

Ehe das Entladungsplasma bzw. die davon erzeugte Stoßwelle an der 85 cm entfernten Sonde eintrifft, ist bereits eine Ionisierung im Laufrohrvolumen zu beobachten. Über diese hier nicht näher diskutierte Erscheinung (Precursor) wurde schon von verschiedener Seite berichtet.

Der relativ kleine frühe Anstieg der Ionisierung konnte mit einer Transformatorenübertragung der Sondersignale nicht beobachtet werden, da die Störungen durch die Hauptentladung zu groß waren (Abb. 4, mittlere Kurve). Mit dem Mikrowellenübertrager (Abb. 4, untere Kurve) waren kaum mehr Störungen festzustellen.

Periodische Relaxationsschwingungen und Emission ohne Spikes bei einem kurzen Rubinlaser

VON KARL GÜRS

Forschungslaboratorium der Siemens & Halske AG, München
(Z. Naturforschg. **18 a**, 1363–1365 [1963]; eingeg. am 8. November 1963)

Es wird gezeigt, daß man auch beim Rubin-Laser mit beiderseits verspiegeltem Kristall die Resonatorgüte so weit erhöhen kann, daß sich wie schon beim Laser mit großem Spiegelabstand periodische, gedämpfte Relaxationsschwingungen ergeben. Bei kleiner Pumpleistung treten periodische Emissionsimpulse (Spikes) auf.

Das Schwingungsverhalten wird zahlenmäßig durch die Beziehungen (1) und (2) erfaßt, und zwar, wenn man frühere Ergebnisse^{2,3} mit berücksichtigt, für einen Bereich der (optischen) Resonatorlänge von etwa 10 cm bis 20 m, ferner für Pumpleistungen vom dreifachen bis über 10-fachen Schwellwert und für verschiedene Temperaturen (77 °K und Zimmertemperatur).

Die Periodendauer der gedämpften Relaxationsschwingungen und die Dämpfungskonstante ergeben sich zahlenmäßig richtig, wenn man in (1) und (2) den Koeffizienten B_s mit $1/(8\tau M)$ einsetzt. Als Volumen ist dabei in M (6) der „optische“ Querschnitt des Kristalls mal der „optischen“ Resonatorlänge einzusetzen.

Nach den früheren Beobachtungen besteht die Emission eines bei Zimmertemperatur arbeitenden Rubin-Lasers aus einer unregelmäßigen Folge von Emissionsimpulsen (Spikes). Im Gegensatz dazu sollten nach der Theorie¹ auch bei Rubin periodische Relaxationsschwingungen auftreten, die gedämpft sind und in kontinuierliche Emission übergehen. Ein solches Emissionsverhalten wurde inzwischen auch bei speziellen Anordnungen (Laser mit großem Spiegelabstand^{2,3}, Ringlaser^{4,5}) beobachtet.

In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß bei guten Kristallen mit sphärischen Spiegeln auch in der üblichen Anordnung (mit beiderseits verspiegeltem Kri-

Abschließende Bemerkung

unempfindlichkeit allgemein für erdfreie Messungen von Interesse. Als Modulatoren sind Kristalldioden vorteilhaft. Der Einfluß der Modulatoriode auf den Meßkreis ist im Einzelfall zu überlegen.

Wir danken Herrn Prof. Dr. E. FÜNFER für seine fördernde Anteilnahme an dieser Arbeit sowie Herrn A. HIRT für seine freundliche Mitarbeit. — Diese Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiet der Plasmaphysik durchgeführt.

stall) der theoretisch erwartete Emissionsverlauf zu erhalten ist: Bei höherer Pumpleistung wird die Emission nach einer Einschwingzeit kontinuierlich. Mit abnehmender Pumpleistung ergeben sich periodische Emissionsimpulse.

Zwei Bedingungen sind zu erfüllen, damit sich ein derart regelmäßiges Verhalten ergibt: Man muß einen Resonator wählen, in dem sich möglichst stabile Schwingungsformen ausbilden, und die Güte des Resonators bzw. die Verweilzeit der Quanten im Resonator muß hinreichend groß sein.

