,}023 \cdot 10^{-3}$$

und somit:

$$\lambda_F = 342$$

Zum Vergleich sei noch der Wert angeführt, der sich auf Grund des Ansatzes von KONOPINSKI-UHLENBECK ergibt:

$$\lambda_{KU} = 19800$$

Der Wert von λ ist also im Falle des 6,7 h Cd ($W_0 = 1{,}62$) in sehr empfindlicher Weise davon abhängig, ob der FERMISCHE oder der KONOPINSKI-UHLENBECKSCHE Ansatz gewählt wird. Der experimentelle Wert

$$\lambda^{exp} = (320 \pm 30)$$

ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem nach dem Fermischen Ansatz berechneten Wert.

VI. Die γ-Strahlung des 6,7 h Cd.

Neben der nicht konvertierten 93 keV-γ-Strahlung emittiert das 6,7 h Cd noch eine wesentlich härtere schwache γ-Strahlung, deren Energie von VALLEY und MCCREARY[13]) zu 0,53 MeV, von HELMHOLZ[15]) zu 0,70 MeV angegeben wird. Die Absorptionskurve der γ-Strahlung in Blei zeigt, dass diese harte γ-Strahlung komplex ist. Der Absorptionskoeffizient der intensiveren härteren Komponente wurde zu $\mu = (0{,}93 \pm 0{,}06)$ cm^{-1} bestimmt; er entspricht nach GENTNER[24]) einer Energie von $(0{,}83 \pm 0{,}05)$ MeV. Daneben ist nach Ausweis der Absorptionskurve noch eine weichere Komponente von ca. 0,5 MeV Energie vorhanden.

a) *Die 0,846 MeV-Kern-γ-Strahlung.*

Die Energie der härteren Komponente der 6,7 h Cd-γ-Strahlung wurde noch auf eine andere Weise, durch Messung der Reichweite der aus einer Aluminium-Platte ausgelösten Comptonelektronen nach der Methode von BOTHE bestimmt (Fig. 5). Die Messung ergibt $R = (1{,}25 \pm 0{,}05)$ mm Al, entsprechend, nach CURRAN, DEE und PETRŽILKA[25]), einer Energie von $(0{,}80 \pm 0{,}05)$ MeV.

*) Die exakte numerische Auswertung der Formeln ist wesentlich. Wird etwa bei der Berechnung von F_+ der Einfluss des Coulombfelds vernachlässigt, so ergibt sich für λ ein viel zu kleiner Wert: $\lambda = 38$. Der Betrag der komplexen Γ-Funktion wurde mit Hilfe der von NORDHEIM und JOST[23]) angegebenen Formeln berechnet.

Der genaue Energiewert konnte durch die Auffindung einer äusserst schwachen Elektronenlinie bei $H\varrho = 4100$ Oersted · cm ((0,820 ±

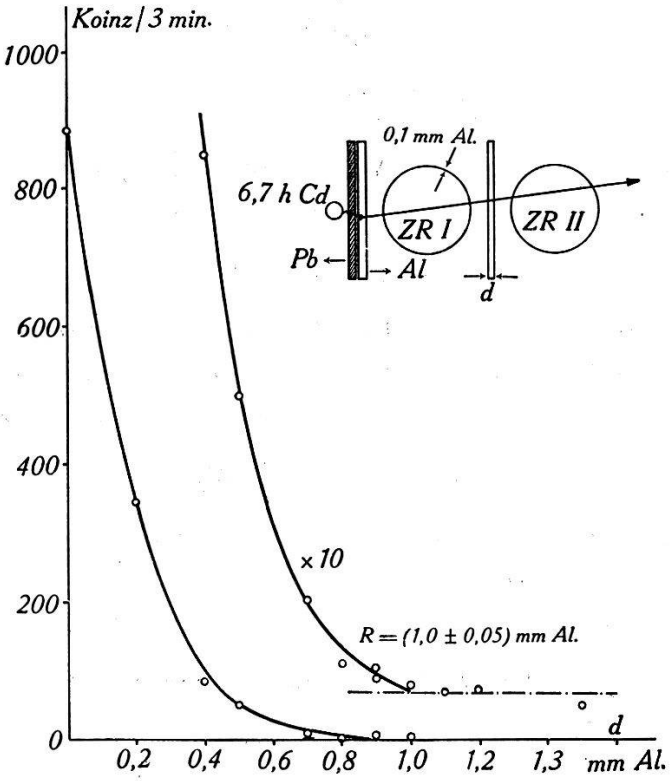

Fig. 5.
Absorption der Sekundärelektronen der 6,7 h Cd-γ-Strahlung.

