

# Relaxationsschwingungen in der Emission optischer Rubin-Maser unter verschiedenen Arbeitsbedingungen

Von KARL GÜRS

Aus dem Forschungslaboratorium der Siemens & Halske AG, München  
(Z. Naturforsch. 18 a, 510–515 [1963]; eingegangen am 2. Februar 1963)

Der Emissionsverlauf optischer Rubin-Maser bei Änderung der Resonatorgeometrie und Kristalltemperatur wird experimentell und theoretisch untersucht. Es ergibt sich ein Überblick über das unter verschiedenen Bedingungen mögliche Emissionsverhalten. Zum Beispiel läßt sich auch bei Rubin erreichen, daß die Emission nicht aus Impulsen besteht, sondern einen Verlauf ohne Oszillationen aufweist.

Maßgebend für das Emissionsverhalten optischer Kristall-Maser sind bestimmte Eigenschaften des aktiven Materials, ferner Resonatorgeometrie und -güte sowie die wirksame Pumpleistung. Als Materialeigenschaften sind in diesem Zusammenhang die Lebensdauer  $\tau$  des angeregten Zustands und die Linienbreite  $\Delta\nu$  zu nennen. In die Berechnung des Emissionsverlaufs geht das Produkt der beiden Größen ein. Dieses Produkt ist bei den verschiedenen Kristallen um einige Zehnerpotenzen verschieden. Beim System  $\text{CaF}_2 : \text{Sm}^{2+}$  ist  $\tau \cdot \Delta\nu$  klein ( $= 9 \cdot 10^4$  bei  $20^\circ\text{K}$ ): Das Experiment zeigt, daß Schwankungen im zeitlichen Verlauf der Emission nicht auftreten<sup>1, 2</sup>, wenn nicht die Pumpleistungskurve solche aufweist. Bei den andern Kristallen zeigen sich mehr oder weniger starke Oszillationen, wie sie z. B. von JOHNSON und NASSAU<sup>3</sup> und von SOROKIN und STEVENSON<sup>4</sup> beschrieben wurden. Diese Oszillationen können gedämpft sein, so daß die Emission nach einiger Zeit kontinuierlich wird. Bei Rubin ist die Lebensdauer besonders groß ( $\tau \cdot \Delta\nu = 10^9$  bei Zimmertemperatur); deshalb entarten im allgemeinen die Oszillationen zu Emissionsimpulsen (Spikes), die in unregelmäßiger und in Sonderfällen<sup>5</sup> auch in periodischer Folge auftreten. Nur bei Kühlung mit flüssigem Stickstoff wurde schon früher beobachtet, daß die Emission auch vorwiegend kontinuierlich sein

kann, wobei noch eine überlagerte Schwingung zu erkennen ist<sup>6</sup>.

Die auftretenden Oszillationen konnten als Relaxationsschwingungen gedeutet werden, z. B. von STATZ und deMARS<sup>7</sup> (Mikrowellen-Maser) und DUNSMUIR<sup>8</sup>. Bei DUNSMUIR sind in die Rechnung Zahlenwerte für Rubin eingesetzt; nach dem Ergebnis sollte die Emission mit Oszillationen beginnen, die gedämpft sind und nur einen Einschwingvorgang darstellen. Stattdessen beobachtet man unter den angenommenen Arbeitsbedingungen nur Emissionsimpulse, ebenso bei dem im Dauerbetrieb arbeitenden optischen Rubin-Maser von BOYLE und NELSON<sup>9</sup>.

Inzwischen wurde in einer vorangehenden Arbeit<sup>10</sup> gezeigt, daß sich auch bei Rubin und bei Zimmertemperatur die Arbeitsbedingungen so wählen lassen, daß die Emission den nach DUNSMUIR<sup>8</sup> berechenbaren Verlauf hat. Die vorliegende Arbeit stellt eine Erweiterung von<sup>10</sup> dar. Sie bringt Versuchsergebnisse, die unter verschiedenen Geometrie- und Temperaturverhältnissen gewonnen wurden. Somit kann allgemein ein Vergleich mit der Theorie durchgeführt werden, und man erhält eine Übersicht über das unter verschiedenen Bedingungen mögliche Emissionsverhalten: Es werden z. B. Versuche angegeben, bei denen die Oszillationen auch bei Rubin völlig unterdrückt sind.

