

definiert, wobei $V_{\lambda c}$ der Wert der Funktion X_λ und $D_{\lambda c}$ der Wert ihrer Normalableitung auf S_c ist. Wir entwickeln die Wellenfunktion im Gebiet I, $\Psi(1, \dots, A)$, nach X_λ :

$$\Psi = \sum_\lambda A_\lambda X_\lambda. \quad (\text{A.13})$$

Unter der Annahme, daß der Schwerpunkt des Gesamtsystems ruht, läßt sich die Wellenfunktion im Gebiet II als das Produkt der Wellenfunktionen der relativen Bewegung und der inneren Bewegung der beiden Fragmente in c darstellen:

$$\Phi(1, \dots, A) = \frac{u_c(r)}{r} Y_c(\vartheta, \varphi) u(i). \quad (\text{A.14})$$

Wir definieren außerdem

$$V_c = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2 M_c b_c}} u_c(b_c), \quad D_c = \sqrt{\frac{b_c \hbar^2}{2 M_c}} \left(\frac{du_c}{dr} \right)_{r=b_c} \quad (\text{A.15})$$

Aus Gl. (A.13) erhalten wir

$$A_\lambda = \frac{1}{E_\lambda - E} \sum_c (V_{\lambda c}^* D_c - V_c D_{\lambda c}^*) = \frac{1}{E_\lambda - E} \sum_c \gamma_{\lambda c} D_c \quad (\text{A.16})$$

und schreiben die R -Matrix als

$$R_{cc'} = \sum_\lambda \frac{\gamma_{\lambda c'} \gamma_{\lambda c}}{E_\lambda - E}. \quad (\text{A.17})$$

Jetzt können wir das Normierungsintegral im Gebiet I folgendermaßen ausdrücken:

$$\int_I |\Psi|^2 d\tau = \sum_\lambda |A_\lambda|^2 = \sum_{cc'} \frac{dR_{cc'}}{dE} D_c^* D_{c'}. \quad (\text{A.18})$$

Gl. (A.17) schreibt sich als Matrixgleichung

$$V = R D \quad (\text{A.19})$$

und nach Einsetzen in Gl. (A.18) folgt

$$\int_I |\Psi|^2 d\tau = \text{Spur} \left[D^* \frac{dR}{dE} R^{-1} V \right]. \quad (\text{A.20})$$

Man verifiziert leicht, daß dieser Ausdruck für $c=c'$ und $A=2$ in Gl. (13) übergeht.

Messungen des niederenergetischen γ -Spektrums von Cd^{114} , Ho^{166} und Eu^{154} *

Von SEVERIN ORECHER

Aus dem Laboratorium für Technische Physik der Technischen Hochschule München
(Z. Naturforsch. **18 a**, 576—579 [1963]; eingegangen am 6. Februar 1963)

Mit einem in DuMond-Anordnung arbeitenden RÖNTGEN-Spektrometer mit gebogenem Kristall (Quarz: 101-Ebene) wurden die beim Einfang thermischer Neutronen ausgesandten niederenergetischen γ -Linien von Cd^{114} , Ho^{166} und Eu^{154} ausgemessen.

Die Arbeit stellt eine Fortsetzung früherer Untersuchungen dar^{1, 2}. Inzwischen sind die ersten Messungen mit einem Instrument mit wesentlich größerer Lichtstärke³ bekannt geworden. Ferner hat in Risö eine Arbeitsgruppe unseres Instituts ein Spektrometer aufgestellt, mit dem ebenfalls höhere Lichtstärken erreicht werden. In der vorliegenden Untersuchung wird deshalb nicht der Versuch gemacht, schwächste Linien noch nachzuweisen, sondern es werden die genauen Energien und Intensitäten für einzelne γ -Linien gemessen. Solche Messungen sind nützlich als Energie- und Intensitäts-Standard für umfangreichere Untersuchungen mit großen Spektrometern, bei denen gerade die Intensitätseichung einen großen, oft nicht vertretbaren Aufwand erfordern würde.

