

sichtigung von Volumeneffekten der diffundierenden Moleküle recht wirksam ist. Für die Zwei-Spin-Systeme, in denen die wechselwirkenden Spins zu verschiedenen Molekülen gehören, kann auf diese Weise eine die Experimente relativ genau beschreibende Absolutberechnung der Relaxationszeiten vorgenom-

men werden, wenn für die Molekülbewegung ein translatorischer Diffusionsmechanismus ausschlaggebend ist.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft, Bad Godesberg, danken wir für die Unterstützung dieser Arbeiten durch Sachbeihilfen.

Regelmäßige Relaxationsschwingungen in kurzen Rubin-Lasern vom ebenen Fabry-Perot-Typ*

Von DIETER RÖSS

Zentral-Laboratorium der Siemens & Halske AG, München

(Z. Naturforschg. **19 a**, 387—391 [1964]; eingegangen am 21. November 1963)

Das zeitliche Schwingungsverhalten kurzer Rubin-Laser vom ebenen FABRY-PEROT-Typ wird wesentlich vereinfacht, wenn das Pumplicht rotationssymmetrisch zur Achse des Lasers eingestrahlt wird. Das konnte in einer neuartigen Pumpanordnung mit hohem Wirkungsgrad erreicht werden, bei der Laser und Lichtquelle in der Achse eines Rotationsellipsoid-Spiegels *exfokal* angeordnet sind. Die Relaxationsimpulse folgen dann auch bei hoher Pumpenergie nahezu regelmäßig aufeinander.

Bei sehr niedriger Pumpleistung oder bei hoher Auskopplung aus dem Resonator treten gedämpfte periodische Relaxationsschwingungen mit kontinuierlicher Emission auf.

Die bei hoher Quantendichte im Resonator beobachtete Entdämpfung der Relaxationsschwingungen führen wir auf Effekte zurück, die in der Theorie bisher nicht berücksichtigt worden sind. Für die Regelmäßigkeit der Relaxationsschwingungen ist eine ungestörte Kopplung zwischen den Moden wichtig.

An einem Laser hoher Modenselektion mit Etalon-Reflektor wurde eine zeitliche Aufeinanderfolge isolierter Relaxationsschwingungen verschiedener Moden beobachtet.

1. Optische Pumpanordnung mit rotations-symmetrischer Beleuchtung

Für die Beleuchtung optisch gepumpter Laser werden vorwiegend zwei Pumpsysteme verwendet: Einmal eine spiralförmige Blitzlampe, in deren Innenraum der Laser eingebracht wird^{1,2}; zum anderen elliptische Zylinderspiegel, die eine in einer Brennnlinie angeordnete Stabblitzlampe auf den in der anderen Brennnlinie angeordneten Laser abbilden³. Neben einer unvollständigen Ausnutzung der Lichtquelle haben beide Pumpsysteme weitere Nachteile: Der Laser befindet sich in einem von der Lichtquelle erzeugten inhomogenen Magnetfeld, das zu einer Aufspaltung und Verbreiterung der Niveaus führt. Außerdem wird der Laser vom Pumplicht in einer nichtrotationssymmetrischen Verteilung getroffen⁴,

was zu einer unsymmetrischen Absorption des Pumplichts im Querschnitt führt. Wie wir früher gezeigt haben⁵, kann sich daraus eine Verbiegung des Laserstabes und eine Verstimmung des Resonators während des Pumpimpulses ergeben. Wir beobachteten in einer solchen Anordnung z. B., daß die Schwelleistung keine Konstante ist, sondern von der Pumpenergie abhängt, und daß die Laserschwingung bei höherer Pumpenergie eher aufhören kann als bei niedrigerer Pumpenergie.

Wir haben ein Beleuchtungssystem mit hohem Wirkungsgrad entwickelt, in dem das Magnetfeld der Lichtquelle am Ort des Lasers vernachlässigbar klein ist und in dem das Pumplicht den Laser in genauer Rotations-symmetrie durchsetzt. Das System, über das wir an anderer Stelle ausführlich berichtet haben⁶, ist in Abb. 1 in einer praktischen Ausführungsform dargestellt. Die Lichtquelle befindet sich in einem Rotationsellipsoid-

* Auszugsweise vorgetragen auf der Deutschen Physiker-tagung Hamburg 1963.

¹ T. H. MAIMAN, R. H. HOSKINS, I. J. D'HAENENS, C. K. ASAWA u. V. EVTUHOV, Phys. Rev. **123**, 1151 [1961].

² R. J. COLLINS, D. F. NELSON, A. L. SCHAWLOW, W. BOND, C. G. B. GARRET u. W. KAISER, Phys. Rev. Letters **5**, 303 [1960].

³ M. CIFTAN, C. F. LUCK, C. G. SHAFER u. H. STATZ, Proc. I. R. E. **49**, 960 [1961].

⁴ D. RÖSS, Frequenz **16**, 423 [1962].

