

Der Grenzfall sehr großer Agglomerate, deren Durchmesser groß gegen die Eindringtiefe der PE ist, nähert sich offensichtlich dem des makroskopischen Festkörpers und wird durch SE-Emission und Rückstreuung der PE zu beschreiben sein.

Da, wie die Messungen zeigen,  $\sigma_{\text{eff}}$  in der gleichen Größenordnung wie  $\sigma_0$  liegt, kann man einen hohen Wirkungsgrad  $\eta$  für die Ionisierung kondensierter Molekularstrahlen erwarten. Wenn nämlich  $\gamma$  der

Bruchteil der ionisierten Strahlmoleküle ist, dann ist  $\eta = \gamma N$  der Anteil der ionisierten Strahlmoleküle, der in Agglomerat-Ionen der mittleren Größe  $N$  enthalten ist. Schon für  $\gamma \approx 10^{-3}$  kommt also, mit mittleren Größen der Agglomerat-Ionen, wie sie in<sup>8</sup> beobachtet wurden,  $\eta$  in der Größenordnung 1.

Herrn Professor Dr. E. W. BECKER danken wir für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit.

## Moden des kontinuierlichen Rubinlasers mit Fabry-Perot-Resonator

DIETER RÖSS

Zentrallaboratorium der Siemens & Halske AG, München

(Z. Naturforsch. 20 a, 1348—1354 [1965]; eingegangen am 23. Juli 1965)

Eine größere Zahl Rubinlaser mit ebenen, planparallelen Spiegeln wurde im Dauerstrich bei Zimmertemperatur untersucht. Die Schwelle ist gleich hoch wie bei Rubinen mit konfokalen Resonatoren. Im Gegensatz zu diesen ist die Emission ideal beugungsbegrenzt gebündelt und bleibt auch für hohe Pumpleistungen auf den Grundmode beschränkt. Durch Unsymmetrien können reine Moden bis zur vierten transversalen Ordnung selektiert werden.

Die Zahl der axialen Moden steigt an der Schwelle stark an und überdeckt 20% über der Schwelle 33% der Linienbreite (65 GHz). Eine 100 Hz-Modulation des Pumplichtes führt zu einer thermischen Modulation der Modenfrequenzen, die auch für kurze Stäbe von 25 mm Länge größer als der Modenabstand wird.

Kontinuierliche Rubinlaser mit FABRY-PEROT-Resonator sind in bezug auf die Strahlbündelung gleichwertig mit beugungsbegrenzten Gaslasern. Die Leistung im Grundmode liegt zur Zeit für 1 Zoll-Stäbe bei maximal 100 mW.

In dem verwendeten ellipsoiden System wird der schwingende Materialquerschnitt 20% oberhalb der Schwelle größer als der Querschnitt der Lichtquelle. Rubine mit 2 mm Durchmesser können im ganzen Volumen invertiert werden.

### 1. Kontinuierliche Rubinlaser mit Fabry-Perot-Resonator

Für die ersten Versuche, Rubinlaser bei Zimmertemperatur kontinuierlich zu betreiben, wurden Rubine mit konfokalen, verspiegelten Endflächen verwendet<sup>1-4</sup>.

Wir haben inzwischen eine größere Zahl von Rubinen mit ebenen, verspiegelten Endflächen unter Wasserkühlung im Dauerstrichbetrieb untersucht. Dabei ergaben sich folgende allgemeine Beobachtungen.

a) Die Schwell-Leistungen von Rubin-Lasern in FABRY-PEROT-Resonatoren und in konfokalen Resonatoren sind nicht meßbar unterschiedlich.

b) Spiegelverluste bis  $2 - R_1 - R_2 = 5\%$  bei 25 mm Stablänge und bis 10% bei 50 mm Stablänge führen

zu keiner merklichen Erhöhung der Schwell-Leistung. Die Schwelle ist für Metall- oder Interferenzspiegeln hoher Reflexion gleich.

c) Alle zur Verfügung stehenden Rubin-Stäbe mit Längen bis 50 mm und Durchmessern bis 5 mm, insgesamt 14 Stück, konnten in der Stabmitte über die Schwellinversion hinaus angeregt werden. Die Schwell-Leistungen variierten in einem 1-Zoll-System mit einer Quecksilberlampe Typ A von 1,12 inch Bogenlänge je nach Materialqualität von 730 bis 1200 W, in einem 2-Zoll-System von 1200 W bis 2000 W.

d) Für einen Stab guter Qualität von 25 mm Länge betrug die optimale Schwelle in einem 1-Zoll-System mit der 1-Zoll-Lampe 830 W, in einem 2-Zoll-System mit einer 2-Zoll-Lampe 1200 W.

