

Pumpen von Neodymlasern mit Rubin-Laserlicht

D. RÖSS und G. ZEIDLER

Zentral-Laboratorium der Siemens & Halske A.G., München

(Z. Naturforsch. 21 a, 336—340 [1966]; eingegangen am 3. November 1965)

Neodymlaser können mit hohem Wirkungsgrad durch die kohärente Emission von Rubinlasern gepumpt werden. Die Methode ist geeignet für die genaue Untersuchung von Neodymlasern. Die Schwellenergie eines YAG:Nd³⁺-Lasers wurde zu 10^{-4} Ws/mm² bestimmt. Die Ortsabhängigkeit von Schwellenergie und Wirkungsgrad eines inhomogenen CaWO₄:Nd³⁺-Kristalls wurde gemessen. Durch Pumpen mit periodischen Lichtimpulsen bei $\lambda=0,69 \mu\text{m}$ können periodische Impulse bei $1,06 \mu\text{m}$ erzeugt werden.

1. Allgemeines

Neodymlaser besitzen bei der Emissionswellenlänge von Rubinlasern ($\lambda=6943 \text{ \AA}$) ein Absorptionsband $^4\text{I}_{9/2} \rightarrow ^4\text{F}_{9/2}$, dessen Absorptionswirkungsquerschnitt erheblich kleiner ist als der der üblichen Pumpübergänge bei 5900 \AA , 7500 \AA und 8000 \AA ¹. Es ist daher möglich, Neodymlaser mit der Emission von Rubinlasern zu pumpen, wobei die relativ schwache Absorption eine Einstrahlung des Pumplichts längs der Stabachse erlaubt.

Diese Pumpmethode hat gegenüber dem üblichen Pumpen mit dem weißen Licht von Blitzlampen oder Dauerstrichlichtquellen einige Vorteile sowohl für die quantitative Untersuchung von Lasern wie für einige praktische Anwendungen:

- Es findet eine Frequenzumsetzung statt (hier $0,694 \mu\text{m} \rightarrow 1,06 \mu\text{m}$). Der Quantenwirkungsgrad kann dabei nahe 1 sein, der Energiewirkungsgrad das Verhältnis der Frequenzen erreichen.
- Das Pumplicht ist monochromatisch. Bei einem niedrigen Frequenzverhältnis ist die im Lasermaterial freiwerdende Wärmemenge gering; sie ist genau berechenbar.
- Die Pumpenergie ist gerichtet. Sie ist leicht absolut meßbar.
- Das Pumplicht kann in das Lasermaterial in einer definierten Querschnittsverteilung eingestrahlt werden.
- Der Laserstab ist frei zugänglich.

Für die praktische Ausführung sind folgende Anordnungen sinnvoll:

- In der Anordnung nach Abb. 1 a wird die Emission eines Rubinlasers zu einem Strahl mit

definiertem Querschnitt ausgebildet, der das Lasermaterial als Parallelstrahl längs der Resonatorachse durchsetzt. Der Stab ist mit dielektrischen Spiegeln für $1,06 \mu\text{m}$ belegt, die für die Rubinemission durchlässig sind.

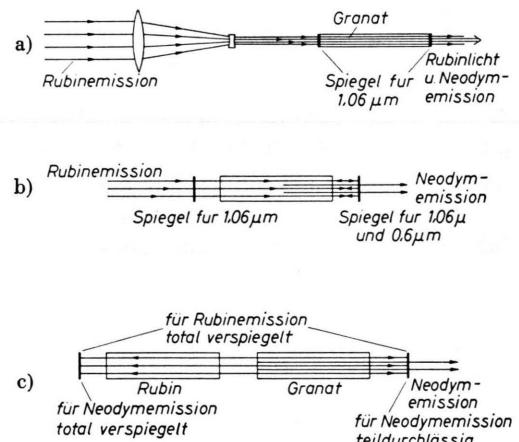


Abb. 1 a, b, c. Verschiedene Pumpmöglichkeiten.

β) In der Anordnung nach Abb. 1 b wird ein Spiegel des Laserstabs für $1,06 \mu\text{m}$ und für $0,694 \mu\text{m}$ gleichzeitig reflektierend ausgeführt, so daß das Pumplicht den Stab zweimal durchläuft. Die Spiegel können getrennt und extern angeordnet sein.

γ) Nach Abb. 1 c wird der Laserstab in den Resonator des Rubinlasers eingebracht. Die Resonatorspiegel sind für Rubinlicht undurchlässig.