<sup>1</sup> W. KAISER, C. G. B. GARRETT u. D. L. WOOD, Phys. Rev. **124**, 1807 [1961].

<sup>2</sup> P. P. SOROKIN u. M. J. STEVENSON, I. B. M. J. Research Develop. **5**, 56 [1961].

<sup>3</sup> L. F. JOHNSON u. K. NASSAU, Proc. Inst. Radio Engrs. **49**, 1704 [1961].

<sup>4</sup> P. P. SOROKIN u. M. J. STEVENSON, Phys. Rev. Letters **5**, 557 [1960].

<sup>5</sup> R. E. JOHNSON, W. H. McMAHAN, F. J. OHAREK u. A. P. SHEPARD, Proc. Inst. Radio Engrs. **5**, 1943 [1961].

<sup>6</sup> S. KOZEKANANI, M. CIFTAN u. A. KRUTCHOFF, Appl. Optics **1**, 372 [1962].

<sup>7</sup> H. STATZ u. G. deMARS, Quantum Electronics, Columbia University Press, New York 1960, S. 530.

<sup>8</sup> R. DUNSMUIR, J. Electr. Control **10**, 453 [1961].

<sup>9</sup> D. F. NELSON u. W. S. BOYLE, Appl. Optics **1**, 181 [1962].

<sup>10</sup> K. GÜRS, Z. Naturforsch. **17 a**, 990 [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.

## Der Aufbau des optischen Masers

Das Prinzip der Anordnung wurde bereits in<sup>10</sup> beschrieben, siehe dort Abb. 1 b. Der Maser schwingt zwischen einem auf den Rubin aufgedampften und einem äußeren Spiegel; zum Resonatorsystem gehört noch eine Bikonvexlinse, die um etwas mehr als die Brennweite vom Kristall entfernt ist. Die Abstände der Resonatorspiegel betragen bei den vorliegenden Versuchen 2 m bis 20 m; es sind Linsen und Spiegel verschiedener Brennweite benutzt. In die Anordnung ist noch eine Kühlvorrichtung für den Rubinstab eingebaut:

Der Kristall ist von einem doppelwandigen evakuierten Kühlrohr umgeben und flüssigkeitsdicht in eine Fassung eingesetzt. Gekühlt wird mit flüssigem Sauerstoff, der auf die Temperatur von flüssigem Stickstoff gekühlt ist. Der Sauerstoff wird durch das Kühlrohr hindurch am Kristall vorbeigedrückt. Damit läßt sich vermeiden, daß bei Einstrahlung von Pumplicht störende Gasblasen entstehen. Bei Zimmertemperatur-Messungen strömt Wasser an Stelle des flüssigen Sauerstoffs am Kristall vorbei. Durch die angenähert gleichen Brechungsindices entsprechen sich die Beleuchtungsverhältnisse, und man kann die Pumpleistungen bei den beiden Temperaturen direkt miteinander vergleichen.

Neben Messungen mit der genannten Anordnung werden auch solche mit einem üblichen optischen Rubin-Maser angegeben und diskutiert; bei diesem ist der Kristall auf beiden Seiten verspiegelt.

Die Pumpintensität (Abb. 1) ist durch Verwendung einer geeigneten Kombination von Kapazitäten und Induktivitäten an Stelle einer einfachen Kondensatorbatterie für die Zeitdauer von 1 msec praktisch konstant gehalten, vgl.<sup>11</sup>.

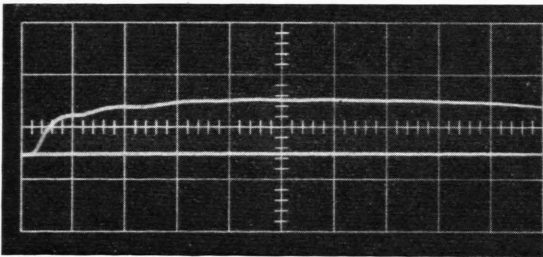


Abb. 1. Pumpleistungskurve. Zeitdehnung 100  $\mu\text{sec}$  pro Teilstrich (Bildbreite = 1 msec).

