

Die plötzliche Kernladungsänderung als Anregungsmechanismus optischer Übergänge

K. LUCHNER, H. PARSCHE und H. MICKLITZ *

Physik-Department TU München

(Z. Naturforsch. **26 a**, 423–431 [1971]; eingegangen am 8. Dezember 1970)

Herrn Prof. H. Maier-Leibnitz zum 60. Geburtstag gewidmet

The sudden change of nuclear charge (β -decay) produces a finite probability for the excitation of the outer electron shell. The emission spectrum of a gaseous Xe^{133} -source exhibits light from the daughter Cs^+ , excited by the sudden change of nuclear charge, as shown by a spectral analysis. The probability for this excitation, $p \sim 6 \cdot 10^{-2}$ per β -decay, is found in coincidence with the β -particles from the upper part of the β -spectrum; this value is lowered if also the low-energy part of the β -spectrum is included in observation; this seems to indicate a breakdown of the sudden approximation around 20 keV. The absolute values of p for Kr^{85} and Xe^{133} are discussed. The photon yield from the Kr^{85} -decay in solid state for high E_β is not a constant, as it is in the gaseous state, but decreases with E_β , suggesting nonradiative transitions induced by the β -recoil.

1. Einleitung

In einem Atom können bei einer plötzlichen Änderung seiner Kernladung (ΔZ) elektronische Übergänge und dazu eine Reihe von Folgeprozessen auftreten. Durch ΔZ entsteht für Atomelektronen eine Übergangswahrscheinlichkeit zu höheren Anregungszuständen^{1,2}: So kann z. B. ein Elektron aus der K-Schale entfernt werden, was Röntgen-Linienemission³ und Auger-Kaskaden zur Folge hat. Es können aber auch die inneren Schalen voll besetzt bleiben und ein Elektron der äußersten Schale in einen z. B. noch gebundenen Zustand angeregt werden^{4,5,6}. Charakteristisch dafür ist, daß die Anzahl der Hüllenelektronen nicht verändert wird, während sich die Kernladung z. B. um $\Delta Z = +1$ ändert, und daß für die Anregung gewisse Auswahlregeln (Drehimpulserhaltung) gelten. Die hierbei als Folgeprozeß zu erwartenden Spektrallinien sind somit im Termschema des einfach geladenen Tochterions zu suchen.

Die plötzliche Kernladungsänderung ist beim β -Zerfall, bei nicht zu geringer β -Energie, gegeben. Die Untersuchung seiner Folgeprozesse gerade in

der äußeren Elektronenschale ermöglicht nicht nur die optische Beobachtung des Effekts am ungestörten Atom, sondern auch das Studium seiner Veränderung durch Festkörpereinflüsse^{7,8,9}. Somit kann der Anregungsmechanismus plötzliche Kernladungsänderung („Shake-Anregung“ oder „ ΔZ -Anregung“) für optische Prozesse als Methode der nuklearen Festkörperphysik betrachtet werden, wobei besonders hervorzuheben ist, daß bei Verwendung der Koinzidenzmethode (β -Photon) die Beobachtung von optischen Einzelprozessen möglich ist. Wie beim β -Zerfall, so wird auch durch Photoionisation der K-Schale¹⁰ die auf äußere Schalen wirkende effektive Kernladung plötzlich geändert; dieser Anregungsmechanismus ist aber wegen der inneren Umordnungsprozesse für optische Beobachtungen nicht günstig.

Ein störender Konkurrenzprozeß beim β -Zerfall sind die Stöße des β -Teilchens („direct collisions“, d.c.). Auf dem Weg durch seine eigene Atomhülle kann das β -Teilchen – bevorzugt in inneren Schalen – Coulombsche Stöße mit Elektronen machen^{2,11,12}, und so ebenfalls Löcher und damit

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. K. LUCHNER, Physik-Department der Technischen Universität München, D-8000 München 2, Arcisstraße 21.

* Zur Zeit Phys. Dept., Univ. of Calif., Santa Barbara.

¹ T. A. CARLSON, C. W. NESTOR u. T. C. TUCKER, Phys. Rev. **169**, 1, 27 [1968]. Dort auch Zitate früherer theoretischer Arbeiten.

² B. CRASEMANN u. P. STEPHAS, Nucl. Phys. A **134**, 641 [1969].

³ P. ERMAN, B. SIGFRIDSSOHN, T. A. CARLSON u. K. FRANSOHN, Nucl. Phys. A **112**, 117 [1968].

⁴ H. J. ANDRÄ, K. LUCHNER u. W. SCHAMBECK, Z. Naturforsch. **21 a**, 1987 [1966].

⁵ H. PARSCHE u. K. LUCHNER, Phys. Letters **26 a**, 9 [1967].

⁶ H. J. ANDRÄ, Z. Physik **215**, 279 [1968].

⁷ H. MICKLITZ u. K. LUCHNER, Z. Naturforsch. **22 a**, 1650 [1967].

⁸ H. MICKLITZ, Z. Physik **215**, 302 [1968].

⁹ H. MICKLITZ u. K. LUCHNER, Z. Phys. **227**, 301 [1969].

¹⁰ M. KRAUSE, T. A. CARLSON u. R. D. DISMUKES, Phys. Rev. **170**, 37 [1968].

¹¹ M. SPIGHEL u. F. SUZOR, Nucl. Phys. **32**, 346 [1962]. Weitere Referenzen dort.

¹² R. M. WEINER, Phys. Rev. **144**, 127 [1966].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Auger-Kaskaden und Röntgenlinien hervorrufen. Die Wahrscheinlichkeit für Anregung und Ionisation durch solche direkte Stöße ist aber bis auf einen niederenergetischen Bereich geringer als die für ΔZ -Anregung; außerdem gelten nicht die Auswahlregeln wie bei der ΔZ -Anregung. Die Wirkung der β -Teilchen und der als deren Folge auftretenden langsamen Elektronen und Röntgenstrahlung auf die Umgebung (Anregung und Ionisation in Gas, bzw. Festkörper) ist gesondert zu untersuchen.

Im folgenden wird die ΔZ -Anregung der äußeren Hülle beim β -Zerfall von Xe^{133} und Kr^{85} weiter studiert.

2. Grundlagen

Allgemein wird die Wahrscheinlichkeit für den Übergang vom Zustand n in den Zustand n' bei plötzlicher Änderung der Kernladung von Z nach $Z+1$ aus dem Überlappungsintegral der Wellenfunktionen * berechnet:

$$p_{nn'} = |\langle \psi^*(Z+1, n') | \psi(Z, n) \rangle|^2. \quad (1)$$

Die Auswahlregeln ergeben sich für Eielektronen-näherung als $\Delta l=0$, $\Delta m_l=0$, $\Delta m_s=0$, weshalb in Gl. (1) die Drehimpulszustände schon nicht mehr angeschrieben sind. Als „plötzlich“ gilt die Kernladungsänderung, wenn¹³

$$\Delta Z/Z_{\text{eff}} \gg t/T, \quad (2a)$$

wobei t die Zeit ist, innerhalb der sich der Hamilton-Operator ändert, also etwa die Durchlaufzeit des β -Teilchens durch das Atom, und T die für den Energieübertrag charakteristische Atomfrequenz:

$$T = \frac{h}{|E_n(Z) - E_{n'}(Z+1)|}. \quad (2b)$$

Aus Gl. (2a) und (2b) erhält man im Wasserstoffmodell¹⁴:

$$\frac{4\pi}{\alpha} \frac{\Delta Z}{Z_{\text{eff}}^2} \frac{v_\beta}{c} \frac{1}{\left(1 + \frac{\Delta Z}{Z_{\text{eff}}}\right)^2 \left(\frac{n}{n'}\right)^2 - 1} \gg 1. \quad (2c)$$

Z_{eff} : effektive (abgeschirmte) Kernladung und $\Delta Z \approx 1$; α = Feinstrukturkonstante.

