

YATES⁶, these values give the following experimental correlation coefficients (cf. ⁵):

$$A_2 = +0.038 \pm 0.008; \quad A_4 = -0.005 \pm 0.006.$$

The accuracy of this result is sufficient to determine uniquely the spin of the 2426 keV level. As the spin of the 777 keV level is certainly 2^+ , only a spinvalue of 3 for the level in question is in agreement with the measured values of the angular correlation coefficients, cf. Fig. 3. From this figure, the value $\delta = -0.15 \pm 0.02$ for the dipole-quadrupole mixing ratio of the 1648 keV γ -ray is obtained. Therefore, this transition is nearly

pure dipole with a quadrupole admixture of (2.1 ± 0.5) per cent.

Other angular correlation measurements on the decay of Br^{82} will be described in more detail in a forthcoming communication.

We are greatly indebted to Prof. Dr. G. CARIO for his stimulating interest in this work. Many thanks are due to Miss CH. LAUPHEIMER for her help in collecting the data and evaluating the results. We gratefully acknowledge the financial support of the Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung.

Messung der Zirkularpolarisation der 498 keV- γ -Quanten des Rh^{103}

U. KNEISSL * und H. SCHNEIDER

I. Physikalisches Institut der Universität Gießen
(Z. Naturforschg. **20 a**, 846—849 [1965]; eingegangen am 15. Mai 1965)

A. Niveauschema von Rh^{103}

Ru^{103} zerfällt mit einer Halbwertszeit von 40 Tagen in angeregte Niveaus von Rh^{103} (Abb. 1) ^{1a}.

Spin und magnetisches Moment des Grundzustandes Rh^{103} wurden von KUHEN und WOODGATE ^{1b} gemessen.

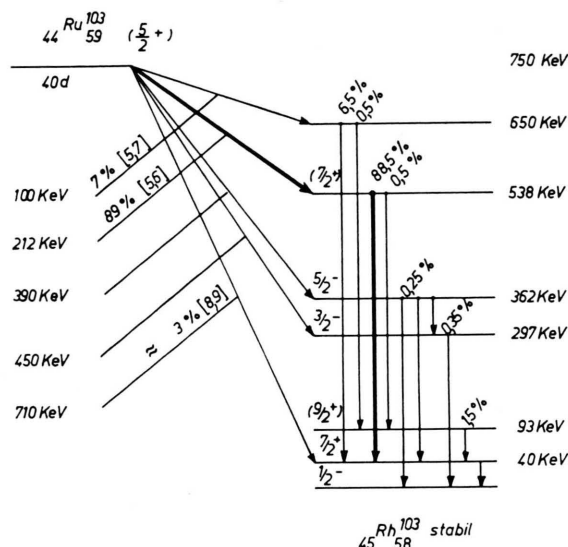


Abb. 1. Zerfallsschema von Ru^{103} ([] log ft -Werte).

* Auszug aus D 26.

^{1a} Nuclear Data Sheets of the National Academy of Sciences, Nuclear Research Council, Washington, D. C.

^{1b} H. KUHEN u. G. K. WOODGATE, Proc. Roy. Soc., Lond. **A 64**, 1090 [1951].

² M. GOLDBABER u. R. D. HILL, Rev. Mod. Phys. **24**, 198 [1952].

³ B. SARAF, Phys. Rev. **97**, 715 [1955].

⁴ N. P. HEYDENBURG u. G. M. TEMMER, Phys. Rev. **95**, 861 [1954].

⁵ F. C. MASON, P. FLACK u. G. PARRY, Proc. Phys. Soc., Lond. **74**, 138 [1959].

⁶ R. L. ROBINSON u. L. M. LANGER, Phys. Rev. **109**, 1255 [1958].

⁷ B. P. SINGH, Nucl. Phys. **21**, 450 [1960].

⁸ S. I. H. NAQVI u. B. G. HOGG, Phys. Rev. **128**, 357 [1962].