⁵ D. RÖSS, Frequenz **17**, 61 [1963].

⁶ 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 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.

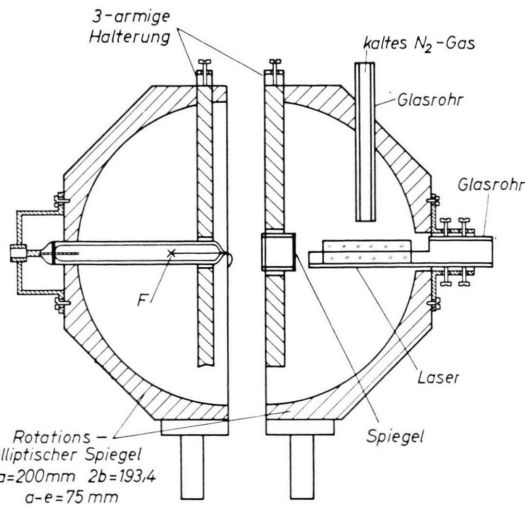


Abb. 1. Rotationsellipsoidischer Pumpspiegel in exfokaler Anordnung.

Spiegel und ist längs der Achse des Ellipsoids so angeordnet, daß ihre Leuchtstrecke das Gebiet zwischen einem Brennpunkt und der benachbarten Wand ganz überdeckt. Der Laser ist symmetrisch dazu angeordnet. Nach den Reflexionsgesetzen der Ellipse müssen alle Strahlen, die aus der Lichtquelle kommen, das Gebiet des Lasers durchsetzen, wenn dessen Durchmesser nicht kleiner ist als der Innendurchmesser der Lichtquelle. (Wir haben dieses und andere elliptische Beleuchtungssysteme, bei denen keine annähernd punktweise Abbildung, sondern eine Gebietstransformation benutzt wird, im Gegensatz zur fokal abbildenden Ellipse als *exfokal* bezeichnet.)

Unter Verwendung der üblichen 3-Zoll-Blitzlampen vom Typ FT 91-L oder PEK-XE1-3 beträgt in unserem Pumpspiegel die Schwellenergie für Rubin-Laser bis 3 Zoll Länge bei maximal 7 mm ϕ je nach der Güte des Resonators 50–70 Ws bei Zimmertemperatur. Unter Beachtung der Belastbarkeit der Lichtquellen können die Rubinstäbe damit bis zur 8-fachen Schwellenergie gepumpt werden.

Es hat sich gezeigt, daß die besondere Symmetrie der Pumpanordnung zu einem vereinfachten zeitlichen Schwingungsverhalten von Rubin-Lasern führt. Darüber hinaus konnten einige Effekte beobachtet werden, die in den gebräuchlichen Anordnungen durch störende Einflüsse überdeckt werden.

2. Relaxationsschwingungen bei hoher Pumpenergie

Die Emission gepulster kurzer ebener Rubin-Laser zeigt bei Zimmertemperatur eine ausgeprägte Amplitudenmodulation; sie besteht aus einzelnen Relaxationsimpulsen von typischerweise 0,3 μ s Dauer und einigen Mikrosekunden Abstand, die im allge-

meinen unregelmäßig aufeinanderfolgen. Abb. 2 a * zeigt die Emission eines unter 0° zur Kristallachse orientierten Rubin-Lasers von 5 mm ϕ und 40 mm Länge mit 0,035% Cr^{3+} , dessen Endflächen auf $\lambda/10$ eben und auf 5'' parallel geläpft und mit dielektrischen Spiegeln von 98% mittlerer Reflexion belegt sind. Der Stab wurde in einem abbildenden elliptischen Zylinderspiegel hoher Exzentrizität mit 3-facher Schwellenergie gepumpt. Die Pumpbeleuchtung ist hier ausgesprochen nichtrotationssymmetrisch. Die Relaxationsimpulse folgen unregelmäßig aufeinander.

Der gleiche Laser zeigt ein sehr regelmäßiges Schwingungsverhalten, wenn er in unserem Ellipsoidspiegel rotationssymmetrisch gepumpt wird. Wie die Oszillogramme in Abb. 2 b und 2 c zeigen, folgen nunmehr die Relaxationsimpulse quasiperiodisch aufeinander, ihre Einhüllende folgt der abfallenden Pumpleistung. Die Dauer der Laseremission ist bei einem jeweils gleichen Vielfachen der Schwellenergie länger als in der unsymmetrischen Anordnung. Es zeigt sich, daß die Schwellleistung, also die Leistung, bei der der letzte Relaxationsimpuls zu beobachten ist, eine von der Pumpenergie unabhängige Konstante ist.