Versuchsanordnung

Den Messungen diene das an anderer Stelle^{1, 2} ausführlich beschriebene Spektrometer am Forschungsreaktor in Garching bei München. Um mit diesem recht lichtschwachen Gerät auch bei Kernen mit Einfangquerschnitten unter 100 barn die γ -Linien noch gut messen zu können, war es notwendig, den Untergrund möglichst stark zu unterdrücken. Dazu wurden die verstärkten Ausgangsimpulse des Multipliers einem Einkanal-diskriminator zugeführt. Das Verhältnis von Reflexzählraten zu Untergrundzählraten ist in dem uns zugänglichen Energiebereich am größten, wenn die Breite ΔU des Kanals im Diskriminator etwa 1,6-mal⁴ so groß ist wie die Breite des Photopeaks der zu messenden Strahlung. Beim automatischen Suchen der Linien mußte die Kanallage des Diskriminators so nachgeregelt werden, daß sie der jeweiligen Energie des Reflexes entsprach. Für kleine Reflexionswinkel φ ist die Wellenlänge λ

* Dissertationsauszug, Technische Hochschule, München 1962.

¹ O. SCHULT, Z. Phys. **158**, 444 [1960] und Kerntechnik **7/8**, 223 [1960].

² G. BUSCHHORN, Z. Naturforsch. **17 a**, 241 [1961].

³ R. K. SMITHER, Phys. Rev. **124**, 183 [1961].

⁴ Private Mitteilung von O. SCHULT.



der γ -Strahlung in hinreichend guter Näherung proportional zu φ . Die γ -Energie verhält sich also in diesem Bereich wie $1/\varphi$. Einen Spannungsverlauf $U \sim 1/\varphi$ erhält man gemäß Abb. 1:

$$U_0 = i(R+r) \quad \text{und} \quad U = ir = a/\varphi \quad (a = \text{const}).$$

Daraus ergibt sich

$$\frac{U}{U_0} = \frac{r}{R+r} = \frac{a}{U_0 \varphi}; \quad R = r \left(\frac{U_0}{a} \varphi - 1 \right).$$

Es genügt daher, den Widerstand R des Potentiometers linear mit φ zu verändern. Die untere Grenze des Regelbereiches ist durch $\varphi_{\min} = a/U_0$ gegeben. Hier ist $R=0$ und die Regelspannung ist $U=U_0$. Die obere Grenze des Regelbereiches ist durch $\varphi_{\max} = (R_{\max}/r + 1) (a/U_0)$ bestimmt.

Der Kanalbreite trägt man dadurch Rechnung, daß man am Potentiometer P abgreift und so die Regelspannung um $\Delta U/2$ vermindert.

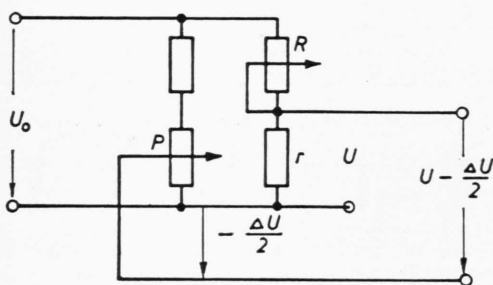


Abb. 1. Schaltung der Diskriminatorregelung.

Um beim Liniensuchen die Reflexe gegenüber dem Untergrund möglichst gut zu erkennen, hat man die am „Counting-Rate-Meter“ einstellbare Dämpfungszeitkonstante τ der Winkelgeschwindigkeit des Spektrometers entsprechend zu wählen. Die Reflexerkennbarkeit H/S (H ist die Reflexhöhe im Maximum, S ist die mittlere statistische Schwankung des Untergrundes) nimmt mit zunehmender Zeitkonstante τ steil zu, durchläuft ein flaches Maximum und nimmt dann langsam wieder ab. Das Maximum von H/S liegt bei $\tau \approx 0,8 t_0$, wobei t_0 die Zeit ist, die das Spektrometer benötigt, um die Halbwertsbreite W eines Reflexes zu durchfahren.

$$t_0 = W/\omega, \quad \text{also} \quad \tau_{\text{opt}} \approx 0,8 W/\omega.$$

Wenn man zuläßt, daß H/S bis zu 10% unter dem Maximalwert liegen darf, genügt es, τ so einzustellen, daß die Bedingung

$$0,4 t_0 \leq \tau \leq 2 t_0$$

erfüllt ist. Der Einfluß der Reflexform auf den Wert von τ_{opt} kann vernachlässigt werden.

Intensitätseichung

Eine genaue Intensitätseichung des Spektrometers wurde bereits von BUSCHHORN² durchgeführt. Da mittlerweile nur der Bleikollimator nachjustiert und aus dem Strahlrohr eine kleine Bleiblende entfernt worden war, ist die Nachweiswahrscheinlichkeit des Spektrometers (die Quellenform und die damit verbundene Absorption ist für jede Quelle gesondert zu berücksichtigen) bis auf einen Korrekturfaktor gleichgeblieben. Dieser ergab sich aus einem Vergleich der Reflexintensität der 411 keV- γ -Linie (d. h. der Fläche unter ihrem Reflex in 2. Ordnung) eines im Reaktorkern aktivierten Golddrahtes mit der durch eine β - γ -Koinzidenzmessung⁵ später ermittelten Aktivität dieser Eichquelle.

