

## Zirkulare Polarisation von Gamma-Strahlung nach Neutroneneinfang in $^{23}\text{Na}$ und $^{31}\text{P}$

J. EICHLER

Institut für Experimentelle Kernphysik, Kernforschungszentrum Karlsruhe  
Germany

Eingegangen am 1. April 1968

### The Circular Polarization of Neutron-Capture Gamma Rays from $^{23}\text{Na}$ and $^{31}\text{P}$

The circular polarization of  $\gamma$ -rays following the capture of polarized thermal neutrons in a target of  $^{23}\text{Na}$  and  $^{31}\text{P}$  was measured. The degree of polarization yielded the spin  $I=2^+$  for the 0.563 MeV level of  $^{24}\text{Na}$ . For the 6.53 MeV  $\gamma$ -transition from the compound state to the 0.563 MeV level the mixing ratio  $\delta=0.26^{+0.14}_{-0.10}$  between  $E2$  and  $M1$  radiation was deduced. The measurement is consistent with the spin value  $I=2^+$  of the 2.95 keV resonance for thermal neutron-capture of  $^{24}\text{Na}$ . For  $^{31}\text{P}$  we confirmed the earlier spin assignment  $I=1^+$  for the 1.149 MeV level. An upper limit  $0 < \delta < 0.15$  for the mixing ratio of the 6.8 MeV capture- $\gamma$ -transition was established.

### 1. Einleitung

Beim Einfang polarisierter thermischer Neutronen in statistisch geordneten Kernen entsteht ein Compound-Kern, welcher ebenfalls polarisiert ist. Die  $\gamma$ -Quanten, welche beim Zerfall des Compound-Zustandes entstehen, zeigen bei unpolarisierter und linear polarisierter Beobachtung eine isotrope Intensitätsverteilung. Dagegen findet man eine Korrelation zwischen der zirkularen Polarisation  $P_c$  und der Richtung des Neutronenspins in folgender Form:

$$P_c = R P_n \cos \theta. \quad (1)$$

Dabei ist  $P_n$  der Polarisationsgrad der Neutronen und  $\theta$  der Winkel zwischen der Richtung der  $\gamma$ -Emission und dem Neutronenspin. Der Faktor  $R$  hängt vom Spin des Targetkerns  $I_i$ , des Empfangszustandes  $I_f$  und des Endzustandes nach der  $\gamma$ -Emission  $I_c$  ab.

Für einen Übergang, welcher nur zwei Multipolordnungen  $L$  und  $L' = L+1$  mit dem Mischungsverhältnis  $\delta$  enthält, ist  $R$  gegeben durch<sup>1</sup>:

$$R = \frac{r(L, L) + \delta^2 r(L', L') + 2\delta r(L, L')}{1 + \delta^2}$$

$$r(L, L) = \frac{2(I_c - I_i)}{2I_i + 1} \frac{L(L+1) + I_c(I_c+1) - I_f(I_f+1)}{L(L+1)} \quad (2)$$

$$r(L, L') = -(-1)^L \frac{2(I_c - I_i)}{2I_i + 1} \frac{1}{L+1}$$

$$\left[ \frac{L(L+2)(I_c + I_f + L + 2)(I_c - I_f + L + 1)(-I_c + I_f + L + 1)(I_c + I_f - L)}{2(L+1)(2L+3)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Hierbei ist  $(-1)^L = (-1)^L$ , 1, wenn  $L$  die Multipolordnung der magnetischen (elektrischen) Strahlung ist.

Durch Messung der zirkularen Polarisation der  $\gamma$ -Strahlung nach Neutroneneinfang ist es mit Hilfe obiger Formeln möglich, Aussagen über die am Übergang beteiligten Spins und (besonders bei Mischungen zwischen  $M1$ - und  $E2$ -Strahlung) über das Mischungsverhältnis zu gewinnen. In den letzten Jahren wurde die Methode hauptsächlich zur Bestimmung des Endzustandspins  $I_f$  angewendet<sup>2-5</sup>. Da die Bestimmung der zirkularen Polarisation bei Verwendung von NaJ-Kristallen nur bei den hochenergetischen von den nächsten Linien gut getrennten Linien möglich ist, kann diese Methode nur bei einigen Kernen zur Anwendung kommen. Wegen der geringen Transmission und des schlechten Wirkungsgrades der Compton-Polarimeter<sup>6</sup> und der niedrigen Intensität polarisierter thermischer Neutronen sind lange Strahlzeiten nötig, was eine Verwendung von GeLi-Zählern mit kleinem Volumen ausschließt.

