

Schwingungstypen hoher Symmetrie beim kontinuierlichen wassergekühlten Laser mit Neodym in Calciumwolframat

Von K. GÜRS und H. WESTERMEIER

Forschungslaboratorium der Siemens & Halske AG, München

(Z. Naturforsch. **19 a**, 1357—1362 [1964]; eingegangen am 25. August 1964)

Es wurden Schwingungstypen hoher Symmetrie beobachtet, wie sie ähnlich beim Gas-Laser auftreten. Solche Schwingungstypen ergeben sich bei konstanter Pumpleistung (kontinuierlicher Laser) und bei Verwendung optisch sehr homogener Kristalle, sie sind ferner eine Frage der Symmetrie der Pumplichteinstrahlung. Bei guten Kristallen bilden sich bei ein und demselben Kristall je nach den Anregungsbedingungen Schwingungstypen verschiedener Ordnung aus, im übrigen sind die Knotenflächen der Eigenschwingungen durch Reststörungen im Kristall festgelegt.

Vorteile des Festkörper-Lasers gegenüber dem Gas-Laser sind die einfachere Bauweise und die größere Leistung, die aus der wesentlich höheren Konzentration der aktiven Atome folgt. Nachteile zeigen sich, wenn die Laser-Kristalle Spannungen und damit optische Inhomogenitäten aufweisen. Es können sich dann keine definierten Eigenschwingungen ausbilden, die Emission ist instabil und besitzt eine geringere Frequenzkonstanz und größere Linienbreite. Diese Nachteile sind nicht grundsätzlicher Natur: Im Prinzip und auch praktisch können Kristalle optisch ebenso homogen sein wie Gase. Bekanntlich gelingt es bereits bei einigen Halbleitern (z. B. Silicium), sehr störungsfreie und sogar versetzungsfree Kristalle zu ziehen. Ferner lassen sich z. B. verschiedene Alkali-Halogenid-Kristalle in sehr guter optischer Qualität herstellen.

Auch die Züchtung von Laser-Kristallen hat schon große Fortschritte gemacht; insbesondere stehen uns aus der Produktion dieses Laboratoriums (GRABMAIER u. WATSON) gute Neodym-dotierte Calciumwolframat-Kristalle zur Verfügung. In geeigneter Anordnung läßt sich mit diesen Kristallen eine gute Stabilität der Laser-Emission erreichen, und man kann wie beim Gas-Laser reine Eigenschwingungen hoher Symmetrie einstellen. Damit eignet sich der kontinuierliche Festkörper-Laser ebenso für Präzisionsuntersuchungen wie der Gas-Laser.

Bisherige Ergebnisse

In einigen Sonderfällen ¹⁻⁵ wurden auch beim Impuls-Laser symmetrische Schwingungstypen beobachtet, hauptsächlich bei kleinen Pumpenergien ^{1, 2} dicht über dem Schwellwert. Die Ordnung der Schwingungstypen (Zahl der Knoten) war dabei zufällig, die Versuche waren also nicht kontrollierbar.

Definierte Schwingungstypen lassen sich dagegen erzwingen, indem man bei einem Laser mit äußeren Spiegeln mit Blenden im inneren Strahlengang arbeitet ⁵. Diese Blenden verursachen Beugungsverluste, die besonders groß für Wellenformen hoher Ordnung sind. Deshalb bleiben in der Emission die Wellenformen niedriger Ordnung übrig. Die Blenden beschränken die aktive Zone im Kristall, weswegen der Laser nur einen Lichtimpuls von geringer Energie emittiert.

Bei höherer Pumpenergie in normaler Anordnung ändern sich die Anregungsbedingungen stetig während des Pumpimpulses. Der Schwingungszustand hängt dabei, wie auch beim Gas-Laser, von den Anregungsbedingungen ab. Stationäre Schwingungsformen (für die Dauer des Pumpimpulses) können sich also normalerweise nicht ausbilden. Kurzzeitig können jedoch ziemlich regelmäßige Schwingungsformen auftreten, wie photographische Aufnahmen (Belichtungszeiten von $\frac{2}{3} \mu\text{s}$) zeigen ⁶.

¹ V. EVTUHOV u. J. K. NEELAND, Appl. Optics **1**, 517 [1962].

² K. GÜRS, Z. Naturforsch. **18 a**, 1363 [1963].

³ J. C. BORIE, M. DURAND u. A. ORSZAG, C. R. Acad. Sci., Paris **253**, 2215 [1961].