<sup>1</sup> Electronics 38, (8. 2. 1965), S. 17.

<sup>2</sup> D. Röss, Microwaves, April 1965, S. 29.

<sup>3</sup> K. Gürs, Phys. Letters, in Vorbereitung.

<sup>4</sup> V. EYUHOV u. J. K. NEELAND, Appl. Phys. Letters 6, 75 [1965].



e) Für die am besten geeigneten Stäbe lag die Schwellenenergie für Impulsbetrieb in einem 3-Zoll-Rotationsellipsoid bei Verwendung der Blitzlampe FX-42 mit 7 mm Innendurchmesser und 75 mm Bogenlänge als Pumpquelle bei 98 Ws. Bei den weniger geeigneten Stäben gingen diese Werte bis maximal 150 Ws.

f) Die Schwell-Leistungen von einfachen und von ummantelten Stäben mit maximal 2 mm Rubindurchmesser waren nicht reproduzierbar unterschiedlich.

g) Die Schwell-Leistungen für zwei Stäbe sehr guter Kristallqualität mit 0,035%  $\text{Cr}^{3+}$  und 0,006%  $\text{Cr}^{3+}$  bei 50 mm Stablänge waren nicht merklich unterschiedlich. Fehlerhafte Stäbe mit niedriger Dotierung konnten nicht im Dauerstrich betrieben werden.

Die Ergebnisse stimmen mit den theoretischen Erwartungen überein. Bei mäßigen Materialverlusten sollte die Schwell-Leistung im Drei-Niveau-Material Rubin nur unwesentlich von den Beugungsverlusten des speziellen Resonators, von den Spiegelverlusten ( $1 - R \ll 1$ ) und von der Dotierung abhängen. Da die verwendeten Stäbe optisch dünn sind, hat eine Ummantelung keine zusätzliche Sammelwirkung für das Pumplicht. Das wesentlich weniger stark als lineare Anwachsen der Schwell-Leistung mit der Bogenlänge der Lichtquelle dürfte auf die jeweils unterschiedliche Leistungscharakteristik zurückzuführen sein.

Als Pumpsystem wurden rotationsellipsoide Spiegel in nichtfokaler Anordnung<sup>5</sup> mit Quecksilberkapillarlampen vom Typ A (PEK) als Pumpquellen verwendet. Abb. 1 zeigt die Anordnung für 1-Zoll-stäbe, die wir bereits früher beschrieben haben<sup>2</sup>, nachdem die ersten erfolgreichen Dauerstrichversuche mit einem nichtangepaßten 2-Zoll-System durchgeführt worden waren<sup>1</sup>.

Das für die jetzigen Versuche verwendete 2-Zoll-System ist entsprechend der Anordnung von Abb. 1 ausgeführt. Wegen der um einen Faktor 2 geringeren Modendichte in den kürzeren Stäben beschränken wir uns im folgenden auf die Diskussion der im 1-Zoll-System gewonnenen Ergebnisse.

Für die Halterung der Rubinstäbe wurden drei Möglichkeiten erprobt: Einkitten in ein Glasrohr, Einkitten in ein genau sitzendes Messingrohr und Preßfassung in einem Saphirüberwurf<sup>6</sup> (Abb. 2). Die letzte Ausführungsform führt zu den besten Er-

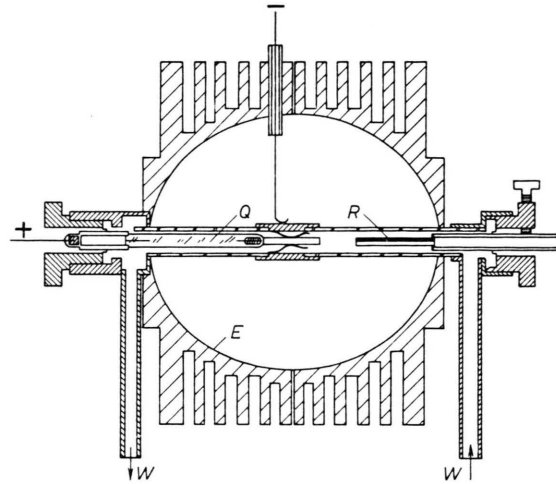


Abb. 1. Ellipsoidales 1-Zoll-Pumpsystem für Rubin-Dauerstrichlaser. R Rubin, Q Quecksilber-Lampe Typ A, E Ellipsoidspiegel, W Kühlwasser.