## Die Dynamik der Maser-Emission

Für eine ausführlichere Darlegung der Theorie verweisen wir auf die genannten Arbeiten<sup>7, 8, 10</sup>. In dem folgenden Ansatz (1) und (2) sind auch die Besetzungsunterschiede (zwischen den zwei  ${}^2\text{E}$ -Ter-

men) berücksichtigt, die im thermischen Gleichgewicht auftreten. Ferner wird das statistische Gewicht des Grundterms mit  $g=4$  angesetzt; die Nullfeldaufspaltung und damit zusammenhängende Effekte bleiben außer Betracht. Die beiden angeregten Zustände  ${}^2\text{E}(2\bar{\text{A}})$  und  ${}^2\text{E}(\bar{\text{E}})$  sind jeweils einfach entartet ( $g=2$ ). Außerdem wird angenommen, daß der Maser praktisch nur in der  $\text{R}_1$ -Linie [Übergang  ${}^2\text{E}(\bar{\text{E}}) \rightarrow {}^4\text{A}_2$ ] schwingt und daß zwischen den beiden  ${}^2\text{E}$ -Zuständen stets thermisches Gleichgewicht besteht. Das Besetzungsverhältnis zwischen diesen beiden Termen beträgt dann

$$n_1/n_2 = a = e^{\Delta E/kT},$$

worin  $\Delta E$  die Energiedifferenz zwischen diesen Termen ist. Die Änderung der Besetzung sowie der Zahl der sich im angeregten Schwingungszustand befindenden Quanten  $q$  wird nun durch zwei gekoppelte Dgln. beschrieben:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{2a}{3a+1} \left( p - \frac{N}{\tau} \frac{a+1}{2a} \right) - 2xqB_s \frac{3a+1}{a+1} - x \left( \frac{p}{N} + \frac{1}{\tau} \right) \quad (1)$$

$$\text{und} \quad \frac{dq}{dt} = \frac{4a}{3a+1} N B_s + 4x B_s \frac{a}{a+1} + 2xqB_s \frac{3a+1}{a+1} - \frac{q}{t_c}. \quad (2)$$

Darin gibt  $x$  an, um wieviel die Besetzung  $n = n_1 + n_2$  über dem Inversionspunkt liegt, also

$$x = n - N(a+1)/(3a+1);$$

$N$  ist die Gesamtzahl der aktiven Atome im Kristall.  $p$  ist eine der Pumpleistung proportionale Größe und gibt bei kleiner Besetzung an, wieviel Atome in der Zeiteinheit angeregt werden.  $\tau$  ist die Lebensdauer des angeregten Zustands,  $B_s$  der EINSTEIN-Koeffizient der induzierten Emission und  $t_c$  die Zeit, in der eine im Maser-Resonator laufende Welle auf den  $e$ -ten Teil abklingt.

Die Auswertung der vorliegenden Messungen erfolgt nur im Gültigkeitsbereich der linearen Näherung, in dem die Relaxationsschwingungen mit kleiner Amplitude um einen Gleichgewichtswert erfolgen. In diesem Fall klingen die Oszillationen exponentiell mit einer Zeitkonstanten  $t_0$  ab; die Periodendauer ist  $T$ . Die lineare Näherung ergibt sich aus (1) und (2) mit  $x = x_0 + \Delta x$  und  $q = q_0 + \Delta q$  unter Vernachlässigung von Produkten in  $\Delta x$  und  $\Delta q$ . Die

<sup>11</sup> K. Gürs, Z. Naturforschg., in Vorbereitung.

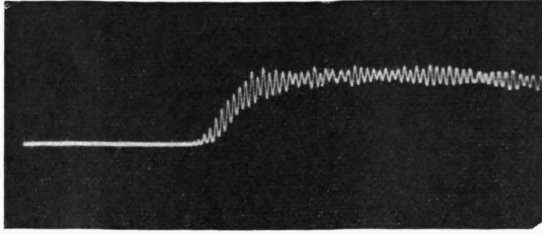


Abb. 2. Resonatorlänge 2 m; Zimmertemperatur.