⁴ M. S. LIPSETT u. M. W. P. STRANDBERG, Appl. Optics **1**, 343 [1962].

⁵ H. BOERSCH, G. HERZIGER, S. MASLOWSKI u. H. WEBER, Phys. Letters **4**, 86 [1962].

⁶ E. S. DAYHOFF, Proc. Inst. Radio Engrs. **50**, 1684 [1962].



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 digitalized 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.

Stationäre Schwingungstypen erhält man dagegen beim kontinuierlichen Festkörper-Laser. Bilder von solchen Schwingungstypen wurden bereits von JOHNSON⁷ veröffentlicht. Diese zeigen eine gewisse Symmetrie, sie stellen jedoch noch keine reinen Eigenschwingungen dar.

Experimentelle Angaben

Unsere Untersuchungen wurden ebenfalls mit einem kontinuierlichen wassergekühlten Laser ausgeführt: Kristall und Lampe (AH 6 oder A von PEK oder General Electric) waren in bewährter Weise in den beiden Brennnlinien eines zylinderelliptischen Reflektors angeordnet. Die verwendeten Calciumwolframat-Kristalle hatten eine Länge zwischen 32 und 38 mm und einen Durchmesser von 3 mm. Sie trugen sphärische Spiegel (Krümmungsradien etwas kleiner als die Stablänge). Die Kristalle waren mit 1,5 bis 2% Neodym dotiert und mit wenigen Ausnahmen mit der Längsrichtung senkrecht zur c-Achse gezogen.

Eine Schnittzeichnung unserer Anordnung wurde bereits in einer früheren Arbeit⁸ wiedergegeben. Gegenüber der dortigen Abbildung 8 ist lediglich das Kühlsystem verändert (Kühlung mit Wasser an Stelle von flüssigem Sauerstoff) und es wurde vorgesehen, daß man die Lampe im Betrieb parallel verschieben und z. B. auf kleinsten Schwellwert einjustieren kann. Bei den besten der 38 mm langen Kristalle lag dieser Schwellwert bei 595 W. Dabei ist zu beachten, daß die Kristalle mit Silberspiegeln versehen waren (davon einer mit 1% Durchlässigkeit). Durch Aufbringen von Interferenz- an Stelle von Silberspiegeln könnte man den gegenüber den Angaben in der Literatur bereits sehr niedrigen Schwellwert noch beträchtlich senken⁹.

Die Schwingungstypen wurden mit einem UR-Bildwandler der Type B 80 S von Telefunken ohne Verwendung einer Optik in etwa 50 cm Entfernung vom Kristall beobachtet; der Laser-Strahl war dabei durch Graufilter abgeschwächt.

Die Bedingungen für das Auftreten stationärer reiner Eigenschwingungen

1. Um stationäre Eigenschwingungen zu erhalten, muß man, wie bereits angegeben, bei *konstanter Pumpleistung* arbeiten. Die Verwendung einer wechselstromgespeisten Lampe als Pumpquelle genügt nicht.

2. Bei einem Kristall mit planparallelen Spiegeln kann die räumliche Ausdehnung der Eigenschwingungen relativ groß sein. Sie ist in idealen Kristal-

len nur durch die Dicke des Kristalls begrenzt. In der Praxis sind Störungen für die Ausdehnung und Form der schwingenden Bereiche maßgebend. — Der Einfluß der Kristallfehler geht zurück, wenn man sphärische Spiegel bestimmter Krümmung verwendet. In diesem Fall ist die Ausdehnung der Eigenschwingungen in erster Linie durch die Krümmungsradien der Spiegel und den Spiegelabstand gegeben. Kleine Störungen bewirken dann nur eine Auswahl oder höchstens eine Verzerrung der in einem ungestörten Resonator möglichen Eigenschwingungen. Am günstigsten hat sich die Verwendung von sphärischen Spiegeln erwiesen, bei denen die Krümmungsradien etwas (10%) kleiner oder größer als die Stablänge sind („*fast konfokale Anordnung*“).

3. Der Festkörper-Laser zeigt wie der Gas-Laser normalerweise (auch bei Kristallen geeigneter Qualität) keine reinen Eigenschwingungen: Im allgemeinen sind mehrere solcher Schwingungs-„Moden“ überlagert.