gebnissen, da eine Abschattung durch die Halterung vermieden wird und der Rubin leicht auswechselbar ist. Eine andere günstige Möglichkeit wurde von GÜRS angewandt<sup>3</sup>.

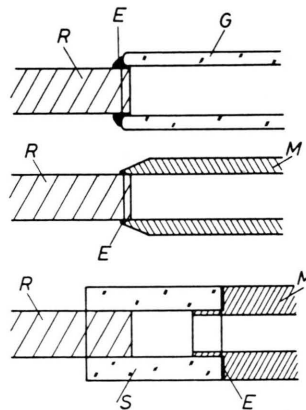


Abb. 2. Halterungen für Rubin-Dauerstrichlaser. R Rubin, E Epoxydharz, G Glasrohr, M Messingrohr, S konischer Saphirüberwurf, dicht eingepaßt.

Es zeigte sich, daß Halterung in einem Messingrohr zwar die Schwelle um ca. 10–20% erhöht, die Ausbeute bei hoher Pumpleistung jedoch nicht merklich reduziert, da dann der abgeschattete Bereich durch die Laserstrahlung gesättigt wird.

Die folgenden Ergebnisse wurden mit einem ummantelten 90°-Rubin von 0,035%  $\text{Cr}^{3+}$  von 2 mm

<sup>5</sup> D. Röss, Appl. Optics 3, 259 [1964].

<sup>6</sup> Die ummantelten Rubine wurden wie die Saphirüberwürfe von der Fa. B. Meller geliefert.

Kerndurchmesser, 3,5 mm Außendurchmesser und 25 mm Länge gewonnen. Eine der ebenen, parallelen Endflächen war mit einem dielektrischen Spiegel von 99% belegt, die andere Spiegelfläche hatte 5% Transmission. Der Stab wurde mit Epoxydharz in ein Messingrohr eingekittet und ebenso wie die Lampe mit Leitungswasser von 14 °C gekühlt.

Die Kristallqualität war mittelgut, so daß die Ergebnisse repräsentativ für die Mehrzahl der untersuchten Kristalle sind. Die Beobachtungen zeigen, daß für Dauerstrichbetrieb keine außergewöhnlich fehlerfreien Kristalle notwendig sind, obwohl natürlich die Modenreinheit der Emission hiervon abhängt. Über Beobachtungen an einem fehlerfreien Rubin werden wir in Kürze berichten.

## 2. Transversale Moden

Der wichtigste praktische Vorteil des FABRY-PEROT-Resonators ist, daß der allein technisch interessante Grundmode ebenso wie die transversalen Moden höherer Ordnung das ganze Materialvolumen erfüllen kann. Im konfokalen Resonator ist dagegen der Querschnitt der transversalen Moden von der Ordnung abhängig und ist für den Grundmode bei den gegebenen Abmessungen äußerst klein. Die erzeugbare Leistung im Grundmode ist daher im FABRY-PEROT-Resonator um Größenordnungen höher, die Modenselektion bei großem invertierten Materialquerschnitt entsprechend besser.

Ein weiterer experimenteller Vorteil ist das Fehlen einer räumlich fixierten Resonatorachse, so daß das Schwingungsverhalten im ganzen Materialquerschnitt unter gleichen Resonatorbedingungen studiert werden kann.

In unserem Fall liegt nicht der exakte Grenzfall des in der Theorie diskutierten blendenbegrenzten, ebenen Resonators vor. Einmal erhält der Resonator eine geringe Krümmung durch Kristallfehler, durch die ortsabhängige Inversionsverteilung und durch thermische Gradienten. Außerdem ist der Modenquerschnitt nicht durch eine beugende Blende begrenzt, sondern durch die nach außen abnehmende Verstärkung, die schließlich in Absorption übergeht. Die Grenze des aktiven Volumens ist dabei von der Pumpleistung abhängig. Die Beobachtungen sind daher nur qualitativ mit den theoretischen Ergebnissen zu vergleichen.

