

Kegelförmige Emission bei Rubinlasern mit äußeren Spiegeln

D. Röss und P. Möckel

Zentral-Laboratorium der Siemens & Halske AG, München

(Z. Naturforsch. **20 a**, 49—53 [1965]; eingegangen am 6. Oktober 1964)

Ein Laser mit einem am Umfang polierten Rubinstab zwischen äußeren ebenen Spiegeln, bei dem die Stabachse gegen die Resonatorachse verdreht ist, zeigt neben dem scharf gebündelten Zentralstrahl eine intensive Abstrahlung in einen Hohlkegel. Der Öffnungswinkel des Hohlkegels wächst mit der Verdrehung der Stabachse gegen die Resonatorachse.

Wir weisen experimentell und analytisch nach, daß der Kegelstrahl durch Totalreflexion solcher Lichtstrahlen am polierten Umfang des Rubinstabes entsteht, die beim Durchgang durch den Resonator durch Beugung und Streuung aus dem Zentralstrahl abgelenkt werden.

1. Beobachtung des Effektes

Ein Rubin von 7 mm Durchmesser und 70 mm Länge, dessen C-Achse unter 90° zur Stabachse orientiert ist, wird in einem speziellen elliptischen Zylinderspiegel mit einer Blitzlampe FT 91 L gepumpt¹ (vgl. Abb. 1). Der Kristall ist relativ frei von größeren Verwachsungen, seine Dotierung beträgt 0,035% Cr⁺⁺⁺. Die Umfangsfläche des Rubins ist poliert, die Endflächen sind auf $\lambda/5$ eben und auf $2''$ parallel geläppt und mit einer Vergütungsschicht für 6940 Å belegt. Der Rubin befindet sich in der Mitte zwischen zwei äußeren ebenen Spiegeln aus dielektrischen Vielfachschichten mit 98,5% Re-

flexion und 0,3% Transmission. Die Spiegel haben einen Abstand von 92,5 cm; sie sind auf $\lambda/5$ eben, ihr Durchmesser beträgt 50 mm.

Bei Anregung des Rubins über den Schwellwert beobachtet man in bekannter Weise einen scharf gebündelten Lichtstrahl, der beidseitig durch die Spiegel austritt. Bei genauer Betrachtung der Lichtverteilung auf einem der äußeren Spiegel erkennt man außer dem den aktiven Moden des Resonators zuzuordnenden Zentralfleck einen zweiten, in der Intensität etwa 100-mal lichtschwächeren Fleck, der durch Reflexion des Zentralstrahles an der nicht genau senkrecht zur Resonatorachse orientierten Stabendfläche zustande kommt.

Außerdem beobachtet man noch eine Emission mit etwa gleicher Intensität wie in dem zweiten Fleck, die bogenförmig über den Spiegelquerschnitt in Form eines Kreissegmentes verläuft, wobei die Krümmung dieses Bogens davon abhängt, wie stark die Achse des Rubinstabes gegen die Resonatorachse verdreht ist.

Bei einem genügend großen Verdrehungswinkel kann das so emittierte Licht an der Spiegelhalterung vorbeilaufen, und auf einem einige Meter von dem Resonator entfernten Schirm ist visuell ein intensiv leuchtender Ring erkennbar. Die Leuchtdichte des Ringes ist vergleichbar mit der des Zentralstrahls. Daß dieser Effekt bisher nicht beobachtet wurde, liegt wohl daran, daß man im allgemeinen auf eine genaue Ausrichtung der Stabachse in der Resonatorachse achtet. Außerdem ist der Effekt nur dann gut beobachtbar, wenn es gelingt, den Stabquerschnitt einigermaßen gleichmäßig zu invertieren. Wir erreichten dies durch eine nichtabbildende Pump-anordnung¹.

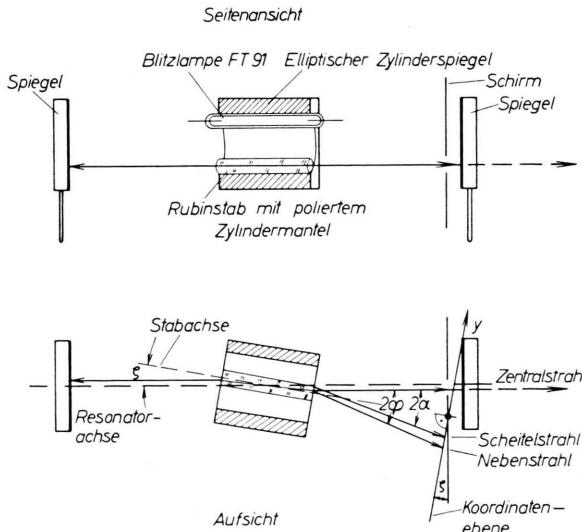


Abb. 1. Beobachtungs- und Meßanordnung. Die Stabachse ist gegen die Resonatorachse um den Winkel ζ verdreht.

