

Nun ist α^2 durch folgende Beziehung mit dem Erwartungswert für r^2 verknüpft¹¹:

$$\alpha_l^2 = \frac{1}{\langle r^2 \rangle_l} \left(l + \frac{3}{2} \right),$$

wobei für den Grundzustand $l=0$ zu wählen ist; für $\langle r^2 \rangle$ nimmt man das Quadrat des Kernradius $R = 1,2 A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ cm}$.

Um auch α_2 zu ermitteln, rechnen wir zuerst die Tiefe des Potentialtopfes zwischen α -Teilchen und Deuteron im Grundzustand aus und erhalten nach den bekannten Beziehungen¹¹

$$V_0 = 9 \hbar^2 / 4 m R^2,$$

wobei für m die reduzierte Masse einzusetzen ist.

Für die Tiefe des Potentialtopfes im angeregten Zustand soll dann gelten

$$V_2 = V_0 + 2,188 \text{ MeV},$$

woraus man mit Hilfe einfacher Beziehungen die Konstante α_2 ausrechnen kann:

$$\alpha_2 = k \alpha_0 \quad (k = 0,70).$$

Damit können wir das Integral I_l , das Matrixelement Q_l , die Übergangswahrscheinlichkeit $T_E(l)$ und die Strahlungsbreite Γ_γ leicht berechnen; es wird

$$I_l = 5,0 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$$

und

$$\Gamma_\gamma = 8,0 \cdot 10^{-5} \text{ eV}.$$

Die Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert ist als gut zu bezeichnen.

Berechnung von Γ_γ nach dem Unabhängige-Teilchen-Modell

Die Erweiterung des Schalenmodells durch die Einführung des *intermediate coupling* hat die Aufstellung von Wellenfunktionen angeregter Zustände bei leichten Kernen und damit auch die Berechnung von Strahlungsbreiten ermöglicht¹².

Während die Übereinstimmung mit dem Experiment bei E1- und M1-Übergängen sehr gut ist, ergaben die Rechnungen bei E2-Übergängen meist zu kleine Werte für Γ_γ .

Der untersuchte Übergang im ^{6}Li ist nun einer der wenigen Quadrupolübergänge, für die das Schalenmodell das richtige Ergebnis liefert, es ergibt sich nämlich mit $R = 2,2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ gerade¹³

$$\Gamma_\gamma = 3 \cdot 10^{-5} \text{ eV}.$$

Herrn Dr. D. KURATH danken wir für die Berechnung der Strahlungsbreite nach dem Schalenmodell. Herrn Prof. Dr. H. WÄFFLER sind wir für seine Unterstützung und sein freundliches Interesse zu Dank verpflichtet.

¹¹ s. Anm. ⁹, S. 236.

¹² D. KURATH, Phys. Rev. **101**, 216 [1956]; **106**, 975 [1957]. Zusammenfassung bei D. H. WILKINSON, Proc. Rehovoth Conference (Herausgeber H. J. LIPKIN), Amsterdam 1958, S. 175.

¹³ Nach freundlicher privater Mitteilung von Dr. D. KURATH.

Kernresonanzabsorption von γ -Strahlung in Ir^{191}

VON RUDOLF L. MÖSSBAUER

Aus dem Laboratorium für technische Physik der Technischen Hochschule in München und dem Institut für Physik im Max-Planck-Institut für medizinische Forschung in Heidelberg (Z. Naturforsch. **14 a**, 211—216 [1959]; eingegangen am 5. November 1958)

Bei der Emission und Selbstabsorption von weicher γ -Strahlung in Kernen treten bei tiefen Temperaturen in Festkörpern sehr starke Linien mit der natürlichen Linienbreite auf. Diese Linien erscheinen als Folge davon, daß bei tiefen Temperaturen bei einem Teil der Quantenübergänge der γ -Rückstoßimpuls nicht mehr vom einzelnen Kern aufgenommen wird, sondern von dem Kristall als Ganzes. Da die scharfen Emissions- und Absorptionslinien energetisch an der gleichen Stelle liegen, tritt ein sehr starker Resonanzfluoreszenzeffekt auf. Durch eine „Zentrifugen“-Methode, bei der die Emissions- und Absorptionslinien gegeneinander verschoben werden, läßt sich der Fluoreszenzeffekt unterdrücken und so eine unmittelbare Bestimmung der natürlichen Linienbreite von Resonanzlinien vornehmen. Erste Messungen nach dieser Methode ergeben für die Lebenszeit τ des 129 keV-Niveaus in Ir^{191} : $\tau = (1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-10} \text{ sec}$.