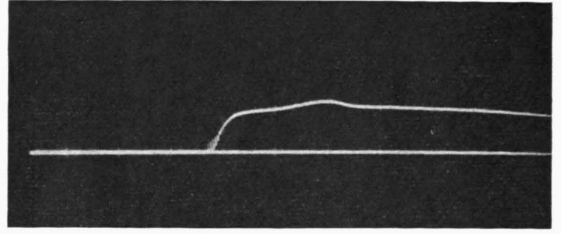


Abb. 5. 10 m; 77 °K.

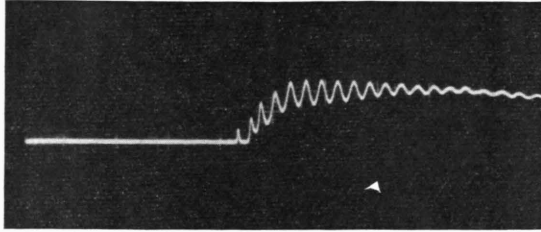


Abb. 3. 10 m; Zimmertemperatur.

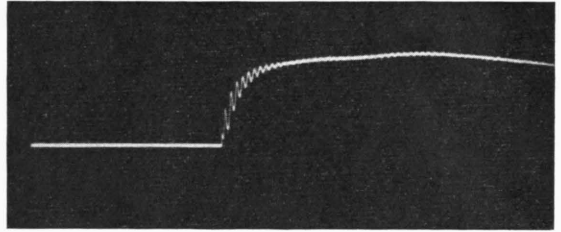


Abb. 6. 10 m; ungefähr 150 °K. Die Ordinatendehnung ist gegenüber Abb. 5 um den Faktor 2 erhöht.

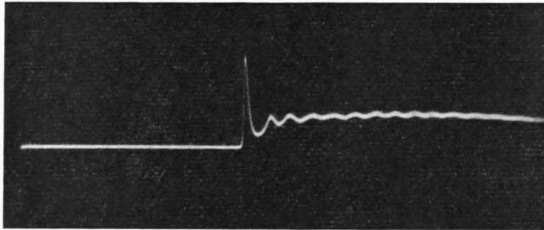


Abb. 4. 20 m; Zimmertemperatur.

Abb. 2–6. Emissionskurven bei Rubin. 100  $\mu\text{sec}$  pro Teilstrich, Teilung wie in Abb. 1. Pumpleistung 520 kW.

Rechnung liefert (nach unwesentlichen Vernachlässigungen):

$$x_0 = \frac{a+1}{(3a+1)B_s t_c}, \quad (3)$$

$$q_0 = \frac{2a t_c}{3a+1} \left( p - \frac{a+1}{2a} \frac{N}{\tau} \right), \quad (4)$$

$$T^2 = \frac{(a+1) \pi^2}{a B_s \left( p - \frac{a+1}{2a} \frac{N}{\tau} \right)}, \quad (5)$$

$$t_0 = \frac{a+1}{2a B_s t_c \left( p - \frac{a+1}{2a} \frac{N}{\tau} \right)}. \quad (6)$$

Der Ausdruck für den stationären Wert  $x_0$  enthält die Pumpleistung  $p$  nicht;  $x_0$  ist also gleichzeitig die Schwellwertsbesetzung.

$B_s$  läßt sich durch die Frequenz  $\nu$  der Maser-Linie, durch Linienbreite, Lebensdauer und Resonatorvolumen  $V$  (gleich Länge  $L$  mal mittlerem Querschnitt  $q$ ) ausdrücken; es ist  $B_s = 1/\tau M$ ,  $M = 8\pi V \nu^2 \Delta\nu/c^3$  ist die Zahl der Eigenschwingungen eines Hohlraums vom Volumen  $V$ . Die Dämpfungszeit  $t_c$  ist proportional dem optischen Weg  $L$  zwi-

schen den Resonatorspiegeln, da die Verluste bei Vernachlässigung der sich eventuell ändernden Beugungsdämpfung nur an den Spiegeln, Linsen und im Kristall entstehen. Aus (5) und (6) folgt

$$\frac{T}{t_0} \sim \sqrt{\frac{L}{\tau \Delta\nu}} \cdot \sqrt{\frac{a p}{a+1} - \frac{N}{2\tau}}. \quad (7)$$

