

Winkelverteilung resonant gestreuter γ -Quanten*

Von F. WITTMANN

Laboratorium für Technische Physik der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforsch. **19 a**, 1409–1412 [1964]; eingegangen am 4. August 1964)

Mit Hilfe des MÖSSBAUER-Effektes wird das 129-keV-Niveau in Ir^{191} angeregt und die Winkelverteilung $W(\Theta)$ der Streustrahlung gemessen. Es ergibt sich:

$$W(\Theta) = 1 + (0,85 \pm 0,15) P_2(\cos \Theta) + (0,02 \pm 0,18) P_4(\cos \Theta).$$

Hieraus findet man zusammen mit Ergebnissen aus COULOMB-Anregungsmessungen das Mischungsverhältnis von M1- und E2-Strahlung des Überganges sowie das Vorzeichen von δ .

Es ist $\delta = -0,36 \pm 0,04$.

Die Messung der Winkelkorrelation zwischen zwei in Kaskade emittierten γ -Quanten ist in der Kernspektroskopie ein wichtiges Hilfsmittel zur Bestimmung von Spin und Parität angeregter Kernzustände. Sind beispielsweise die Daten des Grundzustandes bekannt, so bleiben zur Interpretation eines Korrelationsexperimentes die Spins des ersten wie des zweiten Niveaus und die Multipolordnungen der dazugehörigen Übergänge als Parameter. Dazu kommt noch die Möglichkeit eines Paritätswechsels. Nicht selten ist die dadurch gegebene Zahl der Variablen zu hoch, so daß ohne weitere Information keine eindeutige Aussage aus den Experimenten abgeleitet werden kann.

Die Zahl der Parameter wird niedriger, wenn sich die Zahl der beteiligten Niveaus verkleinern läßt. Dies ist tatsächlich möglich, wenn man die obere Stufe der Kaskade durch die resonante Anregung eines Niveaus vom Grundzustand ersetzt. Dies läßt sich mit Hilfe des MÖSSBAUER-Effektes bei verschiedenen Isotopen erreichen. Der dem resonanten Einfang folgende Zerfall des angeregten Niveaus bildet dann die zweite Stufe der Kaskade. Der Anfangs- und der Endzustand sind hierbei identisch mit dem Grundzustand des Kerns, dessen Eigenschaften in den meisten Fällen bekannt sind.

Ein Winkelverteilungsexperiment dieser Art ist schon von METZGER ausgeführt worden¹. Dabei wurde die Resonanzabsorption durch Erhitzen der Quelle erreicht. Naturgemäß sind aber die Absorptionsquerschnitte dabei sehr klein. Durch die Entdeckung des MÖSSBAUER-Effektes bietet sich ein

neuer, unseres Wissens noch nicht benutzter Weg, die Winkelverteilung resonant gestreuter γ -Quanten zu messen.

In der vorliegenden Arbeit wurde das 129-keV-Niveau in Ir^{191} untersucht². Die Kerndrehimpulsquantenzahl des Grundzustandes und des angeregten Zustandes sind $3/2^+$ beziehungsweise $5/2^+$ (s. Anm. ^{3, 4}).

Theorie

HAMILTON hat darauf hingewiesen, daß die Theorie der Winkelkorrelationen für den Fall der Winkelverteilung resonant gestreuter γ -Quanten ohne Änderung übernommen werden kann⁵. Der Auswertung der vorliegenden Messungen lag die Arbeit von FERENTZ und ROSENZWEIG zugrunde⁶. Dort findet man die Korrelationsfunktion in folgender Form angegeben:

$$W(\Theta) = A_k^1 A_k^2 P_k(\cos \Theta). \quad (1)$$

Darin bedeutet $P_k(\cos \Theta)$ das LEGENDRESche Polynom. A_k^1 und A_k^2 sind die Koeffizienten, die durch die Eigenschaften der ersten beziehungsweise der zweiten Stufe der Kaskade bestimmt werden. k durchläuft die geraden positiven Zahlen mit 0 bis zu einem k_{\max} . In dem vorliegenden Fall ist $k_{\max} = 4$. Bei der resonanten Streuung vereinfacht sich der Ausdruck (1), denn es kann gesetzt werden:

$$A_k^1 = A_k^2 = A_k(\delta) = F_{k1} + 2\delta F_{k2} + \delta^2 F_{k3}. \quad (2)$$

Die Koeffizienten F_{k1} bis F_{k3} sind in Form von Tabellen angegeben⁶. Mit den Eigenschaften des hier

* Auszug aus der Dissertation, Technische Hochschule München, 3. März 1964.