Bei einer Verschiebung der Stabachse gegen die Ellipsoidachse kann das Gebiet höchster Beleuchtungsdichte im Kristallquerschnitt verlagert werden.

Erwartungsgemäß zeigt sich, daß in dem ummantelten Stab die Schwellenergie bis zum Rand des Rubin-kerns von der Länge des schwingenden Bereichs im Querschnitt nahezu unabhängig ist. An der Schwelle beginnt die Schwingung stets im Grundmode  $TEM_{00}$ . Nur an zwei Punkten des Kristallquerschnitts tritt, bevorzugt durch Kristallfehler, der erste unsymmetrische Transversalmode  $TEM_{10}$  an der Schwelle auf. Durch Verkippen der Spiegelnormale gegen die Linie höchster Beleuchtungsdichte kann eine Selektion von Transversalmoden des Typs  $TEM_{n0}$  erzeugt werden.

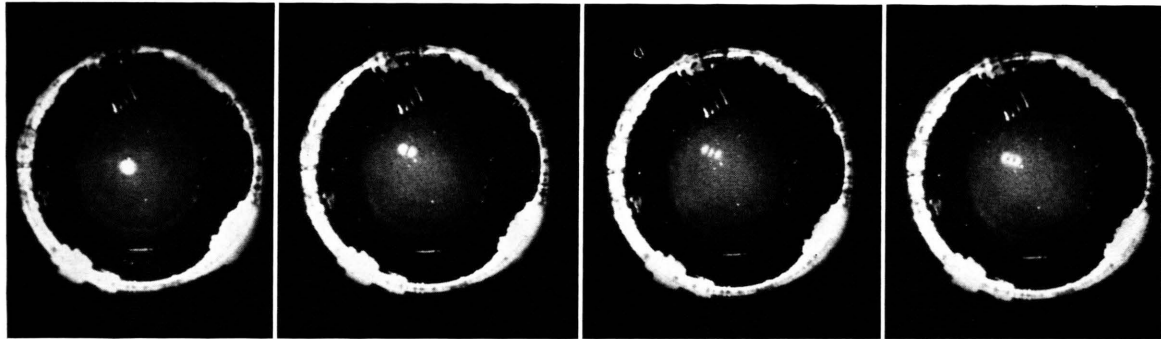
Abb. 3 \* zeigt Nahfeldaufnahmen der transparenten Spiegelfläche nahe der Schwelle. Durch Interferenzfilter wurde dabei die stimulierte Emission so weit gedämpft, daß ihre Struktur klar erkennbar bleibt. Der Rubinkern von 2 mm  $\phi$  ist innerhalb der Saphirummantelung sichtbar. Am Rand des Stabs sind mechanische Beschädigungen der dielektrischen Spiegel vorhanden; es ist ein experimenteller Vorteil von ummantelten Stäben, daß solche beim wiederholten Einkitten unvermeidliche Beschädigungen im wesentlichen auf die passive Randschicht beschränkt bleiben.

Abb. 3 a zeigt die Emission des Grundmode  $TEM_{00}$ , wie sie fast im ganzen Stabquerschnitt bei symmetrischer Beleuchtung auftritt. In Abb. 3 b wurde das aktive Gebiet in eine der zwei Zonen verlagert, bei der für symmetrische Beleuchtung der Mode  $TEM_{10}$  auftritt. Bei einer Verkipfung des Resonators entsteht in diesem Gebiet in Abb. 3 c der Mode  $TEM_{20}$ , in Abb. 3 d ein achtförmiger, zusammengesetzter Mode. Die Moden sind ebenso mühelos einstellbar wie bei einem Gaslaser mit hemikonzentrischem Resonator.

Der jeweilige Mode ist völlig stabil und tritt in gleicher Weise bei Gleich- oder Wechselstromanregung auf. Abb. 4 zeigt für zwei der dargestellten Moden, entsprechend Abb. 3 c und 3 d, daß der Modentyp auch bei merklich höherer Pumpleistung und entsprechend größerem Modendurchmesser weiter stabil bleibt. In dem Beispiel wird die Stabilität höherer Moden durch modenselektive Kristallfehler unterstützt.