In Übereinstimmung mit dem Schalenmodell erwies sich der Grundzustand von Rh^{103} als ein $p_{1/2}$ -Niveau. Nach der Lebensdauer ($T_{1/2} = 57$ m) des 40 keV-Niveaus und K/L -Verhältnismessungen von GOLDBABER und HILL² sind die 40 keV- γ -Quanten eine reine E3-Strahlung. Für das 40 keV-Niveau ergibt sich daher Spin und Parität $7/2^+$. Für das 93 keV-Niveau wird meist nach Schalenmodellrechnungen $9/2^+$ angenommen³. Die Niveaus bei 362 bzw. 297 keV können nach HEYDENBURG et al.⁴ auf Grund von COULOMB-Anregungsexperimenten einer $K=1/2$ -Rotationsbande zugeordnet werden. HEYDENBURG schlägt für das 362 keV-Niveau den Spin $5/2^-$, für das 297 keV-Niveau $3/2^-$ vor.

Der Grundzustand von Ru^{103} ist nach dem Schalenmodell ein $d_{5/2^-}$ oder $g_{7/2^-}$ -Zustand. Der Spin $7/2$ kann auf Grund von d-Strippingexperimenten von MASON et al.⁵ ausgeschlossen werden. Die β -Spektren einer Grenzenergie von 100 bzw. 212 keV in das 650 bzw. 538 keV-Niveau von Rh^{103} haben nach LANGER et al.⁶ eine „erlaubte Form“. Die „log ft “-Werte betragen 5,7 bzw. 5,6. Das 650 keV- und das 538 keV-Niveau können daher nur die Spins $7/2^+$, $5/2^+$ oder $3/2^+$ haben. Winkelkorrelationsexperimente an der 555—53 keV- und der 440—55 keV- γ - γ -Kaskade von SINGH⁷ lassen für beide Niveaus nur jeweils die Spins $7/2^+$ und $5/2^+$ zu. NAQVI et al.⁸ untersuchten mit einem Summenkoinzidenzspektrometer die Intensitätsverhältnisse der einzelnen γ - γ -Kaskaden. Ihre Messungen deuten auf den Spin $5/2^+$ für das 538 keV-Niveau und auf $7/2^+$ für das 650 keV-Niveau hin.

Wir versuchten, durch Messungen der Zirkularpolarisation der dem 212 keV- β -Übergang von Ru^{103} folgenden 498 keV- γ -Quanten des Rh^{103} eine eindeutige Spinnzuordnung für das 538 keV-Niveau zu treffen und eventuell Aussagen über den Spin des 650 keV-Niveaus machen zu können.



B. Apparatur

Zum Nachweis der Zirkularpolarisation der γ -Quanten diente die übliche COMPTON-Vorwärtstreuung der γ -Quanten an magnetisiertem Eisen.

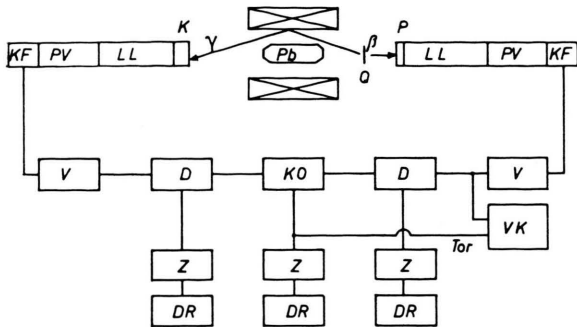


Abb. 2. Blockschaltbild der Apparatur. Q=Quelle, P=plast. Leuchtstoff (Ne 102), K=NaJ/Tl-Kristall (1,5" ϕ , 2"), LL=Lichtleiter (≈ 40 cm), KO=Koinzidenz, DR=Drucker, PV=Photovervielfacher, KF=Kathodenfolger, V=Verstärker, D=Diff.-Diskrim., Z=Zähler, VK=Vielkanalanalysator.

Abb. 2 zeigt das Blockschaltbild der Apparatur. Der Koinzidenzkreis bestand aus 2 „Double-Delay-Line“-Verstärkern, 2 „Crossover“-Differentialdiskriminatoren und einer schnellen Koinzidenzstufe der Firma Hamner. Diese Anordnung gestattet es, bei dem geringen „Zeitjitter“ der „Crossover“-Diskriminatoren, auch bei Verwendung eines NaJ/Tl-Kristalls und eines Plastikszintillators, eine Koinzidenzauflösung von $2\tau = 30$ bis 40 ns zu erreichen. Durch Verwendung eines Vielkanalanalysators konnte die Polarisation der γ -Quanten in Abhängigkeit der β -Energie (bzw. von v/c) bestimmt werden. Man erkennt so eventuell auftretende Asymmetrien der Apparatur. Auch können zwei Übergänge ungefähr gleicher γ -Energie, aber verschiedener β -Energie getrennt werden.

