

Kernresonanzfluoreszenz an ^{16}O

Von B. DUELLI und L. HOFFMANN

Aus dem Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz

(Z. Naturforschg. 13 a, 204—208 [1958]; eingegangen am 17. Dezember 1957)

Die Reaktion $^{19}\text{F}(p, \alpha \gamma)^{16}\text{O}$ erzeugt γ -Strahlung durch direkte Übergänge von den Zuständen 7,12 MeV (1^-), 6,91 MeV (2^+) und 6,14 MeV (3^-) zum Grundzustand (0^+) des ^{16}O -Kerns. Infolge des $^{16}\text{O}^*$ -Rückstoßes, hervorgerufen durch die vorangehende α -Emission, findet eine DOPPLERVERSchiebung der γ -Linien statt. Resonanzfluoreszenz ist dann zu erwarten, wenn der Stoßverlust des Quants bei Emission und Absorption durch den DOPPLEREffekt kompensiert wird. Das Experiment zeigt, daß die Zustände von 7,12 und 6,91 MeV angeregt werden konnten, hingegen der von 6,14 MeV nicht. Aus dem Wirkungsquerschnitt sowie aus den (p, α)- und (α, γ)-Verteilungen berechneten DOPPLER-Spektren lassen sich untere Grenzen für die Lebensdauer der beiden angeregten Zustände angeben.

Als Kernresonanzfluoreszenz bezeichnet man die Resonanzanregung eines Kernes durch γ -Strahlung, die von einem gleichartigen Kern emittiert wurde. Der gleiche Zustand wird aber im allgemeinen nicht angeregt, da der Energieverlust durch Rückstoß bei Emission und Stoß bei Absorption des γ -Quants wesentlich größer ist als die natürliche Linienbreite bzw. die „Energiebreite“ des Resonanzzustandes. Wenn das γ -Quant von einem bewegten Kern ausgesandt wird, kann jedoch die für Resonanz erforderliche Energie durch DOPPLER-Effekt erreicht werden.

Thermische Bewegung bei sehr hohen Temperaturen^{1, 2}, sowie mechanische Bewegung³ des γ -Strahlers in der Ultrazentrifuge wurden in einzelnen Fällen erfolgreich angewandt. Auch die Rückstoßbewegung des emittierenden Kernes, als Folge eines vorangehenden Zerfalls oder eines bei der Anregung übertragenen Impulses kann ausgenutzt werden. Allerdings ist hier durch die gegebenen Geschwindigkeiten und die Abbremszeit der Kerne in der Quelle eine Grenze gesetzt. So ist der β -Zerfall, der oft einer γ -Emission vorangeht, nur bei wenigen Kernen ausreichend^{2, 4}, die für Resonanz erforderliche DOPPLER-Verschiebung zu erzeugen. Vorteilhaft sind vorhergehende Zerfälle mit Emission von schweren Teilchen. Das ist der Fall, wenn der ^{16}O -Kern durch die Reaktion $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}^*$ angeregt wird (Abb. 1).

Die Messung der Resonanzanregung ist von theoretischem Interesse, da aus dem Wirkungsquerschnitt σ der resonant gestreuten γ -Strahlung die Lebens-

dauer τ der angeregten Zustände berechnet werden kann. Da τ umgekehrt proportional zu σ ist,

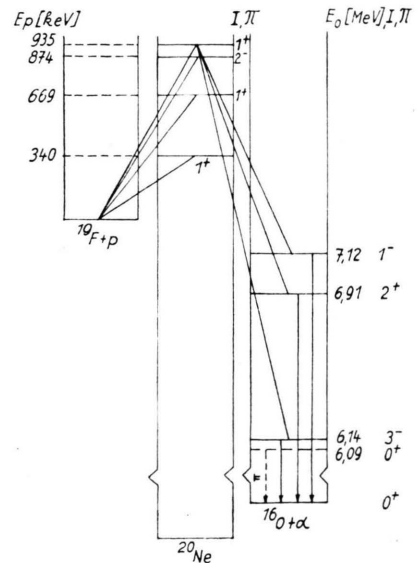


Abb. 1. Niveauschema für die Reaktion $^{19}\text{F}(p, \alpha \gamma)^{16}\text{O}$ bis $E_p = 1$ MeV. Hierin sind nur die wichtigsten Protonenresonanzen eingezeichnet. Alle angeführten ^{20}Ne -Zustände zeigen den ange deuteten α -Zerfall. Die interessierenden ^{16}O -Zustände sind: 7,12 MeV (1^-), 6,91 MeV (2^+) und 6,14 MeV (3^-).