Die Verwendung zylindrischer Quellen gestattete eine sichere Abschätzung der Neutronenflußdepression und der Schwächung der γ -Strahlung in der Quelle selbst.

Die Intensität der einzelnen γ -Linien wurde jeweils mit der Intensität einer Bezugslinie verglichen. Die Schwankung der Reaktorleistung während der Vergleichsmessungen wurde durch eine unabhängige Monitormessung festgestellt. Die absolute Intensität der Bezugslinien ergab sich aus deren integraler Intensität (d. h. der Fläche unter ihrem Reflex) in 2. Ordnung und der Zahl der Neutroneneinfänge in der Quelle. Gleichzeitig mit der Bestimmung der integralen Intensität der Bezugslinie wurde der Neutronenfluß am Ort der Quelle durch 3 mm breite und 5 μ dicke Goldstreifen gemessen. Diese Sondenform hat den Vorteil, daß die Selbstabsorption für Neutronen zu vernachlässigen ist, und die Streifen lassen sich leicht in kleine Stücke von ca. 1 mg Gewicht schneiden und ohne weitere Unterteilung in der Koinzidenzapparatur ausmessen.

Meßergebnisse und Diskussion

1. Energien und Intensitäten der Einfang- γ -Linien von Eu¹⁵⁴

Die Quelle bestand aus 13,4 mg Europiumoxyd. Das Isotop 153 war auf $(95 \pm 0,1)\%$ angereichert. Der effektive Einfangquerschnitt von Eu¹⁵³ lag durch den Einfluß von $\sigma_{\text{res}} = 950$ barn⁶ 3% über dem Wert für thermische Neutronen [$\sigma_{\text{th}} = (420 \pm 10)$ barn⁷⁻⁹]. Bei diesem Mischungsverhältnis sind beide Isotope ungefähr gleich stark am Neutroneneinfang beteiligt.

Die gemessenen Linien sind mit den von SCHULT¹⁰ bei Eu¹⁵² gefundenen verglichen worden. Die Linien, die innerhalb der Fehlergrenzen nicht mit den von SCHULT gefundenen übereinstimmten, wurden dem Eu¹⁵⁴ zugeschrieben.

⁵ G. WOLF, Nukleonik 7, 225 [1961].

⁶ R. L. MACKLIN u. H. S. POMERANCE, Proc. Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, United Nations, New York 5, 96 [1956].

⁷ H. S. POMERANCE, Phys. Rev. 83, 641 [1951].

⁸ F. BAUMGÄRTNER, Kerntechnik Jg. 3, 8, 356 [1961].

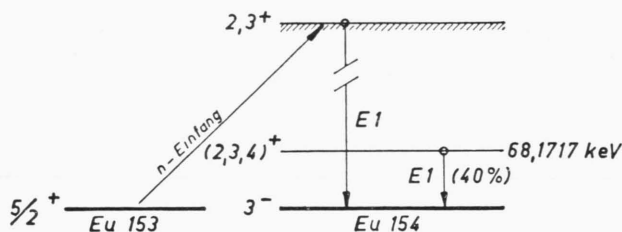
⁹ C. H. WESTCOTT, W. H. WALKER u. T. K. ALEXANDER, Effective Cross Sections and Cadmium Ratios for the Neutron Spectra of Thermal Reactors, Proc. Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva 16, 70 [1958].

¹⁰ O. SCHULT, Z. Naturforsch. 16a, 927 [1961].

E keV	ΔE eV	$I_\gamma/100$ n-Einf.	ΔI_γ
28,8171	1,0	0,76	0,09
31,7798	1,3	0,68	0,1
39,7762	2,5	0,60	0,08
68,1717	1,8	24,3	3,3
94,255	7	1,30	0,18
100,859	3	4,75	0,52
108,906	6	0,65	0,09
121,779	6,5	1,40	0,19
142,032	10	0,6	0,12

Tab. 1. Niederenergetisches Einfang- γ -Spektrum von Eu^{154} .