Bei der Anordnung α) wird der Laserstab mit einer laufenden Lichtwelle gepumpt, bei β) und γ) überwiegend mit einer stehenden Lichtwelle.

Im Gegensatz zu den üblichen Pumpverfahren wird mit kohärenten Wellen eines definierten Raum-Zeit-Verlaufs gepumpt.

¹ L. F. JOHNSON, Quantum Electronics II (Ed. P. Grivet and N. Bloembergen), Columbia University, New York 1964, p. 1021.



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. Experimentelle Anordnung

Wir haben einige Experimente in der einfachsten Anordnung nach Abb. 1 durchgeführt. Abb. 2 zeigt den Versuchsaufbau. Ein Rubin mit vergüteten Endflächen wird zwischen externen Spiegeln in einem Ellipsoid gepumpt². Die Blitzlampe und der Rubin werden mit

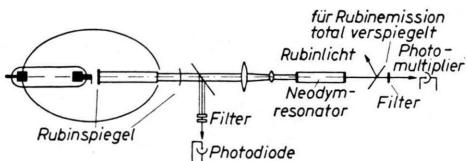


Abb. 2. Experimenteller Aufbau.

Wasser auf Zimmertemperatur gekühlt. Damit der Rubinlaser ein einfaches Relaxationsverhalten aufweist, wird er in einem hemikonzentrischen Resonator betrieben. Er emittiert dann regelmäßig Einzelimpulse. Abb. 3 a zeigt seine Emission zusammen mit einer für Energiemessungen benutzten integrierten Kurve.

Die Strahlung des Rubinlasers wird durch zwei Linsen in einen Parallelstrahl mit einem Durchmesser von 0,5 mm umgeformt und durchsetzt so den neodym-haltigen Laserstab.

3. Pumpen eines YAG:Nd³⁺-Stabs

In der beschriebenen Anordnung wurde ein YAG (Yttrium-Aluminium-Granat)-Stab mit 1,5% Neodym-Dotierung gepumpt. Der Stab hat einen Durchmesser von 3 mm und eine Länge von 30 mm. Seine Umfangsfläche ist rauh. Die Endflächen sind mit konfokalen, dielektrischen Spiegeln einer mittleren Reflexion von 99% für 1,06 μm belegt. Der Stab kann senkrecht zur Strahlrichtung verschoben werden.

Abb. 3 b zeigt die Emission des Rubinlasers und des Neodymlasers bei Einstrahlung außerhalb der Achse des konfokalen YAG-Resonators. Außerdem ist das Integral über die Rubinleistung mit aufgezeichnet. Der Neodymlaser setzt 100 μs nach Beginn der Pumpstrahlung ein.

Bei genauer Justierung in die Resonatorachse setzt der Neodymlaser nahezu gleichzeitig mit den ersten, etwas unregelmäßigen Rubinimpulsen ein. Abb. 3 c zeigt eine entsprechende Aufnahme. Die integrierte Rubinleistung ist in zwei verschiedenen Maßstäben mit aufgezeichnet.

Die Gesamtenergie des Rubinimpulses wurde mit einem Laserkalorimeter zu 60 mWs gemessen. Aus solchen Integralkurven und der Auswertung der Zeit-

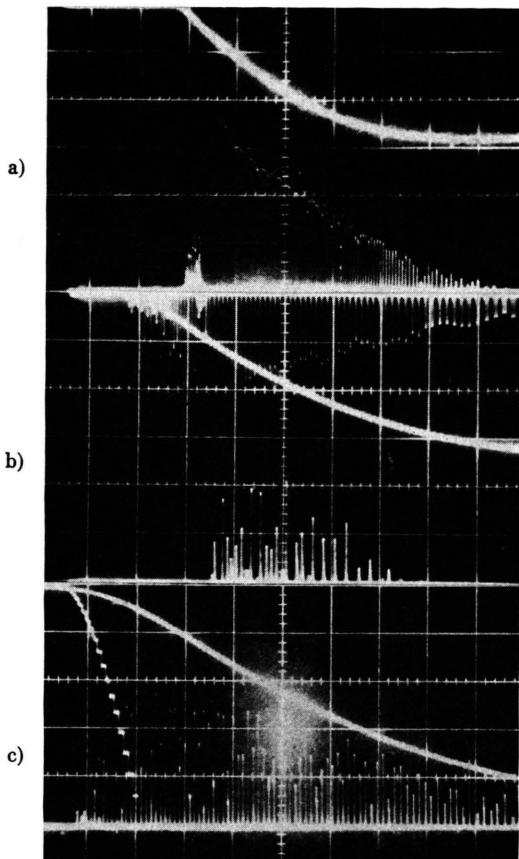


Abb. 3 a oben: Integral über die Rubinemission; unten: Rubinemission 100 $\mu\text{s}/\text{Einheit}$.