¹ D. Röss, Appl. Opt. **3**, 259 [1964].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

2. Genauere Untersuchung

Wir haben die Spiegelhalterung durch einen weißen Schirm abgedeckt, in dessen Mitte ein Loch von 9 mm \varnothing für den rückgekoppelten Zentralstrahl eingeschnitten war. Die Lichtverteilung auf dem Schirm wurde photographiert und quantitativ ausgemessen, wobei der Schirmabstand, die Kristallverdrehung oder die Pumpenergie als Parameter verändert wurde. Wie man aus den Aufnahmen von Abb. 2 * erkennt, ist die Emission in einen Hohlkegel mit annähernd kreisförmigem Querschnitt konzentriert. Dabei ist der Zentralstrahl eine Tangente des Kegels.

Daß der an der Endfläche reflektierte Nebenstrahl hier außerhalb des Konus liegt, kommt dadurch zu stande, daß die Endflächen nicht genau senkrecht zur Stabachse orientiert sind. Durch eine axiale Drehung des Stabes um 180° kann der Reflex in den Konus hineingelegt werden. Da diese störende Unsymmetrie hier nicht weiter interessiert, können wir bereits vorwegnehmen, daß bei einer genauen Ausrichtung der Endflächen unter 90° zur Stabachse der Nebenstrahl ebenfalls eine Tangente des Lichtkegels ist, die diametral zum Hauptstrahl verläuft.

In Abb. 3 ist eine Serie von Aufnahmen mit wachsender Verdrehung der Stabachse gegen die Resonatorachse dargestellt. Der Schirm war dabei im Abstand von 42,5 cm zur Stabendfläche vor einem der Spiegel aufgestellt. Der Öffnungswinkel des Kegels wächst mit zunehmender Verdrehung, und zwar ergibt sich für das dargestellte Beispiel quantitativ die Relation

$$\zeta = \varphi - \frac{1}{2n} (2\varphi - 2\alpha).$$

Darin ist ζ der Winkel zwischen Stabachse und Resonatorachse, 2φ der Winkel zwischen Zentralstrahl und reflektiertem Nebenstrahl und 2α der Öffnungswinkel des Hohlkegels (Winkel zwischen Zentralstrahl und diametral gelegenem Kegelstrahl). n ist der Brechungsindex von Rubin. Bei sehr großen Verdrehungen (ca. 8°) wird die Erscheinung lichtschwach, weil die Schwellenergie steigt und die Pumpenergie in dieser Aufnahmereihe konstant gehalten wurde.

Aufnahmen mit wachsender Pumpenergie zeigen, daß Zentralstrahl (durch den Nebenstrahl gekennzeichnet) und Kegelstrahl gleiche Schwellenergie ha-

ben und daß ihre Intensität in gleicher Weise ansteigt (vgl. Abb. 4). Die gleichzeitige Beobachtung des zeitlichen Verlaufs der Emission im Zentralstrahl und im Kegelstrahl mit zwei verschiedenen Photodioden weist nach, daß in beiden Emissionsformen die Relaxationsimpulse zur gleichen Zeit erfolgen, der Kegelstrahl also mit den axialen Moden verknüpft ist.

3. Nahfeld und Fernfeld

Wir haben die Leuchtverteilung der Rubinendflächen aufgenommen, wobei nur Licht der kohärenzen Emission in das Objektiv eintreten konnte.

Die Emission stammt aus einem Teilbereich des Rubins an der Endfläche, der beidseitig an die Ebene angrenzt, die von Stabachse und Resonatorachse gebildet wird. Die endliche Ausdehnung des leuchtenden Gebietes macht sich bei der genauen Ausmessung des Lichtkegels darin bemerkbar, daß nahe am Rubin der Öffnungswinkel scheinbar abnimmt (vgl. Abb. 5).