Die Methode, Kernniveaus durch Einstrahlung der eigenen γ -Linie¹ zur Fluoreszenz anzuregen,

wird in zunehmender Weise zur Bestimmung der Lebenszeiten τ kurzlebiger Kernzustände ($\tau < 10^{-10} \text{ sec}$) verwendet.

Die Kernresonanzfluoreszenz von γ -Strahlung ist unter normalen Bedingungen nur schwer zu beobachten, weil die γ -Quanten bei ihrer Emission und

¹ In besonderen Fällen ist eine Fluoreszenzanregung durch Einstrahlung eines Quantenkontinuums möglich: J. E. DRAPER u. R. L. HICKOK, Phys. Rev. **108**, 1280 [1957]. — E. HAYWARD u. E. G. FULLER, Phys. Rev. **106**, 991 [1957].



Absorption infolge Abgabe von Rückstoßimpuls an die emittierenden und absorbierenden Kerne so hohe Rückstoßenergieverluste erleiden, daß die Emissions- und Absorptionslinien erheblich gegeneinander verschoben werden und daher die Resonanzbedingung verletzt wird. Es gibt im wesentlichen drei Methoden, durch Kompensation der Rückstoßenergieverluste meßbare Werte für den Wirkungsquerschnitt für die Kernresonanzfluoreszenz zu erzielen:

1. DOPPLER-Verschiebung der Quantenenergien durch mechanische Bewegung der Kerne mit Hilfe von Ultrazentrifugen².

2. DOPPLER-Verbreiterung der Emissions- und Absorptionslinien durch Temperaturerhöhung, um die Überdeckung der beiden Linien zu verbessern³.

3. DOPPLER-Verbreiterung oder DOPPLER-Verschiebung der Quantenenergien durch einen früheren Emissions- oder Absorptionsprozeß, z. B. einen dem γ -Übergang vorangehenden β -Übergang oder einen Teilcheneinfang⁴.

In der vorliegenden Arbeit wird über eine Methode berichtet, bei der das Auftreten der Rückstoßenergieverluste verhindert wird und die Resonanzbedingung daher nicht verletzt wird. Das beschriebene Verfahren dient zur unmittelbaren Messung der Lebenszeiten niedriger, angeregter Kernzustände. Erste Messungen an dem 129 keV-Übergang in Ir^{191} werden mitgeteilt.

1. Grundlagen der Meßmethode

In einem früheren Experiment⁵ wurde bei tiefen Temperaturen im Gegensatz zur klassischen Erwartung ein starker Anstieg der Kernresonanzabsorp-

tion bei dem 129 keV-Niveau in Ir^{191} beobachtet. Dieser Effekt wurde mit Hilfe einer Theorie von LAMB⁶ als Folge der Kristallbindung der Absorber- und Präparatsubstanzen gedeutet und ist in Festkörpern allgemein bei tiefen Temperaturen und weicher γ -Strahlung zu erwarten.

Die Emission oder Absorption eines Quants durch einen in einem Kristall gebundenen Kern führt im allgemeinen zu einer Änderung des Schwingungszustandes des Kristallgitters, das den Rückstoßimpuls aufnimmt. Wegen der Quantelung der inneren Energie kann der Kristall die Rückstoßenergie nur in diskreten Beträgen aufnehmen. Mit abnehmender Temperatur nimmt die Wahrscheinlichkeit für die Anregung der inneren Niveaus immer mehr ab, weshalb bei weicher γ -Strahlung⁷ bei einem Teil der Quantenübergänge der Kristall als Ganzes den Rückstoßimpuls aufnimmt. Die hierbei emittierten bzw. absorbierten Quanten erleiden wegen der großen Masse des Kristalles praktisch keine Energieverluste und erfüllen ideal die Resonanzbedingung.

Abb. 1 zeigt die theoretischen Emissions- und Absorptionsspektren des 129 keV-Überganges in Ir^{191} bei einer Temperatur von 88 °K.

Die Spektren enthalten je zwei Anteile:

1. Eine breite, die thermische Bewegung der im Kristallgitter gebundenen Atome widerspiegelnde Verteilung. Die in den Bereich dieser „thermischen Linie“ fallenden Quantenübergänge sind mit einer Änderung des Schwingungszustandes des Kristallgitters gekoppelt.