Die verhältnismäßig hohe Intensität der 68 keV-Linie legt die Vermutung nahe, daß es sich dabei um den Übergang aus dem ersten Niveau in den Grundzustand handelt. Die zugehörigen Konversionskoeffizienten sind ¹¹ $\alpha_1 = 0,67$, $\alpha_2 \approx 10$, $\beta_1 \approx 5,7$. Ein $\text{E}1$ -Übergang ist daher sehr wahrscheinlich. Diese Annahme wird auch noch gestützt durch die Begünstigung von direkten Übergängen aus dem höchsten angeregten Niveau ($2,3+$) zum Grundzustand ($3-$) (Abb. 2).

Abb. 2. Zuordnung der 68 keV-Linie von Eu^{154} .

2. Einfang- γ -Linien von Cd^{114}

Bei Cadmium wurden nur zwei Linien gefunden. Ihre gemessenen Energiewerte werden in Tab. 2 mit den von anderen Autoren angegebenen Werten verglichen.

Die Messungen an Cadmium wurden abgebrochen, nachdem uns die umfangreiche Arbeit von SMITHER bekannt geworden war. SMITHER³ hat mit seinem wesentlich lichtstärkeren Gerät im Gebiet bis 1,8 MeV über hundert Linien gefunden.

Eig. Messung	$(95,892 \pm 0,003)$ keV	$(558,09 \pm 0,15)$ keV
SMITHER ³	$(95,900 \pm 0,006)$ keV	$(557,78 \pm 0,12)$ keV
CHURCH ¹²	$(95,7 \pm 0,5)$ keV	
MOTZ ¹³		(559 ± 2) keV

Tab. 2. Einfang- γ -Linien von Cd^{114} .

3. Energien und Intensitäten der Einfang- γ -Linien von Ho^{166}

Die gemessenen Linien von Ho^{166} sind in Tab. 3 zusammengestellt. Die Linien a und b wurden nur in erster Ordnung gemessen und ihre Intensität abgeschätzt.

	E keV	ΔE eV	$I_\gamma/100$ n-Einf.	ΔI_γ
a	69,736	40	4	
b	82,35	70	2	
c	116,833	10	18,4	2,5
d	136,653	14	30,0	4,0
e	148,805	14	6,45	0,88
f	221,200	34	3,0	0,45
g	239,09	40	3,0	0,5

Tab. 3. Niederenergetisches Einfang- γ -Spektrum von Ho^{166} .

	E in keV	I
b) Eigene Messung	$82,35 \pm 0,07$	2
ESTULIN ¹⁴	82 ± 2	2,5
HELMER ¹⁵	$82,5 \pm 0,2$	
c) Eigene Messung	$116,833 \pm 0,01$	$18,4 \pm 2,5$
ESTULIN	121 ± 3	16 ± 2
SKLYAREVSKI ¹⁶	121 ± 4	20
DRAPER ¹⁷	121	7
d) und e)		
Eigene Messung	$136,653 \pm 0,014$	$30,0 \pm 4,0$
	$148,805 \pm 0,014$	$6,45 \pm 0,88$
ESTULIN	140 ± 3	22 ± 3
SKLYAREVSKI	142 ± 4	31
DRAPER	146	34
ALEXANDER ¹⁵	131 ± 5	
f) und g)		
Eigene Messung	$221,200 \pm 0,034$	$3,0 \pm 0,45$
	$239,09 \pm 0,04$	$3,0 \pm 0,5$
DRAPER ¹⁷	245	8

Tab. 4. Vergleich der gemessenen Einfang- γ -Linien von Ho^{166} mit den von anderen Autoren angegebenen Werten.

Aus den bekannten Werten vom β -Zerfall von Dy^{166} und auf Grund eigener Koinzidenzmessungen haben ESTULIN et al.¹⁴ ein Termschema aufgestellt.

¹¹ M. E. ROSE, Internal Conversion Coefficients, North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1958.

¹² E. L. CHURCH u. M. GOLDBERGER, Phys. Rev. **95**, 626 [1954].

¹³ H. T. MOTZ, Phys. Rev. **104**, 1353 [1956].

¹⁴ I. V. ESTULIN, A. S. MELIORANSKY u. L. F. KALIKIN, Nucl. Phys. **24**, 118 [1961].

¹⁵ R. G. HELMER u. S. B. BURSON, Phys. Rev. **119**, 788 [1960].

¹⁶ V. V. SKLYAREVSKI, in L. V. GROSEV, A. M. DEMIDOV, V. N. LUTSENKO u. V. J. PELEKHOV, Atlas of γ -Ray Spectra from Radiative Capture of Thermal Neutrons, Pergamon Press, Oxford 1959.

