

tionen pro cm^3 und sec in den n -ten Quantenzustand beträgt nach CILLIÉ¹:

$$R(n) = \frac{2^9 \pi^5}{(6\pi)^{3/2}} \cdot \frac{e^{10}}{m^2 c^3 h^3} \left(\frac{m}{h}\right)^{3/2} M(n, T) N_e N_p,$$

wobei m und e Masse, bzw. Ladung des Elektrons bedeuten, c die Lichtgeschwindigkeit ist, h die PLANCKSCHE und k die BOLTZMANNSCHE Konstante. Die Funktion $M(n, T)$ ist gegeben durch

$$M(n, T) = \frac{1}{T^{3/2}} \cdot \frac{1}{n^3} e^{\chi_n/kT} \int_{\chi_n/kT}^{\infty} e^{-x} \frac{dx}{x},$$

wobei χ_n die Ionisationsenergie aus dem n -ten Zustand bedeutet:

$$\chi_n = \frac{2\pi^2 m e^4}{n^2 h^2}.$$

Für die Bedingungen in der inneren Korona folgt: $R(1) = 54$, $R(2) = 11$, $R(3) = 4$, ... Die Hauptlinie der BALMER-Serie (H_α 6563 Å) entspricht dem Übergang $3 \rightarrow 2$; deshalb sind für die Emissionen dieser Linie die Rekombinationen in deren Ausgangsniveau $n = 3$ maßgebend. Aber von den in diesen Zustand rekombinierenden Atomen werden die meisten unter Emission der nicht beobachtbaren LYMAN- β -Linie direkt in den Grundzustand übergehen und nur der kleinere Teil derselben über den Zustand $n = 2$ unter Emission eines H_α -Quants und anschließend eines nicht beobachtbaren L_α -Quants. Wir kommen somit zu dem Resultat, daß in der Korona pro cm^3 und sec größenordnungsmäßig 1 H_α -Quant emittiert wird. Das macht für die ganze Korona zirka $4 \cdot 10^{33}$ H_α -Quanten pro sec = $9,6 \cdot 10^{21}$ erg/sec, was rund 2 Millionsteln der gesamten visuellen Koronastrahlung entspricht oder $\frac{2}{10000}$ der Intensität der intensivsten Koronalinie (5303 Å). Da diese Linie im Mittel eine Äquivalentbreite von etwa 30 Å im kontinuierlichen Spektrum der Korona aufweist, so wird die Äquivalentbreite von H_α (an welcher Stelle das Kontinuum etwa halb so intensiv ist als bei 5303 Å), etwa 0,012 Å betragen. Die Breite von H_α beträgt aber bei der Temperatur von 10^6 Grad rund 10 Å, so daß durch die H_α -Emission die Kontinuumsintensität im Bereich dieser Linie um den unmerklich kleinen Betrag von $\frac{1}{1000}$ gesteigert ist. Damit ist die Abwesenheit der Wasserstofflinien im Koronaspektrum erklärt.

M. WALDMEIER

Astrophysikalisches Observatorium der Eidg. Sternwarte, Arosa, den 15. Juni 1945.

¹ G. CILLIÉ, M. N. 92, 820 (1932).

K-Einfang und Positronenemission des 6,7-h-Cd^{107, 109}

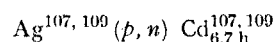
Ein radioaktiver Kern der Ordnungszahl Z , der sich durch Aussendung eines positiven Elektrons in den isobaren Kern der Ordnungszahl $Z-1$ umwandeln kann, vermag diese Umwandlung auch durch Einfang eines negativen Hüllenelektrons zu vollziehen (ALVAREZ¹). Auf Grund der FERMISCHEN Theorie des β -Zerfalls (FERMI²) war eine solche radioaktive Umwandlung durch Elektroneneinfang — im allgemeinen eines Elektrons der K -Schale — zu erwarten. Die Wahrscheinlichkeiten W_K

und W_+ der beiden konkurrierenden Prozesse K -Einfang und ϵ^+ -Emission, die, ausgehend vom gleichen Ausgangsniveau zum gleichen Endniveau des Kerns führen, können nach der FERMISCHEN Theorie berechnet werden (MÖLLER³). Sie hängen von der Energiedifferenz und der Spindifferenz von Ausgangs- und Endniveau ab, ferner von der Ordnungszahl Z des radioaktiven Kerns.