0,010) MeV) mit dem magnetischen Spektrographen ermittelt werden (Fig. 6). Sie ist offenbar als die K-Konversionslinie einer 0,846

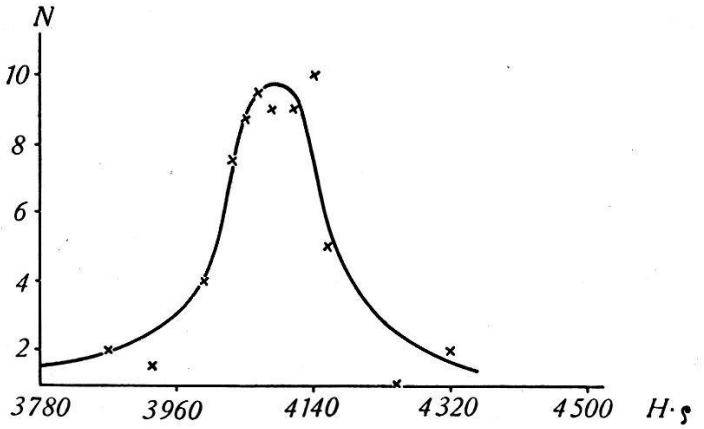

Fig. 6.
Konversionslinie der 0,846 MeV-γ-Strahlung des 6,7 h Cd.

MeV-γ-Linie anzusehen: der Konversionskoeffizient ist von der Grössenordnung 10^{-3}.

b) *Die 0,510 MeV-Annihilationsstrahlung.*

Valley und McCreary haben durch (γ, γ)-Koinzidenzmessungen auf bekannte Weise zu entscheiden versucht, ob es sich bei der von ihnen beobachteten γ-Strahlung um Annihilationsstrahlung handelt; ihre Messungen liessen nicht auf deren Vorhandensein schliessen.

Wir haben (γ, γ)-*Koinzidenzmessungen* in den beiden Anordnungen A und B von Fig. 7 ausgeführt, unter Verwendung von

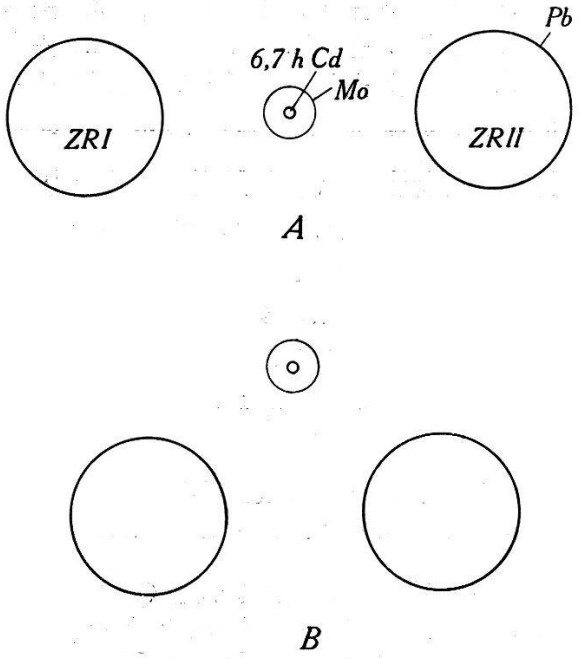

Fig. 7.
Anordnungen von Präparat und Zählrohren zum Nachweis der Vernichtungsstrahlung.

Zählrohren mit 1 mm dicker Bleikathode, die für Annihilationsstrahlung eine 3,4mal grössere Empfindlichkeit besitzen als Messingzählrohre. Das 6,7 h Cd war zur Abschirmung der Ag-Röntgenstrahlung von einem 0,32 mm Mo-Blech umhüllt. Zum Vergleich wurden in derselben Anordnung auch (γ, γ)-Koinzidenzmessungen mit einem Präparat ausgeführt, das sicher keine andere γ-Strahlung als Annihilationsstrahlung emittiert (C^{11} hergestellt durch Protonenbombardement von Boroxyd).

In Tabelle 1 sind die Resultate der Messungen wiedergegeben. Alle Daten sind bezüglich des Nulleffekts und des zeitlichen Abklingens der Radioaktivität korrigiert. Das Auflösungsvermögen der Koinzidenzmischung betrug $2 \cdot 10^{-7}$ sec. Die angegebenen Einzelstosszahlen Z sind die Mittelwerte der um höchstens 8% differierenden Einzelstosszahlen der beiden Zählrohre.

Aus dem Vergleich der ersten beiden Zeilen ist ersichtlich, dass ein erheblicher Bruchteil der harten 6,7 h Cd-γ-Strahlung Vernichtungsstrahlung ist. Das zeitliche Abklingen der Koinzidenzhäufigkeit mit der Cd-Quelle in der Anordnung A folgt der 6,7 h Halbwertszeit.