### 2. Experimentelle Anordnung

Als thermische Neutronenquelle wurde der Karlsruher 46 MW-Forschungsreaktor FR2 benutzt. Ein Kollimator aus Stahl von 1 m Länge und einem Querschnitt von  $10 \times 6$  mm befand sich zur Ausblendung des Strahles im Reaktorkanal. Die Polarisation der Neutronen erfolgte durch Totalreflexion an einem magnetisierten 94Co-6Fe-Spiegel. Der Spiegel

<sup>1</sup> BIEDENHARN, L. C., M. E. ROSE, and G. B. ARFKEN: Phys. Rev. **83**, 683 (1951).

<sup>2</sup> TRUMPY, G.: Nuclear Phys. **2**, 664 (1956).

<sup>3</sup> VERVIER: Nuclear Phys. **26**, 10 (1961).

<sup>4</sup> KOPECKY, J., I. KAJFOSZ, and B. CHALUPA: Nuclear Phys. **68**, 449 (1965).

<sup>5</sup> SCHULER, W., and R. SCHAUB: Nuclear Phys. A **107**, 14 (1968).

<sup>6</sup> SCHOPPER, H.: Nuclear Instr. **3**, 158 (1958).

bestand aus 0,5 mm dickem  $^{94}\text{Co}$ - $^{6}\text{Fe}$ -Blech, welches auf einen Cu-Block geklebt und dann auf  $1\ \mu$  genau poliert wurde. Aus fertigungstechnischen Gründen wurde der Spiegel von 1 m Länge aus 10 justierten Einzelstücken zusammengesetzt.

Bei einem mittleren Einfallswinkel der Neutronen gegen die Spiegeloberfläche von  $9^\circ$  erhielt man einen Strahl von  $6 \cdot 10^6$  Neutronen/sec mit einer mittleren Polarisation von 70% an der Stelle des Targets. Um eine

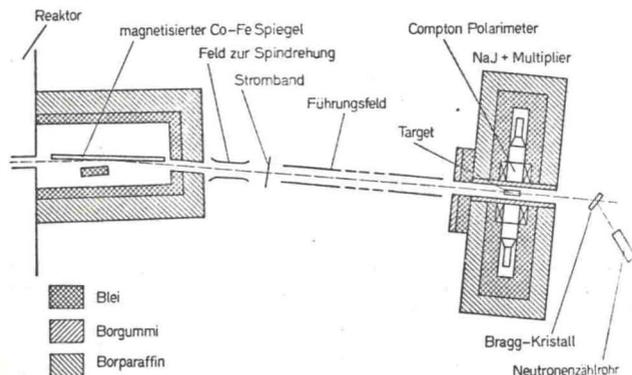


Fig. 1. Erzeugung polarisierter thermischer Neutronen durch Totalreflexion und Messung der zirkularen Polarisation der Einfang- $\gamma$ -Quanten. (Nicht maßstabgetreu in der vertikalen Richtung)

gute Trennung von direktem und reflektiertem Strahl zu erreichen, befand sich das Target 4,5 m vom Spiegelende entfernt (Fig. 1). An dieser Stelle hatte der reflektierte Strahl eine Halbwertsbreite von 15 mm. Die Polarisation wurde durch Bragg-Reflexion an einem magnetisierten  $^{92}\text{Co}$ - $^{8}\text{Fe}$ -Einkristall gemessen.

Zur Aufrechterhaltung der Neutronenpolarisation wurden Führungsfelder aus Permanentmagneten angebracht, welche ein Feld von 50 Gauß lieferten. Zum Umklappen des Neutronenspins konnte direkt hinter dem Spiegelende der Spin durch ein elektromagnetisches Führungsfeld adiabatisch um  $\pm 45^\circ$  gedreht werden. Nach der Drehung war der Neutronenspin parallel oder antiparallel zu dem dahinter befindlichen festen Magnetfeld. Um bei antiparalleler Stellung ein Zurückdrehen des Neutronenspins parallel zum Magnetfeld zu verhindern, ist es wünschenswert den Übergang zwischen beiden Feldrichtungen möglichst kurz zu halten. Dazu wurde ein stromdurchflossenes Kupferband von 0,2 mm Dicke

quer zum Neutronenstrahl aufgestellt<sup>7</sup>. Die Absorption der Neutronen in dem Band ist kleiner als 1%. Die Depolarisation beim Umklappen des Spins wurde zu  $2 \pm 3\%$  bestimmt.