2. Eine außerordentlich starke Linie mit der natürlichen Linienbreite, die die Quantenübergänge enthält, bei denen kein Rückstoßenergieverlust auftritt, weil der Kristall als Ganzes den Rückstoßimpuls aufnimmt. Diese „rückstoßfreie Linie“ er-

² P. B. MOON, Proc. Phys. Soc., Lond. A **64**, 76 [1951]. — P. B. MOON u. A. STORRUSTE, Proc. Phys. Soc., Lond. A **66**, 585 [1953]. — W. G. DAVEY u. P. B. MOON, Proc. Phys. Soc., Lond. A **66**, 956 [1953]. — F. R. METZGER, J. Franklin Inst. **261**, 219 [1956]. — V. KNAPP, Proc. Phys. Soc., Lond. A **70**, 142 [1957].

³ K. G. MALMFORS, Ark. Fysik **6**, 49 [1953]. — F. R. METZGER u. W. B. TODD, Phys. Rev. **95**, 853 [1954]. — F. R. METZGER, Phys. Rev. **97**, 1258 [1955]; **98**, 200 [1955]. — F. R. METZGER, J. Franklin Inst. **261**, 219 [1956]. — H. SCHOPPER, Z. Phys. **144**, 476 [1956].

⁴ K. ILAKOVAC, Proc. Phys. Soc., Lond. A **67**, 601 [1954]. — F. R. METZGER, Report at the Glasgow Conference 1954, S. 201; Phys. Rev. **101**, 286 [1956]; **103**, 983 [1956]; **110**, 123 [1958]. — H. SCHOPPER, Z. Phys. **144**, 476 [1956]. — C. P. SWANN u. F. R. METZGER, Phys. Rev. **108**, 982 [1957]. — S. S. HANNA u. L. MEYER-SCHÜTZMEISTER, Phys.

Rev. **108**, 1644 [1957]. — L. GRODZINS, Phys. Rev. **109**, 1014 [1958]. — V. KNAPP, Proc. Phys. Soc., Lond. **71**, 194 [1958]. — P. B. SMITH u. P. M. ENDT, Phys. Rev. **110**, 397, 1442 [1958]. — F. R. METZGER, C. P. SWANN u. V. K. RASMUSSEN, Phys. Rev. **110**, 906 [1958]. — V. K. RASMUSSEN, F. R. METZGER u. C. P. SWANN, Phys. Rev. **110**, 154 [1958]. — B. DUELLI u. L. HOFFMANN, Z. Naturforsch. **13a**, 204 [1958]. — G. M. GRIFFITHS, Proc. Phys. Soc., Lond. **72**, 337 [1958].

⁵ R. L. MÖSSBAUER, Z. Phys. **151**, 124 [1958].

⁶ W. E. LAMB JR., Phys. Rev. **55**, 190 [1939].

⁷ Bei harter γ -Strahlung ist die Rückstoßenergie groß gegen die obere Grenzerie des Schwingungsspektrums des Kristalles und es ist eine ungehinderte Aufnahme der Rückstoßenergie in Form von innerer Energie durch den Kristall möglich.

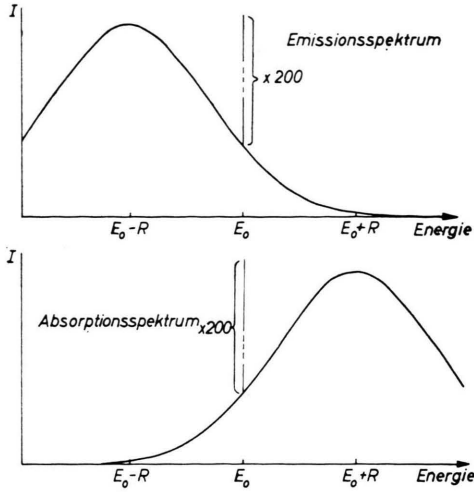


Abb. 1. Lage und Form der Emissions- und Absorptionsspektren des 129 keV-Überganges in Ir^{191} bei $T=88^\circ\text{K}$ für eine Lebenszeit $\tau=1,4 \cdot 10^{-10}$ sec. Nullpunkt der Energieskala unterdrückt; Einheit der Ordinate willkürlich; Höhe der Linien bei $E=E_0$ (Resonanzenergie) im Verhältnis 1 : 200 verkürzt dargestellt.

scheint daher in Emission und Absorption unverschoben an der Stelle der Resonanzenergie E_0 .