Abb. 3 b oben: Rubinemission und Integral darüber; unten: Neodymemission bei schlechter Justierung, 50 $\mu\text{s}/\text{Einheit}$.

Abb. 3 c oben: Integral über Rubinemission in 2 verschiedenen Maßstäben; unten: Neodymemission 40 $\mu\text{s}/\text{Einheit}$ bei Justierung in die Resonatorachse.

verzögerung zwischen dem Beginn des Rubinimpulses und dem Einsatz der Neodymemission folgt eine Schwellenergie von 0,3 mWs bei günstiger Justierung, d. h. bei Anregung von transversalen Moden niedriger Ordnung.

Die Absorption des Rubinlichtes in einfachem Durchgang beträgt 30%, so daß die absorbierte Schwellenergie zu 10^{-4} Ws folgt.

Abb. 4 a zeigt die Emission von Rubin- und Neodymlaser, Abb. 4 b eine zeitlich gedehnte Aufnahme bei Pumpleistungen, die wesentlich über der mittleren Schwellleistung für den Neodymlaser liegen. Beide Laser emittieren synchron in Einzelimpulsen. Abb. 4 c zeigt eine Aufnahme, bei der die mittlere

² D. Röss, Appl. Opt. 3, 259 [1964].

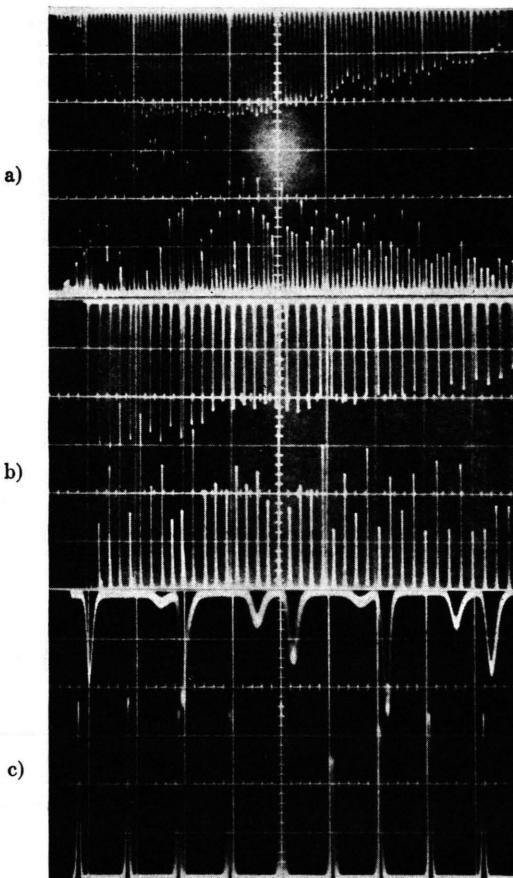


Abb. 4 a oben: Rubinemission; unten: Neodymemission, 40 μ s/Einheit.

Abb. 4 b oben: Rubinemission; unten: Neodymemission, 20 μ s/Einheit.

Abb. 4 c oben: Neodymemission; unten: Rubinemission, 5 μ s/Einheit.

Leistung des Rubinlichts durch Absorber im Strahlengang bis fast auf den Schwellwert des Neodymlasers reduziert wurde. Nur noch jeder zweite Impuls des Neodymlasers erreicht hohe Werte, wobei die Impulse rund 0,5 μ s gegen die Rubinimpulse verzögert sind. Die dazwischen liegenden kleinen Impulse sind bis zu 4 μ s gegen die Rubinimpulse verzögert; sie stellen bereits reine Relaxationsimpulse dar, deren Verlauf durch den Rubin-Pumpimpuls nicht mehr beeinflußt wird. Dieses Verhalten entspricht ganz den theoretischen Erwartungen nach den Bilanzgleichungen. Die Umsetzung ist mit einer Konvertierung der Impulsamplitudenmodulation in eine Impuls-Phasenmodulation verbunden.