Zwei NaJ-Zähler ( $7,5 \times 7,5$  cm), welche in  $0$  bzw.  $180^\circ$  bezüglich des Neutronenspins aufgestellt waren, nahmen die Spektren der Einfang-Gammastrahlung auf. Vor den NaJ-Kristallen befanden sich als Compton-Polarimeter Eisenabsorber, welche den Kern eines Elektromagneten bildeten. Die Messung der zirkularen Polarisation erfolgte nach der Transmissionsmethode<sup>6</sup>. Diese beruht auf der Abhängigkeit der  $\gamma$ -Absorption durch Compton-Effekt an ausgerichteten Elektronen von der zirkularen Polarisation der  $\gamma$ -Quanten.

Die Spektren der beiden Zähler nach Transmission durch das magnetisierte Eisen wurden je nach Richtung des Neutronenspins in die Viertelbereiche eines 400-Kanal-Analysators gesammelt. Aus der Differenz der Zählraten für verschiedene Spinrichtungen wurde die Zirkularpolarisation ermittelt. Zur Eliminierung von langzeitigen Schwankungen der Elektronik und des Neutronenflusses wurde der Neutronenspin alle 100 sec umgepolt. Die gut abgeschirmten Multiplier standen 4,5 m weit weg vom veränderlichen Feld zur Spindrehung, welches maximal 40 Gauß betrug. Deshalb konnte kein Magnetfeldeinfluß beim Umpolen auf die Photomultiplier festgestellt werden.

### 3. Meßmethode und Korrekturen

Zur Bestimmung der Zirkularpolarisation der  $\gamma$ -Quanten für die untersuchten Linien wurden die relativen Zählratenunterschiede gebildet

$$E = 2 \cdot (N(0^\circ) - N(180^\circ)) / (N(0^\circ) + N(180^\circ)),$$

wobei  $N(\theta)$  die  $\gamma$ -Zählrate für den Winkel  $\theta$  zwischen dem Neutronenspin und der  $\gamma$ -Emissionsrichtung ist. Um aus  $E$  die zirkulare Polarisation und damit  $R$  zu erhalten, müssen folgende Korrekturen angebracht werden<sup>4</sup>:

1. Die Eichkonstante  $a$ , welche den Wirkungsgrad des Compton-Polarimeters und die Neutronenpolarisation enthält, muß bestimmt werden. Dies geschah im Experiment durch eine Eichmessung mit einem Schwefeltarget, bei welchem der Faktor  $R$  berechnet werden kann ( $R = -0,5$ ).

2. Der  $\gamma$ -Untergrund, welcher nicht von der untersuchten Linie des  $(n, \gamma)$ -Prozesses herrührt, muß abgezogen werden. Das Verhältnis  $\alpha$  von Untergrund zu totaler Zählrate hat verschiedene Beiträge, welche durch zusätzliche Messungen erfaßt wurden.

<sup>7</sup> STENSVOLL, O., K. ABRAHAMS, and T. RISTE: Kjeller Report KR-37.

<sup>4</sup> Z. Physik, Bd. 213

2.1. Der  $\gamma$ -Untergrund, welcher aus der Umgebung und dem Neutronenstrahl stammt, wurde durch eine Messung ohne Target berücksichtigt.

2.2. Im Target werden Neutronen elastisch gestreut und verursachen Einfang- $\gamma$ -Strahlung in den Materialien der Umgebung. Eine Erfassung dieses Untergrundes ist durch Messung mit einem Kohlenstofftarget möglich, bei welchem der Einfangwirkungsquerschnitt von 3 mb klein gegen den elastischen Streuquerschnitt von 4 b ist.

3. Bei inkohärenter Streuung der Neutronen kann eine Depolarisation der Neutronen auftreten, welche den Polarisationsgrad der Neutronen verkleinert. Der dadurch hervorgerufene Korrekturfaktor  $k$  wurde aus den bekannten Wirkungsquerschnitten \* für kohärente und inkohärente Streuung berechnet.