ist die Methode besonders geeignet, sehr kleine Lebensdauern zu bestimmen, die mit der Rückstoßmethode^{5, 6} oder mit verzögerten Koinzidenzen⁷ nicht mehr bestimmt werden können. Die Lebens-

¹ K. G. MALMFORS, Ark. Fys. 6, 49 [1952]. — H. SCHOPPER, Z. Phys. 144, 476 [1956].

² F. R. METZGER, Phys. Rev. 101, 286 u. 103, 983 [1956]. — F. R. METZGER u. W. B. TODD, Phys. Rev. 95, 853 [1954].

³ P. B. MOON u. A. STORRUSTE, Proc. Phys. Soc., Lond. A 66, 585 [1953]. — P. B. MOON u. W. G. DAVEY, Proc. Phys. Soc., Lond. A 66, 956 [1953].

⁴ P. B. MOON u. K. ILAKOVAC, Phys. Rev. 93, 254 [1954]. — K. ILAKOVAC, Proc. Phys. Soc., Lond. A 67, 601 [1954]. — F. R. METZGER u. W. B. TODD, Phys. Rev. 95, 627 [1954].

⁵ S. DEVONS, G. MANNING u. D. ST. BUNBURY, Proc. Phys. Soc., Lond. A 68, 18 [1955].

⁶ S. DEVONS, G. MANNING u. I. H. TOWLE, Proc. Phys. Soc., Lond. A 69, 173 [1956].

⁷ R. E. BELL in: K. SIEGBAHN: β - and γ -Ray Spectroscopy, North-Holl. Publ. Comp., Amsterdam 1955.



dauern der angeregten Zustände von ^{16}O sind bisher nur als obere Grenzen aus Rückstoßmessungen von DEVONS^{5,6} bekannt.

I. Methode

a) Resonanzbedingung

Die Energie der γ -Quanten aus der Reaktion $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha \gamma)^{16}\text{O}$ ist unter Berücksichtigung des DOPPLER-Effektes und des Energieverlustes $E_{\text{R}} = E_0^2/2M c^2$ durch Rückstoß in erster Näherung

$$E_{\gamma} = E_0(1 + v/c \cos \vartheta) - E_{\text{R}},$$

wobei E_0 die Energie des angeregten Zustandes, v die Geschwindigkeit des $^{16}\text{O}^*$ -Kernes bei Emission und ϑ der Winkel zwischen Bewegungsrichtung des $^{16}\text{O}^*$ -Kernes und des γ -Quants ist.

Bei Anregung eines anderen ^{16}O -Kernes verliert das γ -Quant nochmals durch Stoß Energie, so daß der gesamte Stoßverlust

$$E_{\text{s}} = \frac{1}{2M c^2} (E_0^2 + E_{\gamma}^2) \cong \frac{E_0^2}{M c^2} - \text{beträgt.}$$

Die zur Anregung verfügbare Energie ist dann:

$$E_{\gamma}^* = E_0 \left(1 + \frac{v}{c} \cos \vartheta \right) - \frac{E_0^2}{M c^2}$$

Aus der Resonanzbedingung $E_{\gamma}^* = E_0$ folgt:

$$\frac{E_0}{M c^2} - \frac{v}{c} \cos \vartheta,$$

d. h. der Energieverlust infolge zweifachen Stoßes des γ -Quants muß durch die DOPPLER-Verschiebung ausgeglichen werden.

b) Bestimmung der Lebensdauer

Der experimentelle Wirkungsquerschnitt für Resonanzfloreszenz ist

$$\sigma_{\text{exp.}} = \frac{\int_{\text{DV}} I(E_{\gamma}) \sigma(E_{\gamma}) dE_{\gamma}}{\int_{\text{DV}} I(E_{\gamma}) dE_{\gamma}},$$

wobei über das DOPPLER-Spektrum integriert wird. $I(E_{\gamma})$, $\sigma(E_{\gamma})$ = Intensität bzw. Wirkungsquerschnitt der γ -Quanten mit der Energie E_{γ} .