Die Vorteile des konfokalen Resonators

Eine stabile Schwingung erhält man in konfokalen Resonatoren oder ähnlichen Resonatoren mit sphärischen Spiegeln, bei denen die Krümmungsradien etwas kleiner als die Resonatorlänge sind. Bei diesen Resonatoren ist das von der Schwingung erfaßte Volumen in den einzelnen Eigenschwingungen der Ausdehnung und Lage nach durch die Spiegelradien und den Spiegelabstand gegeben⁶; die Symmetrieachse der Eigenschwingungen und die Rotationsachse der Anordnung fallen zusammen. Dies gilt nicht nur für den Gaslaser. Auch bei der in dieser Arbeit diskutierten Anordnung konnten Eigenschwingungen niederer Ordnung beobachtet werden (Abb. 2).

Weniger stabil sind die Schwingungen in konzentrischen Resonatoren oder solchen vom PEROT-FABRY-Typ, wo die Ausdehnung der Schwingung nur durch die Kristalldicke begrenzt ist. Störungen im Kristall sind in diesem Fall von größerem Einfluß, und die Schwingung kann in verschiedenen Zonen des Kristalls unabhängig und zu verschiedenen Zeiten erfolgen.

Auch in bezug auf die Güte bringt die Verwendung von konfokalen Resonatoren einen Gewinn. Bekannt ist⁶, daß konfokale Anordnungen eine geringere Beugungsdämpfung besitzen. Darüber hinaus vermindert sich aber auch die bei Rubin wesentliche Streudämp-

¹ R. DUNSMUIR, J. Electr. Control **10**, 453 [1961]. Vgl. auch: M. STATZ u. G. DE MARS, in Quantum Electronics (ed. C. H. TOWNES), Columbia University Press, New York 1960, S. 530.

² K. GÜRS, Z. Naturforschg. **17 a**, 990 [1962].

³ K. GÜRS, Z. Naturforschg. **18 a**, 510 [1963].

⁴ D. RÖSS, Proc. IEEE **51**, 468 [1963].

⁵ P. WALSH u. G. KEMENY, J. Appl. Phys. **34**, 956 [1963].

⁶ G. D. BOYD u. J. P. GORDON, Bell Syst. Techn. J. **40**, 489 [1961].



fung. Dies beruht natürlich nicht auf einer Verminderung der Zahl der Streuprozesse, sondern auf den Abbildungseigenschaften der konfokalen Anordnung. Bei planparallelen Spiegeln entfernt sich ein aus der Richtung senkrecht zu den Spiegeln herausgestreutes Quant nach jeder Reflexion an den Spiegeln weiter von der Stelle der Streuung und trifft schließlich auf die Außenfläche oder die Kanten des Kristalls auf. — Bei einem konfokalen Resonator entfernt sich dagegen ein gestreutes Quant nicht weiter von der Symmetrieachse der Anordnung, als es dies beim ersten Hin- und Hergang zwischen den Spiegeln nach der Streuung tut. Die Erklärung dafür folgt aus der Tatsache, daß bei einer konfokalen Anordnung jeder Spiegel den anderen ohne Größenveränderung auf sich abbildet. — Streng genommen müßte natürlich jedes aus einer Eigenschwingung herausgestreute Quant zunächst als Verlust angesetzt und bei Absorption über die Pumprate wieder als Gewinn eingeführt werden.

Im Rahmen der linearen Näherung der das Schwingungsverhalten beschreibenden Differentialgleichungen (s. Anm. ^{1, 3}) erweist sich ein solches Verfahren jedoch als gleichbedeutend mit der Einführung einer entsprechend erhöhten Resonatorgüte.

Stabiles Schwingungsverhalten und geringe Dämpfung sind also die Vorzüge einer konfokalen Laser-Anordnung.