Mit obigen Korrekturen erhält man aus der Messung von  $E$  den gesuchten Wert  $R$ , welcher Auskunft über kernspektroskopische Daten geben kann.

$$R = E \cdot \frac{a \cdot k}{(1 - \alpha)} \quad (3)$$

Tabelle. Experimentelle Ergebnisse

	$E$	$\alpha$	$k$	$R$
$^{32}\text{S}(n, \gamma)$ 5,4 MeV	$-(1,41 \pm 0,08) \cdot 10^{-2}$	0,33	1,00	$-1/2; a = 23,8 \pm 1,5$
$^{23}\text{Na}(n, \gamma)$ 6,4 MeV	$(0,00 \pm 0,11) \cdot 10^{-2}$	0,73	1,05	$0,00 \pm 0,10$
$^{31}\text{P}(n, \gamma)$ 6,8 MeV	$(0,71 \pm 0,12) \cdot 10^{-2}$	0,59	1,06	$0,40 \pm 0,10$

#### 4. Ergebnisse und Diskussion

##### 4.1. Schwefel

Die Messung am Schwefel diente zur Bestimmung der Eichkonstanten der Apparatur und zur Überprüfung der Funktionsweise. Es sind alle Spinwerte bekannt, und es handelt sich bei der untersuchten intensitätsstarken 5,44 MeV-Linie um einen  $E1$ -Übergang ( $I_i = 0^+, I_c = 1/2^-, I_f = 3/2^-$ ). Nach Gl. (2) berechnet man  $R = -0,5$ . Mit obigen Korrekturen erhält man aus dem gemessenen Effekt  $E$  die Eichkonstante  $a = 23,8 \pm 1,5$ .

##### 4.2. Natrium

Fig. 3 zeigt das aufgenommene  $\gamma$ -Spektrum der Reaktion  $^{23}\text{Na}(n, \gamma)$ . Es wurde die 6,39 MeV-Linie untersucht (Fig. 2). Der Meßwert von  $E$  und die Korrekturen sind in der Tabelle dargestellt. Das Ergebnis

\* Neutrons cross sections, BNL 325.

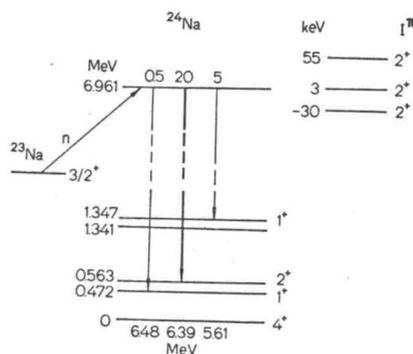


Fig. 2. Vereinfachtes Termschema für  $^{24}\text{Na}$ . Es sind nur Neutronenresonanzen mit  $l=0$  eingetragen

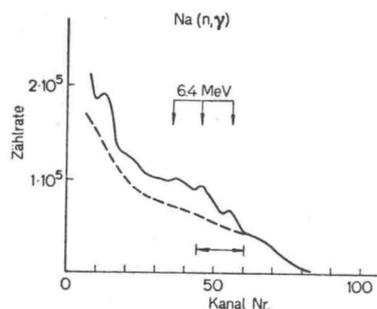


Fig. 3. Aufgenommenes Spektrum der Reaktion  $^{23}\text{Na}(n, \gamma)$ . Der Pfeil bezeichnet den Integrationsbereich zur Bestimmung der zirkularen Polarisation des 6,39 MeV-Übergangs. Die gestrichelte Kurve gibt den Verlauf des Untergrundes an

Messung liefert  $R = 0,00 \pm 0,10$ . Da beim  $\chi^2$ -Test keine signifikante Abweichung von der Statistik auftrat, wurde hier als Fehler die Standardabweichung angegeben.

Der Grundzustand des  $^{23}\text{Na}$  hat  $I_i = 3/2^+$ . Demnach sollten mit thermischen Neutronen ( $l=0$ ) Compoundzustände mit  $I_c = 1^+$  und  $2^+$  gebildet werden können. Niederenergetische Neutronenresonanzen wurden von verschiedenen Autoren bei Energien von  $\sim 30$  keV, 3 keV, 5 keV und höher gefunden. Die Spinfolge, welche von der gründlichsten

der vorhandenen Untersuchung herrührt<sup>8</sup>, wird zu  $2^+$ ,  $2^+$ ,  $2^+$  angegeben\*. Man erwartet deshalb beim Einfang thermischer Neutronen nur einen Compoundzustand mit  $I_c=2^+$ .