Das hier gezeigte Schwingungsverhalten ist, unabhängig von der Materialgüte, typisch für alle von uns untersuchten Rubin-Laser, deren Stabachse unter 0° zur Kristallachse orientiert ist. In diesem Fall ist bei radialsymmetrischer Pumplichteinstrahlung wegen der richtungsunabhängigen Absorption auch die Ausdehnung des Stabes während des Pumpimpulses radialsymmetrisch. Wir nehmen daher an, daß das übliche unregelmäßige Schwingungsverhalten zu einem wesentlichen Teil durch die unsymmetrische Pumplichtabsorption in den gebräuchlichen Pumpanordnungen verursacht wird, die zu einer Verstimmung des Laser-Resonators während des Pumpimpulses führt. Daraus ergeben sich Instabilitäten der schwingenden Moden und unregelmäßige Relaxationsschwingungen.

Ein weiterer Grund für den Einfluß der Pumplichtsymmetrie liegt in der Modenselektion, die durch eine im Querschnitt des Lasers ungleichmäßige Inversion verursacht wird. Bei radialsymmetrischer Beleuchtung in einem Rotationsellipsoid setzt die Laserfunktion in der Stabmitte ein. Bei höherer Pumpleistung dehnt sich der emittierende Bereich

* Abb. 2—6 und 9 auf Tafel S. 388 a, b.

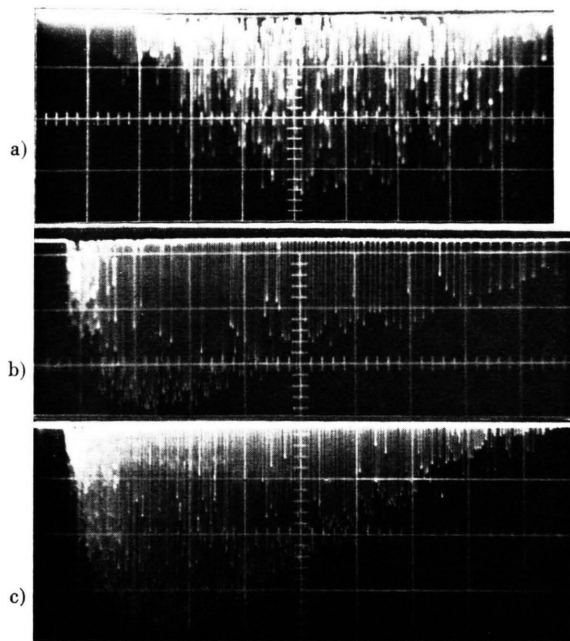


Abb. 2. Emission eines 0° -Rubin-Lasers bei 20°C . a) nicht-rotationssymmetrische Pumpbeleuchtung; $100\text{ }\mu\text{s/cm}$; 300 Ws (3-fache Schwellenergie). b) rotationssymmetrische Pumpbeleuchtung; $100\text{ }\mu\text{s/cm}$, 200 Ws (3,2-fache Schwellenergie). c) rotationssymmetrische Pumpbeleuchtung; $500\text{ }\mu\text{s/cm}$, 300 Ws bei Verwendung einer Blitzlampe mit hohem Innenwiderstand.

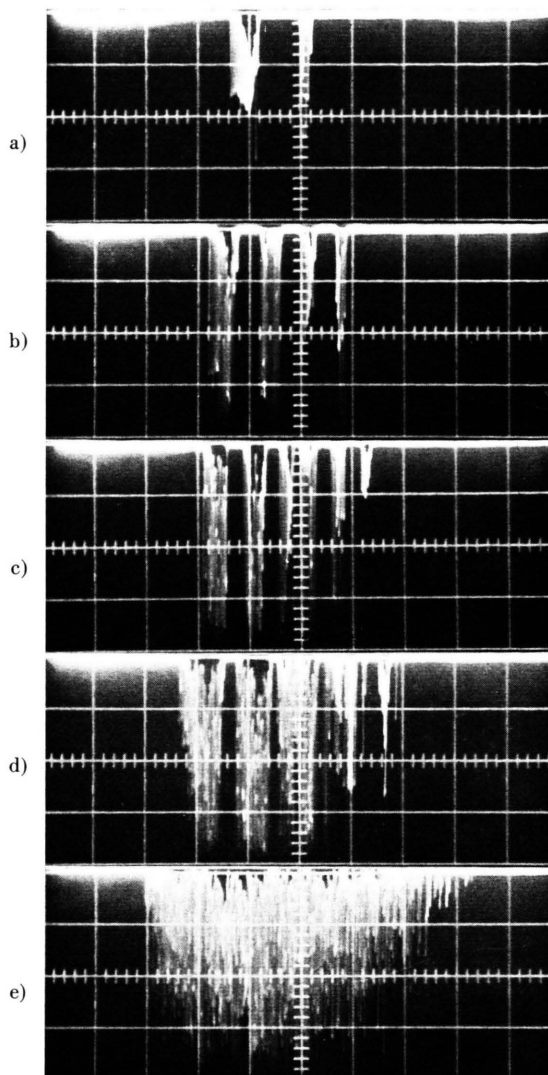
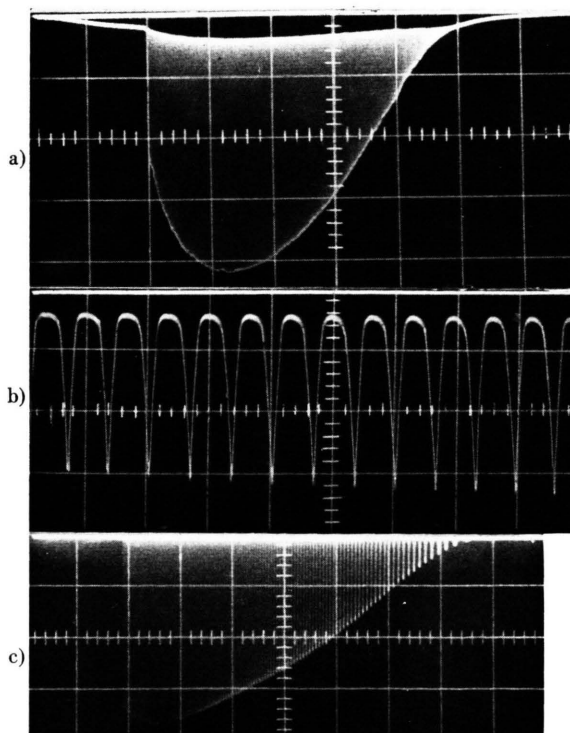