4. Messungen an einem inhomogenen CaWO₄:Nd³⁺-Laser

In gleicher Weise wie YAG:Nd³⁺-Laser können auch CaWO₄:Nd³⁺-Laser durch Rubinimpulse gepumpt werden. Für Stäbe einwandfreier Kristallqualität liegt die Schwelle nicht merklich höher als für YAG:Nd³⁺-Laser.

Wir haben mit dieser Methode einen mit starken Schlieren behafteten CaWO₄:Nd³⁺-Stab auf die Ortsabhängigkeit von Schwellwert und Wirkungsgrad im Stabquerschnitt untersucht. Der Stab ist 35 mm lang, hat einen Durchmesser von 4 mm und eine Dotierung von 1,5% Nd³⁺. Die ebenen, parallelen Endflächen sind mit dielektrischen Spiegeln von 98% mittlerer Reflexion belegt.

Zur Kontrolle wurde dieser Stab in einem 3-Zoll-Ellipsoid mit der Blitzlampe FX-42 gepumpt. Damit ergab sich eine Schwellenergie von 5 Ws, während für beste Stäbe der vergleichbare Wert unter 1 Ws liegt.

Der auf 0,5 mm Durchmesser gebündelte Rubinstrahl wurde mit dem Autokollimator in die Achse des Neodymresonators ausgerichtet. Der Neodymlaserstab war senkrecht zur Strahlrichtung verschiebbar. Die Verteilung wurde in drei jeweils um 60° gegeneinander verdrehten Schnittebenen durch die Stabachse gemessen.

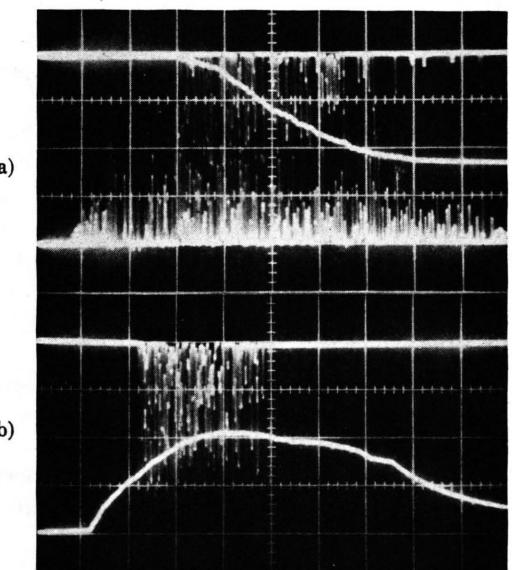


Abb. 5 a oben: Emission eines CaWO₄:Nd³⁺-Lasers und das Integral darüber; unten: Rubinemission, 50 μ s/Einheit.

Abb. 5 b oben: Emision des CaWO₄:Nd³⁺-Lasers; unten: Faltungsintegral über Rubinemission für die Lebensdauer von 170 μ s des Neodymions.

Abb. 5 a zeigt unten die Emission des jetzt in einem ebenen Resonator betriebenen Rubinlasers, oben die Neodymemission sowie das Integral darüber.

Abb. 5 b zeigt eine Aufnahme, bei der elektronisch für die Rubinemission das Faltungsintegral

$$y(t) = \int_0^t L(x) \cdot e^{-(t-x)/\tau} dx$$

gebildet wurde mit $\tau = 170 \mu s$ als Fluoreszenzlebensdauer des Neodymions. $y(t)$ entspricht der vor dem Lasereinsatz im Neodymlaser gespeicherten Inversion und ist ein vom Pumpverlauf unabhängiges Maß für die Schwellenergie des Neodymlasers.

Bei den Messungen wurde $y(t)$ neben dem Integral über die Neodymemission aufgezeichnet. Abb 6 zeigt drei Meßpunkte einer der Meßreihen.