Beim Gas-Laser erhält man reine Moden, wenn man die Spiegel geeignet justiert. Man verschiebt dabei die durch die Stellung der sphärischen Spiegel gegebene Achse des Lasers relativ zur Mitte des Entladungsrohres.

Ähnlich verschiebt sich in unserer Anordnung der Schwerpunkt der Anregung relativ zur Laser-Achse, wenn man die *Justierung der Lampe* verändert. Bei geeigneten Stellungen der Lampe erhält man reine Moden verschiedener Symmetrie bzw. Ordnung, eine hohe Kristallqualität vorausgesetzt.

4. Die Ordnung der Eigenschwingungen hängt außer von der Justierung der Lampe auch von der *Intensität des Pumplichts* ab: Dicht am Schwellwert ergeben sich Moden niedriger Ordnung. Die Zahl der transversalen Knoten (d. h. die Ordnung) steigt im allgemeinen mit zunehmender Pumpleistung. Etwa beim 1¹/₂-fachen Schwellwert lassen sich noch reine Moden hoher Ordnung beobachten. Bei noch höherer Leistung überlagern sich stets mehrere Eigenschwingungen.

5. Das Auftreten reiner Eigenschwingungen ist soweit (nach den vorigen Punkten) eine Frage der Laser-Anordnung, erforderlich ist ferner eine *hohe Kristallqualität*. Diese Bedingung wird von einigen ausgewählten Kristallen der eigenen Produktion¹⁰

⁷ L. F. JOHNSON, Quantum Electronics, ed. P. GRIVET u. N. BLOEMBERGEN, Dunod Éditeur, Paris 1964, p. 1021.

⁸ K. GÜRS, Z. Angew. Phys. 17, 2 [1964].

⁹ Einen vergleichbaren Schwellwert erreicht Röss in einer Anordnung mit rotationselliptischem Reflektor (private Mitteilung).

¹⁰ Siehe Schluß dieser Arbeit.

erfüllt, nicht jedoch von drei gekauften Kristallen verschiedener Hersteller. Zur Zeit eignen sich 40% der Kristalle unserer Kristallzüchtung für den Dauerbetrieb bei Zimmertemperatur, davon zeigt etwa jeder dritte Kristall reine, z. Tl. leicht verzerrte Eigenschwingungen.

Die Modenbilder

Die Abb. 1–4 demonstrieren den Einfluß der Kristallqualität. Abb. 1 zeigt die Emission eines relativ schlechten Kristalls, wenn man mit den besten verfügbaren Kristallen vergleicht. Man kann zwei überlagerte Eigenschwingungen erkennen. Diese sind jedoch stark verzerrt, so daß sich ihre Ordnung nicht bestimmen läßt.

Geringere Kristallfehler wirken sich z. B. wie in Abb. 2 aus. Die Eigenschwingung ist relativ gut aus-

gebildet, sie weist jedoch eine durch das Zentrum gehende Störung auf.

Die Abb. 3 stammt bereits von einem der Kristalle mit kleinstem Schwellwert. Auffällig ist hier die zum Teil kissen-, zum Teil tonnenförmige Verzeichnung des Modenbildes. — Bei anderen Kristallen findet man Modenbilder mit rein tonnenförmiger Verzeichnung. Diese erklärt sich aus kreissymmetrischen Spannungen im Rohkristall, denen ein Brechungsindexgefälle in radialer Richtung entspricht. Schneidet man den Laser-Kristall nicht zentrisch, sondern seitlich aus einem solchen dicken Rohkristall, dann ergeben sich Verzeichnungen wie in Abb. 3.

Abb. 4 stellt das Modenbild eines unserer besten Kristalle dar. — Der Querschnitt der Eigenschwingung an den Spiegeln beträgt knapp $\frac{1}{2}$ mm², er geht nach BOYD und GORDON¹¹ in der Mitte des Kristalls auf etwa die Hälfte zurück. In dem durch diesen

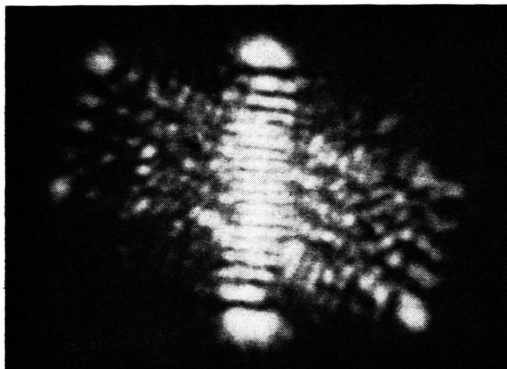


Abb. 1.