Die Anregungswahrscheinlichkeit $p_{nn'}$ wird gemessen, indem die Rate N_K der koinzidenten Zählereignisse (nach Abzug der zufälligen Koinzidenzen s. w. u.) und die β -Zählrate N_β festgestellt wird:

$$\frac{N_K}{N_\beta} = \frac{S_\beta \Omega_\beta \Omega_{\text{phot}}}{S_\beta \Omega_\beta} p_{nn'} (1 - p_{0\infty}) \cdot (1 - p_{\text{dc}}) (1 - p_{\text{Konv}}). \quad (3)$$

S_β ist die β -Aktivität der Probe, Ω_β ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein β -Teilchen, und in Ω_{phot} sind alle Faktoren enthalten, welche die optische Nachweiswahrscheinlichkeit bestimmen (Multiplifier-Empfindlichkeit, Transmission bei der spektralen Zerlegung, Lichtstärke der Optik, Bruchteil der aus dem Quellenbehälter durch die Spaltfläche austretenden Photonen¹⁵). Die drei Klammerausdrücke geben die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Atom außer $p_{nn'}$ keine andere Störung erfährt:

Die neben der Anregung $p_{nn'}$ noch auftretenden anderen Störungen $p_{0\infty}$, p_{dc} und p_{Konv} bewirken höhere Ionisation oder Mehrfachanregung, wodurch die auf $p_{nn'}$ folgenden optischen Übergänge in ein anderes Termschema verlagert werden, d. h. die optischen Zerfallskanäle sind bei Einfachanregung anders als bei Mehrfachanregung; der zur Beobachtung von N_K gewählte Kanal ist bei Mehrfachanregung gesperrt. Im einzelnen bedeutet $1 - p_{0\infty}$ die Wahrscheinlichkeit dafür, daß keine weitere Ionisation oder Anregung, also keine Mehrfachanregung durch ΔZ stattfindet. $p_{0\infty}$ ist die Summe der Wahrscheinlichkeiten dafür, daß ein Elektron aus dem Atomverband entfernt wird. Sie beträgt bei Kr und Xe etwa 20%¹. Es ist aber zu beachten, daß diese Beschreibung der ΔZ -Mehrfachanregung durch zwei unabhängige ΔZ -Einzelanregungen nur eine Näherung ist, die ihren Einfluß überbewertet⁶. $p_{0\infty}$ kann somit in Anbetracht der Meßgenauigkeit überhaupt weggelassen werden. $1 - p_{\text{dc}}$ ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß keine Störung durch direkte Wechselwirkung auftritt. p_{dc} ist am stärksten für die K-Schale und müßte von der β -Energie mit $1/E_\beta$ abhängen. Eine solche Komponente in der Abhängigkeit der K-Ionisationswahrscheinlichkeit von E_β wurde aber bei schweren Elementen bis ca. $E_\beta = 100$ keV nicht festgestellt³. Ausführliche Rech-

* Streng genommen sind² neben den Elektronenwellenfunktionen auch die von Kern, β und $\bar{\nu}$ einzubeziehen. Dies darf aber für die Übergänge in der äußersten Schale vernachlässigt werden.

¹³ W. PAULI, Handbuch d. Physik **24**, 1 (2. Ed.), Springer-Verlag, Berlin 1933.

¹⁴ L. GOLDSTEIN, J. Phys. Rad. **7**, 316 [1937].

¹⁵ A. HUMMEL, K. LUCHNER u. H. MICKLITZ, Z. Phys. **236**, 260 [1970].

nungen² ergeben für Tc⁹⁹ und Pm¹⁴⁷ das Verhältnis der Ionisationswahrscheinlichkeiten der K-Schale $p_{K,dc}/p_{K,\Delta Z} \approx 1$ bei $E_\beta \approx 20$ keV (β -Energie nach der Wechselwirkung); bei etwa 10 keV ist $p_{K,dc} \approx 10^{-3}$ und steigt weiter mit sinkendem E_β , während $p_{K,\Delta Z} < 10^{-3}$. Ein Vergleich dieser Zahlenwerte mit $p_{0\infty} \approx 0,2$ zeigt, daß mindestens für $E_\beta > 10$ keV die Anregung durch direkte Wechselwirkung für die optischen Messungen vernachlässigt werden darf. Der letzte Faktor $1 - p_{Konv}$ gibt die Wahrscheinlichkeit dafür, daß keine Mehrfachanregung als Folge einer Inneren Umwandlung (Konversion) eines auf das β -Teilchen folgenden γ -Überganges auftritt. Die optische Lebensdauer τ_0 steht dabei in Konkurrenz zur Lebensdauer τ_γ des konvertierten Übergangs. Die Wahrscheinlichkeit zur Störung des optischen Kanals durch Konversion (Konversionskoeffizient α) wird

$$p_{Konv} = \frac{\alpha}{1 + \alpha} \cdot \frac{\tau_0}{\tau_0 + \tau_\gamma} \quad (4)$$

Wir erhalten somit $p_{nn'}$ aus den experimentellen Daten N_K und N_β , dem Umrechnungsfaktor Ω_{phot} und dem allein noch wesentlichen Korrekturfaktor p_{Konv} zu

$$p_{nn'} = \frac{N_K}{N_\beta} \cdot \frac{1}{\Omega_{phot}} \cdot \frac{1}{1 - p_{Konv}} \quad (5)$$

Man kann auch eine nach der β -Emission folgende γ -Strahlung (wie z. B. beim Xe¹³³) als Koinzidenzsignal verwenden, wenn man dabei auf die Verschiebung der Koinzidenz wegen τ_γ Rücksicht nimmt. Die konvertierten Übergänge machen sich dabei – im Gegensatz zu oben – nicht störend bemerkbar, da zu ihnen kein Koinzidenzsignal (Röntgen-K-Strahlung abgeschirmt) vorliegt. In Gl. (5) steht dann N_γ statt N_β , und $p_{Konv} = 0$.