Abb. 9. Emission eines Rubin-Lasers mit Etalon-Reflektor bei hoher Pumpenergie. Mehrere Moden folgen zeitlich aufeinander. 20°C ; $200\text{ }\mu\text{s/cm}$; $320\text{--}500\text{ Ws}$ (a—e).

←

Abb. 3. Emission von Rubin-Lasern hoher Modendichte. a) Rubin-Torus-Laser. 20°C ; $200\text{ }\mu\text{s/cm}$; 800 Ws (4-fache Schwellenergie). b) Ausschnitt aus a); $5\text{ }\mu\text{s/cm}$; $475\text{ }\mu\text{s}$ verzögert. c) Konfokaler Rubin-Laser. 20°C ; $50\text{ }\mu\text{s/cm}$; 150 Ws (2,5-fache Schwellenergie).

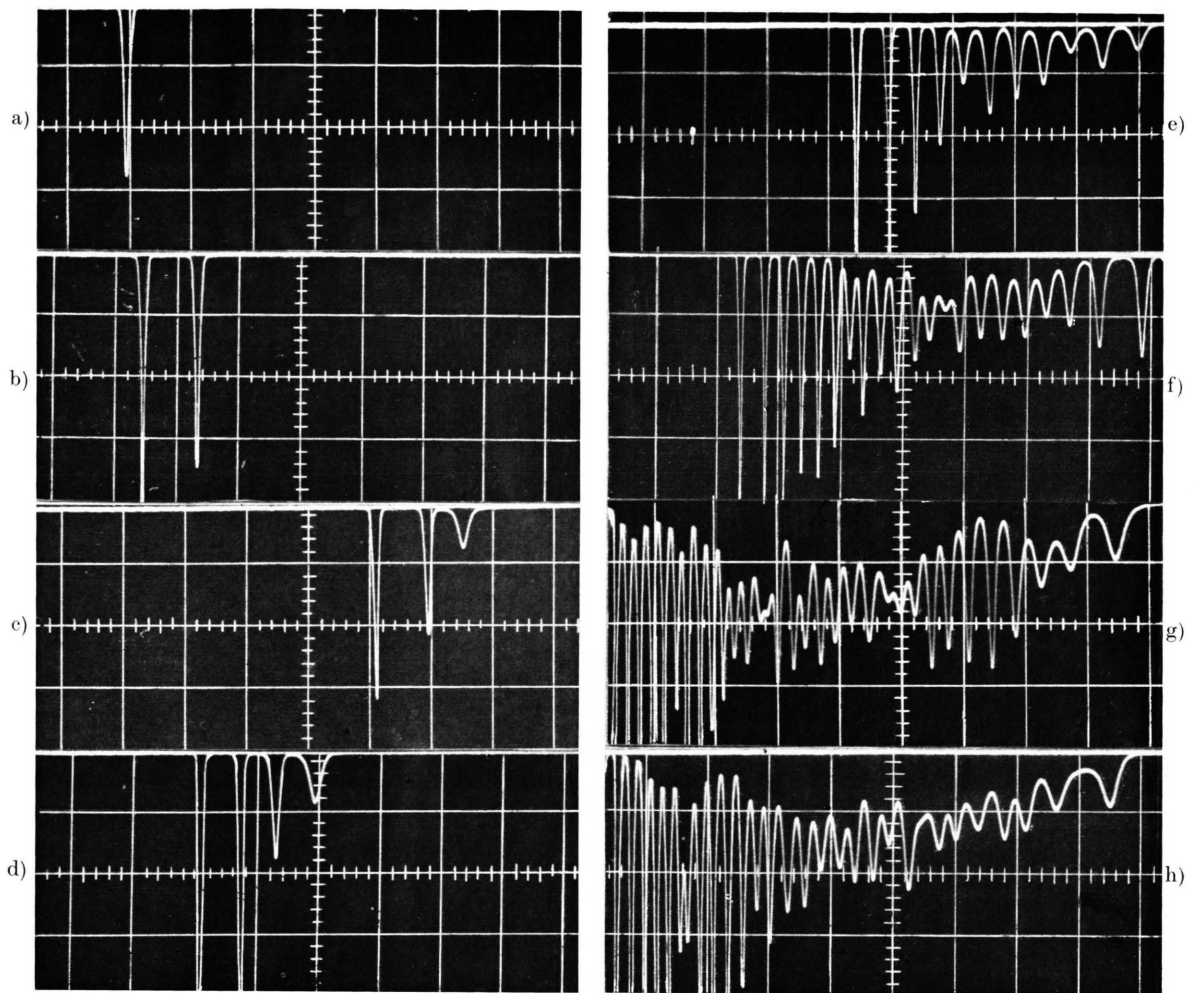


Abb. 4. Emission eines kurzen Rubin-Lasers vom ebenen FABRY-PEROT-Typ bei sehr niedriger Pumprate. 20°C ; $20\ \mu\text{s}/\text{cm}$; Pumpenergie maximal 1% über der Schwellenergie.

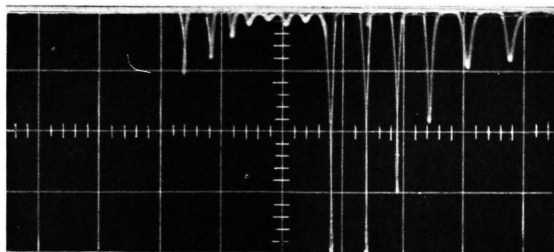


Abb. 5. Emission bei einer Pumpenergie 3% über der Schwellenergie. 20°C ; $20\ \mu\text{s}/\text{cm}$. Die Amplitude ist 20-mal größer als in Abb. 4.

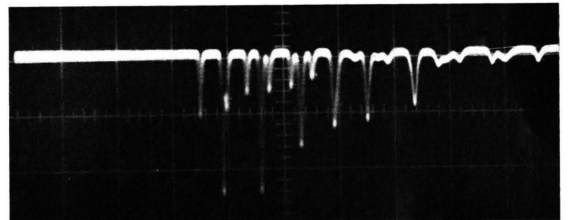


Abb. 6. Entkoppelte Relaxationsschwingungen verschiedener Moden in einem sehr kurzen ebenen Rubin-Laser. 20°C ; $20\ \mu\text{s}/\text{cm}$; 130 Ws (5% über der Schwellenergie).

symmetrisch aus, bis er den ganzen Stabquerschnitt erfaßt. Der schwingende Bereich ist also stets zusammenhängend, während er bei unsymmetrischer Inversion oft in zahlreiche Teilbereiche zerfällt. Als Folge tritt eine