Ein Einfluß des Streufeldes des Magneten konnte nicht festgestellt werden. Dies wurde auch während der Messungen an Hand der β - und γ -Einzelraten kontrolliert. Die Abnahme der Zählraten stimmte mit der Halbwertszeit von Ru^{103} gut überein. Testmessungen an Co^{60} lieferten innerhalb der Fehlergrenzen Übereinstimmung mit der Theorie sowohl bezüglich der Asymmetrie als auch der v/c -Abhängigkeit der Polarisation.

C. Ergebnisse

Die gemessene relative Zählratendifferenz E ist nach SCHOPPER⁹ gegeben durch

$$E = 2fP \left\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \cdot \cos \Theta \right\rangle,$$

$P = A(v/c)$; f Anteil der im Eisen ausgerichteten Elektronen (8%); P Polarisation; A Asymmetrieparameter;

$\langle (d\sigma_c/d\sigma_0) \cdot \cos \Theta \rangle$ Geometriefaktor; v Elektronengeschwindigkeit; c Lichtgeschwindigkeit.

Der Faktor $\langle (d\sigma_c/d\sigma_0) \cos \Theta \rangle$ hängt von der Energie der γ -Quanten und der Geometrie der Streuanordnung ab. Er ist nach SCHOPPER⁹ näherungsweise zu berechnen. Rechnungen ergaben für unsere Geometrie und eine γ -Energie von 498 keV ungefähr 20%. Es gilt nach BOEHM und WAPSTRA¹⁰:

$$A = \frac{2}{3} \cdot \frac{F_1(11 J_t J) + \delta F_1(12 J_t J) + \delta^2 F_1(22 J_t J)}{1 + \delta^2} \cdot \frac{F_1(11 J_i J) + X F_1(10 J_i J)}{1 + X^2}.$$

Die Koeffizienten F sind bei ALDER, STECH und WINTHER¹¹ tabelliert. $X = (-C_V/C_A)(M_F/M_{GT})$ ist das Verhältnis des FERMI- zum GAMOW-TELLER-Matrixelement. J_i , J , J_t sind die beteiligten Spins, δ das Mischungsverhältnis von E 2- zu M 1-Strahlung.

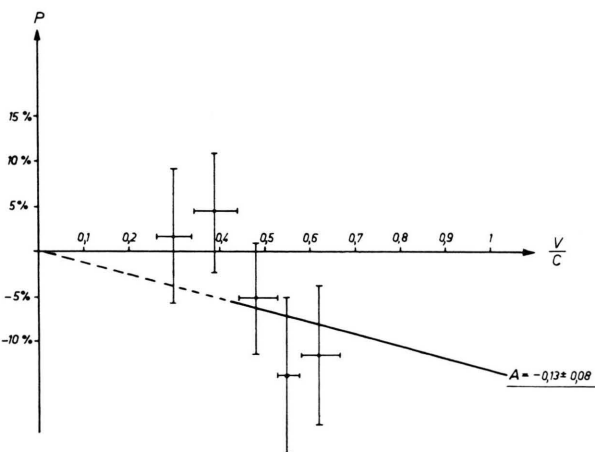


Abb. 3. Polarisation P als Funktion von v/c .

Abb. 3 zeigt die gemessene Polarisation P in Abhängigkeit von v/c der β -Teilchen. Als Fehler sind die statistischen Fehler angegeben. Als Asymmetrieparameter für den 212 keV- β – 498 keV- γ -Übergang kann ermittelt werden:

$$A = -0,13 \pm 0,08.$$

Das Vorzeichen ist durch Testmessungen an Co^{60} gesichert. Zur Auswertung wurden nur die drei Meßpunkte bei großem v/c herangezogen, da bei den beiden anderen Störungen durch den 100 keV- β – 610 keV- γ -Übergang hervorgerufen werden können. Eine rohe Abschätzung hat gezeigt, daß bei den gegebenen Intensitäten der beiden β -Zerfälle für den 100 keV- β – 610 keV- γ -Übergang ein Asymmetrieparameter von ca. $+0,3$ bis $0,5$ notwendig wäre, um die Meßpunkte 1 und 2 an die gestrichelte Gerade innerhalb der Fehlergrenzen anzupassen.