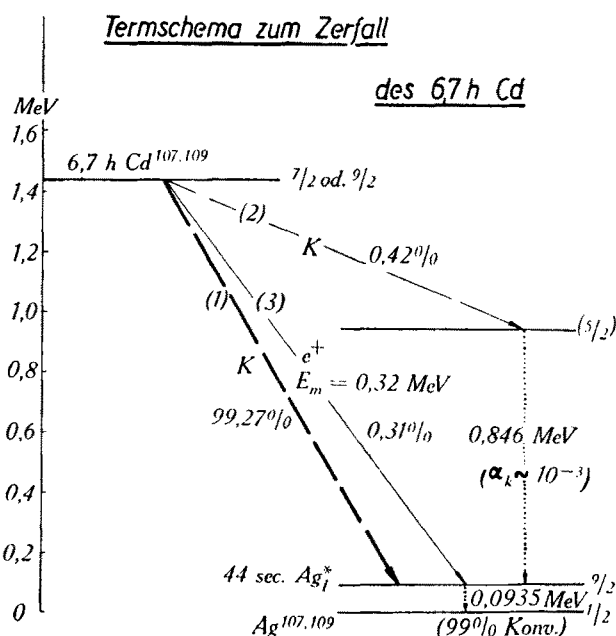
Das Verhältnis dieser Wahrscheinlichkeiten $\lambda = \frac{W_K}{W_+}$ ist in hohem Maße von den speziellen Ansätzen der Theorie des β -Zerfalls abhängig. Daher kann die experimentelle Bestimmung von λ zur Entscheidung zwischen den verschiedenen möglichen theoretischen Ansätzen dienen.

Der Einfang eines Hüllenelektrons durch den radioaktiven Kern Z äußert sich im Auftreten der charakteristischen Röntgenstrahlung des Elements $Z-1$, welche beim Auffüllen der in der K -Schale entstandenen Lücke ausgesandt wird. Der Elektroneneinfang ist zwar stets auch mit der Emission eines Neutrinos verbunden, doch entzieht sich diese Neutrinostrahlung bis heute dem direkten experimentellen Nachweis.

Bei der Untersuchung der Strahlung des mit einer Halbwertszeit von 6,7 h normalerweise durch K -Einfang sich umwandelnden radioaktiven Cd-Isotops (ALVAREZ, HELMHOLZ u. NELSON²), welches wir durch Bestrahlung von Silber mit 6,5-MeV-Protonen im ETH-Cyclotron durch die Reaktion



erzeugten, beobachteten wir, daß sich ein geringer Bruchteil der Umwandlungsprozesse durch ϵ^+ -Emission vollzieht. Es wurde verifiziert, daß die Intensität sowohl



der Positronenstrahlung selbst als auch der aus der Zerstrahlung der Positronen resultierenden Vernichtungsstrahlung genau mit der gleichen 6,7-h-Periode abklingt, wie die Intensität der beim K -Einfang entstehenden Ag-K -Röntgenstrahlung.

Mit dem magnetischen Halbkreispektrographen wurde das Spektrum der vom 6,7-h-Cd ausgesandten Posi-

¹ C. MÖLLER, Phys. Zschr. der S. U. 11, 9 (1937).

² L. W. ALVAREZ, A. C. HELMHOLZ und E. NELSON, Phys. Rev. 57, 660 (1940).

¹ L. W. ALVAREZ, Phys. Rev. 52, 134 (1937).

² E. FERMI, Zschr. f. Phys. 138, 161 (1934).

tronen ausgemessen und die Maximalenergie derselben zu $E_{\max} = (0,32 \pm 0,01)$ MeV bestimmt. Mit diesem Wert und der Zerfallswahrscheinlichkeit W_+ berechnet sich das Matricelement der FERMISchen Theorie zu $M = 0,125$; es handelt sich also bei der radioaktiven Umwandlung des 6,7-h-Cd um einen *erlaubten Übergang*.