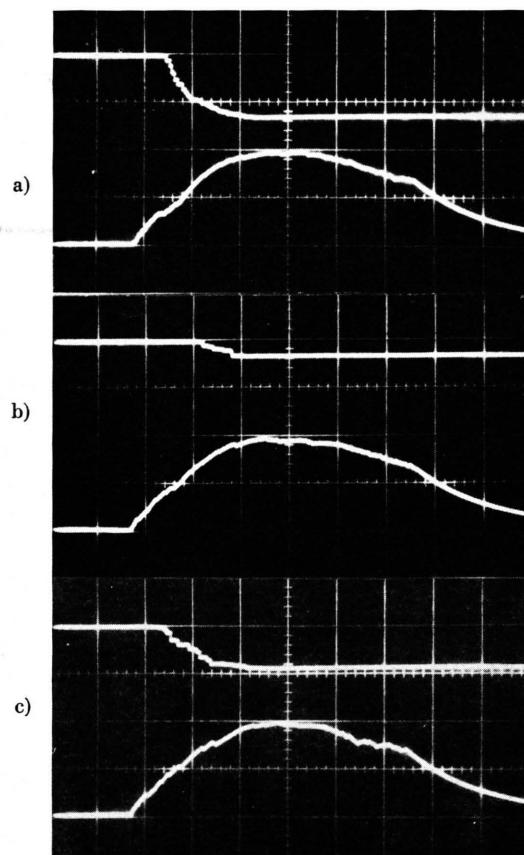


Abb. 6 a, b, c oben: Integral über Neodymemission; unten: Faltungsintegral über Rubinemission für $170 \mu s$ Lebensdauer, $50 \mu s/\text{Einheit}$. Schnitebene III; Koordinate x nach Abb. 7.

Abb. 6 a: $x=0,8$; Abb. 6 b: $x=2,3$; Abb. 6 c: $x=2,8$.

In Abb. 7 sind die Ergebnisse graphisch ausgewertet. Aus $y(t)$ folgt der Schwellwert, aus dem Neodyminintegral die Ausbeute, das heißt der absolute Wirkungsgrad.

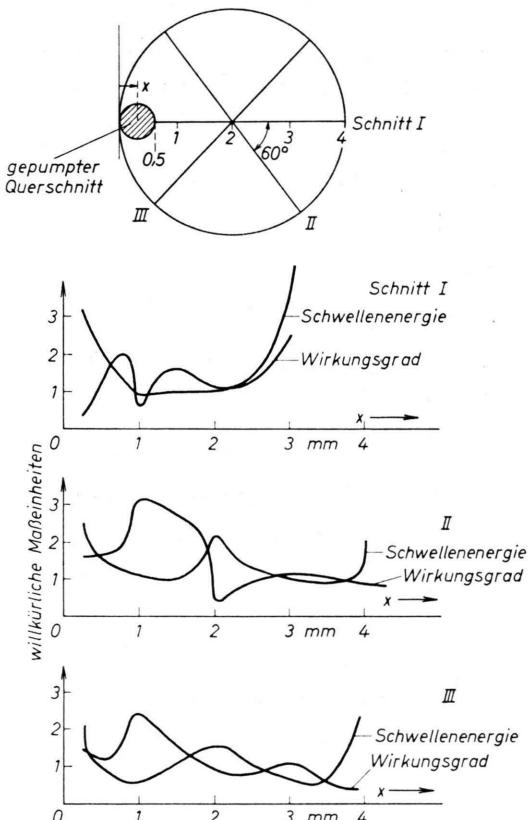


Abb. 7. Schwellenergie und Wirkungsgrad eines $\text{CaWO}_4:\text{Nd}^{3+}$ -Lasers für verschiedene aktive Zonen im Stabquerschnitt.

Der Schwellwert schwankt im Querschnitt in Grenzen, die um einen Faktor 3 verschieden sind. In einigen Gebieten wird die Schwelle nicht mehr erreicht. Die Ausbeute ist im allgemeinen erwartungsgemäß gegenläufig zum Schwellwert. An verschiedenen Orten mit gleicher Schwellenergie kann jedoch die Ausbeute bis zu einem Faktor 3 unterschiedlich sein. Dies ist darauf zurückzuführen, daß das angeregte homogene Teilgebiet einen kleineren Durchmesser hat als der Strahlquerschnitt. Die quantitative Messung bestätigt den visuellen Eindruck: Die Gebiete mit niedriger Schwelle bei hoher Ausbeute sind relativ schlierenfrei.

Mit dieser Methode ist es möglich, aus fehlerhaften, großen Kristallen brauchbare Bereiche mit

bekannten Lasereigenschaften auszumessen, die dann z. B. zur Verwendung als Dauerstrichlaser herausgeschnitten werden können.