Tabelle 1.

		Koinz./min.	Z/min.	$R = \frac{K}{Z}$
6,7 h Cd	A	$4{,}83 \pm 0{,}30$	1810	$(2{,}7 \pm 0{,}1) \cdot 10^{-3}$
6,7 h Cd	B	$0{,}22 \pm 0{,}11$	1510	$(0{,}15 \pm 0{,}08) \cdot 10^{-3}$
C^{11}	A	$41{,}3 \pm 1{,}2$	8310	$(4{,}96 \pm 0{,}15) \cdot 10^{-3}$

Der Vergleich von Zeile 1 und Zeile 3 der Tabelle 1 bestätigt, dass neben der Annihilationsstrahlung noch eine Kern-γ-Strahlung vorhanden ist; es ist dies offenbar die 0,846 MeV-γ-Strahlung des 6,7 h Cd. Das *Intensitätsverhältnis der Vernichtungsstrahlung und der 0,846 MeV-Kern-γ-Strahlung beim 6,7 h Cd* lässt sich auf einfache Weise aus dem Verhältnis der Koinzidenzraten $R_{\mathrm{Cd}\,6{,}7\,\mathrm{h}}$ und $R_{C^{11}}$ berechnen:

N_+: sei die Zahl der Zerfallsprozesse unter e^+-Emission pro sec.
N_q: die Zahl der Zerfallsprozesse pro sec unter Emission eines 0,846 MeV-γ-Quants.
α: der relative Raumwinkel, aufgespannt von Quelle und Zählrohr.
ε_q: die Zählrohrsensibilität für 0,846 MeV-γ-Strahlung.
ε_ν: die Zählrohrsensibilität für 0,510 MeV-γ-Strahlung.
d: die effektive Wandstärke des Zählrohrs.

Dann ist:
$$Z = 2N_+ \alpha \cdot \varepsilon_\nu \cdot e^{-\mu_\nu d} + N_q \alpha \varepsilon_q e^{-\mu_q d}$$
$$K = 2N_+ \alpha \varepsilon_\nu^2 \cdot e^{-2\mu_\nu d}$$

Also:
$$R = \frac{K}{Z} = \frac{\varepsilon_\nu \cdot e^{-\mu_\nu d}}{1 + \frac{N_q}{2N_+}\left(\frac{\varepsilon_q}{\varepsilon}\right) \cdot e^{-(\mu_q - \mu_\nu) d}}$$

Der Zähler des Quotienten ist aber die Koinzidenzrate für reine Vernichtungsstrahlung, also gerade gleich $R_{C^{11}}$.

Damit wird:
$$\frac{N_q}{2N_+} = \left(\frac{R_{C^{11}}}{R_{\mathrm{Cd}_{6,7\mathrm{h}}}} - 1\right)\left(\frac{\varepsilon_\nu}{\varepsilon_q}\right) \cdot e^{-(\mu_\nu - \mu_q) d}.$$

Nach Tabelle 1 ist: $\varepsilon_\nu e^{-\mu_\nu d} = R_{C^{11}} = 4{,}96 \cdot 10^{-3}$. Der Wert von $\varepsilon_q \cdot e^{-\mu_q \cdot d}$ ist durch (β, γ) Koinzidenzmessungen mit den gleichen Zählrohren für die 0,80 MeV-γ-Strahlung des UZ bestimmt worden. Da die

Quantenenergie der UZ-γ-Strahlung fast gleich gross ist wie diejenige der γ-Strahlung des 6,7 h Cd, verwenden wir diesen Wert: $\varepsilon_q \cdot e^{-\mu_q d} = 4{,}6 \cdot 10^{-3}$.

Damit ergibt sich: $\frac{N_q}{2 N_+} = 0{,}65 \pm 0{,}10$.

Die absolute Intensität der 0,846 MeV-γ-Strahlung ist also

$$N_q = 3{,}2 \cdot 10^{-3} \cdot 1{,}3 = 4{,}2 \cdot 10^{-3}.$$

VII. Niveauschema.

Die Resultate der bisherigen Untersuchungen sind im Niveauschema der Fig. 8 zusammengefasst. Die Energieskala links gibt die Differenz der *Atomenergien* an. Beim normalen K-Einfang (1)