Zur Beobachtung des Fernfeldes wurden der Lichtkegel und der Nebenstrahl mit einer auf Unendlich eingestellten Kamera aufgenommen. Das Fernfeld zeigt eine außerordentlich reiche Struktur. Der Kegel besteht aus einer Vielzahl diskreter Kegelstrahlen mit etwas unterschiedlichem Öffnungswinkel. Diese Struktur ist auch visuell bei genauer Beobachtung der Schirmbilder erkennbar. In jedem einzelnen Kegel sind zahlreiche regelmäßige Interferenzsysteme erkennbar, deren Entstehung nicht weiter untersucht wurde (vgl. Abb. 6).

4. Erklärung des Effektes

a) Physikalische Begründung

Aus den Beobachtungen geht hervor, daß der Kegelstrahl in seiner Entstehung mit den axialen Moden verknüpft ist. Wir wollen im folgenden zeigen, wie er durch Totalreflexion schräglauender Lichtbündel an der polierten Mantelfläche des Laserstabes zustande kommt.

Wenn der Rubinstab schräg zur Resonatorachse angeordnet ist, kann aus rein geometrischen Gründen der Laserstrahl nicht mehr den ganzen Stabquerschnitt ausfüllen. Bei einer als gleichmäßig vor ausgesetzten Inversion des Materials werden sich im Resonator nahezu ebene Wellen ausbilden, deren

* Abb. 2–10 auf Tafel S. 52 a, b.

Querschnitt durch Vignettierung an den Stabenden aus zwei Kreisbögen gebildet wird, wobei deren Krümmungsradius gleich dem des Stabes ist (vgl. Abb. 7).

Wesentlich für die Erklärung des von uns beobachteten Effektes ist nun, daß bei jedem Durchgang der näherungsweise ebene Wellen darstellenden aktiven Moden durch den Resonator ein Teil der Lichtenergie aus diesen Moden in benachbarte Richtungen abgelenkt wird. Die wichtigsten Mechanismen für diese Auslenkung sind Streuungen und Brechungen in dem inhomogenen Lasermaterial sowie Beugung an den Spiegeln, an den Endflächen des Stabes und an Kristallfehlern. Das abgelenkte Licht wird beim Durchgang durch das Material verstärkt und trifft auf den Zylindermantel des Laserstabes auf. Unter Totalreflexion am Zylindermantel wird es aus dem Resonator ausgetrennt und bildet den Kegelstrahl. Der beobachtete Effekt würde nach der rein geometrischen Optik nicht auftreten können, da nur solche Moden hohe Güte haben, die eine Totalreflexion am Umfang vermeiden.

b) Mathematische Formulierung

Wir definieren folgende Größen (vgl. Abb. 1):

- Zentralstrahl: direkter Laserstrahl, der in Resonatorachsenrichtung verläuft,
 Nebenstrahl: an der Stabendfläche reflektierter Strahl,
 Scheitelstrahl: durch Totalreflexion am Umfang entstehender Kegelstrahl, der den Ringscheitel bildet und diametral zum Zentralstrahl verläuft,
 2φ Winkel zwischen Zentralstrahl und Nebenstrahl,
 2α Winkel zwischen Zentralstrahl und Scheitelstrahl (Kegelöffnungswinkel),
 ζ Winkel zwischen Stabachse und Resonatorachse,
 δ Winkel zwischen Stabachse und Normale auf die Stabendflächen (Fehlausrichtung der Stabendflächen),
 n Brechungsindex von Rubin ($n=1,76$),
 e Entfernung zwischen Stabendfläche und Schirm,
 d_1 größter Ringdurchmesser (Abstand Ringscheitel – Zentralfleck),
 d_2 kleinster Ringdurchmesser, steht senkrecht auf d_1 ,
 r Radius des Stabquerschnittes,
 s Mittelpunktsordinate der Lichtquelle.

Wir berechnen einen zur Stabachse senkrechten Querschnitt durch die Strahlenverteilung, die entsteht, wenn schräg zur Stabachse laufende Parallelstrahlen am Umfang reflektiert werden. Dazu füh-

ren wir eine Koordinatenebene senkrecht zur Stabachse ein, deren Ursprung im Schnittpunkt von Stabachse und Schirm liegt und deren positive y -Achse zum Zentralstrahl weist; sie wird von der dem Schirm abgewandten Seite betrachtet. Der Winkel ζ zwischen Koordinatenebene und Schirm ist kleiner als 10° , die dadurch hervorgerufene Verzerrung des berechneten Querschnitts gegenüber den Schirmaufnahmen also vernachlässigbar klein (vgl. Abb. 1).