Der Spin des 0,563 MeV-Endzustandes wurde aus  $(d, p)$ -Experimenten zu  $I_f=1^+$ ,  $2^+$  gemessen<sup>9</sup>. Beim untersuchten 6,39 MeV-Übergang kann

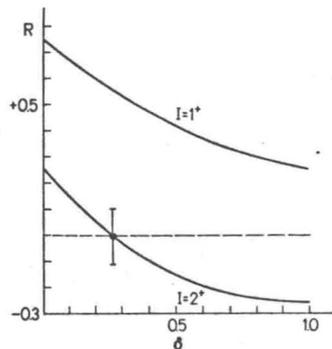


Fig. 4.  $R$  in Abhängigkeit vom Mischungsverhältnis  $\delta$  für die beiden möglichen Spinwerte  $1^+$  und  $2^+$  des 0,563 MeV-Niveaus des  $^{24}\text{Na}$ . Der Meßwert für  $R$  liefert das Mischungsverhältnis  $\delta=0,26^{+0,14}_{-0,10}$  und den Spinwert  $2^+$

es sich also um eine Mischung von  $M1$ - und  $E2$ -Strahlung handeln. Die Weißkopf-Abschätzung liefert ein Mischungsverhältnis von  $\delta \approx 0,5$ . In Fig. 4 sind die berechneten  $R$ -Werte für  $I_f=1^+$  und für  $I_f=2^+$  in Abhängigkeit vom Mischungsverhältnis aufgetragen. Der gemessene Wert für  $R$  ist hinzugefügt.

Man erhält folgendes Ergebnis:

1. Der Spin des 0,563 MeV-Zustandes ist  $I=2^+$ .

\* Einige Autoren geben für die 3 keV-Resonanz den Spinwert  $I=1^+$  an. (Eine ausführliche Diskussion und eine Neubestimmung des Spins zu  $I=2^+$  findet sich in [10]. Da der Einfang thermischer Neutronen hauptsächlich durch die 3 keV-Resonanz beeinflusst werden sollte, müßte in diesem Fall der Spin des Einfangzustandes ebenfalls den Wert  $1^+$  annehmen. Nach Gl. (2) berechnet man dafür  $R \geq 0,25$  oder  $R \leq -0,1$  (für Mischungsverhältnisse  $\delta < 0,4$ ). Ein Vergleich mit dem Meßwert von  $R=0,0 \pm 0,1$  zeigt, daß der Spinwert  $I=1^+$  für die 3 keV-Resonanz unwahrscheinlich ist.

<sup>8</sup> HIBDON, C. T.: Phys. Rev. 118, 514 (1960).

<sup>9</sup> DICKERMAN, C. E.: Phys. Rev. 109, 443 (1958).

2. Das Mischungsverhältnis des Überganges vom Compoundzustand zum 0,563 MeV-Zustand beträgt\*

$$\delta = 0,26^{+0,14}_{-0,10}$$

#### 4.3. Phosphor

Beim Phosphor wurde die zirkulare Polarisation der 6,79 MeV-Linie zum 1,15 MeV-Zustand bestimmt, dessen Spin mit  $I_f=1^+$  aus Winkelkorrelationsmessungen bekannt ist (Fig. 5). Da der Targetkern  $^{31}\text{P}$  den

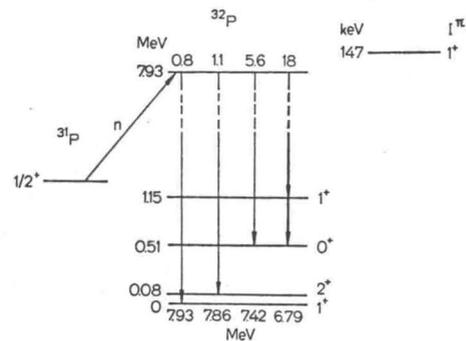


Fig. 5. Vereinfachtes Termschema für  $^{32}\text{P}$ . Nur die niedrigste Neutronenresonanz wurde aufgeschrieben; die  $I^\pi$ -Werte der weiteren sind unbekannt

Grundzustandsspin  $I_i=1/2^+$  hat, kann der Einfangzustand  $I_c=0^+$ ,  $1^+$  annehmen. Oberhalb einer Neutronenenergie von 140 keV wurden eine Reihe von Resonanzen gemessen, von denen bisher nur der Spin der untersten Resonanz bei 158 keV ermittelt wurde:  $I=0$ ,  $I=1^+$ . Man vermutet, daß zum größten Teil ein Compound-Zustand mit  $I_c=1^+$  gebildet wird, zumal das statistische Gewicht für diesen Zustand dreimal größer ist.