¹ F. R. METZGER, Phys. Rev. **103**, 983 [1956].

² R. L. MÖSSBAUER, Z. Naturforsch. **14 a**, 211 [1959].

³ W. V. SIEMENS, Ann. Phys., Lpz. **13**, 136 [1953].

⁴ B. HARMATZ u. T. H. HANDLEY, Phys. Rev. **128**, 1186 [1962].

⁵ D. R. HAMILTON, Phys. Rev. **58**, 122 [1940].

⁶ M. FERENTZ u. F. ROSENZWEIG, ANL-5324 [1955].



betrachteten Überganges sind sie: $F_{21} = 0,37417$, $F_{22} = -0,94868$, $F_{23} = -0,19090$, $F_{41} = F_{42} = 0$, $F_{43} = 0,705339$. Das Mischungsverhältnis sei wie üblich definiert:

$$\delta^2 = E2/M1. \quad (3)$$

$E2$ und $M1$ bedeuten darin den Anteil der elektrischen Quadrupolstrahlung beziehungsweise den der magnetischen Dipolstrahlung am gesamten Übergang. Gl. (3) ist nur bei Paritätserhaltung gültig.

Da δ in Gl. (2) auch linear eingeht, erlaubt die Auswertung der Messung nicht nur eine Aussage über den Betrag, sondern auch über das Vorzeichen des Mischungsverhältnisses. Messungen des Konversionskoeffizienten geben dagegen nur über den Betrag von δ Auskunft. Gl. (2) ist in Abb. 5 für $\delta < 0$ und für $\delta > 0$ graphisch dargestellt.

Versuchsanordnung

Das MÖSSBAUER-Spektrum der 129-keV-Linie in Ir^{191} zeigt eine unaufgespaltene und unverschobene Linie². Bewegt man die Quelle so schnell, daß die Resonanz völlig zerstört ist, dann weist der Detektor außerhalb der Strahlrichtung nur die RAYLEIGH-Streuung und den Untergrund nach. Bei ruhender Quelle kommt der resonant gestreute Anteil noch hinzu.

Bei Zimmertemperatur ist der Teil der rückstoßfrei emittierten Quanten $f = 1 \cdot 10^{-4}$. Bei $77,4^\circ\text{K}$ wird $f = 0,026$ und bei $4,3^\circ\text{K}$ wird $f = 0,067$. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit, das Experiment bei tiefen Temperaturen durchzuführen. Quelle und Absorber wurden je in einem Kryostaten, der mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden konnte, untergebracht. In Abb. 1 ist der Versuchsaufbau schematisch dargestellt.

Als Quelle Q dienten 280 mg Osmium-Schwamm, die in ein Quarzrohr eingeschmolzen waren. Die so gefertigte Probe konnte im FRM mehrmals 30–50 Stunden bestrahlt werden. Das dabei entstehende Os^{191} zerfällt mit einer Halbwertszeit von 15 d in Ir^{191} . Ungefähr 5 Tage nach Beendigung der Bestrahlung ist die anfänglich recht hohe Aktivität des Os^{193} mit einer Halbwertszeit von 32 h abgeklungen. Die Halbwertszeit des noch entstehenden Os^{185} beträgt 94 d. Die Linien dieses Zerfalls können mit Hilfe des Einkanaldiskriminators ausgeblendet werden.