Da die Winkel, die die Kegelstrahlen mit der Normalen auf die Stabendflächen bilden, kleiner als 15° sind, können wir die Brechung eliminieren, indem wir das Brechungsgesetz auf den arc statt des sin dieser Winkel anwenden ($\text{arc } 15^\circ = 0,262$, $\sin 15^\circ = 0,259$, relativer Fehler $< 1,2\%$). Wegen des sich daraus ergebenden konstanten Winkelverhältnisses $\beta : \beta' = n$ für die Einfalls- und Ausfallsinkel können wir die außerhalb des Kristalls gelgenden Winkel symmetrisch zur Endfläche in einen fiktiven Kristall mit dem Brechungsindex $n=1$ übertragen. Im übrigen wird die für den Effekt unerhebliche Tatsache vernachlässigt, daß die Stabendflächen nicht genau senkrecht auf der Stabachse stehen.

Die Spiegelkurve wird nun erzeugt durch eine Lichtquelle, für die gilt (vgl. Abb. 7):

a) sie hat die Form einer Sichel, die in Krümmungsradius und Krümmungsrichtung mit dem totalreflektierenden Stabumfang übereinstimmt und deren Ebene parallel zur Stabendfläche liegt,

b) ihr Abstand zum Schirm wird durch die vordere Endfläche des Stabes halbiert,

c) ihr Scheitel hat zur Stabachse denselben Abstand wie der Scheitel des erzeugten Lichtringes. – Von einem Punkt L der Lichtquelle geht ein Strahl aus, dessen Projektion auf die Koordinatenebene parallel zur y -Achse verläuft; er trifft in B auf den Umfang des Stabes und wird an der Tangentialfläche in B zum Punkt P der Spiegelkurve reflektiert. Nach den Voraussetzungen muß LB gleich BP sein (vgl. Abb. 8).

Die Berechnung ergibt für die Spiegelkurve:

$$\begin{aligned} x &= x_L + \frac{2s}{r^2} (y_L - s) x_L; \\ y &= y_L + \frac{2s}{r^2} (y_L - s)^2 - 2s \end{aligned} \quad (1)$$

(Koordinaten des vom Lichtpunkt L erzeugten Kurvenpunktes P).

Eine einfache Umrechnung ergibt:

$$\begin{aligned} (x^2 + y^2)^2 - (2s^2 + r^2)(x^2 + y^2) \\ - 2r^2 s y + s^4 - r^2 s^2 = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Die Kurve hat Ähnlichkeit mit einer PASCALSchen Schnecke; sie liegt symmetrisch zur y -Achse, ihre Schnittpunkte mit der y -Achse sind

$$y_1 = s + r; \quad y_2 = s - r; \quad y_3 = -s. \quad (3)$$

Im Punkt $x=0, y=y_3$ geht der innere Kurvenzweig in den äußeren über, aus Abbildungsgründen ist

$$x_s = \pm \sqrt{\frac{1}{2} - \frac{r^2}{32s^2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{32s^2}{r^2}}\right)} \cdot \left[r + 2s \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{r^2}{32s^2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{32s^2}{r^2}}\right)}\right],$$

$$y_s = +r \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{r^2}{32s^2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{32s^2}{r^2}}\right)} + \frac{r^2}{16s} \cdot \left(1 + \sqrt{1 + \frac{32s^2}{r^2}}\right). \quad (5)$$

Näherungsweise gilt für $|s| > 2r$:

$$x_s = \pm \left(s + \frac{r}{2}\sqrt{2}\right), \quad y_s = +\frac{r}{4}\sqrt{2}. \quad (5 \text{ a})$$

Die Durchmesser der Spiegelkurve in Richtung der Achsen betragen:

$$d_1 = y_3 - y_1 = -(2s + r);$$

$$d_2 = 2|x_s| \approx |2s + r\sqrt{2}|. \quad (6)$$

Da d_1 und r positiv sind, ist s in Übereinstimmung mit unserer Konstruktion negativ. Für d_1 und d_2 ergibt sich dann:

$$d_1 = 2|s| - r, \quad d_2 = 2|s| - r\sqrt{2}. \quad (6 \text{ a})$$

Für s gilt nach Gl. (6):

$$s = -\frac{1}{2}(d_1 + r). \quad (7)$$

Die Berechnung erfolgte unter Elimination der Brechung und ohne Berücksichtigung der Tatsache, daß die Stabendflächen nicht genau unter 90° zur Stabachse orientiert sind. Unter genauer Beachtung der Brechung kann man jedoch aus den gemessenen Werten 2φ und 2α auf die Fehlausrichtung δ der Stabendflächen und auf den Winkel ζ , den Stabachse und Resonatorachse miteinander bilden, schließen.