In der vorliegenden Arbeit wurden am Beispiel von Ir^{191} die „rückstoßfreien“ scharfen Emissions- und Absorptionslinien mit Hilfe einer „Zentrifugen“-Methode nachgewiesen. Dabei wurde die Quelle gegen den Absorber bewegt, wobei durch den DOPPLER-Effekt die Emissionslinie nach größeren oder kleineren Energien verschoben wurde. Durch diese Verschiebung der Emissionslinie wurde die bei ruhender Quelle vorhandene vollständige Überdeckung der „rückstoßfreien“ Emissions- und Absorptionslinien aufgehoben. Damit wurde die Resonanzbedingung verletzt und der starke Resonanzabsorptionseffekt der „rückstoßfreien“ Linien zum Verschwinden gebracht. Eine Analyse der den Resonanzabsorber (Iridium) durchsetzenden 129 keV- γ -Strahlung von Iridium als Funktion der Relativgeschwindigkeit von Quelle und Absorber lieferte dann unmittelbar die Breite der „rückstoßfreien“ Linien, d. h. die natürliche Linienbreite und damit auch die Lebenszeit des 129 keV-Niveaus von Ir^{191} .

2. Theorie

Wenn die Quelle mit der Geschwindigkeit v in Richtung auf den Resonanzabsorber bewegt wird, dann gilt⁸ für die Intensität I der Resonanzstrahlung hinter dem Resonanzabsorber⁹:

$$I(v) = \text{const} \int_0^\infty W_e \left(E + \frac{v}{c} E_0 \right) e^{-\sigma(E) \cdot n} dE. \quad (1)$$

n ist die Zahl der Atome des resonanten Isotops pro cm^2 Absorberfläche und E_0 ist die Resonanzenergie. $W_e(E)$ ist die Energieverteilung der Quanten einer ruhenden Quelle und $\sigma(E)$ ist der Wirkungsquerschnitt für die Resonanzabsorption:

$$\sigma(E) = (I^2/4) \sigma_0 W_a(E) \quad (2)$$

mit

$$\sigma_0 = \frac{2 I_a + 1}{2 I_g + 1} \frac{\lambda_0^2}{2 \pi} (I_\gamma / I). \quad (3)$$

Dabei sind I_a und I_g der Spin des angeregten und des Grundzustandes, λ_0 die Resonanzwellenlänge, I die totale Energiebreite des Resonanzniveaus und I_γ die partielle Energiebreite des Resonanzniveaus für Strahlungsemission.

Die Absorptionslinie ist nach Lage und Form gegeben durch

$$W_a(E) = (2/I) \text{Real} \int_0^\infty d\mu \exp[i\mu(E - E_0 + iI/2) + g_a(\mu)]. \quad (4a)$$

Dabei ist

$$g_a(\mu) = \sum_s \frac{(\vec{p} \cdot \vec{e}_s)^2}{2 m \hbar \omega_s N} [(\bar{\alpha}_s + 1) \exp(-i\mu \hbar \omega_s) + \bar{\alpha}_s \exp(i\mu \hbar \omega_s) - 1 - 2\bar{\alpha}_s]. \quad (4b)$$

E_0 ist die Resonanzenergie, ω_s die Frequenz der s -ten Normalschwingung des Kristalles, m die Kernmasse, \vec{p} der Impuls des γ -Quants, \vec{e}_s der Polarisations-einheitsvektor, $3N$ die Zahl der unabhängigen Freiheitsgrade im Kristall und $\bar{\alpha}_s$ die mittlere Besetzungszahl des s -ten Oszillators.

Im Fall der Emissionslinie [$W_e(E)$] ist $g_a(\mu)$ in (4a) zu ersetzen durch

$$g_e(\mu) = \sum_s \frac{(\vec{p} \cdot \vec{e}_s)^2}{2 m \hbar \omega_s N} [(\bar{\alpha}_s + 1) \exp(i\mu \hbar \omega_s) + \bar{\alpha}_s \exp(-i\mu \hbar \omega_s) - 1 - 2\bar{\alpha}_s]. \quad (5)$$

Ferner ist

$$\int_0^\infty W_a(E) dE = \int_0^\infty W_e(E) dE = 2\pi/I. \quad (6)$$

Für $\mu \hbar \omega_g \gg 1$ gilt ($\hbar \omega_g$ = obere Grenzenergie des Schwingungsspektrums):

⁸ Für Einzelheiten der Ableitung wird auf Anm. 5, 6 verwiesen.