Experimentelle Anordnung und Ergebnisse

Mit abnehmender Dämpfung bzw. zunehmender Resonatorgüte ergibt sich aus der Theorie ^{1, 3}, daß die Abklingzeit t_0 der Relaxationsschwingungen relativ zu deren Periodendauer T kleiner wird. Eine Abschätzung zeigt, daß t_0 bei Verwendung guter Kristalle auch bei kurzen Rubin-Lasern in konfokaler oder ähnlicher Anordnung mit beiderseits verspiegeltem Kristall in die Größenordnung von T kommen sollte. Man müßte dann also auch in dieser Anordnung gedämpfte Relaxationsschwingungen beobachten.

Um diese nachzuweisen, wurde ein Laser-Kristall mit sphärischen versilberten Spiegeln von 59 mm Krümmungsradius verwendet, seine Länge betrug 64 mm und der Durchmesser $\frac{1}{4}$ Zoll. Der Kristall mit einer Dotierung von 0,04% Chrom war wie üblich nach dem VERNEUIL-Verfahren hergestellt, er wurde jedoch sehr langsam gezogen und im Vakuum gut getempert. Gepumpt wurde der Kristall mit einer stabförmigen Xenon-Entladungslampe unter Verwendung eines zylinderelliptischen Reflektors.

Als Ergebnis zeigt Abb. 1 den Emissionsverlauf bei 2,5-facher Schwellenergie. Zur besseren Übersicht ist die Ordinatenendehnung nach 160 μsec (vom Beginn der Emission an gerechnet) um den Faktor 3 vergrößert.

Die Emission beginnt mit Relaxationsschwingungen der Periodendauer $T = 1,29 \mu\text{sec}$; die Schwingung klingt innerhalb einer Zeit von $t_0 = 11,7 \mu\text{sec}$ auf den e -ten Teil ab. — Es soll hinzugefügt werden, daß die Pumpleistung p zu Beginn der Emission ihr Maximum hat, sie ist im Bereich der gedämpften Relaxationsschwingungen näherungsweise konstant und liegt dort um den Faktor 14 über dem Schwellwert p_0 , also $p/p_0 = 14$.

Vergleich mit der Theorie

Der Vergleich mit der Theorie soll an Hand einiger für den Fall der linearen Näherung abgeleiteten Beziehungen erfolgen. Der theoretische Ansatz kann in ¹ oder mit ausführlicher Anwendung auf Rubin in ³ nachgelesen werden. Für die Periodendauer ergibt sich die Beziehung

$$T^2 = \frac{2 \pi^2}{B_s(p/p_0 - 1)(N/\tau)} \quad (1)$$

und es ist

$$t_0 = \frac{1}{B_s t_c(p/p_0 - 1)(N/\tau)} \quad (2)$$

In (1) und (2) bedeutet t_c wie erwähnt die Verweilzeit der Quanten im Resonator; N ist die Gesamtzahl der aktiven Atome im Kristall, τ ist die Lebensdauer der angeregten Zustände und B_s in bestimmter Schreibweise der EINSTEIN-Koeffizient der induzierten Emission. Auf die genaue Bedeutung von B_s soll im folgenden noch eingegangen werden.

Aus (1) und (2) folgt

$$T^2 = 2 \pi^2 t_c t_0 \quad (3)$$

Wichtig ist ferner, daß sich die Emission zu

$$E \sim \left(\frac{p}{p_0} - 1 \right) \quad (4)$$

ergibt. Diese lineare Abhängigkeit der Emission von der Pumpleistung ist in zahlreichen Fällen experimentell bestätigt und auch ohne Kenntnis des theoretischen Ansatzes verständlich.

Mit (3) und den gemessenen Werten von T und t_0 erhält man zunächst $t_c = 7,1 \cdot 10^{-9}$ sec. Bei einem optischen Weg von 11,3 cm zwischen den Resonatorspiegeln (Brechungsindex $n = 1,76$) ergeben sich daraus 10,1%