Für die Auswertung ist es zweckmäßig, einen Energiebereich ΔE in der Umgebung der Resonanzstelle ($E_{\text{Res.}}$) zu wählen, der klein ist gegen die maximale DOPPLER-Verschiebung, aber groß gegenüber der Breite Γ des angeregten Zustandes. Dann

ist $I(E_{\gamma})$ in ΔE als konstant zu betrachten, und

$$\int_{\text{DV}} I(E_{\gamma}) \sigma(E_{\gamma}) dE_{\gamma} = I(E_{\text{Res.}}) \int_{\Delta E} \sigma(E_{\gamma}) dE_{\gamma},$$

da $\sigma(E_{\gamma})$ außerhalb ΔE keinen Beitrag liefert. Aus der „BREIT-WIGNER“-Formel folgt nach Integration über ΔE

$$\int_{\Delta E} \sigma(E_{\gamma}) dE_{\gamma} = g \frac{\lambda_0^2}{8\pi} \int_{\Delta E} \frac{\Gamma^2}{(E_{\gamma} - E_{\text{Res.}})^2 + \Gamma^2/4} dE_{\gamma} = g \frac{\lambda_0^2}{4} \Gamma$$

mit $g = (2I_a + 1)/(2I_g + 1)$, wobei I_a , I_g die Spins des angeregten bzw. Grundzustandes sind, $\lambda_0 \cong \lambda_{\text{Res.}}$

Damit berechnet sich die Lebensdauer $\tau = \hbar/I$ in sec:

$$\tau = g \frac{2,53}{E_{\text{Res.}}^2 \sigma_{\text{exp.}} \Delta E} \frac{I(E_{\text{Res.}}) \Delta E}{\int_{\text{DV}} I(E_{\gamma}) dE_{\gamma}}, \quad (1)$$

wenn $\sigma_{\text{exp.}}$ ΔE in eV · barn und $E_{\text{Res.}}$ in eV angegeben ist.

$\sigma_{\text{exp.}}$ ergibt die Messung. Das Verhältnis

$$I(E_{\text{Res.}}) \Delta E / \int_{\text{DV}} I(E_{\gamma}) dE_{\gamma} \quad (2)$$

kann aus der DOPPLER-Verteilung ermittelt werden. ΔE wurde mit 1 eV gewählt, da die maximale DOPPLER-Breite etwa 10^5 eV beträgt, während die Breite Γ von der Größenordnung 10^{-2} eV ist.

Es ist zu bemerken, daß die Lebensdauer auch aus der infolge Resonanzabsorption verringerten Streuintensität bestimmt werden kann. Dieses Verfahren erspart die Berechnung des Verhältnisses (2), jedoch kann dann die thermische DOPPLER-Verbreiterung nicht mehr unberücksichtigt bleiben.

II. Experiment und Ergebnisse

a) Meßanordnung

Die in einer Kaskadenanlage auf 1 MeV beschleunigten Protonen trafen auf eine dicke PbF_2 -Schicht. Die Resonanzstreuung der γ -Quanten aus der Reaktion $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha \gamma)^{16}\text{O}$ erfolgte an kreisförmig um den Zählkristall angeordneten, mit H_2O gefüllten Plastikbehältern (Abb. 2). Der Kristall für den Nachweis der Resonanzstrahlung war gegen den direkten Strahl abgeschirmt. Die Registrierung der Streuintensität erfolgte wechselweise mit und ohne Streukörper. Die Intensität der direkt einfallenden sowie der gestreuten γ -Strahlung wurde mit demselben NaJ/Tl -Einkanal-Scintillationsspektrometer gemessen. Beide Intensitätswerte sind auf einen Monitor bezogen. Als Monitor diente ein zweites NaJ/Tl -Spektrometer.