⁹ H. SCHOPPER, Nucl. Instr. 3, 158 [1958].

¹⁰ F. BOEHM u. A. H. WAPSTRA, Phys. Rev. 106, 1364 [1957].

¹¹ K. ALDER, B. STECH u. A. WINTHER, Phys. Rev. 107, 728 [1957].

D. Diskussion

a) 538 keV-Niveau

Nach Abschnitt A. kann dem 538 keV-Niveau von Rh^{103} nur der Spin $5/2^+$ oder $7/2^+$ zugeordnet werden. Für den untersuchten 212 keV- β –498 keV- γ -Übergang ergeben sich also die zwei möglichen Spinfolgen:

$$5/2^+ - 7/2^+ - 7/2^+ \quad \text{oder} \quad 5/2^+ - 5/2^+ - 7/2^+.$$

Im *ersten Fall* ($5/2^+ - 7/2^+ - 7/2^+$) handelt es sich bei dem β -Zerfall um einen reinen GAMOW-TELLER-Übergang, d. h. $X=0$. Daher hängt A nur vom Mischungsverhältnis δ zwischen M1- und E2-Strahlung der γ -Quanten ab. Abb. 4 zeigt den Zusammenhang

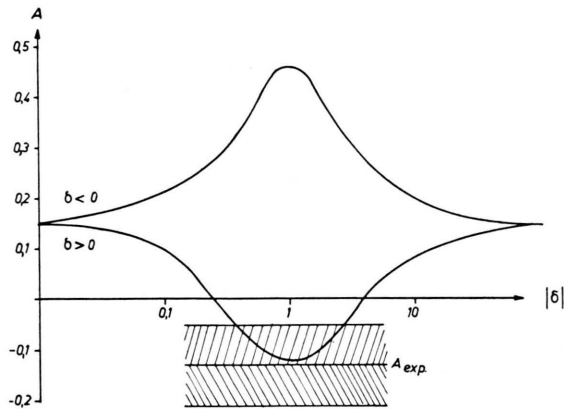


Abb. 4. A als Funktion des Mischungsverhältnisses δ für eine Spinfolge $5/2^+ - 7/2^+ - 7/2^+$.

zwischen A und δ . Die schraffierte Fläche ist unser Meßergebnis mit seinen Fehlergrenzen. Leider ist $|\delta|$ nicht bekannt. Messungen des Konversionskoeffizienten $\alpha_k^{12,13}$ der 498 keV- γ -Linie lassen nach Vergleich mit den von SLIV¹⁴ theoretisch berechneten nur eine M1- oder E2-Strahlung zu. Dies ist auch in Übereinstimmung mit der von ENGELDER¹⁵ gefundenen Lebensdauer von $T_{1/2} < 2$ ns für das 538 keV-Niveau. Das K/L-Verhältnis der 498 keV-Linie ist nach SLIV für einen M1-Übergang 8,45, für einen E2-Übergang 7,9. Messungen ergaben 6,5¹³; 8,5¹⁶; 6,0¹²; 8,0¹⁷. Der Mittelwert dieser Ergebnisse liegt unter dem theoretischen Wert für einen E2-Übergang. Man kann also mit einem fast reinen E2-Übergang mit einer kleinen M1-Beimischung rechnen, d. h. $|\delta|$ sollte sehr groß sein. Die mit unserer Messung bei einer Spinfolge $5/2^+ - 7/2^+ - 7/2^+$ verträglichen Mischungsverhältnisse (Abb. 4) liegen im Intervall $0,4 < \delta < 2,6$; d. h. wenn die

M1-Beimischung kleiner als 13% ist, muß der Spin $7/2^+$ für das 538 keV-Niveau ausgeschlossen werden.