¹⁷ J. E. DRAPER, Phys. Rev. **114**, 268 [1959].

¹⁸ K. F. ALEXANDER u. V. BREDEL, Nucl. Phys. **17**, 153 [1960].

Abb. 3 zeigt dieses Termschema, das durch die Messungen in dieser Arbeit bestätigt wird, in erweiterter Form und mit den neuen Energiewerten.

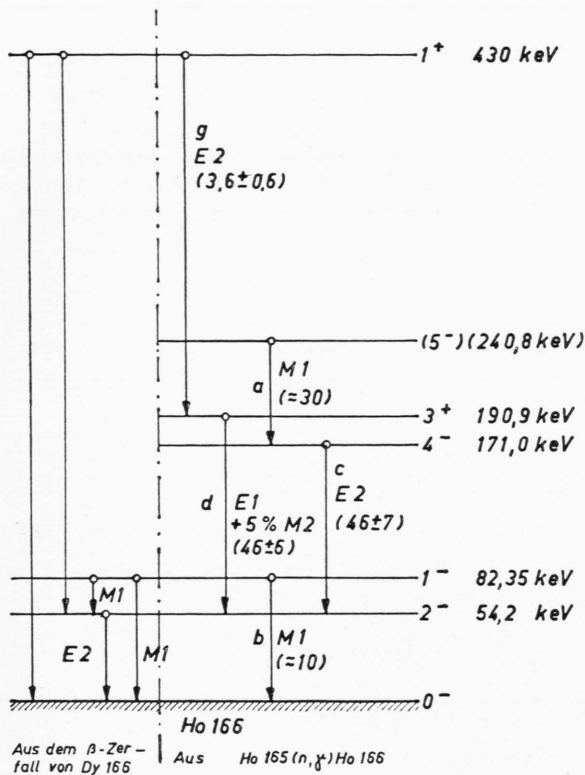


Abb. 3. Termschema von Ho^{166} (die in Klammern gesetzten Zahlen geben die absolute Intensität mit Berücksichtigung der inneren Konversion an, bezogen auf 100 Neutroneneinfänge).

Die Energiewerte von (2^-) - und (4^-) -Niveau stimmen gut mit den nach dem Rotationsmodell berechneten Werten überein. Der $E1$ -Übergang aus dem 191 keV (3^+) -Niveau ist nach dem NILSSON-Modell¹⁹ einfach verboten, was seine lange Lebensdauer (0,2 ms) erklärt.

Aus der gemessenen Intensität und dem von ALEXANDER und BREDEL¹⁸ gemessenen K-Konversionskoeffizienten ergibt sich, daß dieser Übergang ein gemischter vom Typ $E1 + \approx 5\% M2$ sein muß, was schon ESTULIN et al.¹⁴ behaupteten.

Die Summe der totalen Intensitäten der Linien b, c und d ergibt annähernd 100%. Dies ist gut möglich, da wegen des großen Spinunterschiedes zwischen dem höchsten angeregten Zustand $(3,4^-)$ und dem Grundzustand (0^-) direkte Übergänge in den Grundzustand sehr unwahrscheinlich sind.

Die 54,2 keV-Linie hätte trotz der starken Konversion ($\alpha \approx 30$) gerade noch gefunden werden müssen, sie ist aber wahrscheinlich vom Untergrund der $K\beta_1$ - und $K\beta_3$ -RÖNTGEN-Linien verdeckt worden.

Die Linie a scheint mit der von ESTULIN et al.¹⁴ mit „y“ bezeichneten übereinzustimmen. Aus Intensitätsgründen muß sie dann vom Typ $M1$ sein ($\alpha_K = 6, \alpha = 7,2$). Nach ESTULIN et al.¹⁴ müßte allerdings $\alpha_K \geq 10$ sein.

Herrn Professor Dr. H. MAIER-LEIBNITZ danke ich für die freundliche Unterstützung und Förderung dieser Arbeit. Ich danke auch allen meinen Kollegen, die mir durch Diskussionen und Ratschläge geholfen haben, besonders den Herren Dr. O. SCHULT, Dr. G. BUSCHHORN und Dr. H. EICHER.

¹⁹ C. J. GALLAGHER JR. u. V. G. SOLOVIEV, Two-Quasi-Particle States in Even-Mass Nuclei with deformed Equilibrium

Shape, Mat.-fys. Skrifter K. Danske Vidensk. Selsk., København, Bd. 2, Nr. 2 [1962].