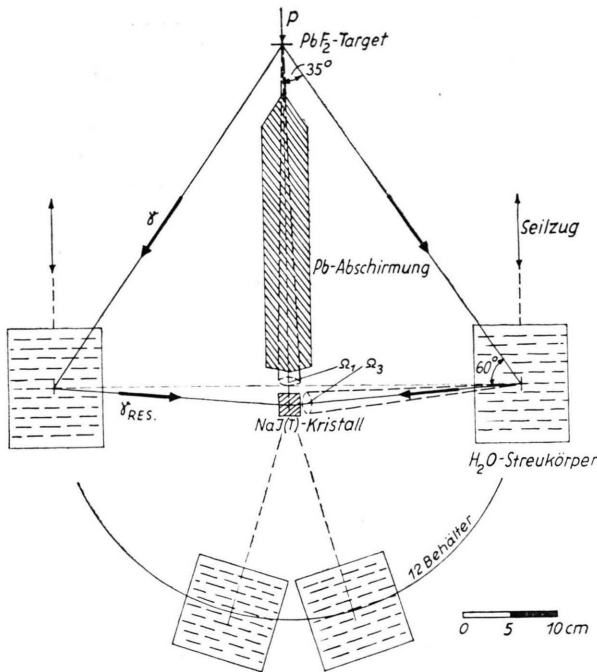


Abb. 2. Meßanordnung für das Streuexperiment.

b) Der Wirkungsquerschnitt

Das γ -Spektrum der Reaktion $^{19}\text{F}(p, \alpha \gamma)^{16}\text{O}$ wurde in Ω_1 (Abb. 2) gemessen. Damit wurde das Spektrometer geeicht, und die auf den Streuer einfallende γ -Intensität ermittelt. Das Spektrum der Resonanzstreustrahlung zeigt Abb. 3. Trotz des Intensitätsverhältnisses $I_{\gamma 6,1}/I_{\gamma(6,9+7,1)}$ von 2,7 : 1 ist

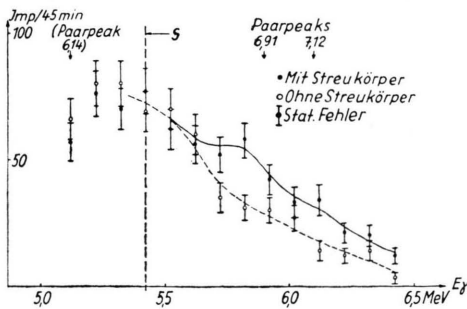


Abb. 3. Spektrum der Resonanzstreustrahlung. Für die Berechnung von σ_{exp} wurde die Zahl der resonantgestreuten Quanten ab der eingezeichneten Schwelle S integral gemessen.

E_0 (MeV)	6,91	7,12
$I_{\gamma \text{ Linie}}/I_{\gamma \text{ total}}$	0,14	0,13
$I_{\gamma}(\Omega_1) \cdot 10^5$ (Imp./min)	$2,45 \pm 0,18$	$2,26 \pm 0,17$

Tab. 1.

beim Vergleich der Paarpeaks kein resonanter Anteil vom 6,14 MeV-Zustand festzustellen. Die resonanzfähigen 6,91 und 7,12 MeV-Linien können jedoch spektrometrisch nicht getrennt werden. Daher sind die Intensitätsverhältnisse $I_{\gamma \text{ Linie}}/I_{\gamma \text{ total}}$ aus Ausbeutenangaben von CHAO u. a.⁸ berechnet worden. Die in Tab. 1 aufgeführten Werte wurden unter Verwendung der (p, γ) -Winkelverteilungen bereits auf die Streuerrichtung korrigiert^{9, 10}.

Die Zahl der in Ω_3 resonant gestreuten γ -Quanten als Integralwert oberhalb der in Abb. 3 eingezeichneten Energieschwelle S ist $(2,86 \pm 0,34)$ Imp./min. Für die Umrechnung auf 4π -Geometrie wurden die (γ, γ) -Winkelkorrelationen nach HAMILTON¹¹ benötigt. Die Rechnungen ergeben

$$\sigma_{\text{exp. 6,9}} \leq (4,44 \pm 0,80) \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$$

$$\text{und } \sigma_{\text{exp. 7,1}} \leq (3,19 \pm 0,57) \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$$

sowie für

$$\sigma_{\text{Linie}} = \frac{\int I(E_{\gamma}) dE_{\gamma}}{I(E_{\text{Res.}}) \Delta E} \sigma_{\text{exp.}} \cdot \Delta E$$

mit $\Delta E = 1 \text{ eV}$ und dem in II c angegebenen Intensitätsverhältnis (2):

$$\sigma_{\text{Linie 6,9}} \leq 3,1 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2 \cdot \text{eV}$$

$$\text{und } \sigma_{\text{Linie 7,1}} \leq 4,0 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2 \cdot \text{eV}$$

(beide $\pm 35\%$).