⁹ Die Absorption der Hüllenelektronen kann im Bereich der Resonanzlinie als unabhängig von der Energie angenommen werden.

$$g_e(\infty; T) = g_a(\infty; T) \quad (7)$$

$$= g_\infty(T) = -2 \sum_s \frac{(\vec{p} \cdot \vec{e}_s)^2}{2 m \hbar \omega_s N} \left(\alpha_s + \frac{1}{2} \right).$$

Wenn der Wirkungsquerschnitt für die Resonanzabsorption vorzugsweise durch die „rückstoßfreien“ Linien bestimmt wird und wenn zwischen der Niveaubreite Γ und der oberen Grenzenenergie $\hbar \omega_g$ des Schwingungsspektrums die Ungleichung $\Gamma \ll \hbar \omega_g$ besteht, dann gilt in der Umgebung der Resonanzstelle E_0 in guter Näherung (T_q , T_a = Temperatur von Quelle bzw. Absorber):

$$W_e(E) = (2/\Gamma) \int_0^\infty d\mu \cos(E - E_0) \mu \quad (8)$$

$$\cdot \exp[g_\infty(T) - \mu \Gamma/2] = \frac{\exp g_\infty(T_q)}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}$$

$$\text{und} \quad \sigma(E) = (\Gamma^2/4) \sigma_0 \frac{\exp g_\infty(T_a)}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (9)$$

Damit folgt für die Strahlungsintensität hinter dem Resonanzabsorber bei einer Verschiebung der Emissionslinie von der Größenordnung der natürlichen Linienbreite aus (1), (8) und (9):

$$I(v) = \text{const} \int_0^\infty \frac{\exp g_\infty(T_q)}{[E + (v/c) E_0 - E_0]^2 + \Gamma^2/4} \quad (10)$$

$$\cdot \exp \left[\frac{-n \sigma_0 \exp g_\infty(T_a)}{1 + [(2/\Gamma)(E - E_0)]^2} \right] dE.$$

$I(v)$ ist eine symmetrische Funktion.

Im Fall „schwacher Absorption“¹⁰, d. h. für $n \sigma_0 \exp g_\infty(T_a) \ll 1$ folgt aus (10) [mit $(E - E_0)/(\Gamma/2) = x$ und $(v/c) E_0/(\Gamma/2) = y$]:

$$I(v) = \frac{\text{const}}{\Gamma/2} \exp g_\infty(T_q) \quad (11)$$

$$\cdot \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{1 + (x+y)^2} - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{n \sigma_0 \exp g_\infty(T_a)}{[1+x^2][1+(x+y)^2]} dx \right]$$

$$= C_1 - \frac{C_2}{1 + [(v/c) E_0/\Gamma]^2}.$$

Die Halbwertsbreite der Intensitätsverteilung $I(v)$ hängt im Fall starker Absorption nach (10) und (7) von der Form des Schwingungsspektrums des Absorbers ab. Im Fall „schwacher Absorption“ ist die Halbwertsbreite der Intensitätsverteilung unabhängig von der Form der Schwingungsspektren der Absorber- und der Präparatsubstanzen. Dagegen wird die Konstante C_2 in (11), die das Verhältnis der resonanzabsorbierten zu den nicht-resonanten Quanten bestimmt, erheblich durch die Form der Schwingungsspektren beeinflusst.

Mit abnehmender Temperatur wächst die „rückstoßfreie“ scharfe Linie auf Kosten der „thermischen“ Linie¹¹. Beim Übergang zur Temperatur $T=0$ erreicht die „rückstoßfreie“ Linie ihre maximale Höhe, doch existiert daneben immer noch eine breite thermische Verteilung, weil die Quanten bei $T=0$ zwar keine Phononen mehr absorbieren können, eine Phononenemission aber immer noch möglich ist, wenn auch nur mit einer kleinen Wahrscheinlichkeit.

Für die „rückstoßfreien“ Linien gilt bei $T=0$ für ein DEBYESches Schwingungsspektrum:

$$W_e(E) = W_a(E) = \frac{\exp g_\infty(0)}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \quad (12)$$

$$= \frac{\exp[-(3/2)(E_0^2/2 m c^2)/k \Theta]}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}.$$