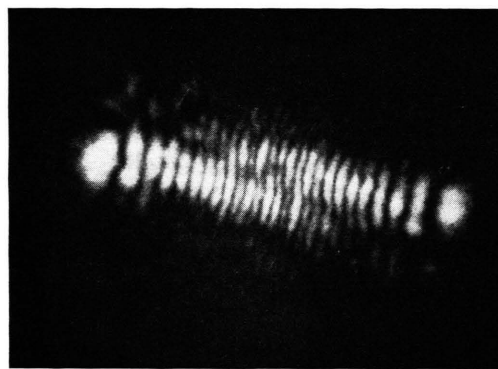


Abb. 2.

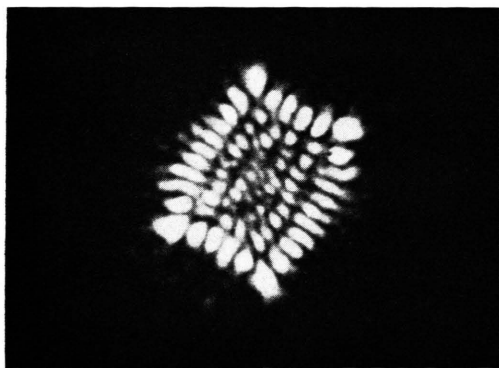


Abb. 3.

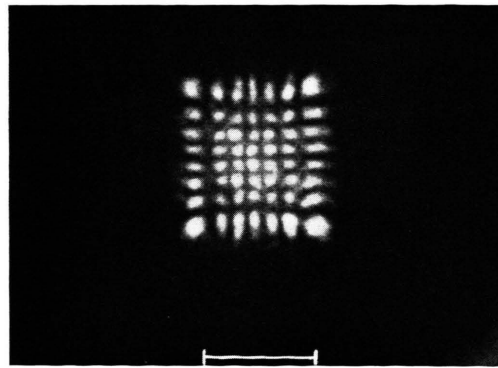


Abb. 4.

0,5 mm

Abb. 1–4. Eigenschwingungen bei verschiedener Kristallqualität. Die Qualität nimmt in der Reihenfolge der Numerierung zu. Abb. 4: Höchste Kristallqualität. Längenmaßstab bei allen Abbildungen wie in Abb. 4. Der Maßstab gibt die Ausdehnung der Eigenschwingung auf dem Kristall an.

¹¹ G. D. BOYD u. J. P. GORDON, Bell Syst. Techn. J. 40, 489 [1961].

Querschnitt und die Kristalllänge (38 mm) gegebenen Volumen besitzt der Kristall nur sehr geringe optische Inhomogenitäten, wie man der Abb. 4 entnehmen kann: Die den möglichen Störungen entsprechenden optischen Weglängenunterschiede sind bei dem vorliegenden Kristall klein gegen die Wellenlänge der Laser-Strahlung.

Abb. 5 wurde an demselben Kristall wie Abb. 3 aufgenommen. Eigenschwingungen wie in Abb. 3 erhält man bei symmetrischer Pumplichteinstrahlung und höherer Pumpleistung. Abb. 5 ergibt sich durch Verschieben der Lampe, d. h., wenn man diese einige Millimeter entfernt von der Brennpunktlinie des zylinderelliptischen Reflektors einjustiert. Bewegt man die

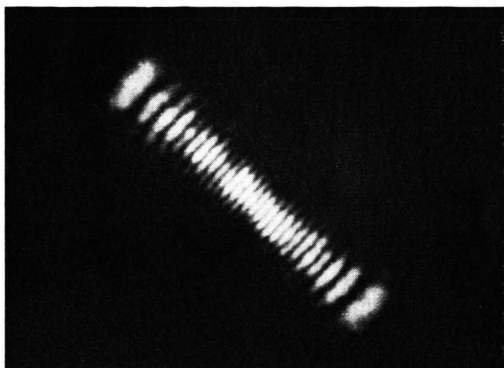


Abb. 5. Eigenschwingung bei unsymmetrischer Pumplichteinstrahlung. Längenmaßstab wie in Abb. 4.