### Messungen bei verschiedener Resonatorlänge und Kristalltemperatur

Der Wert von  $T/t_0$  (7) ist entscheidend für das Emissionsverhalten. Durch Kühlung auf 77 °K verringert sich bei Rubin die Linienbreite um den Faktor 55,  $\tau \Delta\nu$  geht auf 1/24 des Zimmertemperaturwertes zurück. Noch mehr als  $\tau \Delta\nu$  läßt sich  $L$  verändern; gegenüber der üblichen Anordnung kann man den Spiegelabstand ohne weiteres auf das 200-fache vergrößern. Damit ist auch bei Rubin ein Emissionsverlauf (Abb. 2–6) zu erhalten, wie er ähnlich bisher bei den verschiedenen 4-Niveau-Systemen beobachtet wurde.

Die Relaxationsschwingungen der Abb. 2–4 zeigen nicht so ausgeprägt die Form eines Einschwingvorgangs, dafür ist die Emission fast von Anfang an überwiegend kontinuierlich. Oszillogramme wie Abb. 3 oder wie Abb. 2 in <sup>10</sup> lassen sich wahlweise bei gleichem Maser-Material und gleichem Spiegelabstand erhalten, wenn man andere Brennweitenkombinationen von Spiegel und Linse benutzt.

Für den Fall der Kühlung auf 77 °K ist nur eine Emissionskurve (Abb. 5) wiedergegeben; die Aufnahmen für die Abstände von 2 m bis 20 m sind sehr ähnlich. Bei geeigneter Wahl von Spiegel und Linse verschwinden auch die bei Abb. 5 noch am Anfang der Emission zu beobachtenden Oszillationen. Bei zufälligen Störungen treten im Emissionsverlauf kurzzeitige schwach ausgeprägte Oszillationen auf;  $T$  läßt sich also auch in diesem Fall experimentell bestimmen (siehe Tab. 1 im übernächsten Abschnitt).

### Die Emission eines optischen Rubin-Masers mit beiderseits verspiegeltem Kristall

Wie erwähnt besteht bei Zimmertemperatur die Emission dieser üblichen Anordnung aus einer im allgemeinen unregelmäßigen Folge von Impulsen; eine Auswertung des Kurvenverlaufs und ein Vergleich mit der Theorie sind nicht möglich. Bei 77 °K ergeben sich dagegen abschnittsweise periodische Oszillationen (Abb. 7) mit  $T = 0,46 \mu\text{sec}$ . Auf Zimmertemperatur entsprechend der Änderung von  $\tau$

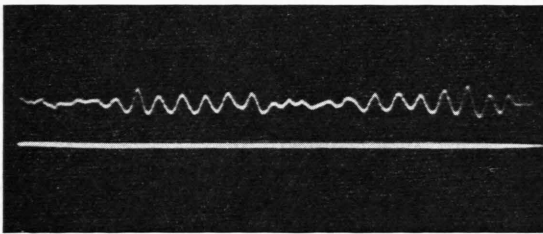


Abb. 7. Beiderseits verspiegelter Kristall; Emissionskurve bei 77 °K. 1  $\mu\text{sec}$  pro Teilstrich, Teilung wie in Abb. 1. Pumpleistung 520 kW.

und  $\Delta\nu$  umgerechnet ist  $T = 3,7 \mu\text{sec}$ . Ungefähr erhält man diesen Wert auch als Mittelwert für die Abstände der bei Zimmertemperatur auftretenden Spikes. Aus der Fig. 2 c bei KOOZEKANANI u. a. <sup>6</sup> entnimmt man einen Wert von  $T = 0,33 \mu\text{sec}$  für

77 °K, wodurch die Größenordnung gut bestätigt ist. Für einen genauen Vergleich fehlt die Kenntnis der wirksamen Pumpleistung.