Zur genauen Bestimmung der relativen Wahrscheinlichkeit von K -Einfang und ϵ^+ -Emission für einen erlaubten β -Übergang — unseres Wissens ist eine solche Bestimmung bisher noch nie ausgeführt worden — ist das 6,7-h-Cd besonders gut geeignet. Der Silberkern, welcher durch die radioaktive Umwandlung des Cadmiumkerns entsteht, befindet sich zunächst nicht im Grundzustand; durch die K - und die ϵ^+ -Umwandlung entsteht er in einem metastabilen Zustand. Dieses metastabile Ag^* ($\text{Spin } \frac{1}{2}$) geht unter Aussendung einer fast vollständig (nämlich zu 99 %) in der Elektronenhülle konvertierten γ -Strahlung mit einer Halbwertszeit von $(44,3 \pm 0,2)$ sec in den Grundzustand ($\text{Spin } \frac{1}{2}$) über. Die Anregungsenergie des 44,3-sec- Ag^* beträgt 93,5 keV. Weil also praktisch für jeden sich umwandelnden Cadmiumkern ein negatives Konversionselektron ausgesandt wird, war zur Bestimmung des Verhältnisses der Wahrscheinlichkeiten von K -Einfang und ϵ^+ -Emission nur das Intensitätsverhältnis zweier Elektronenspektren, das der negativen K -, L - und M -Konversionselektronen und das der Positronen zu ermitteln. Diese Spektren wurden mit dem magnetischen Halbkreispektrographen ausgemessen. Integration über die Spektren ergibt als experimentelles Resultat für λ den Wert

$$\lambda_{\text{exp}} = \frac{W_K}{W_+} = 320 \pm 30.$$

Dieser Wert ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem nach der FERMISchen Theorie für einen erlaubten Übergang mit $Z=47$ und $W_0 = 1 + \frac{E_{\max}}{m c^2} = 1,62$ berechneten Wert

$$\lambda_{\text{Fermi}}^{\text{Theor}} = \frac{\pi \Gamma (3 + 2 \delta) (Z \alpha)^{3 + 2 \delta} (W_0 + W_K)^2}{\int_0^{p_0} e^{-\frac{Z \alpha \pi W}{p}} \left[\Gamma (1 + \delta) + i \frac{Z \alpha W}{p} \right]^2 p^{2 + 2 \delta} (W_0 - W)^2 dp} = 342$$

Der Kopplungssatz von KONOPINSKI-UHLENBECK zum Beispiel ergibt dagegen den 60mal zu großen Wert $\lambda_{K.U.}^{\text{Theor}} = 19800$.

Dieses Resultat ist eine Bestätigung der FERMISchen Theorie des β -Zerfalls, für deren Gültigkeit auch die neueren Messungen der Form der β -Spektren (LAWSON und CORK¹), die Lebensdauer-Zerfallsenergie-Beziehung (WHITE, CREUTZ, DELSASSO und WILSON²) usw. sprechen. Dieser experimentellen Bestimmung von $\lambda = W_K/W_+$ für die erlaubte Umwandlung des 6,7-h-Cd werden Experimente zur Bestimmung von λ auch für verbotene Übergänge folgen. Bei verbotenen Übergängen treten dann auch die feineren Unterschiede der fünf verschiedenen invarianten Kopplungsansätze der FERMISchen Theorie in Erscheinung.

H. BRADT, C. P. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS,
P. PREISWERK und P. SCHERRER

Physikal. Institut der Eidg. Techn. Hochschule, Zürich,
den 20. Juni 1945.

¹ J. L. LAWSON and J. M. CORK, Phys. Rev. 57, 982 (1940).

² M. G. WHITE, E. C. CREUTZ, L. A. DELSASSO und R. R. WILSON, Phys. Rev. 59, 63 (1941).