Abb. 5 zeigt einige vergrößerte Nahfeld-Aufnahmen von Moden des kontinuierlichen Rubin-FABRY-PEROT-Lasers (Pumpleistung nicht konstant). In den beiden ersten Reihen sind reine Moden des Typs

\* Abb. 3, 4, 5 und 7 auf Tafel S. 1350 a, b.



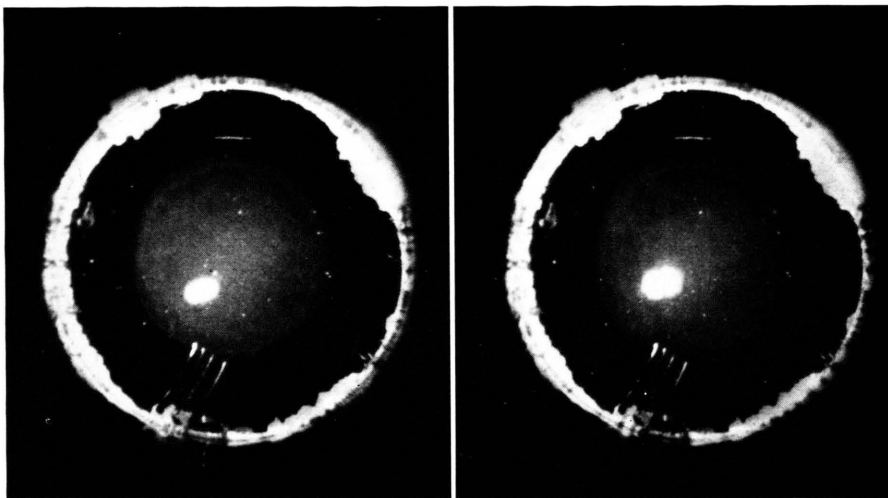
a)  $TEM_{00}$

b)  $TEM_{10}$

c)  $TEM_{30}$

d)  $TEM_{20} + TEM_{11}$

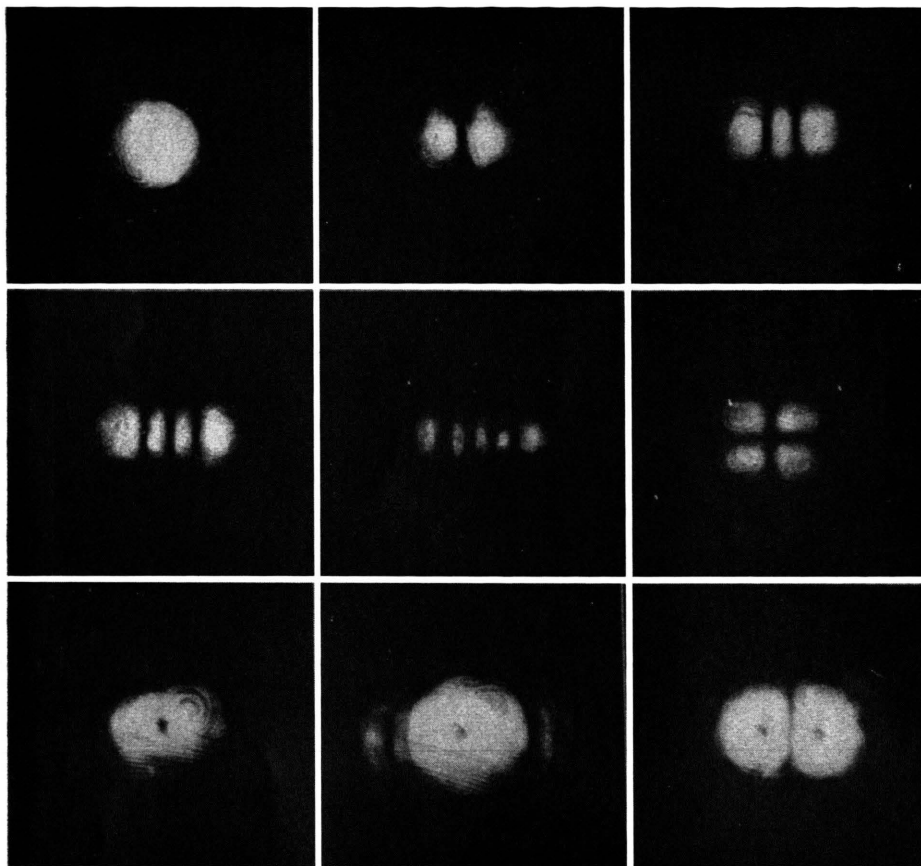
Abb. 3. Nahfeldaufnahmen eines ummantelten Rubinstabs im Dauerstrichbetrieb. Selektion verschiedener transversaler Moden durch Kristallfehler. Laserlicht abgeschwächt; Betrieb nahe der Schwelle.