5. Weitere Beobachtungen

Beobachtungen des konfokalen YAG:Nd³⁺-Lasers mit dem Bildwandler zeigen, daß je nach Einstrahlung verschiedene Moden des konfokalen Resonators angeregt werden können. Da es möglich ist, die gesamte Pumpenergie auf dem Querschnitt der Moden

niedriger Ordnung zu konzentrieren, ist die erzeugte Leistung pro Mode wesentlich größer als bei Beleuchtung mit inkohärentem Pumplicht.

Bei einer Schwellenergie von 10^{-4} Ws für die Moden niedriger Ordnung und einer Fluoreszenzlebensdauer von $170 \mu\text{s}$ würde die Schwell-Leistung für Dauerstrichbetrieb bei 0,6 W liegen. Damit sollte in Kürze auch Dauerstrichbetrieb von Neodymlasern mit Rubin-Dauerstrichlasern³ als Pumplichtquelle möglich sein.

³ D. Röss, Microwaves, April 1965, p. 29.

Modenselektion und Einschwingverhalten eines konfokalen, kontinuierlichen Rubinlasers

DIETER RÖSS und GÜNTER ZEIDLER

Zentral-Laboratorium der Siemens & Halske A.G., München

(Z. Naturforsch. 21 a, 340—343 [1966]; eingegangen am 13. November 1965)

Ein 2-Zoll-Rubinstab mit an den Enden aufgebrachten, konfokalen Spiegeln wurde bei 300°K in einem ellipsoiden Pumpsystem im kontinuierlichen Betrieb auf axiale und transversale Modenselektion, Emissionsspektrum und zeitliches Emissionsverhalten untersucht. Entsprechend den Eigenschaften des konfokalen Resonators kommen zwangsläufig mit wachsendem invertierten Querschnitt bei zunehmender Pumpleistung Moden höherer transversaler Ordnung zur Emission. Bei einer Anregung 20% über der Schwelle sind in einem schwingenden Durchmesser von 1,5 mm Moden bis zur sechzigsten transversalen Ordnung koexistent, die einen diffusen Strahl hoher Divergenz bilden.

Solange bei geringer Anregung nur der Grundmode schwingt, ist das Emissionsverhalten gleich dem eines FABRY-PEROT-Lasers. Bei hoher Anregung nimmt mit wachsender Zahl transversaler Moden die Zahl der axialen Moden weniger stark zu als bei FABRY-PEROT-Lasern. In der zeitlichen Emission ist bei impulsförmiger Anregung das Auftreten einer neuen Modenordnung durch das Einsetzen zusätzlicher Einschwingvorgänge erkennbar.

1. Problemstellung

Wir hatten gezeigt, daß bei kontinuierlichen Rubinlasern mit FABRY-PEROT-Resonator eine Selektion des Grundmode weitgehend unabhängig vom Querschnitt der schwingenden Kristallzone erreicht werden kann¹. Dabei trat auch bei beugungsbegrenzter Emission eine komplizierte Modulation der Laserstrahlung als Folge der verkoppelten axialen Eigenschwingungen auf². Der beobachtete kontinuierliche Strahlungsanteil ergab sich aus der Überlagerung der Relaxationsimpulse verschiedener axialer Moden.

Wir haben eine entsprechende Untersuchung an einem kontinuierlichen konfokalen Rubin durchgeführt. Dabei war zu erwarten, daß mit zunehmendem invertierten Querschnitt die transversale Ord-

nung der schwingenden Moden anwachsen würde, da beim konfokalen Resonator ein Mode der transversalen Ordnung m nur über einen Durchmesser $D = 2w_0 \sqrt{2}m + 1$ existenzfähig ist; $w_0 = \sqrt{l\lambda} / (\pi\mu)$ ist der „Fleckradius“ des Grundmode (l = Resonatorlänge, μ = Brechungsindex).

2. Experimentelle Anordnung

Wir hatten den für die Untersuchungen vorgesehnen Rubinstab bereits früher im Impulsbetrieb ausführlich untersucht³. Der Stab von 42 mm Länge wurde für den kontinuierlichen Betrieb lediglich auf einen Durchmesser von 3 mm verjüngt. Die konfokalen Endflächen wurden mit dielektrischen Spiegeln von 98,5 und 95% Reflexion belegt.

¹ D. Röss, Z. Naturforsch. 20 a, 1348 [1965].

² D. Röss, Z. Naturforsch. 20 a, 1655 [1965].

³ W. HEINLEIN, G. GEHRER u. D. Röss, Z. Naturforsch. 20 a, 256 [1965].