### Übersicht über das Emissionsverhalten

Es gibt zwei Wege, zu einer numerischen Beschreibung der Emissionsvorgänge zu kommen; für beide müssen  $p$  und  $t_c$  bekannt sein: Die Pumpleistung  $p$  läßt sich nach einer Methode ermitteln, wie sie ähnlich in <sup>11</sup> für ein 4-Niveau-System angegeben ist. Bei Rubin ist mindestens bei Kühlung die Schwellwertsüberbesetzung  $x_0$  klein gegen die Besetzung am Inversionspunkt, also ist die Schwellwertsbesetzung in guter Näherung gleich  $n_0 = N(a+1)/(3a+1)$ . Daraus und aus dem Verlauf der Pumpleistungskurve (Abb. 1) bis zum Einsetzen der Maser-Schwingung ergibt sich  $p/N = 2,6 \text{ msec}^{-1}$ . Diese Bestimmung von  $p$  ist unabhängig von einer Beobachtung des Emissionsverhaltens. — Ebenso läßt sich  $t_c$  ohne Kenntnis der Emissionsvorgänge aus den Verlusten an Spiegeln, Linse und im Kristall abschätzen. Diese Abschätzungen stimmen allerdings bei den vorliegenden Versuchen mit den Werten überein, die man nach der aus (5) und (6) folgenden Beziehung

$$T^2 = 2 \pi^2 t_c t_0 \quad (8)$$

in den Fällen erhält, in denen man außer  $T$  auch  $t_0$  messen kann. Für die Anordnung A (siehe Tab. 1) ist  $t_c$  unabhängig von den Messungen bei großem Spiegelabstand geschätzt; bei dem verwendeten relativ guten Kristall werden Verluste von 10% pro Durchgang angenommen.

Bei dem einen Weg der Durchrechnung des Emissionsverhaltens geht man von der Messung der Periodendauer  $T$  aus. Falls  $t_0$  nicht ebenfalls gemessen ist, erhält man diese Abklingkonstante mit  $t_c$  aus (8).  $B_s$  ergibt sich mit Hilfe von  $T$  und  $p$  aus (5),  $x_0$  folgt daraus mit  $t_c$  nach (3). Auf diese Weise sind die Größen  $t_0$ ,  $B_s$  und  $x_0$  in Tab. 1 ermittelt.

Nach dem andern Weg geht man von dem Resonatorvolumen  $V$  und den bekannten Werten <sup>12</sup> von  $\tau$  und  $\Delta\nu$  aus. Das Volumen  $V$  läßt sich bei den Anordnungen B–D mit Blenden ausmessen, die das Schwingungsverhalten gerade nicht beeinflussen dürfen. Man berechnet zunächst  $x_0$  nach der SCHAWLOW-TOWNESSschen Beziehung (3), mit  $t_c$  ergibt sich dann

<sup>12</sup>  $\tau_{300} = 3 \text{ msec}$ ,  $\tau_{77} = 7 \text{ msec}$  (<sup>13</sup>),  $\Delta\nu_{300} = 11 \text{ cm}^{-1}$  und  $\Delta\nu_{77} = 0,2 \text{ cm}^{-1}$ .

<sup>13</sup> N. A. TOLSTOJ u. P. P. FEOFILOW, Dokl. Akad. Nauk, SSSR 85, 551 [1952].



Anordnung	Dotierung	Spiegelabstand	$t_c$ $\mu\text{sec}$	Temperatur $^\circ\text{K}$	$B_s$ $\text{sec}^{-1}$	$x_0$	$t_0$ $\mu\text{sec}$	$T$ $\mu\text{sec}$
A	0,05% Cr $N = 3,7 \cdot 10^{19}$	Rubinstab, planparallel, beiderseits verspiegelt	$3 \cdot 10^{-3}$	300 77	$1,6 \cdot 10^{-11}$ $8,0 \cdot 10^{-10}$	$5,0 \cdot 10^{18}$ $9,2 \cdot 10^{16}$	230* 3,5*	3,7* 0,46
B	0,025% Cr $N = 1,85 \cdot 10^{19}$	2 m	0,05	300 77	$2,8 \cdot 10^{-12}$ $1,3 \cdot 10^{-10}$	$1,7 \cdot 10^{18}$ $3,4 \cdot 10^{16}$	156* 2,4*	12,5 1,6
C	0,025% Cr $N = 1,85 \cdot 10^{19}$	10 m	0,25	300 77	$4,8 \cdot 10^{-13}$ $2,3 \cdot 10^{-11}$	$2,0 \cdot 10^{18}$ $3,8 \cdot 10^{16}$	180 2,8*	30 3,8
D	0,025% Cr $N = 1,85 \cdot 10^{19}$	20 m	0,50	300 77	$3,1 \cdot 10^{-13}$ $1,6 \cdot 10^{-11}$	$1,6 \cdot 10^{18}$ $2,8 \cdot 10^{16}$	137* 2,1*	37 4,6