Zur Messung von N_K nach Gl. (5) müßten eigentlich alle optischen Kanäle, in die das Tochterion nach Einfach Anregung vom angeregten Zustand n' aus emittieren kann, gleichzeitig offen sein. Praktisch mißt man aber die einzelnen Spektrallinien, welche den einzelnen möglichen Übergängen $n' \rightarrow$ Grundzustand entsprechen, nacheinander. Speziell beim β -Zerfall des Kr⁸⁵ bewirkt die ΔZ -Anregung eine Besetzung höherer Niveaus im Tochterion Rb⁺, als dessen Folge gewisse Spektrallinien des Rb⁺ in Koinzidenz mit dem β -Teilchen emittiert werden^{4,5}.

Eine ausführliche Analyse⁶ brachte für die Anregungswahrscheinlichkeit eines der $4p^6$ Elektronen nach $5p$ den Wert $p_{4p,5p} = 5,6 \cdot 10^{-2}$; er liegt um einen Faktor 10 bis 2 höher als theoretische Abschätzungen^{16,6}. Analog zum Kr ist beim β -Zerfall des Xe¹³³ eine ΔZ -Anregung $5p^6 \rightarrow 5p^5 6p$ und die nachfolgende Emission gewisser Spektrallinien des Cs⁺ zu erwarten, welche zunächst untersucht wird. Das niederenergetische β -Spektrum von Xe¹³³ ermöglicht dabei einen Hinweis auf das Versagen der plötzlichen Näherung. Bei genügend großen β -Energien dagegen, wie z. B. beim Kr⁸⁵-Zerfall, ist die plötzliche Näherung erfüllt; die Anregungswahrscheinlichkeit ist dann als energieunabhängig zu erwarten. Da im Festkörper jedoch die Anregungswahrscheinlichkeit und die Emissionswahrscheinlichkeit von der Umgebung und vom Rückstoß beeinflusst sein kann, wird ferner ein Vergleich der Photonen ausbeute nach Kr-Zerfall in Gas und Festkörper bei verschiedenen β -Energien durchgeführt.

3. Messungen

Elektronische Einzelheiten wurden bereits beschrieben¹⁷. Der β -(bzw. γ -)Detektor und der Photonen-Detektor liefern ihre Signale an einen Zeit-Amplitudenkonverter, dessen Amplitudenspektrum auf einem Vielkanalanalysator aufgezeichnet wird (Abb. 1, Block-

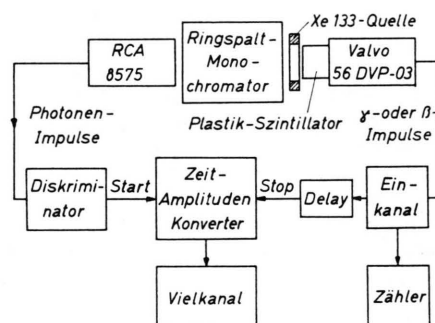


Abb. 1. Blockscheema der Apparatur zum Nachweis der Photonen (mit spektraler Auflösung) in Koinzidenz mit β -(bzw. γ -)Strahlen.

schema). Ein auf diese Weise erhaltenes Amplitudenspektrum, wie auch schon früher gezeigt⁴, gibt Abb. 2: Über einen fast konstanten, durch zufällige Koinzidenzen (Multiplerrauschen) gegebenen Untergrund überlagern sich die echten Koinzidenzen. Man gewinnt so N_K ; N_β wird gesondert registriert. Die später beschrie-

¹⁶ A. E. S. GREEN, Phys. Rev. **107**, 1646 [1957].

¹⁷ W. SCHAMBECK, H. J. ANDRÄ u. K. LUCHNER, Nucl. Instr. Meth. **78**, 95 [1970].

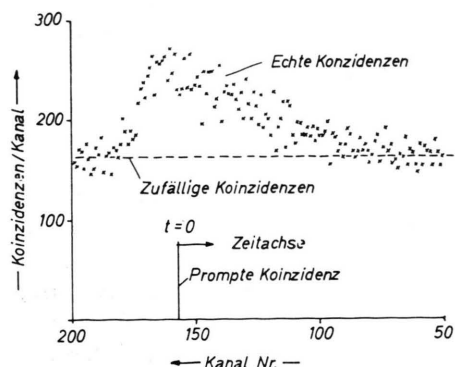


Abb. 2. Zählrate als Funktion der Zeitdifferenz zwischen optischem Signal und Kernsignal. Die Fläche zwischen Meßkurve und gestrichelter Gerade gibt die Anzahl der koinzidenten Ereignisse N_K .

benen Messungen zur Energieabhängigkeit wurden gemacht, indem Koinzidenzsignale aus dem β -Kanal nur dann weiter verarbeitet wurden, wenn diese einer bestimmten β -Energie entsprachen (Einkanaldiskriminator).

Der Zerfall des Xe^{133} bietet eine interessante Möglichkeit: Der Grundzustand des Tochterkerns wird durch den β -Zerfall nicht direkt erreicht, sondern über einen angeregten Zustand ($E_\gamma = 81 \text{ keV}$, $\tau_\gamma = 6 \text{ nsec}$, $\alpha = 1,8$). Man kann als Koinzidenzsignal entweder die β - oder die γ -Strahlen verwenden und erhält damit einen wichtigen Unterschied:

β -Koinzidenz: Zum Nachweis gelangen nur solche β -Teilchen, deren Anfangsenergie ziemlich groß ist. Aufgrund der zwischen Gas und Detektor liegenden Behälterwandstärke (ca. 40 mg/cm^2) werden nur β -Teilchen zur Messung verwendet, deren Anfangsenergie größer als etwa 220 keV ist. Dies ist nur der hochenergetische Ausläufer im Xe^{133} - β -Spektrum.

γ -Koinzidenz: Das γ -Signal zeigt einen vorhergehenden β -Zerfall an, unabhängig von der β -Energie. Hier wird also — im Gegensatz zu vorher — auch der niederenergetische Teil des β -Spektrums in die Beobachtung mit einbezogen. Dieser Unterschied ist besonders stark, da das β -Spektrum (Abb. 3) von Xe^{133} niederenergetisch ist. Man erkennt, daß mit β -Koinzi-

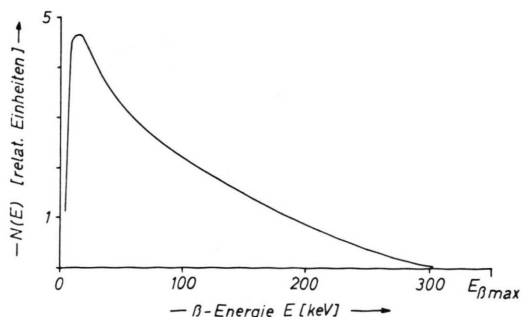


Abb. 3. β -Spektrum von Xe^{133} ohne Konversionslinien nach BERGSTRÖM¹⁸.