Nach Abb. 9 gilt folgende Beziehung:

$$\gamma = 2\alpha - \varphi = \varphi - (2\varphi - 2\alpha). \quad (8)$$

Der Scheitelstrahl wird beim Eintritt in den Kristall entsprechend seinem Winkel γ mit der Endflächennormale gebrochen und läuft nach Totalreflexion am Umfang, d. h. nach Reflexion an der zur Stabachse parallelen Mantellinie, mit dem Zentralstrahl im Kristall weiter. Es gilt also:

$$\sin \gamma : \sin \gamma' = n; \quad (9)$$

$$\gamma' + \delta = \varphi' - \delta; \quad \delta = \frac{1}{2}(\varphi' - \gamma'). \quad (10, 11)$$

jedoch nur der innere Kurvenzweig als Bild der Spiegelkurve möglich. Die waagerechten Tangenten haben die Ordinaten y_1, y_2 und

$$y_t = -(s + r^2/8s). \quad (4)$$

Senkrechte Tangenten existieren in den Punkten

$$x_s = \pm \sqrt{\frac{1}{2} - \frac{r^2}{32s^2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{32s^2}{r^2}}\right)} \cdot \left[r + 2s \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{r^2}{32s^2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{32s^2}{r^2}}\right)}\right],$$

$$y_s = +r \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{r^2}{32s^2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{32s^2}{r^2}}\right)} + \frac{r^2}{16s} \cdot \left(1 + \sqrt{1 + \frac{32s^2}{r^2}}\right). \quad (5)$$

Da die Winkel φ und γ klein sind, vereinfacht sich Gl. (11) nach der Näherung $\sin \beta = \text{arc } \beta$ zu

$$\delta = \frac{1}{2n}(\varphi - \gamma) \quad \text{bzw.} \quad \delta = \frac{1}{2n}(2\varphi - 2\alpha). \quad (12)$$

Für den Winkel ζ zwischen Stabachsenrichtung und Resonatorachsenrichtung folgt schließlich:

$$\zeta = \varphi - \delta \quad \text{oder} \quad \zeta = \varphi - \frac{1}{2n}(2\varphi - 2\alpha). \quad (13, 13 \text{ a})$$

c) Diskussion der Ergebnisse

Die errechnete Spiegelkurve hat Ähnlichkeit mit einer PASCALSchen Schnecke; für uns kommt, da die Lichtquelle höchstens ein Halbkreis sein kann, nur der innere Kurvenzweig in Betracht. Die Kurve liegt symmetrisch zu der Ebene, die von der Resonatorachse und der Stabachse gebildet wird; der Punkt $(x=0; y=y_3)$ ist ein Verzweigungspunkt und liegt nach dem Spiegelungsmechanismus in Übereinstimmung mit der Beobachtung immer im Zentralstrahl und damit in der Blendöffnung. Nach Abb. 7 ist die Lichtquelle stets kleiner als ein Halbkreis, und zwar wird sie um so kleiner, je größer der Winkel ζ ist. Aus diesem Grund ist die Spiegelkurve im Verzweigungspunkt nicht ganz geschlossen, wobei die Öffnung mit dem Winkel ζ wächst. Diese Tatsache findet sich in den Aufnahmen von Abb. 3 bestätigt.

Aus den Gln. (6 a) ist ersichtlich, daß d_1 nur wenig größer ist als d_2 , wenn $|s| > 2r$. Bei unseren Aufnahmen ist im allgemeinen sogar $|s| \gg 2r$. Wegen der Symmetrie der errechneten Kurve in bezug auf die y -Achse wird d_2 von d_1 halbiert; umgekehrt geht d_2 nahezu durch die Mitte von d_1 . Das bedeutet, daß die berechnete Spiegelkurve kreisähnliche, schwach gedehnte Gestalt hat, wie sie auch in unseren Aufnahmen erkennbar ist. Übernimmt