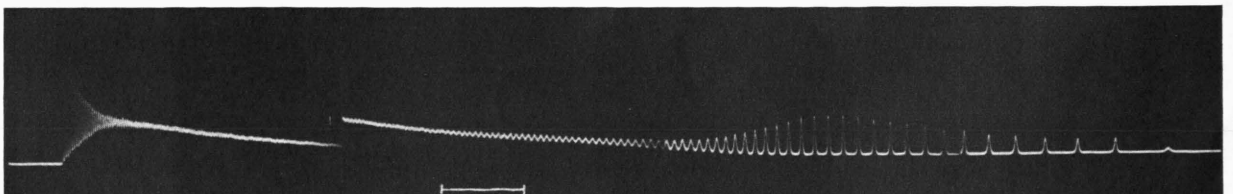


Abb. 1. Emissionsverlauf eines Rubinlasers mit beiderseits verspiegeltem Kristall. Kristalllänge 64 mm, Durchmesser 6,35 mm, Spiegelradien 59 mm. Die Ordinatenendehnung ist 160 μsec nach Beginn der Emission um den Faktor 3 erhöht. Zeitmarke 50 μsec .

Verluste pro Hin- und Hergang. Bei gut 2% Verlusten an jedem der Silberspiegel und 2% Durchlässigkeit des einen Spiegels errechnet sich für die Streu- und Beugungsverluste pro doppeltem Durchgang ein Wert von etwa 4%. Dieser Wert ist relativ niedrig, wenn man mit anderen Angaben der Streuverluste (30%) bei planparallelen Spiegeln und Kristallen von durchschnittlicher Qualität vergleicht. Wir halten den Wert von 4% für zutreffend und nehmen ihn als Beweis für die gute Kristallqualität sowie für die Verminderung der Streudämpfung in unserer Anordnung. Dieser Beweis wird durch die Tatsache unterstützt, daß bei der verwendeten Anordnung Modenbilder niedriger Ordnung beobachtet werden konnten (Abb. 2).

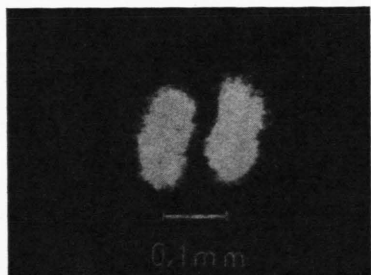


Abb. 2. Bild einer (10)-Eigenschwingung (Nahfeldaufnahme am Rubinlaser mit beiderseits verspiegeltem Kristall). Pumpenergie dicht über dem Schwellwert.

Mit (1) und (4) kann man ferner die Abhängigkeit der Periodendauer T von der Pumpleistung nachprüfen. Harmonische Oszillationen (wie sie im Gültigkeitsbereich der linearen Näherung auftreten) sind in Abb. 1 über ein Zeitintervall zu beobachten, in dem der Mittelwert der Intensität und damit nach (4) der Faktor $(p/p_0 - 1)$ auf den 11-ten Teil abnimmt. In diesem Bereich nimmt T^2 völlig entsprechend der Beziehung (1) auf das 11-fache zu. Die durch die Theorie gegebene Abhängigkeit ist also auch in diesem Fall experimentell bestätigt.

Der Koeffizient B_s

Eine Berechnung von T und t_0 zum Vergleich mit der Messung kann gemäß (1) und (2) erfolgen. Es soll jedoch der Koeffizient B_s als unbekannt angesehen und mit Hilfe des gemessenen Wertes von T bestimmt werden: Die Gesamtzahl N der aktiven Atome ist bei der gegebenen Dotierung von 0,04 Gew.-Proz. Chrom gleich $3,8 \cdot 10^{19}$, die Lebensdauer τ beträgt $3 \cdot 10^{-3}$ sec. Mit $T = 1,29 \mu\text{sec}$ sowie $p/p_0 = 14$ ergibt sich dann aus (1) oder (2) der experimentelle Wert

$$B_s = 6,8 \cdot 10^{-11} \text{ sec}^{-1}. \quad (5)$$

⁷ Die in der Arbeit ³ in Tab. 1 zusammengestellten Werte von B_s für Laser mit großem Spiegelabstand waren durch Auswertung des Schwingungsverhaltens experimentell bestimmt. Es war jedoch auch angegeben, daß der theoretische und experimentelle Wert von B_s übereinstimmen. Diese Aussage ergab sich unter der Annahme, daß man für V in (6) das von der Schwingung erfaßte Volumen einsetzen kann, wie es sich außerhalb des Kristalls durch Blenden ausmessen läßt. Unter dieser Annahme ist V gemäß (6) ein Maß für die