Im *zweiten Fall* ($5/2^+ - 5/2^+ - 7/2^+$) ergibt sich ein noch komplexeres Bild. Abb. 5 zeigt A als Funktion von X , da es sich jetzt bei dem β -Zerfall um eine Mischung zwischen GAMOW-TELLER- und FERMI-Übergang handeln kann. Als Parameter sind verschiedene δ -Werte eingetragen, und zwar $\delta=0$, d. h. reiner M1-Übergang; $\delta=\infty$, d. h. reiner E2-Übergang, $\delta=-2,24$ und $\delta=0,445$. $\delta=2,6$ ist der oben diskutierte Wert. Bei den letzten beiden Werten hat der Faktor in A , der von δ abhängt, ein Maximum bzw. Minimum.

Unser Ergebnis paßt innerhalb seiner Fehlergrenzen zu einem fast reinen E2-Übergang mit einer eventuellen kleinen M1-Beimischung ($\delta \geq 2,6$) bei einem kleinen relativen FERMI-Anteil X . Es steht aber auch in Übereinstimmung mit anderen Mischungsverhältnissen, wie aus Abb. 5 zu ersehen ist.

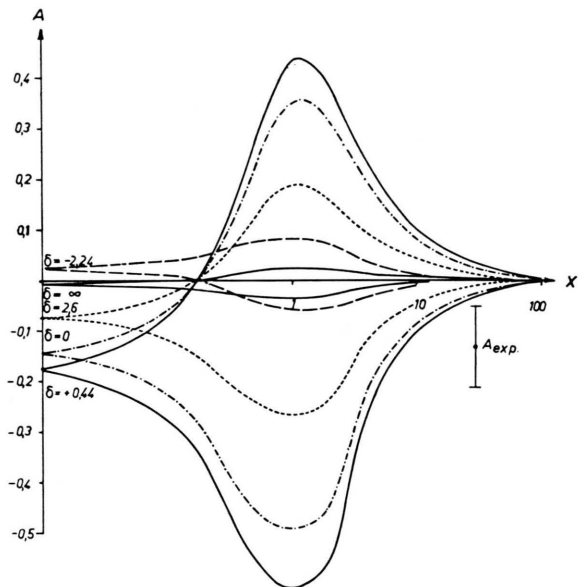


Abb. 5. A als Funktion von X mit verschiedenem δ als Parameter für eine Spinfolge $5/2^+ - 5/2^+ - 7/2^+$.

b) 650 keV-Niveau

Für das 650 keV-Niveau stehen ebenfalls die Spins $7/2^+$ und $5/2^+$ zur Auswahl. Die erwähnte Abweichung unserer ersten beiden Meßpunkte von der Geraden des reinen 498 keV-Übergangs deutet wie gesagt auf eine große positive Asymmetrie (+0,3 bis 0,5) für den 100 keV- β –610 keV- γ -Übergang hin. Da nach Abb. 5 bei einer Spinfolge $5/2^+ - 5/2^+ - 7/2^+$ eine solche große

¹² G. M. DRABKIN, V. I. ORLOV u. L. I. RUSINOV, Izv. Akad. Nauk, SSSR, Ser. Fiz. **19**, 324 [1957].

¹³ J. Y. MEI, C. M. HUDDLESTON u. A. C. G. MITCHELL, Phys. Rev. **79**, 429 [1950].

¹⁴ L. A. SLIV u. J. M. BAND, in K. SIEGBAHN, α, β, γ -Spectroscopy, Bd. II, North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1965, S. 1639.

¹⁵ T. C. ENGELDER, Phys. Rev. **90**, 259 [1953].

¹⁶ J. M. CORK, J. M. LEBLANC, F. B. STUMPF u. W. H. NESTER, Phys. Rev. **86**, 575 [1952].

¹⁷ B. DE RAAD, W. C. MIDDLEKOOP, B. VAN NOOIJEN u. P. M. ENDT, Physica **20**, 1278 [1955].

positive Asymmetrie nur bei verhältnismäßig großem X ($> 0,3$) auftritt, ist diese Spinfolge nicht sehr wahrscheinlich. Dagegen könnte nach Abb. 4 eine solche Asymmetrie leicht bei einem reinen GAMOW-TELLER- $5/2^+ - 7/2^+ - 7/2^+$ -Übergang auftreten.