denz die ΔZ -Anregung schwerpunktmäßig bei großen β -Energien ($220 \lesssim E_\beta \lesssim 350 \text{ keV}$), dagegen mit γ -Koinzidenz schwerpunktmäßig bei viel geringeren β -Energien beobachtet wird. Die damit gemessenen ΔZ -Anregungswahrscheinlichkeiten kennzeichnen wir mit $p^{(1)}$ (hohe β -Energien, β -Koinzidenz) und mit $p^{(2)}$ (geringe β -Energien, γ -Koinzidenz). Schon eine vorläufige Messung ohne Spektralanalyse zeigte $p^{(1)}/p^{(2)} = 2,4 \pm 0,2$. Im Meßgefäß war der Xe-Druck $0,08 \text{ Torr}$; die Anregung des Gases der Umgebung durch die niederenergetischen Elektronen, also die Emission von Licht im Xe-Spektrum (und Verunreinigung) ist bei diesem Druck noch gering⁵, so daß der Großteil der emittierten Photonen der ΔZ -Anregung, also dem Cs^+ -Spektrum zugeschrieben werden darf. Der gefundene Zahlenwert weist darauf hin, daß die ΔZ -Anregung durch niederenergetische β -Teilchen geringer ist, als durch hochenergetische. Genauere Aussagen können jedoch nur nach einer optischen Spektralanalyse gemacht werden. Wegen der geringen Photonenrate — die β -Zählrate ist nach oben begrenzt — geschieht die folgende Analyse mit einem eigens dafür entwickelten Ringspaltmonochromator von hohem Lichtleitwert, der schon ausführlich beschrieben wurde¹⁵.

Beispiel einer Spektralanalyse. Der Aufbau des Ringspaltmonochromators (vereinfacht mit nur einem Spalt) ist in Abb. 4 gegeben: Die Lichtquelle (2 cm^3 Xe-Gas $0,2 \text{ Torr}$, spez. Anfangsaktivität $2 \text{ C/cm}^3 \text{ stp.}$) befindet sich in einem torusförmigen Behälter I, des-

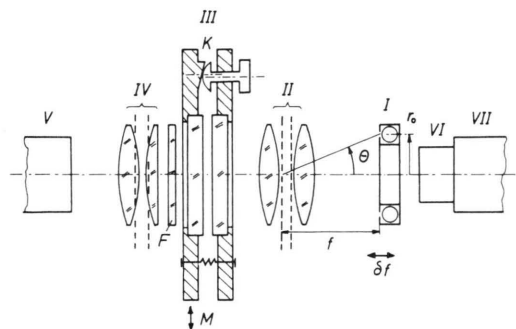


Abb. 4. Aufbau des Ringspaltmonochromators. I: Torusförmige Gasquelle mit Ringspalt; II: Kollimator variabler Brennweite f ; III: Plattenpaar; IV: Kondensor; V: Photomultiplier; VI und VII: Szintillator für β - (bzw. γ -) Nachweis mit Multiplier. Zwischen III und IV: Vorsatzfilter F. M und K sind mechanische Vorrichtungen zur Veränderung des Plattenabstandes¹⁵.

sen Innenwände mit MgO bedampft sind. Das Licht kann durch einen Ringspalt vom Radius r_0 (oder mehrere konzentrische Ringspalte) austreten und beleuchtet über einen Kollimator II (Brennweite f) ein Fabry-Perot-Plattenpaar. Dieses ist beim Plattenabstand h durchlässig für die Wellenlängen

$$\lambda = \frac{2h}{m} \cos \Theta = \frac{2h}{m} \frac{f}{\sqrt{r_0^2 + f^2}}. \quad (6)$$

¹⁸ I. BERGSTRÖM, Ark. Phys. 5, 14, 191 [1952].

m muß eine ganze Zahl sein, Θ ist durch r_0 und f gegeben. Das durchgelassene Licht wird vom Kondensor IV auf die Photokathode V abgebildet. Der γ -Detektor (β -Teilchen durch Al-Absorber abgeschirmt) liegt auf der Innenseite des Torus. Zu einer vorläufigen Übersicht über die spektrale Intensitätsverteilung wird zunächst ein Fourier-Interferogramm der Lichtquelle aufgenommen. Dies geschieht bei der Vielstrahlinterferenz¹⁹ genauso wie bei der Zweistrahlinterferenz (Michelson-Interferometer), indem der Gangunterschied $h \cos \Theta$ der interferierenden Wellenzüge verändert, und die das Interferometer verlassende Intensität I als Funktion des Gangunterschiedes gemessen wird. Wir halten zunächst Θ konstant und variieren allein h . Die Fouriertransformierte von $I(h)$ gibt — bei Zweistrahlinterferenz in erster Ordnung, bei Vielstrahlinterferenz in erster und höheren Ordnungen — die spektrale Intensitätsverteilung $I(\lambda)$ der Lichtquelle. Abb. 5 zeigt Ausschnitte aus zwei solchen Interferogrammen.

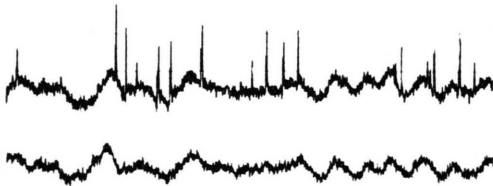


Abb. 5. Kurzer Ausschnitt aus zwei übereinander gelegten Interferogrammen $I(h)$ (eines davon mit überlagerten Störpulsen, um die Unabhängigkeit beider Messungen zu zeigen) zum Vergleich der Reproduzierbarkeit. Die Nulllinie ist in beiden Fällen unterdrückt; sie liegt jeweils ca. 2 cm unterhalb der Diagrammlinie.

men $I(h)$ der Xe^{133} -Quelle: Die Ordinate ist die Anzahl der Photonen, die Abszisse gibt den langsam veränderten Gangunterschied h . Das rücktransformierte Spektrum $I(\lambda)$ zeigt Abb. 6. Das dabei erzielte Auflösungsvermögen ist zwar gering, da h nur wenig

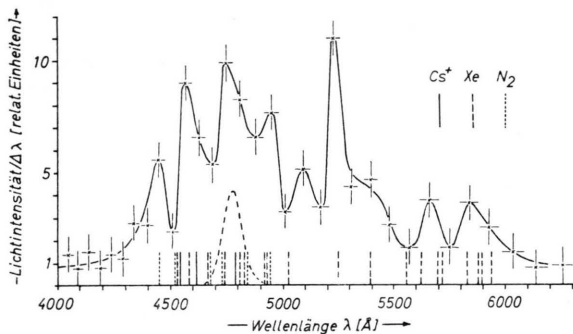


Abb. 6. Emissionsspektrum $I(\lambda)$ im sichtbaren Spektralbereich, gewonnen aus dem Fourier-Interferogramm $I(h)$; dazugezeichnet sind die stärksten Linien des Cs^+ , Xe und N_2 . Horizontale Fehlerbalken: Auflösungsvermögen aufgrund der Variation von h über ca. 65 Ordnungen. Gestrichelt: Filterkurve zur folgenden Analyse mit höherer Auflösung.

variiert werden konnte, aber es reicht für einen Überblick: In ihm können einige Linien des Cs^+ enthalten sein, wie sie aus dem Termschema des Cs^+ (Fig. 7) hervorgehen. Dieses Termschema wurde nach Termwerten²⁰ konstruiert; die beiden vertikalen Pfeile