Das in der vorliegenden Arbeit beschriebene Verfahren zur Messung der Lebenszeiten von Kernniveaus ist nur bei energetisch niedrigen Kernzuständen anwendbar, nämlich bei solchen Kernniveaus, bei denen die Rückstoßenergie $E_0^2/2 m c^2$ höchstens etwa das Doppelte der Abschneideenergie $k \Theta$ des DEBYESchen Schwingungsspektrums beträgt. Nur unter dieser Bedingung tritt nach (12) und (6) wirklich eine starke „rückstoßfreie“ Linie aus dem Untergrund der „thermischen“ Linie hervor. Der anschauliche Grund hierfür ist, daß bei Rückstoßenergien von der Größenordnung $k \Theta$ die Aufnahme der Rückstoßenergie vorzugsweise durch Oszillatoren im energiearmen Bereich des Schwingungsspektrums erfolgen muß. Dieser Bereich besitzt aber nur eine geringe Oszillatordichte¹² und die Wahrscheinlichkeit für die Aufnahme des Rückstoßimpulses ist entsprechend klein, was das Auftreten einer starken „rückstoßfreien“ Resonanzlinie zur Folge hat. Wenn dagegen $E_0^2/2 m c^2 \gg k \Theta$, so können die im Schwingungsspektrum reichlicher vertretenen hochfrequenten Oszillatoren stärker zur Energieaufnahme herangezogen werden und mit der Zahl der Kombinationsmöglichkeiten steigt die Wahrscheinlichkeit für die ungehinderte Aufnahme des Rückstoßimpulses.

¹⁰ In diesem Fall läßt sich ein „mittlerer“ Wirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}_r$ definieren:

$$I = I_0 \exp(-n \bar{\sigma}_r) \quad \text{mit} \quad \bar{\sigma}_r = \int_0^\infty (\Gamma/2 \pi) \sigma(E) W_e(E) dE,$$

vgl. Anm. 5, Gl. (9).

¹¹ vgl. Gl. (6).

¹² Die Dichteverteilung ist z. B. im DEBYE-Spektrum proportional dem Quadrat der Oszillatorenenergie $\hbar \omega$.

3. Versuchsanordnung und Meßergebnisse

Abb. 2 zeigt die Versuchsanordnung. Der Aufbau der Kryostaten wurde früher⁵ beschrieben. Der Resonanzabsorber (Iridium) und ein Vergleichsabsorber (Platin) konnten wechselweise in den Strahlen-

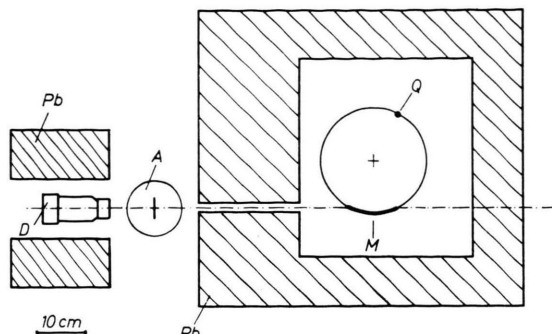


Abb. 2. Versuchsanordnung. A Absorber-Kryostat; Q rotierender Kryostat mit Quelle; D Szintillationsdetektor. M ist der bei der Messung ausgenützte Teil des Rotationskreises der Quelle.

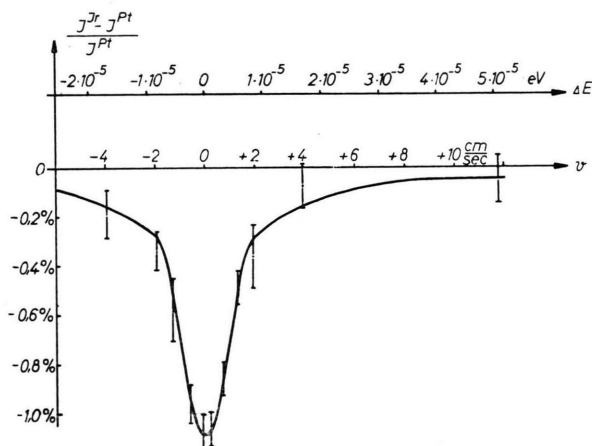


Abb. 3. Relatives Intensitätsverhältnis $(I_{\text{Ir}} - I_{\text{Pt}})/I_{\text{Pt}}$ der hinter Iridium- bzw. Platinabsorbern gemessenen γ -Strahlung als Funktion der Geschwindigkeit der Quelle relativ zu den Absorbern. $E = (v/c) \cdot E_0$ ist die Energieverschiebung der 129 keV-Quanten relativ zu den ruhenden Absorbern. Als Strahlungsquelle diente eine 65 mCurie starke Osmiumquelle, deren Zerfallsspektrum die 129 keV-Linie in Ir^{191} enthält.

gang gebracht werden. Die Absorber und die Quelle befanden sich auf der Temperatur des flüssigen O_2 . Das Szintillationsspektrometer wurde durch eine Photozelle so gesteuert, daß nur solche Quanten registriert wurden, die von der Strahlenquelle während ihres Aufenthaltes längs des markierten Teiles ihres Rotationskreises emittiert wurden.