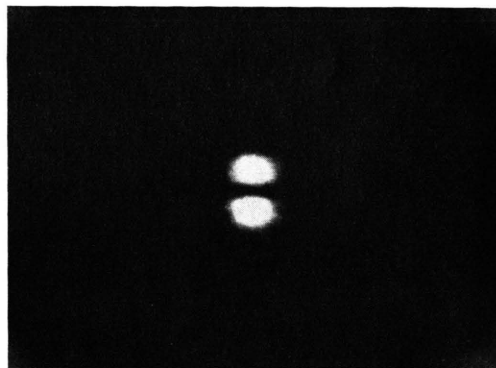


Abb. 6.

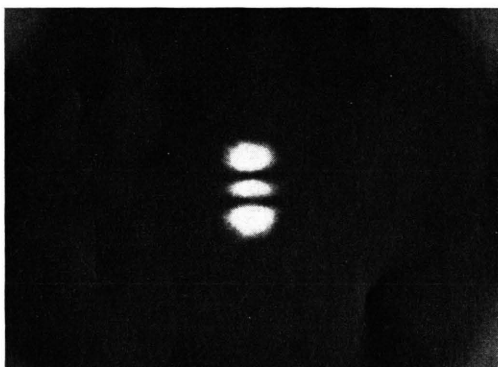


Abb. 7.

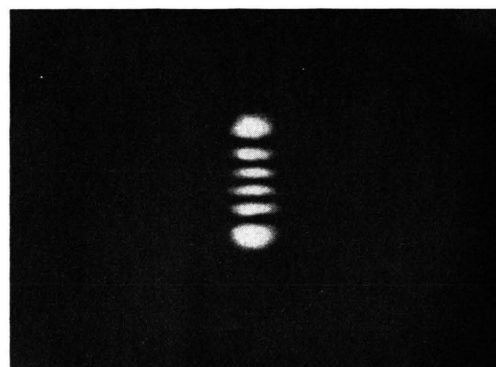


Abb. 8.

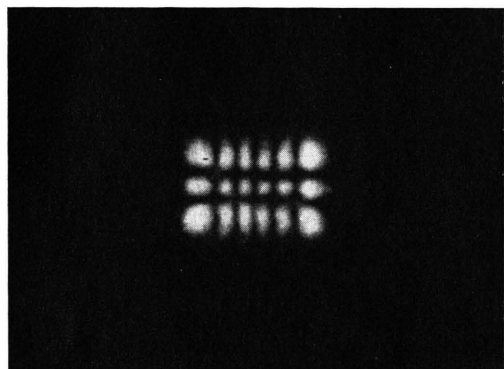


Abb. 9.

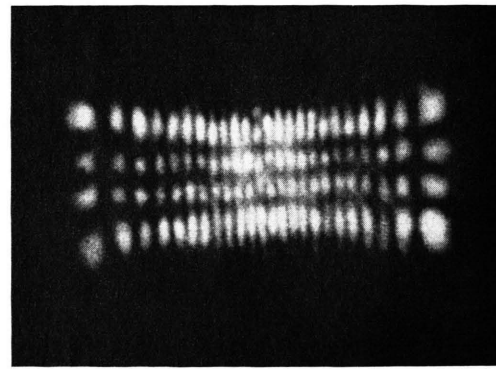


Abb. 10.

Abb. 6–10. Verschiedene Eigenschwingungen ein und desselben Kristalls. Längenmaßstab wie in Abb. 4.

Lampe in gleichem Abstand um die Brennnlinie herum, dann versucht die Eigenschwingung, sich um ihre Symmetrieachse (= Achse des Laser-Kristalls) zu drehen. Nur in einem gewissen Bereich ist dabei die Eigenschwingung scharf ausgebildet (Abb. 5). Sie wird verwaschen und verzerrt sich, wenn man die Stellung der Lampe über diesen Bereich hinaus ändert. Schließlich wechselt die Zahl der Knoten, d. h., es bilden sich andere Eigenschwingungen aus.

Einige Kristalle zeigen überhaupt nur eine einzige deutliche Eigenschwingung, deren Symmetrie und Ordnung dann aber bei verschiedenen Justierungen der Lampe und in einem weiten Bereich der Pumpleistung unverändert bleibt. In diesem Fall sind die Knoten der Eigenschwingung durch Störungen im Kristall festgelegt.

Bei den besten Kristallen ergeben sich wie beim Gas-Laser viele verschiedene Moden. Mit einiger Geduld kann man bei diesen Kristallen durch Ändern der Arbeitsbedingungen (Justierung der Lampe, Pumpleistung) jede gewünschte (nicht zu hohe) Ordnung einstellen. Als Beispiel zeigen die Abb. 6–10 eine Auswahl von Eigenschwingungen ein und desselben Kristalls.