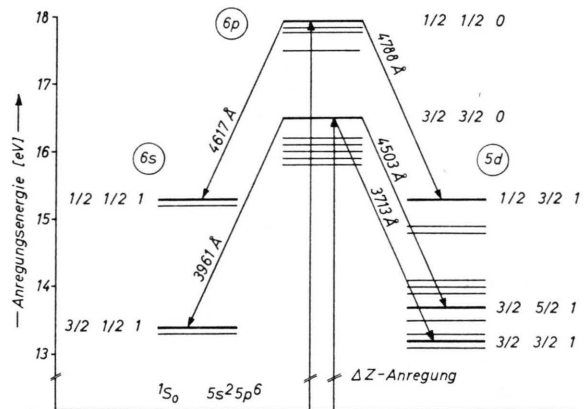


Abb. 7. Auszug aus Termschema des Cs^+ ; die beiden vertikalen Pfeile gehen aus vom Grundzustand des Xe und führen in die ohne Drehimpulsänderung erreichbaren nächsten Niveaus des Cs^+ . Die Kennzeichnung der Niveaus bedeutet $j_{\text{Rumpf}}, j_{\text{Elektron}}, J_{\text{gesamt}}$. Die Linien 4503, 4617, 4788 Å sind in der Übersicht Fig. 6 enthalten; genauer gemessen wird die Umgebung der Linie 4788.

kennzeichnen die ΔZ -Anregung $5p^6 \rightarrow 5p^5 6p$. Aufgrund der beim β -Zerfall auftretenden langsamen Elektronen wird aber auch das Gas zum Leuchten angeregt, deshalb sind in Abb. 6 auch die stärkeren Linien des Xe und wegen der hier kaum vermeidbaren Stickstoffbeimischung die Linien des N_2 enthalten. Zur weiteren Auflösung beschränken wir uns nun auf die Umgebung der Linie Cs^+ 4788 Å, und wollen diese abgetrennt vom Untergrund der benachbarten Linien des Xe und N_2 in Koinzidenz mit γ nachweisen. Zunächst wird durch Verschalten eines breiten Interferenzfilters der Bereich $4690 \leq \lambda \leq 4860$ Å ausgewählt (Filterkurve ist in Abb. 6 gestrichelt gezeichnet). Die Einstellung der durchgelassenen Wellenlänge λ [Gl. (6)] wird jetzt nicht mehr wie oben durch Verändern von h , sondern allein durch Verändern von Θ gemacht: Da aber der Ring-spaltradius r_0 fest ist, wird dies durch eine Veränderung der Brennweite f (Variooptik) und entsprechende Verschiebung der Spaltebene erreicht. Zunächst stellen wir eine mittlere Brennweite f_1 ein (entspricht Θ_1) und suchen dann h so, daß eine bestimmte Wellenlänge λ_1 (Eichlinie Cd 4799,9 Å) durchgelassen wird. Damit erhalten wir

$$m = \frac{2h}{\lambda_1} \cos \Theta_1 = \frac{2h}{\lambda_1} \frac{f_1}{\sqrt{r_0^2 + f_1^2}}. \quad (7a)$$

Bei unverändertem h wird eine nahe benachbarte zweite Eichlinie λ_2 (Zn 4810,5 Å) in der gleichen Ord-

¹⁹ A. RÖSELER, Optik 24, 606 [1966].

²⁰ CH. MOORE, Atomic Energy Levels, Vol. III. Nat. Bur. Stand.

nung m durchgelassen, wenn f_1 nach f_2 verändert wird, und zwar so, daß

$$m = \frac{2h}{\lambda_2} \frac{f_2}{\sqrt{r_0^2 + f_2^2}}. \quad (7b)$$

Aus Gl. (7a) und (7b) erhält man den Zusammenhang zwischen Brennweitskala und Wellenlängenskala. Bei einer Einstellung wird aber nicht nur eine Wellenlänge durchgelassen, sondern auch noch andere, denn in Gl. (6) kann m irgend eine ganze Zahl sein. Setzt man $m = m_0 \pm n$ ($n = 0, 1, 2, \dots$), so erhält man aus Gl. (6) alle bei einer Einstellung durchgelassenen Wellenlängen.

$$\lambda_{f,n} = \lambda_f \mp \lambda_f \frac{n}{m_0}, \text{ wobei } \lambda_f = \frac{2h}{m_0} \frac{f}{\sqrt{r_0^2 + f^2}}. \quad (8)$$

Damit die durchgelassenen $\lambda_{f,n}$ nicht zu nahe benachbart sind, wünscht man ein möglichst kleines m_0 , dagegen zum Erreichen eines hohen Auflösungsvermögens ein möglichst großes m_0 . Die genaue Kenntnis von m_0 hat man durch Messung von h ; praktischer dagegen ist es, das Interferometer umgekehrt zu durchstrahlen (Flächenquelle bei V) und für λ_1 bei f_1 den Radius R_1 desjenigen hellen Ringes zu messen, der als nächster neben dem Ringspalt r_0 auftritt. Man findet

$$m_0 \approx \frac{2f_1^2}{(R_1^2 - r_0^2)}. \quad (9)$$

Aufgrund Gl. (8) ist bei einer Einstellung f die durchgelassene Wellenlänge nicht eindeutig. Bei den vielen, innerhalb des Vorsatzfilters noch auftretenden Linien muß deshalb eine Analyse der Vieldeutigkeit vorangehen. Dies geschieht im Diagramm Abb. 8. Ganz unten sind die gesuchte Linie des Cs^+ und die stärkeren von Xe und N_2 aufgetragen. Die f -Skala (Abszisse) ist durch Anschluß an die zwei nicht gezeichneten Eichlinien gewonnen. In Richtung der Ordinate ist aufgetragen der Apparatparameter $\delta = \lambda_f/m_0 \approx \lambda_1/m_0$ (alle vorkom-

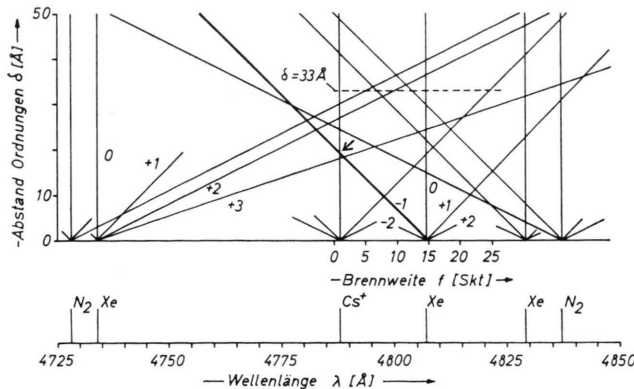


Abb. 8. Bestimmung der bei einer Brennweiteinstellung nachgewiesenen Wellenlängen. Ganz unten: Zu erwartende Spektrallinien in λ -Skala; der Anschluß der λ -Skala an die f -Skala ist durch zwei nicht gezeichnete Eichlinien gewonnen. Die zu einer Spektrallinie λ gehörigen Diagrammlinien ($n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$) schneiden die Abszisse bei λ . Die Schnittpunkte der Diagrammlinien mit $\delta = \text{const}$ geben die Brennweiteinstellungen f , bei denen λ nachgewiesen wird.