Störeffekte durch RAYLEIGH- oder THOMSON-Streuung können wegen den wesentlich kleineren Wirkungsquerschnitten im Vergleich mit denen der Resonanzstreuung vernachlässigt werden. Impulse von COMPTON-Streuquanten fallen bei der gegebenen Geometrie durch Diskriminierung des Spektrums heraus. Durch Photo-, COMPTON- oder Paarbildungseffekt erzeugte Elektronen, welche zum Zählkristall gelangen könnten, werden durch eine Al-Schicht vor dem Kristall absorbiert. Neben der normalen Absorption der γ -Strahlung im Streukörper ist auch die Resonanzabsorption berücksichtigt worden.

⁸ C. Y. CHAO, A. V. TOLLESTRUP, W. A. FOWLER u. C. C. LAURITSEN, Phys. Rev. **79**, 108 [1950].

⁹ S. DEVONS u. M. G. N. HINE, Proc. Roy. Soc., Lond. A **199**, 56 [1949].

¹⁰ I. SEED u. A. P. FRENCH, Phys. Rev. **88**, 1007 [1952].

¹¹ D. R. HAMILTON, Phys. Rev. **58**, 122 [1940].

c) Die Doppler-Verteilung

Zur Berechnung des DOPPLER-Spektrums wurden die gemessenen (p, α)- und (α, γ)-Winkelkorrelationen von PETERSON u. a.¹² bzw. SEED und FRENCH¹⁰ verwendet. Die Intensitätsverteilung der ¹⁶O*-Rückstoßkerne bezüglich der p-Richtung ist gegeben durch die (p, α)-Verteilung, die der γ-Quanten bezüglich einer ¹⁶O*-Richtung durch die (α, γ)-Verteilung. Letztere enthält den für die DOPPLER-Verschiebung maßgeblichen Winkel ϑ. Bei der numerischen Berechnung wird die Zahl der γ-Quanten, welche in äquidistante cos ϑ-Intervalle (Δ cos ϑ = ε) fallen, für einen festen Azimutwinkel in der Ebene des Streukörpers formal bestimmt durch

$$I_{\gamma}(\varepsilon) = \sum_n A_n W_n^{\varepsilon}(\cos \vartheta_a) W_n^{\varepsilon}(\cos \vartheta).$$

A_n ist die γ-Ausbeute für die n-te Protonenresonanz. Die dazugehörige (p, α)-Verteilung ist W_n(cos ϑ_a) und die entsprechende (α, γ)-Verteilung W_n(cos ϑ).

Die oberen Grenzen der DOPPLER-Verteilung können aus der Anfangsgeschwindigkeit v₀ des ¹⁶O*-Kernes abgeschätzt werden: E_{D max} ≤ v₀/c · E₀.

Eine gute Abschätzung ergibt sich mit den unteren Grenzen der DOPPLER-Verteilung aus

$$E_{D \max} \geq \frac{v_0}{c} \frac{\lambda \alpha}{\lambda \alpha + 1} E_0$$

mit den oberen Grenzen für τ = 1/λ ln 2 nach DEVONS^{5, 6}. Hierbei ist α = R/v₀, mit R als Reichweite von ¹⁶O* in PbF₂ (R für ¹⁶O in Luft nach BLACKETT und LEES¹³). Die maximale DOPPLER-Verschiebung für die 6,9 und 7,1 MeV-Quanten änderte sich bei Berücksichtigung der unteren Grenzen um 7%.

Aus dem DOPPLER-Spektrum (Abb. 4) ergibt sich für das Verhältnis (2) bei

$$E_0 = 6,91 \text{ MeV: } 1,43 \cdot 10^{-5}$$

und bei E₀ = 7,12 MeV: 0,79 · 10⁻⁵.

d) Die Lebensdauer

Nach Gl. (1) erhält man für die Lebensdauern τ_{6,9} > 0,9 · 10⁻¹⁴ sec und τ_{7,1} > 0,4 · 10⁻¹⁴ sec.