starke Kopplung zwischen den Moden in unserer Anordnung auf, die ausreicht, schon bei niedriger Modendichte die Relaxationsschwingungen der verschiedenen, überwiegend axialen Moden starr zu synchronisieren. Nach FABRY-PEROT-Aufnahmen schwingen in Abb. 2 b etwa 10 axiale Moden, davon nach Überlagerungsmessungen mindestens je 2 gleichzeitig.

Bei unsymmetrischer Ausleuchtung des Rubins muß zur Erzielung starr gekoppelter Multimode-Schwingungen die Modendichte wesentlich höher sein. Wie wir früher beschrieben haben⁵, treten dann erst in ebenen Resonatoren mit mehr als 1 m Spiegelabstand periodische Relaxationsimpulse auf. Die Modendichte dürfte dabei etwa im Verhältnis der Resonatorlängen größer sein.

Eine besondere Eigenart der gekoppelten Relaxationsschwingungen ebener Rubin-Laser niedriger Modenzahl wie in Abb. 2 b ist, daß die Abstände der Relaxationsimpulse etwas schwanken. Dagegen beobachtet man in Lasern hoher Modendichte oder in Lasern mit Kugelspiegeln immer vollkommen periodische Relaxationsimpulse. Als Beispiel ist in Abb. 3 a, b die Emission eines Rubin-Torus-Lasers⁷, in Abb. 3 c die eines konfokalen Rubin-Lasers dargestellt. Diese Resonatorformen sind infolge ihrer Geometrie bzw. ihrer hohen Modendichte außerdem unempfindlicher gegen Störungen als ebene FABRY-PEROT-Laser und zeigen selbst bei unsymmetrischer Inversion ein regelmäßiges Relaxationsverhalten.