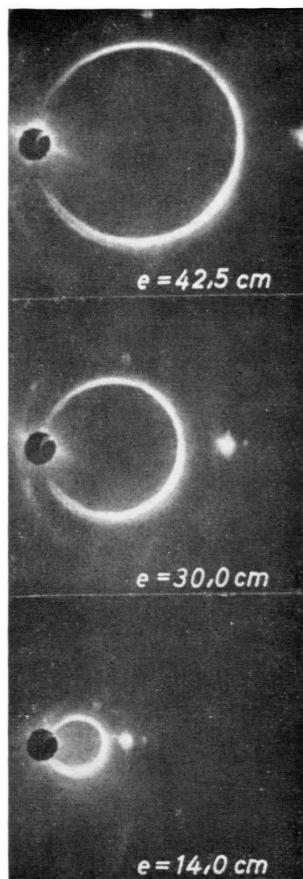


Abb. 2. Lichtverteilung bei abnehmender Entfernung e zwischen Stab und Schirm. Die Verdrehung ζ zwischen Resonator- und Stabachse ist konstant und beträgt $4,23^\circ$.

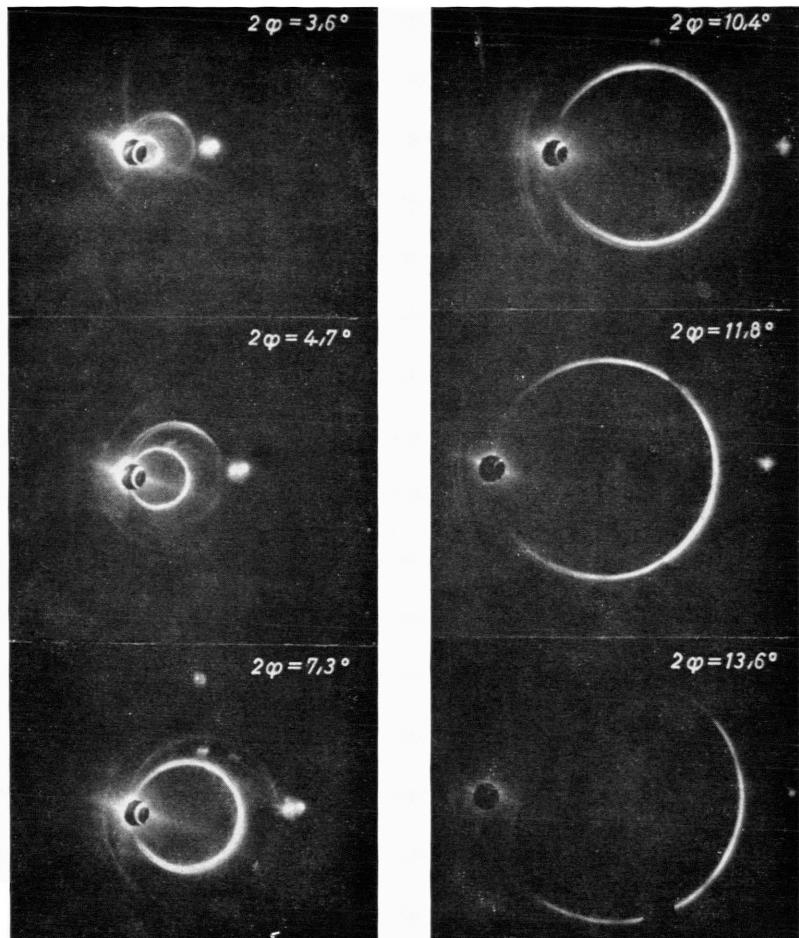


Abb. 3. Lichtverteilung bei wachsender Verdrehung ζ . Der Abstand e zwischen Stabendfläche und Schirm beträgt konstant 42,5 cm.

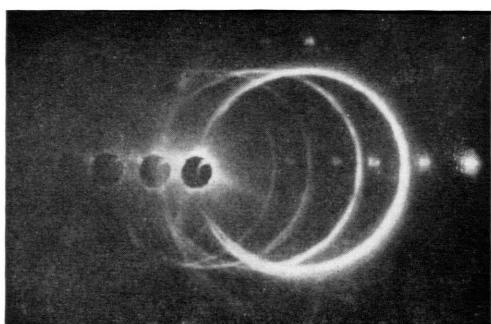


Abb. 4. Übereinanderphotographierte Lichtverteilung bei wachsender Pumpenergie 160 bis 300 Ws. Ring und Nebenstrahl zeigen gleiche Intensitätszunahme.