Das Ergebnis lautet mit den oberen Grenzen von DEVONS^{5, 6}

für den Quadrupolübergang

$$(2^+ \rightarrow 0^+): 0,9 \cdot 10^{-14} < \tau_{6,9} \text{ sec} < 2,5 \cdot 10^{-14},$$

für den Dipolübergang

$$(1^- \rightarrow 0^+): 0,4 \cdot 10^{-14} < \tau_{7,1} \text{ sec} < 0,8 \cdot 10^{-14}.$$

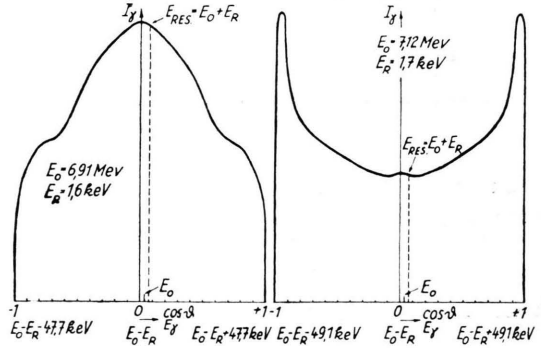


Abb. 4. Berechnete DOPPLER-Verteilung für die 6,91 MeV- und 7,12 MeV-γ-Linien. Die Resonanzlinie liegt an der Stelle E_{Res.} = E₀ + E_R. I(E_{Res.}) ΔE / ∫ I(E_γ) dE_γ ist durch das Verhältnis der Flächen bestimmt.

III. Diskussion der Ergebnisse

Das Experiment an ¹⁶O mit der γ-Strahlung aus der Reaktion ¹⁹F(p, αγ)¹⁶O hat gezeigt, daß die Zustände 7,12 MeV und 6,91 MeV resonant angeregt werden. Da die beiden Linien energetisch nicht getrennt werden konnten, und nur bei einem Winkel gemessen wurde, kann für jeden Zustand nur die untere Grenze der Lebensdauer angegeben werden. Die oberen Grenzen sind aber aus dem Rückstoßexperiment von DEVONS^{5, 6} bekannt. So kann die Lebensdauer innerhalb beider Grenzen angegeben werden (Tab. 2).

Die experimentellen Daten können mit den theoretischen Werten aus dem α- und Ein-Teilchenmodell verglichen werden (Tab. 2). Das Ein-Teilchenmodell¹⁴ ergibt für τ_{6,9} einen Wert innerhalb der experimentellen Grenzen, während τ_{7,1} um die Größenordnung 10³ abweicht. KAMENY¹⁵ hat die Lebensdauer der angeregten Zustände des ¹⁶O nach dem α-Teilchenmodell berechnet. Für den 6,91 MeV-Zustand ist τ_a mit dem Experiment übereinstimmend, und für den 7,12 MeV-Zustand ist das experimentelle Ergebnis innerhalb der Grenzen für τ_b.

¹² R. W. PETERSON, W. A. FOWLER u. C. C. LAURITSEN, Phys. Rev. **96**, 1250 [1954].

¹³ P. M. S. BLACKETT u. D. S. LEES, Proc. Roy. Soc., Lond. A **134**, 658 [1932].

¹⁴ I. M. BLATT u. V. F. WEISSKOPF, Theor. Nucl. Phys., John Wiley, New York 1952.

¹⁵ S. L. KAMENY, Phys. Rev. **103**, 358 [1956].

	$\tau_{6,9}$ sec	$\tau_{7,1}$ sec
experimentelle Werte	$0,9 \cdot 10^{-14} < \tau < 2,5 \cdot 10^{-14}$	$0,4 \cdot 10^{-14} < \tau < 0,8 \cdot 10^{-14}$
Einteilchen-Modell	$1,2 \cdot 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{-18}$
α -Teilchen-Modell	$\tau_a = 2,4 \cdot 10^{-14}$ $\tau_b = 1,95 \cdot 10^{-15}$	$9 \cdot 10^{-15} < \tau_a$ $4 \cdot 10^{-16} < \tau_b$ } $< 5 \cdot 10^{-13}$

Tab. 2. τ_a und τ_b ergeben sich aus zwei verschiedenen Potentialansätzen.