Bei Rubinen, deren c-Achse unter 90° zur Stabachse orientiert ist, erfolgt auch bei symmetrischer Pumpbeleuchtung die Pumplichtabsorption nicht-rotationssymmetrisch zur Resonatorachse. Die experimentiellen Beobachtungen waren hier weniger eindeutig als bei 0°-Rubinen. Unter starker Abhängigkeit von der Materialgüte wurden sowohl Laser mit regelmäßigen als auch solche mit scheinbar statistischen Relaxationsimpulsen gefunden.

3. Schwingungsverhalten bei niedriger Pumpleistung

Die regelmäßigen ungedämpften Relaxationsimpulse, die wir bei symmetrischer Beleuchtung beobachtet haben, sind nach der bekannten Theorie^{8,9} nicht zu verstehen. Die Güte des von den Rückkopplungsspiegeln gebildeten Resonators wird gekennzeichnet durch die mittlere Verweilzeit der Quanten im Resonator t_c , für die gilt:

$$t_c = l n / c(1 - r);$$

$$\text{Brechungsindex } n = 1,78, (1 - r) \ll 1. \quad (1)$$

Dabei ist r der mittlere Reflexionskoeffizient der Spiegel. Für den verwendeten Resonator errechnet sich mit $l = 4,0$ cm, $r = 98\%$:

$$t_c = 1,2 \cdot 10^{-8} \text{ s.}$$

Für eine so hohe Güte sollte sich nach⁸ innerhalb der Beobachtungszeit eine kontinuierliche Emission ausbilden, die von einer exponentiell gedämpften periodischen Relaxationsschwingung eingeleitet wird. Für die Dämpfungszeit gilt nach⁸

$$t_0 = \frac{1}{2\pi^2} \frac{T^2}{t_c}. \quad (2)$$

Mit $T = 5 \mu\text{s}$ ergibt sich t_0 zu rund $100 \mu\text{s}$, ist also klein gegen die Beobachtungszeit.

Die Diskrepanz zur Beobachtung ist von verschiedenen Seiten so erklärt worden, daß starke innere Verluste im Rubin die wirksame Resonatorgüte stark herabsetzen. Wir werden zeigen, daß diese Erklärung nicht ausreicht, da wir bei schwach gepumpten ebenen Rubin-Lasern die geforderten gedämpften Schwingungen in der Tat beobachten konnten.

Wir haben verschiedene kurze Rubin-Laser mit 0°- und 90°-Orientierung in unserer ellipsoidischen Anordnung unter genauer Temperaturkontrolle ($20^\circ\text{C} \pm 0,1^\circ$) bei Beginn des Pumpimpulses sehr schwach über die Schwelle gepumpt. Dabei entwickelte sich in jedem Falle, wie in Abb. 4 dargestellt, mit wachsender Pumprate aus dem ersten Impuls eine Serie periodischer Impulse, die gedämpft in eine kontinuierliche Emission übergehen. Ihr ist eine periodische Relaxationsschwingung überlagert. Mit wachsender Pumprate treten dann, wie in Abb. 4 e und 4 g, in zunehmender Zahl Phasensprünge in der Relaxationsschwingung auf, nach denen die Amplitude zunächst wieder zunimmt. Wir deuten diese

⁷ D. RÖSS, Proc. I. E. E. **51**, (3), 468 [1963].

⁸ R. DUNSMUIR, J. Electr. Control **10**, 453 [1961].

⁹ H. STATZ, C. LUCK, C. SHAFER u. M. CIFTAN, Quantum Electronics, Symp. High View, N.Y. 1959, Columbia Univ. Press, New York 1960, S. 342.

Phasensprünge so, daß hier ein Wechsel zwischen Moden stattfindet, sei es, daß ein Mode aufhört zu schwingen oder daß ein neuer zu den bereits schwingenden Moden hinzukommt.

Wichtig ist, daß nach dem Modenwechsel nur jeweils eine Relaxationsschwingung auftritt, daß also alle aktiven Moden synchron gekoppelt schwingen und daß durch den Modenwechsel der kontinuierliche Strahlungsanteil zwar zunächst reduziert, aber nicht völlig zerstört wird.

Man kann aus Abb. 4 für die Relaxationsparameter etwa folgende Zahlen entnehmen:

$$T = 5 \mu\text{s}, t_0 = 20 \mu\text{s}.$$

Damit ergibt sich nach Gl. (1)

$$t_c = 6,3 \cdot 10^{-8} \text{ s}.$$

Dieser Wert ist merkwürdigerweise noch größer als der aus den geometrischen Daten errechnete Wert, in dem die Verluste des Rubins nicht berücksichtigt wurden. Es zeigt sich also, daß einmal die inneren Verluste nicht der Mechanismus sind, der gedämpfte Schwingungen verhindert, und daß die Anwendung von Gl. (2) auf unseren Fall zusätzlich zu hohe Werte für t_c liefert.