Longitudinale Moden und Linienbreite

In den vorigen Abschnitten wurden die Eigenschwingungen nur in bezug auf ihre transversale Ordnung unterschieden. Die Eigenschwingungen einer einzelnen transversalen Ordnung können aber auch noch eine verschiedene Zahl longitudinaler Knoten besitzen. Man kann dann etwas vereinfacht von verschiedenen „longitudinalen Moden“ sprechen.

Der Frequenzabstand $\Delta\nu$ benachbarter longitudinaler Moden ist durch die Resonatorlänge L und die Lichtgeschwindigkeit c im Kristall gemäß $\Delta\nu = c/2L$ gegeben; $\Delta\nu$ errechnet sich bei den vorliegenden Kristallabmessungen und dem Brechungsindex $n = 1,9$ zu ungefähr 2 GHz. Die Linienbreite der spontanen Emission ergibt sich aus spektroskopischen Messungen zu rund 1000 GHz. Wenn auch nur in der Spitze der Fluoreszenz-Linie, d. h. auf etwa 100 GHz Breite, eine Laser-Emission auftreten kann, so existieren damit in einer einzigen transversalen Ordnung doch ca. 50 longitudinale Moden. Dicht am

Schwellwert mag sich diese Zahl noch etwas vermindern; ohne Anwendung weiterer Hilfsmittel (gekoppelte Resonatoren^{12–14}) tritt jedoch stets mehr als eine longitudinale Eigenschwingung auf. Der experimentelle Nachweis ist durch die Beobachtung gegeben, daß immer ein Signal bei der entsprechenden Schwebungsfrequenz (2,08 GHz) vorhanden ist, solange man noch auf dem Bildwandler eine Emission erkennen kann.

Der Nachweis der Schwebungsfrequenz geschah mittels Photodiode (Philco, L 4501) und Mikrowellenempfänger (Rohde & Schwarz, USVU). Zur weiteren Untersuchung wurde das durch Mischen gewonnene Zwischenfrequenzsignal (25 MHz) des Mikrowellenempfängers auf einen Spektrum-Analysator (Marconi OA 1094 A) gegeben.

Eine typische Signalkurve des Spektrum-Analysators ist in Abb. 11 wiedergegeben. Wichtig ist daran die (reproduzierbare) Breite der Frequenzkurve von 30 kHz: Die Differenzfrequenzen zwischen jeweils

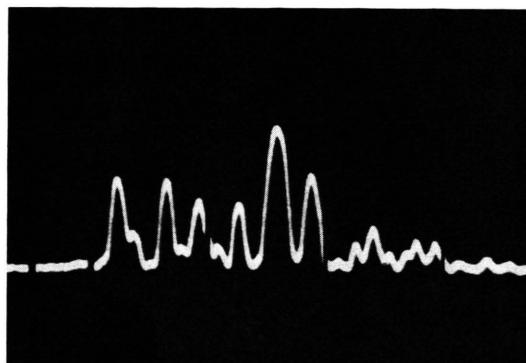


Abb. 11. Frequenzverteilung der Schwebung zwischen benachbarten longitudinalen Eigenschwingungen, aufgenommen mit einem Spektrum-Analysator. Das Signal liegt bei 2,08 GHz. Breite der Frequenzkurve ≥ 30 kHz.

zwei benachbarten longitudinalen Eigenschwingungen sind also bis auf 30 kHz konstant bzw. stimmen bis auf diese Differenz überein. Dies gilt für Pumpleistungen von etwa 10% über dem Schwellwert. Die Linienbreite steigt mit wachsender Pumpleistung, was sich durch das Anschwingen weiterer Moden erklärt, die mit ihrer Frequenz auf der Flanke der Fluoreszenz-Linie liegen. In diesem Fall wird die Frequenz der Eigenschwingung verschoben (frequency pulling).

¹² H. MANGER u. H. ROTHE, Phys. Letters 7, 330 [1963].

¹³ D. A. KLEIMANN u. P. P. KISLIUK, Bell Syst. Techn. J. 41, 453 [1962].

¹⁴ H. KOGELNICK u. C. K. N. PATEL, Proc. Inst. Radio Engrs. 50, 2365 [1962].