E. Schlußbetrachtung

Unsere Messung der Zirkularpolarisation der 498 keV- γ -Quanten des Rh^{103} kann nur dann eine definitive Entscheidung über den Spin des 538 keV-Niveaus bringen, wenn das Mischungsverhältnis der 498 keV- γ -

Strahlung bekannt ist und außerhalb der Grenzen $0,4 < \delta < 2,6$ liegt. Unter der aus Messungen des K/L -Verhältnisses gestützten Annahme eines fast reinen E 2-Übergangs mit einer M 1-Beimischung $< 13\%$ folgt für das 538 keV-Niveau von Rh^{103} der Spin $5/2^+$. Die bei niedrigen v/c -Werten auftretenden Abweichungen der Polarisation lassen sich dahin deuten, daß das 650 keV-Niveau den Spin $7/2^+$ besitzt.

Herrn Prof. Dr. W. HANLE danken wir für die wertvolle Unterstützung und zahlreiche Diskussionen. Dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung sei für die Bereitstellung von Forschungsmitteln gedankt.

Electric Field Effects in Cholesteric Liquid Crystals

JOHN H. MULLER

U.S. Army Engineer Research and Development Laboratories
Fort Belvoir, Virginia (USA)

(Z. Naturforschg. 20 a, 849—851 [1965]; received 14 May 1965)

Several physical effects of strong electric fields upon a *cholesteric* liquid crystal have been found. While the alignment of nematic liquid crystals by electric and magnetic fields has been known for some time¹; and various authors, particularly FRIEDEL (ref. 1, p. 344), have classified the cholesteric phase as an alternate form to the nematic phase; we are not aware of any electric field effects upon cholesteric liquid crystals reported in the literature.

It might seem natural to examine optical effects in electric fields transverse to the viewing direction, in analogy with other electro-optic effects. However, one of our group² reasoning from the following considerations reached a different conclusion.

a) The intensity of the selectively reflected light in the plane cholesteric texture depends strongly upon the substrate material. E. g. Mylar plastic oriented by rolling and known for its strongly polar surface induces more reflection than glass, a comparatively amorphous material.

b) The model of DE VRIES³ explains the strong reflection band and the high optical rotatory power of opposite sign on either side of that band by a screw structure. Even though only normal incidence and reflection is considered by this model, it suggests that there exists a preferred axis parallel to, and a preferred plane normal to the screw axis.

c) Hence the most sensitive effect might be observed by a field directed along such a screw axis and parallel to the viewing direction, for only in this direction would the field effect upon the individual molecular dipole axes be cumulative rather than periodic along the

screw structure. We have therefore examined several cholesteric compounds in polarized light in a field parallel to the viewing axis. In this letter we wish to report on effects observed in cholesterol nonanoate, hereafter designated "CN".

Observations were made with a polarizing microscope using incident illumination, a transparent upper electrode of NESA glass, and an opaque, blackened, lower electrode of anodized copper. The microscope analyzer was crossed with the polarization of specularly reflected light, and magnifications of 30 to 250 were used.

Both instantaneous and time average light intensity were monitored by a photomultiplier on a third tube of the trinocular polarizing microscope. Readout was by means of a meter or oscilloscope.

The thickness of the sample was controlled with the aid of a mylar spacing sheet usually 15 microns thick between the electrodes. A circular hole of 3 mm dia. was cut in the mylar to accommodate the sample.

Fields up to 2.4×10^7 V./M. were monitored directly by a voltmeter connected to the electrodes. Near dielectric breakdown, a current of 3 microamperes was observed, but almost all measurements were taken under smaller fields at which the current leakage was less than 10^{-7} amperes.

Impurity effects can be ruled out by the following: The cholesterol nonanoate, (CN) used was chromatographically purified and checked. The behaviour of the sample did not degrade or alter with time or continued exposure to high electric fields. The zero field behaviour of the samples throughout was the same as that of samples exposed only to glass. Additionally, CN is known to be chemically stable at the temperatures used. All observations except as noted were made on the selectively scattered light from the cholesteric mesophase.

The twelve following main features have been observed in CN. The first five of these have mainly to do with D. C. fields, the last seven with A. C. fields.

¹ M. G. FRIEDEL, Ann. Physique 18, 378 [1922].

² R. ENNULAT, private communication.

³ H. L. DE VRIES, Acta Cryst. 4, 219 [1951].