Im Kryostaten war die Quelle auf einer Schaukel S , die an zwei Bronzefedern aufgehängt war, befestigt. Die Tauchspule eines Lautsprechers L war starr mittels einer Übertragungsstange \ddot{U} mit der Schaukel verbunden. Die Quelle konnte mit einer Geschwindigkeit bewegt werden, die der 10-fachen Halbwertsbreite der MÖSSBAUER-Linie entsprach. Durch einen Kollimator wurde ein schmales Bündel der von Q kommenden Strahlung ausgeblendet. Dieses Bündel traf auf den zur Einfallrichtung unter 45° geneigten Streuer St . Der Streuer bestand aus 0,1 mm dickem Ir-Blech. Der Außen-

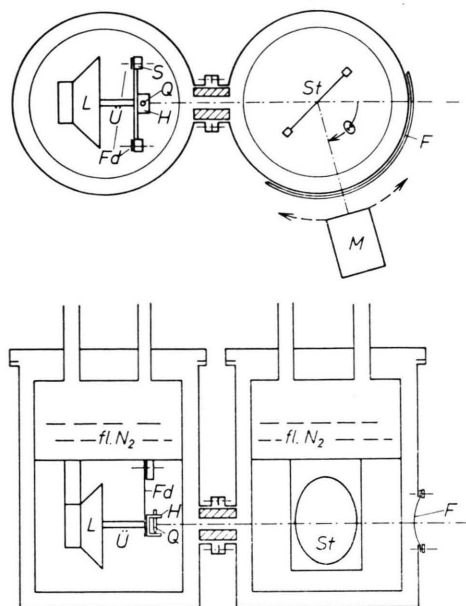


Abb. 1. Schematischer Versuchsaufbau. F =bandförmiges Fenster im Kryostaten, Fd =zwei Federn, H =Quellenhalterung, L =Lautsprecher, M =Multiplier mit $\text{NaJ}(\text{Ti})$ $1\frac{1}{2}'' \times 1\frac{1}{2}''$ Kristall, Q =Os-Quelle in Quarz eingeschmolzen, S =Schaukel, St =Streufolie aus 0,1 mm Ir-Blech, \ddot{U} =Bewegungsübertragung von der Spule des Lautsprechers auf die Schaukel durch eine Stange.

mantel des Streuerkryostaten hatte ein bandförmiges Fenster F , das in Höhe des einfallenden Strahlenbündels einen Öffnungswinkel von mehr als 90° freigab. Dieses Fenster war mit einer 0,08 mm starken Alu-Folie bespannt. Der Multiplier M konnte auf einer Kreisbahn um den Punkt, an dem der kollimierte Strahl die Streufolie traf, zum Nachweis der gestreuten Strahlung in Abhängigkeit des Winkels θ , herumgeführt werden ($0^\circ < \theta < 90^\circ$).

Die elektronische Nachweisapparatur ist in Abb. 2 als Blockschaltbild dargestellt. Da die Messungen jeweils mehrere Tage dauerten, war es notwendig, die Ergebnisse automatisch aufzunehmen. Folgendes Programm wurde von der Automatik in sich wiederholenden Zyklen abgewickelt.

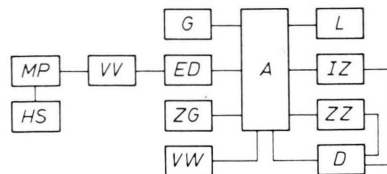


Abb. 2. Blockschaltbild der Elektronik. HS =Hochspannungsgenerator, MP =Photomultiplier, VV =Vorverstärker, ED =Einkanaldiskriminator, A =Automatik, IZ =Impulszählgerät, ZG =Zeitgezeignis, ZZ =Zeitzählwerk, VW =Vorwähleinheit für die Dauer einer Meßperiode, D =Drucker, G =Generator, L =Lautsprecher für die Quellenbewegung.