menden λ_f weichen um weniger als $1/2\%$ von λ_1 ab). Die Größe δ kommt in Gl. (8) vor; sie gibt den Abstand der aufeinanderfolgenden Durchlaßstellen. Wir wollen nun fragen, welche Wellenlängen bei einer bestimmten f -Stellung durchgelassen und somit nachgewiesen werden. Hierzu ist möglich zunächst $n=0$ (s. Abb. 8; z. B. zu $f=1$ Skt gehört $\lambda=4788$ Å. λ -Skala \rightarrow f -Skala). Aber auch andere Wellenlängen λ_f kommen dafür in Betracht: Sie müssen von 4788 Å gerade so weit entfernt sein, daß der Ausdruck δ diese Entfernung kompensiert. Z. B. die Spektrallinie 4807 Å liegt 19 Å entfernt. Sie wird also auch bei $f=1$ Skt zusammen mit 4788 Å nachgewiesen, wenn $\delta=19$ Å ist (s. Pfeil, Abb. 8). Die stark ausgezogene Diagrammlinie gehört zur Spektrallinie 4807 (sie schneidet dort die Abszisse) und $n=-1$, und sie gibt an, bei welchem f diese Spektrallinie bei gegebenem δ nachgewiesen wird. Für diese Spektrallinie sind drei Diagrammlinien eingezeichnet: $n=-1, n=0, n=+1$. Ein weiteres Beispiel: Bei $f=1$ und $\delta=18$ wird auch die Linie 4734 nachgewiesen. Sie ist 54 Å von der zu $f=1$ und $n=0$ gehörigen Linie 4788 entfernt. Dieser Abstand wird kompensiert durch $n\delta$, mit $n=3$: Die Diagrammlinie, welche zu 4734 gehört (d. h. dort die Abszisse schneidet), mit $n=3$ zeigt $f=1$ bei $\delta=18$. Allgemein findet man die bei einem f nachgewiesenen λ , indem man eine horizontale Gerade durch δ legt. Ein Schnittpunkt dieser Horizontalen mit einer Diagrammlinie gibt denjenigen f -Wert, bei dem die zur Diagrammlinie gehörige Wellenlänge nachgewiesen wird. Man erkennt das Zustandekommen des Diagramms auch aus Gl. (8).

Mit diesem Diagramm kann man nun einen solchen Wert δ wählen, daß die gesuchte Cs^+ -Linie eindeutig und zeitsparend identifiziert werden kann: Alle Störlinien (Xe, N_2) müssen mindestens in einem solchen Abstand auf der f -Skala von der Cs^+ -Linie entfernt liegen, wie es dem Auflösungsvermögen entspricht; die Cs^+ -Linie sollte im gesamten f -Bereich möglichst zweimal vorkommen. Man überzeugt sich leicht, daß die günstigste Stelle bei $\delta=33$ liegt (gestrichelte Horizontale). Die Cs^+ -4788-Linie wird bei etwa $f=1$ nachgewiesen, und zwar allein; die unerwünschten Linien (N_2 4728, Xe 4829, N_2 4837, Xe 4734, Xe 4807) liegen

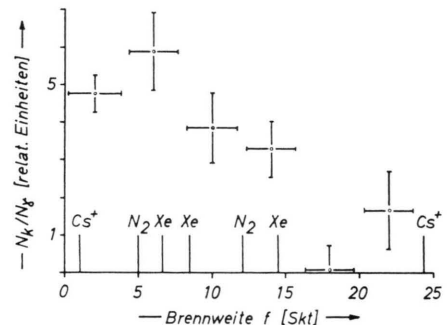


Abb. 9. Gemessene Koinzidenzrate N_K/N_γ bei verschiedenen f -Werten. Die bei den einzelnen f -Werten eingetragenen Spektrallinien sind aus Fig. 8 entnommen. Horizontale Balken: Halbwertsbreite wegen Spaltbreite und Auflösungsvermögen des Plattenpaares.

bei $f=5$ bis $f=15$. Im Bereich um $f=18$ ist keine Linie zu erwarten und bei $f=24$ wieder die Cs^+ -Linie. Entsprechend dieser Analyse wurden die Messungen durchgeführt mit $\delta=33$ ($m_0=145$) und — wegen der kurzen Halbwertszeit — mit der für die nötige Auflösung gerade noch verträglichen Spaltbreite (0,5 mm, Auflösungsvermögen ca. 5 Å, entspricht einer f -Variation von ca. 3,6 Skt). Die erhaltenen Meßwerte sind in Abb. 8 dargestellt; die eingetragenen Linien sind, wie oben beschrieben, aus dem Diagramm Abb. 8 für $\delta=33$ entnommen. Das Resultat entspricht der Erwartung: Bei $f=2$, wo allein die Cs^+ -Linie sein kann, wurde Emission nachgewiesen. An der Stelle, wo keine Intensität auftreten kann ($f=18$), ist auch tatsächlich der Meßwert Null zu verzeichnen*. Dazwischen liegen die Xe- und N_2 -Linien. Der Anstieg bei $f=22$ ist nicht durch Xe oder N_2 zu erklären, sondern er führt wieder zu Cs^+ bei $f=24$ ($f=24$ konnte aber nicht mehr gemessen werden, weil dies jenseits der Variationsmöglichkeit von f lag). Die nach Anbringung aller Korrekturen aus Gl. (5) gefundene Emissionswahrscheinlichkeit der einen gemessenen Cs^+ -Linie beträgt $0,6 \cdot 10^{-2}$ Photonen pro β -Zerfall; eine Umrechnung dieses Werts auf die gesamte Anregungswahrscheinlichkeit mit Hilfe der beim isoelektronischen Rb^+ gemessenen relativen Linienintensitäten⁶ liefert $p_{\text{sp},\text{ep}}^{(1)} = 3,6 \cdot 10^{-2} \pm 20\%$ pro β -Zerfall.

Messungen zur Energieabhängigkeit. Die gleiche Cs^+ -Linie wie oben wurde auch in Koinzidenz mit β -Teilchen der Energie 200 bis 350 keV gemessen (kein γ -Nachweis, dünner Szintillator). Nachdem nun die spektrale Verteilung des Störlichtes bekannt war, konnte die Intensität der Cs^+ -Linie direkt gemessen werden. Hieraus ergab sich nach Umrechnung wie oben die gesamte Anregungswahrscheinlichkeit zu $p_{\text{sp},\text{ep}}^{(1)} = 6,2 \cdot 10^{-2} \pm 20\%$ pro β -Zerfall. Man sieht $p^{(1)}/p^{(1)}$ aus der eingangs erwähnten Messung ohne Spektralanalyse hiermit bestätigt. Es bedeutet, daß die Anregungswahrscheinlichkeit im bevorzugt niederenergetischen β -Spektrum geringer ist als im bevorzugt hochenergetischen. Dies ist auch zu erwarten, wenn man bedenkt, daß p_{AZ} für hohe E_β unabhängig von E_β sein, bei abnehmendem E_β wegen des Versagens der plötzlichen Näherung aber stark abnehmen muß. $p^{(1)}/p^{(1)}$ hat zwar weite Fehlergrenzen und muß deshalb noch bestätigt werden, scheint aber im Bereich 0,40 bis 0,85 zu liegen. Für mindestens 15% der β -Zerfälle (oder mehr) an der niederenergetischen Seite des β -Spektrums gilt also die plötzliche Näherung nicht mehr. Betrachtet man das in Abb. 3 dargestellte β -Spektrum, so sieht man — unter Einbeziehung einer Unsicherheit in der steilen niederenergetischen Flanke — daß dies der Fall ist, wenn man das β -Spektrum bei ca. 15 bis 20 keV (oder darüber) abschneidet, wodurch