Am 6,14 MeV-Niveau wurde keine Resonanzfluoreszenz beobachtet. Die DOPPLER-Verschiebung reicht hier nicht aus, die Stoßverluste des γ -Quants von 2,53 keV auszugleichen, da der $^{160}\text{O}^*$ -Kern bei Emission des γ -Quants eine zu geringe Geschwindig-

keit hat. Aus dem unteren Grenzwert von DEVONS errechnet sich die maximale DOPPLER-Breite zu $E_{D \text{ max}} < 1,67$ keV.

Herrn Prof. H. WÄFFLER danken wir für sein Interesse an dieser Arbeit.

Über die Winkel-Korrelation der 72 keV/136 keV- γ - γ -Kaskade des Re^{187}

Von H. J. BEHREND und H. NEUERT

Aus dem Physikalischen Staatsinstitut Hamburg
(Z. Naturforschg. 13 a, 208—211 [1958]; eingegangen am 19. Dezember 1957)

Es wurde die Winkelkorrelation der 72 keV—136 keV- γ - γ -Kaskade des deformierten Kernes Rhenium 187 gemessen. Die Koeffizienten A_2 und A_4 bestätigen die theoretisch vermutete Spinfolge $\frac{5}{2}^+ \rightarrow \frac{7}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$ für die unteren drei Niveaus und führen bei einem reinen E 2-Übergang von 72 keV zu einer E 2-Beimischung von höchstens 1,5% zu dem 136 keV-M 1-Übergang.

Das Rhenium 187 , das durch β -Zerfall mit 24 h Halbwertszeit aus Wolfram 187 entsteht, kann wegen seiner starken Deformation von $\delta = 0,19$ nach dem kollektiven Modell von BOHR und MOTTELSON behandelt werden. Zerfallsschemata für Re^{187} sind von GERMAGNOLI¹, von CORK² sowie von DUBEY³ aufgestellt worden. Sie stimmen in den stärkeren γ -Linien miteinander überein. Nach dem Zerfallsschema von DUBEY (Abb. 1) ist der Grundzustand von Re^{187} ein $d \frac{5}{2}$ -Zustand, im Einklang mit älteren spektroskopischen Messungen⁴. Die Einordnung dieses Kernes in die Klassifikation der Kernzustände deformierter Kerne konnte von MOTTELSON und NILSSON aber nur so durchgeführt werden, daß sie die Regelmäßigkeit des allmählichen Auffüllens der Schalen unterbrechen, indem sie annahmen, daß nach dem Auffüllen der $g \frac{7}{2}(\frac{7}{2}^+)$ -Schale zunächst die $h \frac{11}{2}(\frac{9}{2}^+)$ Schale und dann erst die $g \frac{7}{2}(\frac{5}{2}^+)$ -Schale durch das 75. Pro-

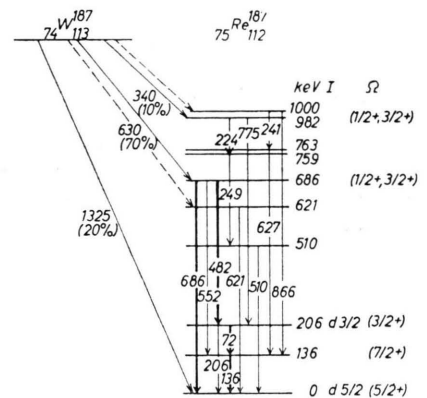


Abb. 1. Zerfallsschema des W^{187} nach DUBET.

ton des Re^{187} besetzt wird⁵. Nach dem NILSSON-Diagramm⁶ müßte sich dann für den 1. angeregten Einteilchenzustand eine $\frac{3}{2}^+$ -Zuordnung ergeben. Das

¹ E. GERMAGNOLI u. A. MALVICINI, NUOVO Cim. 10, 1388 [1953].
² I. M. CORK, M. K. BRICE, W. H. NESTER, I. M. LEBLANC u. D. W. MARTIN, Phys. Rev. 89, 1291 [1953].
³ V. S. DUBEY, C. E. MANDEVILLE, A. MUKERJI u. V. R. POTNIS, Phys. Res. 106, 785 [1957].

⁴ W. F. MEGGERS, A. S. KING u. R. F. BACHER, Phys. Rev. 38, 1258 [1931].
⁵ B. R. MOTTELSON u. S. G. NILSSON, Phys. Rev. 99, 1615 [1955].
⁶ S. G. NILSSON, Dan. Math. Fys. Medd. 29, Nr. 16 [1955].