Theoretisch ist B_s als EINSTEIN-Koeffizient pro Lichtquant und Eigenschwingung durch die Beziehung

$$B_s = 1/\tau M \quad \text{mit} \quad M = 8 \pi V \nu^2 \Delta \nu / c^3 \quad (6)$$

gegeben. M ist die Zahl der Eigenschwingungen in einem Hohlraum vom Volumen V des Resonators, ν ist die Laser-Frequenz und $\Delta \nu$ die Breite der Fluoreszenzlinie. — B_s enthält also das Volumen im Nenner, während in (1) oder (2) die Zahl N der aktiven Atome bei gegebener Konzentration proportional dem Volumen ist. In (1) oder (2) kürzt sich somit das Volumen heraus, d. h. das Schwingungsverhalten ist unabhängig von der Ausdehnung der Schwingung im Kristall. Man kann also immer die Zahl N auf den ganzen Kristall beziehen und muß in (6) dann auch das Kristallvolumen einsetzen. Genauer gesagt ist V das „optische“ Kristallvolumen, wenn c die Vakuumlichtgeschwindigkeit bedeuten soll. Das optische Volumen ergibt sich aus dem geometrischen ($2,0 \text{ cm}^3$) durch Multiplikation mit n^3 (Brechungsindex $n = 1,76$). Man erhält $V = 10,9 \text{ cm}^3$ und kann nach (6) den theoretischen Wert von B_s berechnen:

$$B_s = 5,4 \cdot 10^{-10} \text{ sec}^{-1}. \quad (7)$$

Dieser Wert ist um den Faktor 8 größer als der experimentelle Wert (5).

Für Experimente mit äußerem Spiegel ^{2, 3} ist das Volumen V durch die gesamte „optische“ Resonatorlänge sowie den „optischen“ Querschnitt des Kristalls gegeben, wenn man mit der Gesamtzahl der aktiven Atome im Kristall rechnet. Mit diesem Volumen kann man ebenfalls theoretische Werte von B_s für die Anordnungen mit Spiegelabständen von 2 m bis 20 m berechnen und mit den in der Arbeit ³ in Tab. 1 angegebenen experimentellen Werten vergleichen. Man erhält Werte, die wie im vorliegenden Fall des kurzen Lasers um etwa eine Zehnerpotenz über den experimentellen Werten liegen ⁷.

Für alle Resonatorlängen von 6 cm bis 20 m ergeben sich also bei nicht zu kleinen Pumpleistungen gedämpfte periodische Relaxationsschwingungen, und das Schwingungsverhalten läßt sich einheitlich beschreiben. Damit zeigt der Rubin-Laser ein dem Laser mit Neodym in Calciumwolframat völlig entsprechendes Emissionsverhalten. Es trifft auch in beiden Fällen zu, daß sich die Relaxationsschwingungen bei planparallelen Spiegeln nicht „ausdämpfen“ lassen. Bei solchen Spiegeln sind die Eigenschwingungen räumlich nicht fixiert, das Schwingungsverhalten ist zu instabil.

Der für die Untersuchungen benutzte Kristall wurde in diesem Laboratorium von Herrn Dr. GRABMAIER mit großer Sorgfalt hergestellt, wofür wir an dieser Stelle danken möchten.

Zahl M der Eigenschwingungen, und es ist B_s proportional zu $1/M$. Dies kann jedoch nur gelten, wenn das Volumen nicht nur ein Maß für die Zahl M , sondern gleichzeitig für die Dichte der Quanten im Kristall ist, was beim Laser mit großem Spiegelabstand nicht zutrifft. — Da die Zahl der erzwungenen Emissionsprozesse proportional zu dieser Dichte ist, muß man in (6) ein Volumen einführen, das bei gegebener Quantenzahl q die richtige Dichte q/V im Kristall liefert.