Abb. 3 zeigt die Meßergebnisse. Jeder einzelne Meßpunkt wurde aus etwa je 10 Messungen der

Strahlungsintensitäten hinter den beiden Absorbern bestimmt. Die gesamte Meßzeit betrug 14 Tage. Die Strahlungsintensität hinter dem Vergleichsabsorber (Platin) war innerhalb der Grenzen der Meßgenauigkeit unabhängig von der Relativgeschwindigkeit v . Die eingetragenen *mittleren* Fehler wurden aus den Schwankungen der Einzelmessungen bestimmt und sind immer größer als die statistischen Fehler. Beim vorliegenden Experiment wurde der Fall „schwacher Absorption“ [Gl. (11)] noch nicht verwirklicht. Die eingetragene, den Meßwerten angepaßte Kurve wurde auf numerischem Wege nach (10) berechnet¹³ und entspricht einer Niveaubreite $\Gamma = (4,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-6}$ eV für das 129 keV-Niveau in Ir^{191} . Bei der Berechnung des Absorptionsquerschnittes nach (9) wurde das Schwingungsspektrum des Absorbers durch ein DEBYESches Spektrum mit einer DEBYE-Temperatur $\Theta = 285^\circ \text{K}$ angenähert. Diese Näherung ergibt eine zusätzliche, unter den Bedingungen des vorliegenden Experimentes allerdings unerhebliche Unsicherheit in der Bestimmung von Γ .

4. Diskussion

In der früheren Arbeit⁵ wurde für die partielle Lebenszeit τ_γ für Strahlungsemission des 129 keV-Niveaus in Ir^{191} ein Wert von

$$\tau_\gamma = (3,6_{-0,8}^{+1,3}) \cdot 10^{-10} \text{ sec}$$

gefunden. Mit dem Konversionskoeffizienten $\alpha = 2,47$ nach DAVIS und Mitarb.¹⁶ folgt daraus für die Lebenszeit $\tau = \tau_\gamma / (1 + \alpha) = 1,0_{-0,2}^{+0,4} \cdot 10^{-10}$ sec. Die Unschärferelation ergibt mit der im vorliegenden Experiment bestimmten Niveaubreite für die Lebenszeit des 129 keV-Niveaus in Ir^{191} :

$$\tau = (1,4_{-0,1}^{+0,2}) \cdot 10^{-10} \text{ sec}.$$

Wir sehen den im vorliegenden Experiment gewonnenen Wert als zuverlässiger an und verzichten auf eine Mittelung der Ergebnisse der beiden nach verschiedenen Methoden vorgenommenen Messungen, wegen der Unsicherheit in dem Wert des Konversionskoeffizienten α und weil sich bei der früheren Messung systematische Fehler wesentlich schwie-

¹³ Für die Rechnung wurden verwendet $I_g = 3/2$ (s. Anm. ¹⁴); $I_n = 5/2$ (s. Anm. ¹⁵); $n = 1,07 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$; $T_q = T_a = 88^\circ \text{K}$.

¹⁴ K. MURAKAWA u. S. SUWA, Phys. Rev. **87**, 1048 [1952].

¹⁵ J. W. MIHELICH, M. McKEOWN u. M. GOLDBABER, Phys. Rev. **96**, 1450 [1954].

¹⁶ R. H. DAVIS, A. S. DIVATIA, D. A. LIND u. R. D. MOFFAT, Phys. Rev. **103**, 1801 [1956].

riger ausschließen lassen als bei der vorliegenden, mehr direkten Messung der Niveaubreite.