Die Messung von  $R$  (Tabelle) liefert folgende Resultate:

1. Der Spin des 1,15 MeV-Zustandes wird zu  $1^+$  bestätigt. (Für  $I=2^+$ ,  $3^+$  wäre  $R$  negativ und für  $I=0^+$  sollte  $R$  etwa 1 sein.)

\* Als zweiten Wert erhält man ein sehr großes  $\delta$ , welches nur kleine Beimischungen an  $M1$  Strahlung zuläßt. Dieses steht im Widerspruch zu den hohen gemessenen Intensitäten.

2. Es kann eine obere Grenze für das Mischungsverhältnis des 6,79 MeV-Überganges angegeben werden\*:

$$0 < \delta < 0,15.$$

Die Bestimmung des Mischungsverhältnisses ist zur eventuellen Durchführung eines Zeitinvarianzexperimentes interessant<sup>10</sup>. Bei diesem Experiment werden  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen nach Einfang polarisierter Neutronen bei gemischten Übergängen untersucht. Besonders geeignet ist ein Übergang mit  $\delta = +1$  und der Spinfolge  $1 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ , welche beim <sup>32</sup>P vorliegt.

Leider zeigt obige Messung nur ein kleines Mischungsverhältnis, so daß die Eignung dieses Überganges fraglich ist.

Herrn Prof. Dr. H. SCHOPPER danke ich für die Anteilnahme an den Experimenten.

Herr Dr. W. SCHULER war an dem Aufbau der Apparatur beteiligt, wofür ich ihm sehr verbunden bin.

\* Siehe Fußnote S. 359.

<sup>10</sup> KAJFOSZ: Phys. Letters 24 B, 443 (1967).

Dipl.-Ing. J. EICHLER  
Institut für Experimentelle Kernphysik  
Kernforschungszentrum  
7500 Karlsruhe, Postfach 947

## Theory of Mode Pulling in a Stokes Raman Oscillator. I

K. GROB

I. Institut für theoretische Physik der Universität Stuttgart

Received April 6, 1968

In the present paper frequency shifts and other characteristic properties of the Stokes modes in a solid Raman-active sample are investigated theoretically. The Raman process is described by nonlinear Heisenberg equations for running waves, which is convenient in order to satisfy the momentum conservation condition. The Stokes shifted electromagnetic waves are assumed to be reflected at the endfaces of the crystal to establish standing waves (modes), whereas the vibrational waves are treated as running waves because of their large damping. The calculations are done for (a) one mode in the 1. Stokes line, (b) one mode in the 1. and one mode in the 2. Stokes line and (c) two modes in the 1. Stokes line. Case (c) can be established only if the two modes are placed symmetrically with respect to the center of the line. In all three cases homogeneously broadened lines are assumed. The frequency shifts in (a) and (c) are power-independent. Only in (b) the shift of the 1. Stokes mode depends on the incident laser flux. Nonlinear pulling and power-dependent pushing of arbitrarily situated modes in the 1. Stokes line occur if additional modes oscillate simultaneously in the higher order lines. Detailed calculations of these interesting cases are given in a forthcoming paper.

### I. Introduction

Recently TANNENWALD<sup>1</sup> has observed Stimulated Raman Scattering (SRS) in quartz at low temperatures in which the  $467 \text{ cm}^{-1}$  1. Stokes line is split into several components. His measurements are describable in terms of the quartz crystal behaving as a Stokes Raman oscillator. The Raman Stokes splittings correspond nearly to the Fabry-Perot resonant modes of the quartz samples, but the modes are spaced 5–20% closer than it is predicted by the cavity (sample) lengths. Only in a few cases splitting of modes could be reached at higher temperatures, the mode separation being nearer normal, i.e. mode pulling being smaller. When three modes were observable, the weaker lines were pulled the most, i.e. those modes, which are displaced farther from the line center. At higher power levels TANNENWALD qualitatively observed a decrease of the pulling (mode pushing). The same effect was obtained when the cavity  $Q$  was raised. Besides the 1. Stokes line the 2. Stokes line occasionally was also split into components.

<sup>1</sup> TANNENWALD, P.E.: J. Appl. Phys. 38, 4788 (1967); — Proc. of the Siberian Academy of Sciences (to be published).