Die zeitliche Konstanz der Emission

Bei den meisten Festkörper-Lasern, wie auch beim Laser mit Neodym-dotiertem Calciumwolframat, können in der Emission Relaxationsschwingungen auftreten. Die Neigung, solche Schwingungen auszubilden, hängt von der Laser-Anordnung⁷ und der Kristallqualität ab². Günstig in bezug auf eine stabile Emission ist die Verwendung von sphärischen Spiegeln auf dem Laser-Kristall in „fast“ konfokaler Anordnung. Alle Kristalle, über deren Eigenschaften hier berichtet wird, tragen solche Spiegel. Bei allen diesen Kristallen folgt die Emission bei langsamen Schwankungen dem Pumplicht. Bei kurzzeitigen Störungen treten gelegentlich Relaxationsschwingungen auf, und zwar bei den relativ schlechten Kristallen wesentlich häufiger und mit größerer Amplitude als bei den besten Kristallen.

Kurzzeitige Schwankungen des Pumplichts haben ihre Ursache in Instabilitäten in der Gasentladung. Solche treten bei verschiedenen Lampen verschieden stark auf. Selbst in einer Herstellungsserie gibt es in dieser Hinsicht große Qualitätsunterschiede. Durch Auswahl unter den Lampen, und wenn man diese mit gut stabilisierter Gleichspannung betreibt, läßt sich eine konstante Pumpleistung erreichen, so daß bei den besten Kristallen keinerlei Relaxationsschwingungen mehr zu beobachten sind. Abb. 12 zeigt eine entsprechende Kurve zeitlich konstanter Emission.

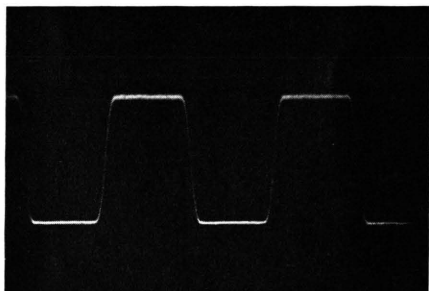


Abb. 12. Zeitlich konstante Emission. Der Laser-Strahl wurde vor dem Empfänger mit 12,5 Hz moduliert.

Um gleichzeitig die Grundlinie beobachten zu können, wurde der Laser-Strahl vor dem Empfänger (Photo-Multiplier) mit einer rotierenden Sektorenscheibe (12,5 Hz) moduliert.

Zur Anwendung

Auch der Festkörper-Laser liefert also eine stabile Emission, es lassen sich ferner, wie gezeigt, reine Eigenschwingungen einer einzelnen transversalen Ordnung einstellen. In bezug auf die Aussonderung longitudinaler Moden kann man mit denselben Mitteln¹²⁻¹⁴ wie beim Gas-Laser arbeiten. Daß man trotzdem den Festkörper-Laser für manche Anwendungen (z. B. in der Nachrichtentechnik) im allgemeinen noch nicht in Betracht zieht, erklärt sich zunächst aus der Tatsache, daß Kristalle der erforderlichen Qualität noch nicht allgemein zur Verfügung stehen. Außerdem ist es technologisch nicht ganz einfach, einige hundert Watt Pumpleistung auf den Kristall zu bündeln und die im Kristall entstehende Wärme abzuführen, wobei der Kristall nicht örtlich überhitzt werden darf. Die erforderliche Pumpleistung wird noch höher, wenn man mit äußeren Spiegeln und Modulationselementen im inneren Strahlengang arbeiten will. Lösbar erscheinen auch diese Probleme bereits mit Neodym-dotiertem Calciumwolframat. Darüber hinaus gibt es neue Laser-Kristalle mit wesentlich kleinerem Schwellwert und höherer mechanischer und thermischer Beständigkeit (Neodym-dotierte Yttrium-Aluminium-Granate¹⁵), deren Verwendung die noch bestehenden Schwierigkeiten beseitigen dürfte.

Unsere Neodym-dotierten Calciumwolframatkristalle wurden in diesem Laboratorium von Herrn Dr. GRABMAIER und Frau Dr. WATSON mit großer Sorgfalt hergestellt, wofür wir an dieser Stelle danken. Die Kristalle wurden aus der Schmelze gezogen, ihre hohe Qualität erklärt sich aus einigen bei diesem Verfahren angewendeten Verbesserungen.

¹⁵ J. E. GEUSIC, H. M. MARCOS u. L. G. VAN UITERT, Appl. Phys. Letters **4**, 182 [1964].