Die in der vorliegenden Arbeit beschriebene Methode der Verschiebung „rückstoßfreier“ γ -Linien auf mechanischem Wege gestattet eine unmittelbare Bestimmung der Niveaubreiten und damit auch der Lebenszeiten niedriger, angeregter Zustände von Kernen, die in Festkörpern gebunden sind. Die Methode eignet sich u. a. hervorragend zur Messung von Lebenszeiten energetisch niedriger Kernzustände in dem Übergangsgebiet von 10^{-10} bis 10^{-11} sec, das mit der Methode der verzögerten Koinzidenzen schwer erfaßbar ist. Der große Vorteil dieser Methode liegt bei Messungen von Lebenszeiten der Größenordnung 10^{-10} sec darin, daß die erforderlichen Verschiebungen der Quantenenergien nur von der Größenordnung der natürlichen Linienbreite

sind und daher nur Relativgeschwindigkeiten der Größenordnung cm/sec benötigt werden, im Gegensatz zu der um Größenordnungen höhere Geschwindigkeiten erfordernden Ultrazentrifugenmethode², bei der die thermisch verbreiterten Linien gegeneinander verschoben werden. Das beschriebene Verfahren bietet darüber hinaus im Energiegebiet weicher γ -Strahlung eine einfache Möglichkeit, die Resonanzstrahlung von der Streustrahlung der Elektronenhülle, insbesondere von der RAYLEIGH-Streustrahlung gleicher Wellenlänge, zu unterscheiden.

Die Untersuchungen werden fortgesetzt.

Es ist mir ein Anliegen, Herrn Professor H. MAIER-LEIBNITZ für sein reges Interesse und fördernde Diskussionen herzlich zu danken. Herrn Professor K. H. LAUTERJUNG danke ich dafür, daß er die Durchführung der Arbeit am Max-Planck-Institut für medizinische Forschung in Heidelberg ermöglicht hat.

Zur quantitativen massenspektrometrischen Bestimmung extrem kleiner Alkalimengen nach der Methode der vollständigen Verdampfung

Von H. VOSHAGE und H. HINTENBERGER

Aus dem Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz

(Z. Naturforschg. 14 a, 216—229 [1959]; eingegangen am 25. November 1958)

In einer verbesserten Ausführung einer früher⁹ angegebenen Oberflächen-Ionenquelle mit extrem niedrigem Substanzverbrauch werden Cs-Mengen von $2 \cdot 10^{-8}$ bis herab zu $5 \cdot 10^{-13}$ g vollständig verdampft und die Cs^+ -Ionenströme am Auffänger eines Massenspektrometers als Funktion der Zeit gemessen. Die Cs-Ionenausbeute der Quelle erweist sich in einem Bereich der Verdampfungsgeschwindigkeiten von 10^{-13} g/min bis 10^{-10} g/min als gut konstant, und zwar als nahezu hundertprozentig, so daß die totale Ionenausbeute des Massenspektrometers für Cs gut reproduzierbar und mit etwa 7 bis 8% sehr groß ist. Wenn die Apparatur durch Verdampfung genau bekannter Cäsiummengen geeicht ist, können unbekannte Cäsiummengen zwischen 10^{-12} und $2 \cdot 10^{-8}$ g durch vollständige Verdampfung in der Ionenquelle mit einem mittleren Fehler von weniger als $\pm 10\%$ bestimmt werden. Da wir jedoch genügend kleine Eichproben nur mit einem Fehler von etwa $\pm 10\%$ herstellen konnten, beträgt der Fehler von Absolutbestimmungen zunächst insgesamt noch $\pm 20\%$. Die physikalischen und apparativen Voraussetzungen für die Anwendung des Verfahrens zur Bestimmung auch der anderen Alkalimetalle werden diskutiert. (Die Bestimmung von ^{40}K -Spuren, die aus Eisenmeteoriten abgetrennt worden waren und die praktisch vollständig durch Kernumwandlungen infolge der Einwirkung der kosmischen Strahlung aus dem Meteoritenmaterial entstanden sind, wird getrennt in dieser Zeitschrift beschrieben.) Vorversuche zur gleichzeitigen Bestimmung aller Alkalimetalle in Mineralen, bei denen etwa 10^{-5} g des Minerals in der Ionenquelle sehr stark erhitzt und die herausdampfenden Alkalien ionisiert und gemessen werden, zeigen, daß in diesem Fall erst mit Ionenquellentemperaturen von über 2000 °K ein befriedigendes Analysenergebnis zu erwarten ist.

HICKAM¹ hat kleine Beimengungen von Sb, Se, As und Ag in Kupfer quantitativ bestimmt, indem er die Proben in einer Festkörperionenquelle plötzlich so hoch erhitzt hat, daß die Beimengungen in weni-

ger als einer Minute vollständig aus der Schmelze herausdampften. Das Integral der massenspektrometrisch abgetrennten Sb-, Se-, As- und Ag-Ionenströme über die Zeit der Verdampfung war den Men-

¹ W. M. HICKAM, Phys. Rev. 74, 1222 A [1948].