eine Grenze für das Versagen der plötzlichen Näherung in der äußeren Atomhülle angezeigt ist. Die Abnahme der beobachteten Anregungswahrscheinlichkeit p_{AZ} mit abnehmendem E_β könnte auch durch eine zunehmende Störung durch direkte Stöße bewirkt sein, aber wohl nur teilweise, da $p_{\text{K},\text{dc}}$ um 10 keV erst den Wert 10^{-3} erreicht². Zur vollen Deutung der Abnahme mit d.c. allein müßte aber p_{dc} noch bei 20 keV die Größenordnung 0,1 bis 1 haben.

Durch die nun folgende Messung wird das Versagen der plötzlichen Näherung in der K-Schale gezeigt: Gibt man zum radioaktiven Gas (hier Kr^{85}) eine größere Menge Stickstoff (30 Torr), so besteht die Fluoreszenz des Gasgemisches fast nur aus Stickstofflinien, welche bevorzugt durch langsame Elektronen angeregt wird. Diese langsamen Elektronen entstehen hauptsächlich durch primäre Ionisationsakte in der K-Schale und deren Folgeprozesse. Ihr gesamtes Energiespektrum dürfte nur wenig von der β -Energie abhängen. Die Fluoreszenz-Intensität kann also als Maß für die Häufigkeit der langsamen Elektronen angesehen werden (abgesehen von einem schwachen Anteil $\sim 1/E_\beta$, der von den β -Teilchen selbst angeregt wird). Mißt man also die koinzidente N_2 -Fluoreszenzintensität I z. B. als Funktion von E_β , so hat man auch eine Aussage über die Häufigkeit H der den β -Zerfall begleitenden langsamen Elektronen, insbesondere $H(E_\beta)$. Abb. 10 zeigt das Ergebnis der Messung $I(E_\beta)$: Man sieht den schwachen Anteil mit

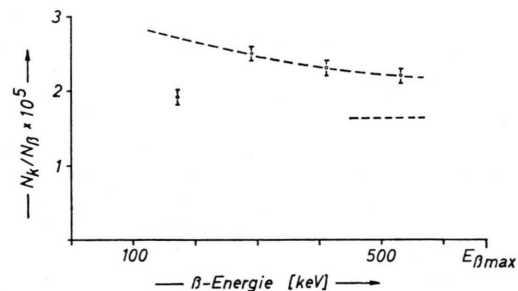


Abb. 10. Fluoreszenz von Stickstoff (30 Torr N_2 , $4 \cdot 10^{-2}$ Torr Kr^{85}) in Koinzidenz mit β -Teilchen aus dem Kr^{85} -Zerfall, in Abhängigkeit von E_β . (Die gestrichelten Linien zeigen die $1/E_\beta$ -Komponente.)

$1/E_\beta$ (gestrichelt), und unterhalb ca. 200 keV ein Absinken. Dies bedeutet, daß die primären Ionisationsakte in der K-Schale unterhalb etwa 200 keV seltener werden, wie auch die oben genannte direkte Messung³ der K-Ionisationswahrscheinlichkeit zeigt: Die plötzliche Näherung für die K-Schale scheint bereits zu versagen. Weiterhin erkennt man, daß die Wahrscheinlichkeit p_{dc} viel kleiner als p_{AZ} ist, andernfalls müßte eine Zu- statt Abnahme in $I(E_\beta)$ eintreten.

Abschließend wird noch die Energieabhängigkeit der ΔZ -Anregung im Gültigkeitsbereich der plötzlichen Näherung beim Kr^{85} -Zerfall untersucht, und zwar vergleichsweise im Gas und im Festkörper. Zunächst wurde an einer der nach ΔZ -Anregung emittierten Rb^+ -Linie die Photonenabschüttung in Abhängigkeit von der β -Energie gemessen. Es ergab sich, wie erwartet,

* Eine starke Linie des Xe II-Spektrums müßte, wenn angeregt, an dieser Stelle auftreten. Der Meßwert Null besagt also, daß das Spektrum des Xe^+ praktisch nicht angeregt wird, also nicht in die Analyse miteinbezogen werden brauchte. Aus diesem Grunde wurde auch N^+ weggelassen; N und N_2^+ treten im diskutierten Bereich nicht auf.

im Bereich $100 \leq E_\beta \leq 600 \text{ keV}$ ein energieunabhängiges $p_{4p, 5p}$ (keine Abb.). Da der Gasdruck nur 0,1 Torr im Meßgefäß der mittleren Dimension 1 cm betrug, ist nur ein sehr schwaches Auftreten fremder Linien (Kr, N_2) mit der in Fig. 10 gezeigten Abhängigkeit zu erwarten⁵, und so ergab sich die Anregungswahrscheinlichkeit auch ohne spektrale Analyse ebenfalls als energieunabhängig (Fig. 11 Kurve a). Dagegen ist die Photonenabschüttung aus Kr^{85} in festem Kr (aufgedampfte Schichten) stark energieabhängig (Abb. 11,

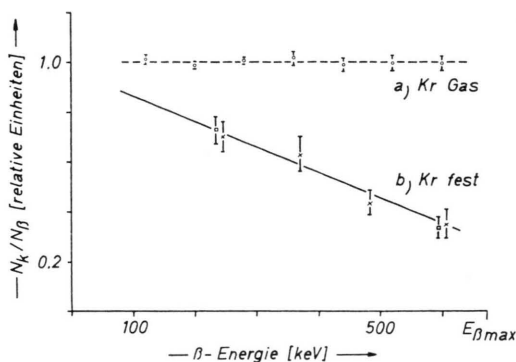


Abb. 11. Energieabhängigkeit der ΔZ -Anregung (oder Photonenabschüttung) im Zerfall $\text{Kr}^{85} \rightarrow \text{Rb}^+$, in Gas (Kurve a) und Kr-Festkörper (Kurve b, Schichtdicke: $\square \cong 1000 \text{ \AA}$, $\times \cong 10 \text{ \AA}$).

Kurve b). Da die Anregungswahrscheinlichkeit im betrachteten Energiebereich energieunabhängig ist, muß im Festkörper die Photonenemissionswahrscheinlichkeit mit steigender β -Energie abnehmen, d. h. die Wahrscheinlichkeit einer strahlungslosen Löschung nimmt mit E_β zu. Dieser Festkörpereffekt ist an Schichten sehr verschiedener Dicke gemessen (Schichtdicken ca. 10 \AA und ca. 1000 \AA) um sicher zu zeigen, daß das gemessene Licht nicht eine Fluoreszenz des Festkörpers ist, denn dann müßte sie bei dünnen Schichten etwa proportional zur Schichtdicke sein. Dies ist nicht der Fall, die Lichtemission kommt also sicher nur vom einzelnen Atom oder dessen nächster Umgebung; deshalb war vorerst zur Sicherstellung des Effektes auch keine spektrale Auflösung nötig.