Nach vorwählbaren Zeitintervallen wurde die Bewegung des Lautsprechers abwechselnd ein- und ausgeschaltet. Kurze Zeit nach dem Ein- bzw. dem Ausschalten der Bewegung wurden die Tore für die statistischen Impulse vom Multiplier sowie für die periodischen Impulse einer Zeitgebereinheit zu den entsprechenden Zählgeräten gemeinsam geöffnet. Die Tore wurden mit dem Ende einer Automatikperiode gemeinsam wieder geschlossen. Vor dem wiederholten Ablauf einer neuen Messung wurde der Inhalt der Zählgeräte von einem Drucker festgehalten und anschließend gelöscht. Die gesamte elektronische Anlage wurde während der Messungen mehrmals nach dem χ^2 -Test nach PEARSON auf Reproduktionsfähigkeit der Ergebnisse getestet⁷.

Messungen und Ergebnisse

Die gemessenen Werte bei den verschiedenen Winkeln sind in Abb. 4 aufgetragen. Die endliche Halbwertszeit ist dabei schon berücksichtigt. Ferner sind die eingetragenen Punkte auf Absorption im Streuer korrigiert. Durch die endliche Dicke des Streuers wird die eigentliche Verteilungsfunktion verfälscht. Ein Quant, das in die Richtung Θ einmal gestreut ist, hat eine vom Winkel abhängige Wahrscheinlichkeit, nochmals aus dieser Richtung heraus gestreut zu werden. Dadurch wird eine Korrektur der Meßwerte erforderlich. In Abb. 3 ist der Strahlengang durch die Folie, die im Experiment unter 45° zum

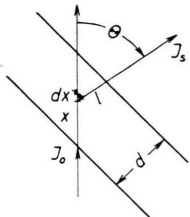


Abb. 3. Skizze zur Berechnung der Absorption in der Folie.

einfallenden Strahl geneigt ist, skizziert. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Quant, das im Intervall dx in die Richtung Θ gestreut wird, noch in der Folie absorbiert wird, ist gegeben durch

$$dA(x, \Theta) = dS(x) \exp\{-\mu l(x, \Theta)\}. \quad (4)$$

$dS(x)$ ist die gestreute Intensität aus dem Intervall dx , μ ist der totale Absorptionskoeffizient für das streuende Medium und l ist der noch zurückzulegende Weg in der Folie.

Integriert man Gl. (4) über x entlang des primären Strahlenganges durch die Folie, so erhält man

die Absorption A in Abhängigkeit des Streuwinkels Θ .

$$A(\Theta) = \int_0^{\sqrt{2}d} dS(x) \exp\{-\mu l(x, \Theta)\} dx. \quad (5)$$

l ist nach einfachen geometrischen Überlegungen durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$l = \frac{d}{\cos(\Theta - \pi/4)} \left(1 - \frac{x}{\sqrt{2}d}\right). \quad (6)$$

Wertet man das Integral in Gl. (5) aus und setzt noch die entsprechenden Werte für Ir ein, so erhält man für die Absorption, bezogen auf die Intensität I_0 , folgende Abhängigkeit vom Streuwinkel:

$$\frac{A(\Theta)}{I_0} = \frac{1}{1 - 0,150/\cos(\Theta - \pi/4)} \cdot \left[\exp\left\{-\frac{0,672}{\cos(\Theta - \pi/4)}\right\} - 0,03 \right]. \quad (7)$$

Nach Gl. (7) sind die Werte in Abb. 4 korrigiert. Aus je drei Meßpunkten lassen sich die Koeffizienten bestimmen⁸. Nach der in⁸ angegebenen Methode wurde der statistische Fehler der A_k bestimmt. Zur

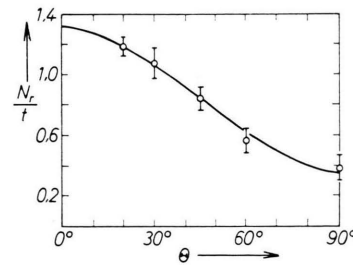


Abb. 4. Meßwerte und die optimal angegliche Verteilungsfunktion $W(\Theta)$.