a)  $TEM_{20}$

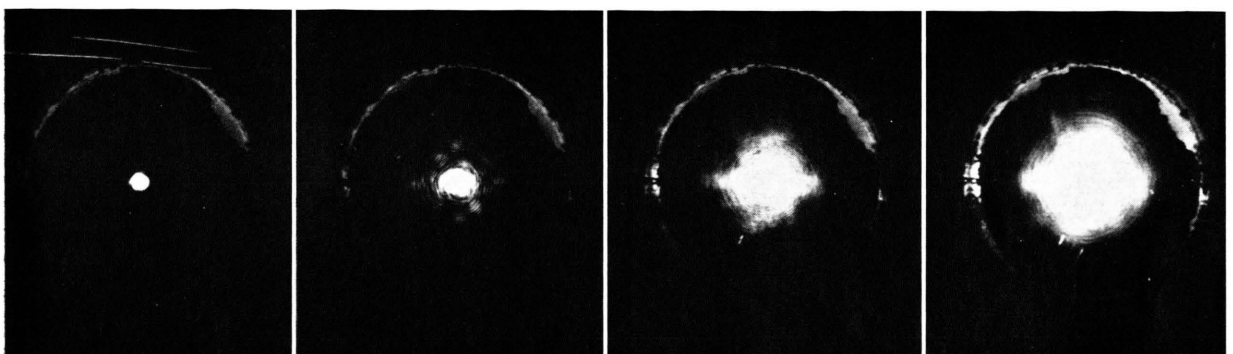
b)  $TEM_{20} + TEM_{11}$

Abb. 4. Nahfeldaufnahmen bei höherer Pumpleistung ( $1,05 P_t$ ); gleiche Belichtungsverhältnisse wie in Abb. 3.



00	10	20
30	40	11
10 +01	10 +01	30 +11

Abb. 5. Vergrößerte Nahfeldaufnahmen typischer Moden des kontinuierlichen Rubin-FABRY-PEROT-Lasers. Die Moden höherer Ordnung wurden durch Kristallfehler selektiert. Die Pumpleistung und damit der invertierte Durchmesser ist für die verschiedenen Moden nicht immer gleich.



a)  $1,03 P_t$

b)  $1,09 P_t$

c)  $1,15 P_t$

d)  $1,2 P_t$

Abb. 7. Nahfeldaufnahmen des kontinuierlichen FABRY-PEROT-Lasers im ellipsoiden Pumpsystem mit wachsender Pumpleistung ( $P_t$ =Schwell-Leistung).



$TEM_{m0}$  mit  $m=0-4$  sowie der reine Mode  $TEM_{11}$  dargestellt. Die dritte Reihe zeigt Modenkombinationen. Die beiden ersten Bilder zeigen das Entstehen eines häufig auftretenden ringförmigen Mode als Überlagerung des  $TEM_{10}$  und des um  $90^\circ$  dagegen gedrehten  $TEM_{01}$ -Mode (zweites Bild der oberen Reihe). Das letzte Bild zeigt einen zusammengesetzten achtförmigen Mode, der als Kombination der Moden  $TEM_{30}$  (zweite Reihe links) und  $TEM_{11}$  (zweite Reihe rechts) entsteht.