Tab. 1. Arbeits- und Emissionsparameter von optischen Rubin-Masern verschiedener Geometrie bei Zimmertemperatur. (Länge des Kristalls = 5 cm, Querschnitt =  $\frac{1}{3} \text{ cm}^2$ ). In die Tabelle sind die gemessenen Werte von  $T$  und  $t_0$  eingetragen; die mit Stern (\*) bezeichneten Werte von  $t_0$  sind nach (8) berechnet. Die Zimmertemperaturwerte von  $T$  und  $t_0$  für die Anordnung A sind mit Hilfe der Beziehungen (5) und (6) aus den für  $77^\circ\text{K}$  geltenden Werten bestimmt. Die Rechnung wird durch die Meßergebnisse bei großem Spiegelabstand bestätigt, wonach  $T$  bei Abkühlung auf  $77^\circ\text{K}$  um den Faktor 8 abnimmt.

$B_s$ . Aus diesen Arbeitsgrößen folgen bei Kenntnis von  $p$  die Emissionsparameter  $T$  und  $t_0$ .

Im Rahmen der Genauigkeit, mit der auf die angegebene Weise das von der Schwingung erfaßte Volumen ermittelt werden kann, führen beide Wege auf das gleiche Ergebnis. Diese gute Übereinstimmung zeigt sich bei der Anordnung A eines planparallelen, beiderseits verspiegelten Kristalls nicht. Dort ergibt sich aus der Messung von  $T$  gegenüber der direkten Rechnung ein um den Faktor 100 größerer Wert von  $x_0$ . Dabei spielt die Ausdehnung des von der Schwingung erfaßten Volumens keine Rolle: In allen Fällen, in denen der Resonator ganz vom aktiven Medium erfüllt ist, erhält man die gleiche Periodendauer  $T$  unabhängig von der Ausdehnung der Schwingung, und man kann  $x_0$  stets auf den ganzen Kristall beziehen. Es muß also offen bleiben, warum die genannte gute Übereinstimmung bei den Anordnungen mit großem Spiegelabstand nicht auch in diesem Fall vorhanden ist. Dabei scheint es möglich, daß die Schwellwertsüberbesetzung  $x_0$  bei Rubin in der Tat größer ist, als bisher angenommen wurde. Auch entspricht der sich aus dem gemessenen  $T$  ergebende große Wert von  $t_0$  den Beobachtungen.

Aus Tab. 1 entnimmt man nun, daß bei den verschiedenen Arbeitsbedingungen sehr unterschiedliche Verhältnisse von  $t_0/T$  verwirklicht waren. Die Messungen umfassen den Bereich von  $t_0 < T$  bis  $t_0 = 70 T$ . Auch die Messungen an optischen Masern mit Neodym-dotiertem Calciumwolframat<sup>11</sup> liegen in diesem Bereich. Sie fügen sich in die folgende Übersicht ein, die man durch Vergleich mit den Emissionskurven erhält: Für  $t_0 < T$  treten keine Relaxationsschwingungen auf, höchstens sind bei Störungen in der Emission einzelne schwache Oszillationen zu bemerken, die sofort abklingen. Bei Arbeitsbedingungen, bei denen  $t_0$  zwischen  $T$  und  $10 T$  liegt, ergeben sich gedämpfte Relaxationsschwingungen; die Oszillationen verschwinden nach einer Einschwingzeit. — Etwa bei  $t_0 = 15 T$  ist die Emission noch überwiegend kontinuierlich, jedoch ist die Emission schon soweit unstabil, daß Relaxationsschwingungen überlagert bleiben und nicht völlig „ausgedämpft“ werden können. — Bei  $t_0 = 25 T$  überwiegen die Schwingungen den kontinuierlichen Anteil, bei  $t_0 = 50 T$  besteht die Emission im wesentlichen aus Spikes. Wegen Kristallfehlern, inhomogener Beleuchtung, thermischer Effekte und anderer Störungen schwingt der Kristall nicht homogen (vgl. <sup>14</sup>), die Spikes treten im allgemeinen in unregelmäßigen Abständen auf. Im nächsten Abschnitt kann jedoch auch ein Versuch angegeben werden, bei dem die Emissionsimpulse ohne Störung regelmäßig aufeinander folgten.