genauen Ermittlung der Koeffizienten A_2 und A_4 wurde noch eine andere Methode herangezogen. In einer Analogrechenanlage wurden die Meßwerte in einen Funktionsgenerator gegeben und durch einen Polygonzug verbunden. Ferner wurde die Funktion (1) durch eine geeignete Schaltung im Analogrechner erzeugt. Die Differenz zwischen dem Polygonzug und der Funktion (1) wurde anschließend noch quadriert. Nun lassen sich die Koeffizienten der erzeugten Funktion so lange variieren, bis die quadratische Abweichung der Meßpunkte vom Polynom ein Minimum ergibt. Die damit ermittelte Funktion ist ebenfalls in Abb. 4 eingezeichnet. Die Koeffizienten der

⁷ R. D. EVANS, The Atomic Nucleus, McGraw-Hill Book Co., Inc., New York 1955.

⁸ D. H. WHITE, Nucl. Instr. Methods **21**, 209 [1963].

optimal an die Meßwerte angeglichenen Funktion stimmen nach beiden Methoden überein. Sie lauten:

$$A_2 = 0,85 \pm 0,15, \quad A_4 = 0,02 \pm 0,18.$$

In Abb. 5 sind die A_k als Funktion des Mischungsverhältnisses aufgetragen. Führt man in dieses Diagramm die aus der Messung folgenden Koeffizienten ein, so muß das gesuchte Mischungsverhältnis sowohl die Funktion $A_2(\delta)$ als auch die Funktion $A_4(\delta)$ befriedigen. Als Ergebnis erhält man eine 11,5-proz. E2-Beimischung zum M1-Übergang. Auf Grund des

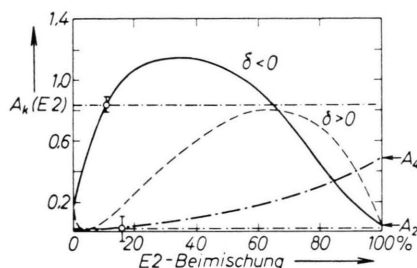


Abb. 5. A_2 und A_4 als Funktion der E2-Beimischung zum M1-Übergang. A_2 ist für $\delta < 0$ und für $\delta > 0$ verschieden. Die aus der Messung gefundenen Werte für A_2 und A_4 sind in das Diagramm ebenfalls eingezeichnet. Aus dem Vergleich mit anderen Messungen kann der Wert bei etwa 60% E2, der auf Grund des statistischen Fehlers noch möglich wäre, ausgeschlossen werden. Dann folgt eine E2-Beimischung von 11,5% und $\delta < 0$.

statistischen Fehlers läßt sich eine E2-Beimischung von etwa 60% nicht ausschließen. Eindeutig wird das Ergebnis jedoch durch den Vergleich mit anderen Messungen. Keine der zahlreichen Bestimmungen des Mischungsverhältnisses aus Messungen des Konversionskoeffizienten liegt bei 60% E2. Die bisher genaueste Ermittlung gibt 12% E2 an⁴. Damit ist aber nicht nur der Betrag, sondern auch das Vorzeichen von δ eindeutig bestimmt:

$$\delta = -0,36 \pm_{0,01}^{0,04}.$$

Mit Hilfe der Tabellen von ROSE⁹ kann man aus dem Mischungsverhältnis den Konversionskoeffizienten dieses Überganges berechnen. Das ergibt

$$\alpha_K = 2,31 \pm_{0,08}^{0,05}.$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit neueren Messungen des Konversionskoeffizienten⁴.

Herrn Prof. Dr. H. MAIER-LEIBNITZ möchte ich an dieser Stelle für die Überlassung der Arbeit danken. Herrn Dr. F. STANEK sowie Herrn Prof. Dr. P. KIENLE bin ich für die Betreuung wie für anregende Diskussionen während der Arbeit besonderen Dank schuldig. Herrn cand. phys. H. REINDL, der mir während der über Tage dauernden Messungen behilflich war, sei hier ebenfalls der Dank ausgesprochen.

⁹ M. E. ROSE, Internal Conversion Coefficients, Intersci. Publ. Inc., New York 1958.