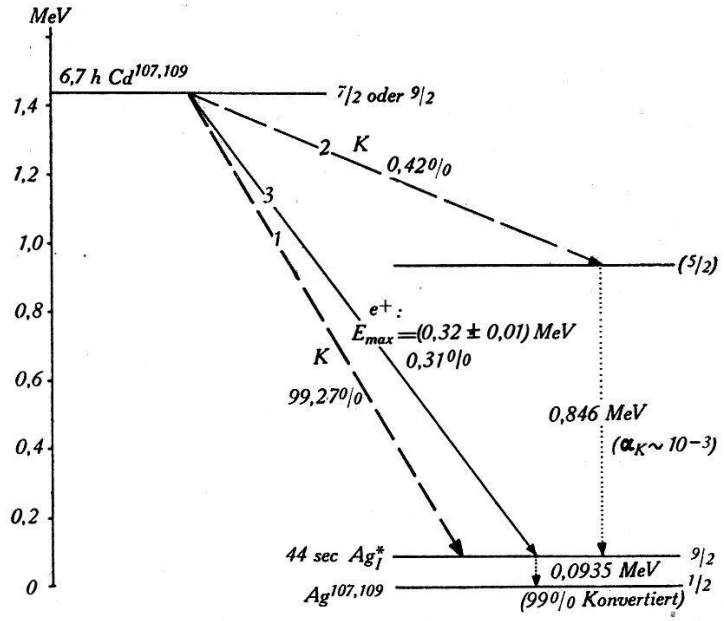

Fig. 8.
Termschema zum Zerfall des 6,7 h Cd.

(erlaubter Übergang), durch den 99,27% aller Umwandlungen vollzogen werden, wird eine Neutrinolinie von

$$E = E_{\max} + 2\,mc^2 - E_K = 1{,}31 \text{ MeV}$$

emittiert. Wäre der seltene K-Einfang (2), der zum 0,939 MeV-Niveau führt, ebenfalls erlaubt, so sollten sich nach der *Fermischen* Theorie die Wahrscheinlichkeiten der beiden K-Einfangprozesse (2) und (1) verhalten wie die Quadrate der Neutrinoenergien, d. h. wie $(0{,}46/1{,}31)^2 = 0{,}12$. In Wirklichkeit ist das Verhältnis aber gleich 0,0042. Der seltene K-Einfang (2) ist also als einfach verboten zu betrachten.

*

Wir danken Herrn Dr. E. Jacobi, der die chemischen Trennungen ausgeführt hat und der G.T.P., welche diese Arbeit finanziell unterstützte.

Physikalisches Institut der E.T.H. Zürich.

Literaturverzeichnis.

[1]) L. W. Alvarez, Phys. Rev. **54**, 486, 1938.
[2]) M. Yukawa und Sakata, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **18**, 128, 1936.
[3]) C. Møller, Phys. Zeitschr. der S.U. **11**, 9, 1937.
[4]) G. E. Uhlenbeck und H. Kuiper, Physica **4**, 601, 1937.
[5]) A. Mercier, Nature **139**, 797, 1937.
[6]) S. W. Barnes und G. E. Valley, Phys. Rev. **53**, 946, 1938.
[7]) J. J. Livingood und G. T. Seaborg, Phys. Rev. **55**, 457, 1939.
[8]) Y. Watase, J. Itoh und E. Takeda, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **22**, 90, 1940.
[9]) H. Walke, E. J. Williams und G. R. Evans, Proc. Roy. Soc. **171**, 360, 1939.
[10]) L. A. Delsasso, L. N. Ridenour, M. G. White und R. Sherr, Phys. Rev. **55**, 113, 1939.
[11]) J. Itoh, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **22**, 531, 1940.
[12]) L. A. Delsasso, L. N. Ridenour, M. G. White und R. Sherr, Phys. Rev. **53**, 770, 1938.
[13]) G. E. Valley und R. L. McCreary, Phys. Rev. **56**, 867, 1939.
[14]) L. W. Alvarez, A. C. Helmholz und E. Nelson, Phys. Rev. **57**, 660, 1940.
[15]) A. C. Helmholz, Phys. Rev. **60**, 415, 1941.
[16]) A. C. Helmholz, Phys. Rev. **60**, 160, 1941.
[17]) H. Bradt, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **18**, 256, 1945.
[18]) E. J. Konopinski und G. Dickson, Phys. Rev. **58**, 985, 1940.
[19]) H. Bradt, H. G. Heine und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **16**, 455, 1943.
[20]) A. A. Townsend und L. H. Martin, Proc. Roy. Soc. **170**, 190, 1939.
[21]) E. Fermi, Zeitschr. f. Phys. **88**, 161, 1934.
[22]) M. H. Hebb und E. Nelson, Phys. Rev. **58**, 486, 1940.
[23]) L. W. Nordheim und F. L. Jost, Phys. Rev. **51**, 942, 1937.
[24]) W. Gentner, Journ. de Phys. **6**, 274, 1935.
[25]) P. J. Dee, S. C. Curran und V. Petrẑilka, Proc. Roy. Soc. **169**[9] 269, 1939