4. Diskussion

Absolutwert der ΔZ -Anregungswahrscheinlichkeit: Die gemessenen Werte für Kr⁶ $p_{4p, 5p} = (5,6 \pm 1) \cdot 10^{-2}$ und Xe $p_{5p, 6p} = (6,2 \pm 1,2) \cdot 10^{-2}$ sind etwa halb so groß wie die berechneten Ionisierungswahrscheinlichkeiten¹ eines 4p-Elektrons aus Kr ($p_{4p, \infty} = 13,8 \cdot 10^{-2}$) bzw. eines 5p-Elektrons aus Xe ($p_{5p, \infty} = 12,4 \cdot 10^{-2}$) und liegen somit in der richtigen Größenordnung. Der beste berechnete Wert der Anregungswahrscheinlichkeit des Kr scheint $p_{4p, 5p} = 2,3 \cdot 10^{-2}$ zu sein⁶. Dieser wurde erhalten

aus einer analytischen, an Hartree-Funktionen des Grundzustandes angepaßten Wellenfunktion¹⁶; für den angeregten Zustand wurde eine dazu angepaßte Funktion⁶ verwendet. Eine bessere Übereinstimmung zwischen Experiment und Rechnung ist unter Verwendung der zur Berechnung der Ionisierungswahrscheinlichkeiten¹ bereits verwendeten self-Consistent-Field-Funktionen zu erwarten. Bei Anwendung der Einelektronennäherung mit wasserstoffähnlichen Funktionen²¹ ist zwar die noch innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen liegende leichte Zunahme der Anregungswahrscheinlichkeit beim Übergang von Kr nach Xe zu erklären ($p_{\text{Xe}}/p_{\text{Kr}} = 1,2$), die gemessenen Absolutwerte sind jedoch nur mit sehr hohen Werten von Z_{eff} ($20,5 \pm 1,5$ für Kr und $25,5 \pm 2,4$ für Xe) zu erhalten. Dies liegt wohl hauptsächlich an der schlechten Näherung, es ist aber auch zu beachten, daß zumindest bei geringer β -Energie die plötzliche Kernladungsänderung auf die Leuchtelektronen bevorzugt nur auf deren inneren Bahnanteilen stattfindet, und so ein verändertes Z_{eff} wirksam wird. Es müßte deshalb für geringe β -Energien mit zeitabhängiger Störungstheorie untersucht werden, wie Gl. (1) modifiziert wird, sobald für kernferne Bahnelemente die Kernladungsänderung nicht mehr plötzlich ist. Z_{eff} der gleichen Größe wie oben (19 für Kr; 26 für Xe) erhält man auch aus den Feinstrukturaufspaltungen von Kr^+ und Xe^+ sowie aus dem Abstand der Röntgen-Niveaus $N_{\text{II}}N_{\text{III}}$ bzw. $O_{\text{II}}O_{\text{III}}$.

Versagen der plötzlichen Näherung: Der aus $p^{(t)}/p^{(i)}$ gewonnene Hinweis über das Versagen der plötzlichen Näherung für Energien unterhalb ca. 20 keV (oder etwas größer) kann mit Gl. (2c) verglichen werden. Verwendet man $Z_{\text{eff}} = 26$, $\Delta Z = 1$, $n = 5$, $n' = 6$, so wird der linksstehende Ausdruck nur 2,4 für $E_\beta = 15 \text{ keV}$, und 3,3 für $E_\beta = 30 \text{ keV}$. Die Bedingung 2c ist also deutlich nicht erfüllt und das Versagen der plötzlichen Näherung verständlich. Zunächst überrascht es, daß dies für die äußerste Schale schon um 20 keV eintritt; es ist jedoch zu beachten, daß in der Voraussetzung Gl. (2a) auf der linken Seite nicht 1, sondern $\Delta Z/Z_{\text{eff}}$ steht. Gl. (2c) ist aus Gl. (2a) gewonnen unter Verwendung Bohr'scher Bahnen. Eine Berücksichtigung des sehr langsam nach außen abfallenden Radialanteils der Wellenfunktionen würde Gleichung (2c) weiter verschärfen, also das Versagen der plötzlichen Näherung noch leichter verständlich machen.

²¹ H. M. SCHWARTZ, J. Chem. Physics **11**, 1, 45 [1953].

Energieabhängigkeit im Festkörper: Die Rückstoßenergie des Tochterions Rb^+ beträgt 7 eV für β -Energien nahe der Maximalenergie und 2,8 eV am unteren Ende des β -Spektrums; beim etwa häufigsten Wert $E_\beta \approx 200$ keV liegt die Rückstoßenergie zwischen 5,9 eV (β und $\bar{\nu}$ parallel) und nahezu Null (antiparallel). Die Verlagerungsenergie des Tochterions beträgt etwa 2 eV in (100)-Richtung und 10 eV in (111)-Richtung⁹. Eine spektrale Analyse^{8,9} des auf die ΔZ -Anregung im Festkörper emittierten Lichtes zeigte, daß ein Teil der Rb^+ -Ionen von einem Zwischengitterplatz aus emittiert (Blauverschiebung), während ein anderer Teil von einem regulären Gitterplatz aus emittiert (gegenüber Gas praktisch unverschobenes Spektrum). Da aber vor dem Zerfall fast jedes Kr-Atom auf einem regulären Gitterplatz sitzt, bedeutet der spektrale Befund eine Verlagerung eines Teils der Tochterionen durch Rückstoß. Die gesamte Anregungswahrscheinlichkeit im Festkörper gemittelt über alle E_β war geringer als der theoretisch zu erwartende Wert. Dies legte die

Vermutung strahlungsloser Übergänge im Festkörper nahe. Die hier mitgeteilte E_β -Abhängigkeit der Photonenausbeute bedeutet eine Zunahme dieser strahlungslosen Übergänge mit zunehmender Rückstoßenergie.

Weitere Messungen, mit Diskriminierung der β -Energie, insbesondere bei kleinem E_β scheinen zum weiteren Studium der plötzlichen Näherung nötig zu sein. Die Messungen der Photonenausbeute am β -Zerfall im Festkörper könnten weitere Ergebnisse bringen; dies wird aber eine gleichzeitige Auflösung des optischen Spektrums, der β -Energie und β -Richtung im Einkristall erforderlich machen. Von der Methode her ist die Beobachtbarkeit solcher Einzelprozesse wegen des Koinzidenzverfahrens möglich, es werden aber noch Intensitätsprobleme zu überwinden sein.

Herrn Professor H. MAIER-LEIBNITZ möchten wir sehr herzlich für die Anregung auf diesem Gebiet zu arbeiten und für seine Förderung danken.