### Der Einfluß der Spiegelgüte auf das Emissionsverhalten

Der Einfluß der Spiegelqualität läßt sich studieren, wenn man davon Gebrauch macht, daß die dielektrischen Mehrfachschichten z. Tl. aus wasserlös-

<sup>14</sup> H. STATZ, C. LUCK, C. SHAFFER u. M. CIFTAN, *Advances in Quantum Electronics*, Columbia University Press, New York 1961, S. 342.

lichen Substanzen bestehen. Es wurden Messungen ausgeführt, bei denen der Maser-Kristall auf einer Seite wasserdicht gehaltert war und im übrigen in Wasser eintauchte, dem ein Netzmittel zugegeben war. Dabei löste sich der eine Spiegel allmählich ab. Zu Beginn ergab sich eine Emission in der bekannten Form unregelmäßiger Spikes. Dann stieg der Schwellwert der Pumpenergie, während die Emission immer regelmäßiger wurde. Für einige Minuten bestand die Emission bei jedem Versuch aus einer Folge regelmäßiger Impulse (Abb. 8 und 9), ohne Störung oder Auslassung eines Spikes. Die Intensität und Zeitdauer der Emission ging zurück und schließlich war keine Schwingung mehr zu erhalten.

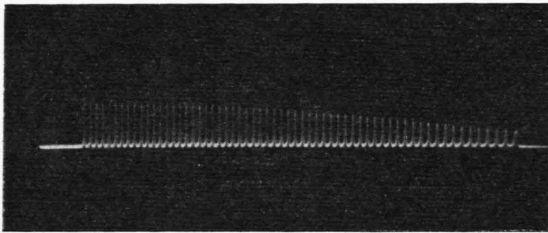


Abb. 8. Emissionsverlauf bei Rubin (normale Anordnung eines optischen Masers), schwach reflektierender Spiegel. 50  $\mu\text{sec}$  pro Teilstrich, Teilung wie in Abb. 1. Pumpleistung 600 kW; Zimmertemperatur.

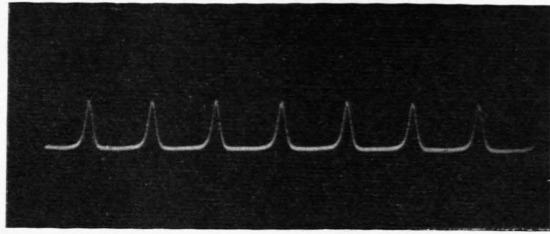


Abb. 9. Emissionsverlauf wie Abb. 8; jedoch 5  $\mu\text{sec}$  pro Teilstrich.

Solche periodischen Spikes wurden schon einmal in einer konfokalen Anordnung beobachtet<sup>5</sup>, während bei den vorliegenden Messungen der Kristall planparallel geschliffen war. Der Versuch beweist, daß periodische Spikes auch bei besonders schlechter Güte des Resonators auftreten können. Diese stellen dann allerdings eine Art Kippschwingungen dar, während bei hoher Güte gedämpfte harmonische Oszillationen auftreten. Solche Oszillationen (oder sogar kontinuierliche Emission) und diskrete Spikes sind die beiden Grenzfälle des möglichen Schwingungsverhaltens. — Wie gezeigt wurde, lassen sich beide mit optischen Rubin-Masern verwirklichen.

An dieser Stelle sei den Herren Dr. MÜLLER und Dr. GRAU für wertvolle Diskussionen und kritische Durchsicht der Rechnungen gedankt.