Über die Wirkungsweise von 4,4'-Dichlordiphenyltrichlormethylmethan (DDT-Geigy) im Warmblüterorganismus

Die außerordentlich intensive Wirkung von 4,4'-Dichlordiphenyltrichlormethylmethan, der Wirksubstanz von Neocid, Gesarol sowie anderer Präparate der DDT-Reihe, als Kontaktgift für Insekten ist bekannt¹⁻⁵. Über den Mechanismus des Eindringens dieses lipidlöslichen Stoffes in den Insektenkörper und über die Wirkungsweise in der Nervenzelle entwickelten LÄUGER, MARTIN und MÜLLER¹ bereits Anschauungen, denen über den Spezialfall des DDT hinaus prinzipielle Bedeutung für den Angriffsmechanismus neurotroper, lipidlöslicher Substanzen zukommt. Das Eindringen einer neurotrophen Substanz in die Nervenzelle ist für ihre Wirksamkeit die erste und wichtigste Voraussetzung. Je nach den Eigenschaften der Verbindung kann sich dabei eine Schädigung oder Blockierung wichtiger Nervenbahnen oder -zentren ergeben. Es können ferner chemische Reize ausgelöst werden, die ihrerseits das physiologische Geschehen im Organismus in spezifischer Weise beeinflussen.

Wir haben an warmblütigen Laboratoriumstieren Untersuchungen ausgeführt mit dem Ziel, festzustellen, ob sich bei der Vergiftung mit dem Wirkstoff der DDT-Gruppe definierte Schädigungen oder Veränderungen eines physiologischen Mechanismus nachweisen lassen, die für den Tod des Tieres verantwortlich gemacht werden können. Vorerst prüften wir die Verteilung und die Geschwindigkeit des Eindringens des Insektizids in den Warmblüterorganismus. Es ließ sich zeigen, daß zwei Stunden nach der peroralen Vergiftung in Blut, Leber, Milz, Herz, Gehirn und Niere von Ratten Konzentrationen zwischen 20–200 % erreicht werden. In der Nebenniere stieg der Gehalt in fünf Stunden auf den Maximalwert von 400 % an. Die quantitative analytische Bestimmung von DDT in den Organen erfolgte nach der biologischen Methode von WIESMANN⁶.

Die Untersuchungen beweisen, daß auch beim Warmblüter schon durch sehr kleine Konzentrationen des Giftes in den Organen starke Effekte hervorgerufen werden. Die Art der Vergiftungssymptome läßt auf eine Einwirkung auf das zentrale Nervensystem schließen⁷. Die Reizwirkung der Substanz auf die Nervenzelle des Säugetiers muß, ähnlich wie beim Insekt, als außerordentlich stark bezeichnet werden. Andererseits geht aus den Messungen hervor, daß diese niedrigen biologisch wirksamen Konzentrationen nur bei massiver Dosierung in den Organen des Säugetiers erreicht werden. Die Unschädlichkeit der Insektizide der DDT-Reihe für alle Warmblüter kann daher durch eine sehr geringe Resorptionsgeschwindigkeit erklärt werden, die mit den Löslichkeitsverhältnissen des Wirkstoffs im Zusammenhang steht. Die spezifische Giftwirkung gegen Insekten ist somit in erster Linie bedingt durch die besonderen anatomischen Verhältnisse bei dieser Tierklasse, die ein rasches Eindringen der lipidlöslichen Substanz von der Körperoberfläche direkt in das Nervensystem ermöglichen.

¹ P. LÄUGER, H. MARTIN und P. MÜLLER, Helv. 27, 892 (1944).

² H. MOOSER, Schw. med. Wschr. 74, 947 (1944).

³ R. DOMENJOZ, Schw. med. Wschr. 74, 952 (1944).

⁴ R. WIESMANN, siehe Schw. Z. Obst- und Weinbau (1941–1944), Schw. Arch. Tierheilk. 85, 25 (1943), Mitt. schweiz. Entomolog. Ges. 19, 179 (1944).

⁵ G. WOODARD, A. A. NELSON und H. O. CALVERY, J. Pharmacol. a. exp. Therap. 82, 152 (1944).

⁶ R. WIESMANN (1945), noch unveröffentlicht

⁷ R. DOMENJOZ, Schw. med. Wschr. 74, 952 (1944).