Die in Abb. 4 dargestellten Emissionsformen sind außerordentlich stark von der Pumprate abhängig. Da die Pumpenergie nacheinanderfolgender Impulse nicht genügend genau reproduziert werden kann, ist es nicht möglich, die Aufnahmereihe von Abb. 4 systematisch durch Erhöhung der Blitzenergie zu gewinnen. Die Aufnahmen stellen eine Auswahl von Bildern dar, welche die zu beobachtende Tendenz zeigen. Es kommt jedoch vor, daß bei nominell höherer Pumpenergie ein Emissionsverlauf auftritt, wie er typischerweise bei niedrigerer Pumprate beobachtet wird. Für die ganze Aufnahmereihe von Abb. 4 blieb die Pumpenergie in einem Bereich von 1% über der Schwellenenergie. Die Oszillogramme von Abb. 4 wurden mit einer für alle Aufnahmen gleichen Verzögerungszeit von $420 \mu\text{s}$ gegenüber dem Beginn des Pumpimpulses aufgezeichnet. Bei den Aufnahmen 4 a – 4 d fällt auf, daß der zeitliche Einsatz der Schwingung eine erhebliche Schwankung aufweist. Im Gegensatz zur Erwartung setzt die Emission bei längerer Gesamtdauer sogar später ein als bei der Ausbildung nur eines Impulses. In Lasern anderer Geometrie, wie in Torus-Lasern tritt diese Schwankung des Emissionsbeginns nicht auf. Wir nehmen an, daß es sich um eine echte statistische Erscheinung handelt, die durch die sehr geringe

spontane Emissionswahrscheinlichkeit in einen Mode eines aktiven, ebenen FABRY-PEROT-Resonators verursacht wird.

Bei einer Erhöhung der Pumpenergie um einige Prozent können die in Abb. 4 dargestellten gedämpften Schwingungen nicht mehr beobachtet werden. Abb. 5 zeigt bei etwa 20-facher Amplitude einen typischen Emissionsverlauf. Zwei ungedämpfte, regelmäßige Impulsfolgen lösen sich ab. Mit dem Auftreten der zweiten Folge verschwindet die erste. Es ist insgesamt nur eine quasiperiodische, ungedämpfte Folge von Relaxationsimpulsen mit starker Amplitudenmodulation zu beobachten. Bei weiterer Steigerung der Pumpenergie ergibt sich der in Abb. 2 gezeigte Verlauf.

In Abb. 5 fällt auf, daß die mittlere Relaxationsfrequenz bei höherer Pumprate und Laserintensität nicht größer ist als in den Aufnahmen von Abb. 4.

Die Beobachtung zeigt, daß in ebenen Rubin-Lasern hoher Güte ein von der Pumprate abhängiger Effekt auftritt, der bei hoher Pumpleistung zu einer Entdämpfung der Relaxationsschwingungen führt.

4. Entkoppelte Relaxationsschwingungen in einem sehr kurzen Laser

Wir haben betont, daß für das Auftreten synchroner Relaxationsschwingungen verschiedener Moden eine hohe Modendichte günstig ist.

Als Gegenbeispiel zeigt Abb. 6 die Emission eines extrem kurzen Lasers hoher Modenselektion von $7 \text{ mm } \phi$ und 7 mm Länge, der in unserer Anordnung bei Zimmertemperatur gepumpt wurde. Man erkennt zwei regelmäßige Impulsfolgen, die sich unabhängig voneinander überlagern. Bei hoher Pumpenergie zeigt dieser Laser mit niedriger axialer Modendichte ein nahezu statistisches Emissionsverhalten.

5. Gedämpfte Schwingungen in einem Laser geringer Güte

Da der Wirkungsgrad unserer ellipsoidischen Pumpenanordnung besonders hoch ist, war es möglich, Rubin-Laser bei Zimmertemperatur bis zu nahezu vollständiger Inversion zu pumpen. Einseitig offene Rubin-Laser von 70 mm Länge erreichten eine zum Schwingungseinsatz ausreichende Verstärkung bei einem Drittel der zulässigen Pumpenergie (300 W s bei Verwendung der Blitzröhre FX-42). Wir konnten daher einen Rubin-Laser mit äußeren Spiegeln verwirklichen, der durch Verwendung eines unver-

spiegelten planparallelen Glasetalons als Reflektor nach Abb. 7 eine hohe axiale Modenselektion aufweist. Die modenselektiven Eigenschaften dieses

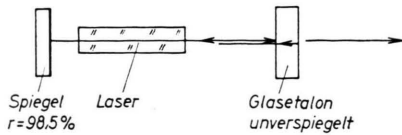


Abb. 7. Resonator hoher axialer Modenselektion bei geringer Resonatorgüte.

Systems haben wir an anderer Stelle genauer beschrieben¹⁰. Es ist möglich, in dieser Anordnung nahe der Schwellenergie einen einzigen axialen Mode anzuregen, der dann erwartungsgemäß periodische Relaxationsschwingungen aufweist.