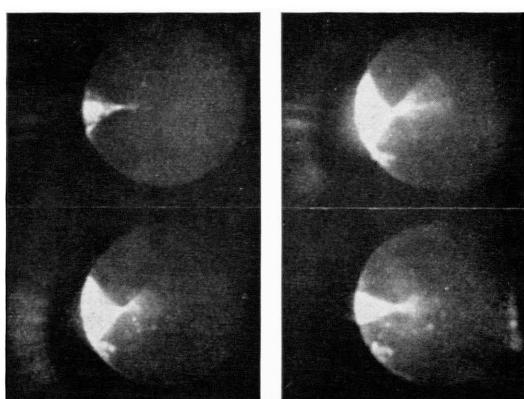


Abb. 5. Lichtverteilung auf der Stabendfläche bei wachsender Verdrehung ζ .

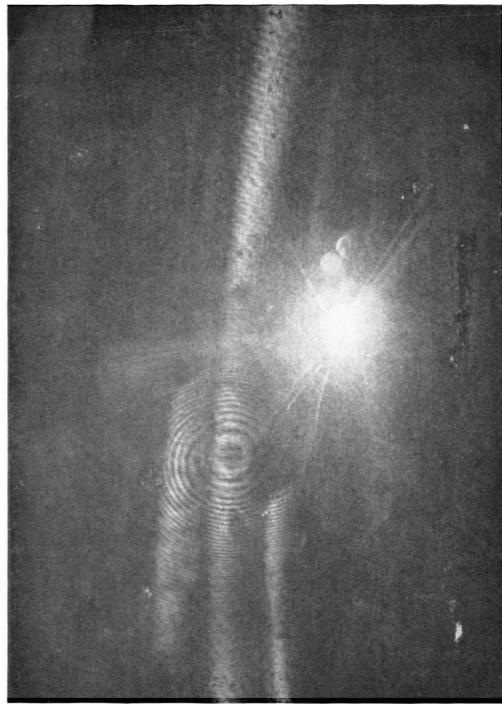


Abb. 6. Fernfeldaufnahme des Ringes mit einer auf ∞ eingestellten Kamera.

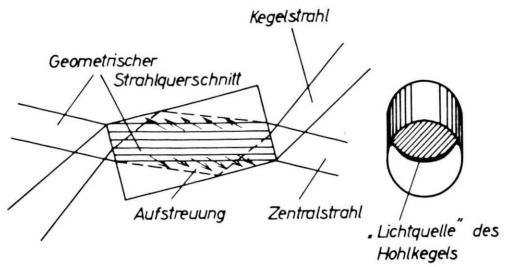


Abb. 7. Durch Vignettierung an den Stabenden gebildeter lichtdurchlässiger Querschnitt. Das aufgestreute Licht wird am polierten Umfang totalreflektiert.

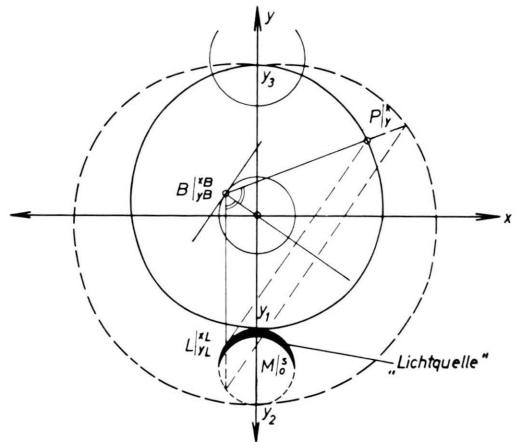


Abb. 8. Konstruktionsgang der Spiegelkurve.

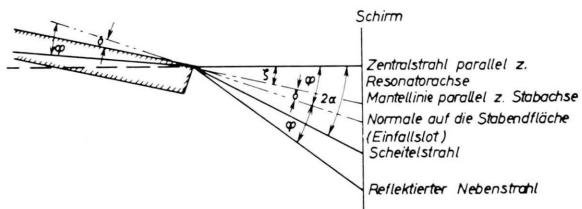


Abb. 9. Winkelbeziehungen unter Berücksichtigung von Brechung und Fehlausrichtung δ der Stabendfläche.

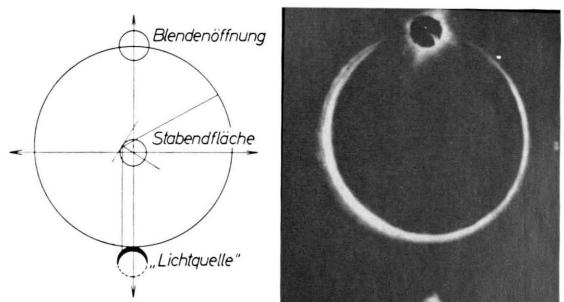


Abb. 10. Vergleich zwischen konstruierter Spiegelkurve und photographierter Lichtverteilung.

man aus einer Aufnahme die Werte d_1 und r und konstruiert damit die Spiegelkurve, so zeigt sich beim Vergleich die völlige Identität der konstruierten Kurve mit der photographierten Lichtverteilung (vgl. Abb. 10).