Überraschend ist nun, daß dabei trotz der niedrigen Resonatorgüte die Relaxationsschwingung stark gedämpft ist. In Abb. 8 ist der Emissionsverlauf mit wachsender Pumpenergie dargestellt. Bei höherer Pumpenergie ist die Emission nach 100 μ s praktisch kontinuierlich.

Aus dem Schwingungsverlauf von Abb. 8 d errechnet sich mit $T = 2,5 \mu$ s, $t_0 = 25 \mu$ s nach Gl. (2):

$$t_c = 1,25 \cdot 10^{-8} \text{ s.}$$

Aus den geometrischen Daten errechnet sich bei einem Spiegelabstand von 30 cm

$$t'_c = 1,2 \cdot 10^{-9} \text{ s.}$$

Gl. (2) liefert also einen um eine Größenordnung zu hohen Wert.

Bei höherer Pumpenergie zeigt der Laser hoher Modenselektion das in Abb. 9 aufgezeichnete Emissionsverhalten. Verschiedene Moden werden zeitlich nacheinander emittiert, wobei die selektierte Resonanzfrequenz vermutlich durch die thermische Abstimmung der Laserlinie während des Pumpimpulses bestimmt wird. Bei sehr hoher Pumprate gehen die Schwingungen zeitlich ineinander über, das Abklingen einzelner Moden ist nur noch an einer Amplitudenmodulation der jetzt ziemlich unregelmäßigen Relaxationsschwingung erkennbar. Die Aufeinanderfolge verschiedener Moden ist ganz ähnlich dem Emissionsverlauf in Abb. 4 e–4 h mit dem Unterschied, daß dort infolge der geringeren Modenselektion von Anfang an mehrere Moden gleichzeitig existenzfähig sind.

Die starke Dämpfung der Relaxationsschwingungen in Abb. 8 und Abb. 4 läßt sich mit einem Abbau

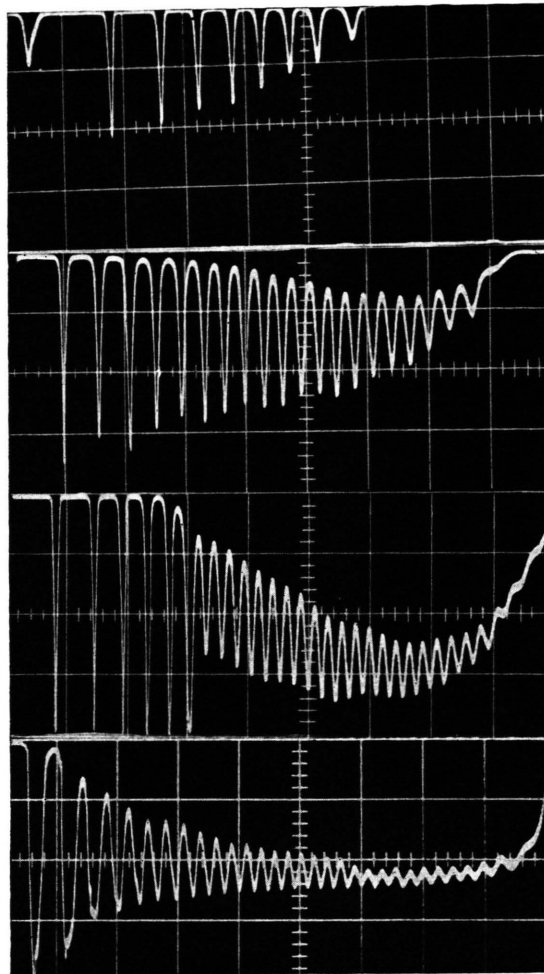


Abb. 8. Emission eines Rubin-Lasers in einem Resonator nach Abb. 7. Es ist nur ein axialer Mode angeregt. 20 °C; 10 μ s/cm; 250 (1 + 0,25) Ws von 8 a nach 8 b ansteigend.

der Inversion durch verstärkte spontane Emission erklären, wenn man annimmt, daß in beiden Fällen die Pumprate nur sehr wenig über der Schwellpumprate liegt. Gl. (2), bei deren Ableitung die spontane Emission vernachlässigt wurde, ist in diesem Fall nicht mehr anwendbar und liefert zu große Werte für die Dämpfungszeit. Eine genauere Näherung werden wir in Kürze in einem anderen Zusammenhang beschreiben.

Das Verschwinden der Dämpfung bei hoher Pumprate ist nach den Bilanzgleichungen nicht verständlich. Wahrscheinlich treten in Rubin-Lasern bei hoher Quantendichte pro Mode entdämpfende Effekte auf, die in den theoretischen Ansätzen nicht berücksichtigt werden.

¹⁰ D. Röss, Proc. I. E. E. E., in Vorbereitung.