Nach Gl. (12) muß der Winkel $(2\varphi - 2\alpha)$ konstant sein; diese Konstanz stimmt ebenfalls mit der Beobachtung überein. Unsere Überlegungen ergeben, daß der innere Zweig der berechneten Spiegelkurve die Form und Lage der beobachteten ringartigen Lichtverteilung beschreibt und damit ihre Entstehung erklärt: der Ring kommt durch Totalreflexion schräg zur Achse laufender, einander fast paralleler Lichtbündel des Laserstrahles am Stabumfang zustande.

5. Folgerungen

Für unsere Konstruktion mußten wir eine sickelförmige Lichtquelle annehmen. Sie entsteht im Innern des Kristalls durch Streuung, Brechung und Beugung aus den überwiegend axialen Moden. Die Dicke der Sichel ist maßgebend für die Dicke des erzeugten Lichthohlkegels. Aus der Breite der beobachteten Lichtringe kann also auf die mittlere Aufstreuung im Innern des Kristalls geschlossen werden. In unserem Fall ergibt sich etwa eine Auffächerung um 9' pro Durchgang.

In normalen Laseranordnungen wird man darauf achten, daß die Achse des Laserstabes genau in der Resonatorachse liegt. Das gestreute und bei unserem Experiment unter Totalreflexion am Rand ausgekoppelte Licht bildet dann einen Kegel symmetrisch zur Achse des Resonators. Das gestreute Licht bleibt unter Reflexion an den Endflächen längere Zeit im Resonator. Eine Verstärkung tritt nur für solche Streuwinkel Θ auf, bei denen die Frequenz eines axialen Mode gleich ist der Resonanzfrequenz eines Wanderwellenmode:

$$\frac{1}{2} k \lambda_{\text{axial}} = l n \quad \text{und} \quad \frac{1}{2} (k + m) \lambda_{\text{axial}} = l n / \cos \Theta; \\ k, m \text{ ganze Zahlen.}$$

Das verstärkte, gestreute Licht erzeugt die bekannten FABRY-PÉROT-Ringe im Fernfeld von Rubinlasern. Es hat etwa die gleiche Richtung wie die axialen Moden, jedoch einen größeren (genauer zahlreiche, diskrete) Öffnungswinkel. Die gesamte darin ausgekoppelte Energie kann, wie auch unsere Beobachtungen zeigen, wesentlich größer sein als die der schwingenden Moden. Aus diesem Grund ist, insbesondere bei langen Rubinstäben, in denen die FABRY-PÉROT-Ringe des gestreuten Lichtes nicht aufgelöst sind, der Wert von Angaben über die Ausgangsenergie zweifelhaft, wenn die beiden Anteile nicht getrennt bestimmt wurden. Die Verstärkung der Streustrahlung führt zu einem unerwünschten Abbau der Inversion und damit zu einem verringerten Wirkungsgrad des Lasers. Die Einführung einer transversalen Modenselektion ist daher auch im Interesse eines hohen Wirkungsgrades für axiale Moden durch Elimination der Streustrahlung wichtig. Der technisch einfachste Weg dürfte die Verwendung äußerer, ebener Spiegel in größerem Abstand (1 bis 2 m) sein, eventuell unter Ausnutzung der von uns beobachteten Auskopplung unter Totalreflexion für das Streulicht.

Bei Stäben mit aufgerauhter Mantelfläche kann der Effekt, wie experimentell auch nachgewiesen wurde, nicht auftreten. Die durch Streuung ausgekoppelte Energie wird hier diffus an der Mantelfläche reflektiert.

Eine dem beschriebenen Effekt ähnliche, passive Erscheinung ist wohlbekannt und läßt sich leicht beobachten: blickt man durch einen am Umfang polierten, durchsichtigen Stab, z. B. einen unverspiegelten Rubinlaser, auf eine diffuse, punktförmige Lichtquelle, so sieht man, wenn die Stabachse schräg zur Beobachtungsrichtung liegt, einen Lichtring, der durch Totalreflexion am Umfang zustandekommt.