Solche höheren transversalen Moden treten nur dort auf, wo durch Kristallfehler Nullstellen erzwungen werden. Im überwiegenden Teil des Querschnitts entsteht nur der Grundmode. Der Strahl bleibt bis zur Belastungsgrenze beugungsbegrenzt (Fernfeld Abb. 6 b). Dabei wächst der Öffnungswinkel des austretenden Strahls mit wachsender Pumpleistung kontinuierlich nach Abb. 6 von  $9'$  auf  $20'$  an. Diese endliche Öffnung ist darauf zurückzuführen, daß der Resonator durch thermische Gradienten effektiv gekrümmt ist. Nach Kollimierung auf einen Strahl von  $2,5\text{ mm } \phi$  liegt die verbleibende Divergenz nach Abb. 6 im ganzen Pumpleistungsbereich zwischen  $3-5 \cdot 10^{-4}$  (rund 1 Bogenminute) und ist damit innerhalb der Beugungsgrenze

$$\Theta_{00} = 1,22 \lambda/d = 3,3 \cdot 10^{-4}$$

für den Grundmode und den ersten Transversalmode.

### 3. Invertierter Querschnitt

Abb. 7 zeigt Nahfeldaufnahmen mit wachsender Pumpleistung für maximale Ausleuchtung in der Stabmitte. Bei diesen Aufnahmen wurde im Gegensatz zu Abb. 3, 4 die stimulierte Emission nicht gedämpft. Durch die Überstrahlung der Photoschicht

ist keine Struktur des hier allein angeregten Grundmode zu erkennen; dafür wird das Anwachsen des über die Schwelle gepumpten Kristallbereiches mit zunehmender Pumpleistung deutlich. Man erkennt den scharf begrenzten schwingenden Bereich, in dem die Inversion die Schwellbedingung erfüllt:  $RV \approx 1$ . Daneben ist ein Bereich erkennbar, in dem die FABRY-PEROT-Moden aus dem schwingenden Gebiet herausgestreuter Strahlung zur Ausbildung scharfer, heller Ringe führen. Wir können die Beobachtung so interpretieren, daß in diesem Gebiet Inversion vorliegt:  $V \geq 1$ , daß sie jedoch unter der Schwellinversion ist:  $RV < 1$ . Die Streustrahlung wird hier verstärkt oder wenigstens nicht absorbiert.

Bei niedriger Pumpleistung ist der invertierte wie der schwingende Bereich klein gegen den Durchmesser des Rubinkerns und identisch mit dem Gebiet höchster Beleuchtungsichte. Bereits 20% oberhalb der Schwelle ist der ganze Rubinkern invertiert, das schwingende Gebiet hat einen Durchmesser von  $1,2 \times 1,0\text{ mm}^2$ . Die beobachtete Elongation dürfte durch die richtungsabhängige Pumplichtabsorption in  $90^\circ$ -Rubinen zustandekommen.

Die als Pumplichtquelle verwendete Quecksilberbogenlampe Typ A hat einen Bogendurchmesser von 1 mm. Durch die Röhrenwand und das Kühlwasser wird er beleuchtungstechnisch im Verhältnis des immertierenden Brechungsindex vergrößert auf rund 1,4 mm. Bei der Bündelung auf den Rubin wird durch dessen Brechungsindex  $n=1,78$  dieser Durchmesser auf 0,79 mm transformiert. Der Begrenzung der Lichtquelle entspricht im Rubin also ein Durchmesser von knapp 0,8 mm.

Das schnelle Anwachsen des schwingenden Bereichs auf mehr als den korrespondierenden Durchmesser des Pumplichtbogens ist zunächst unerwartet, da bei Impulslasern mit Xenonblitzlampen als Licht-

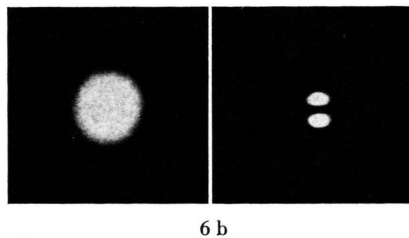
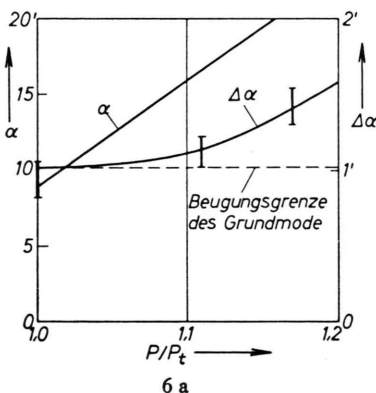


Abb. 6. a) Öffnungswinkel  $\alpha$  und Divergenzwinkel  $\Delta\alpha$  bei Selektion des Grundmode in Abhängigkeit von der Pumpleistung ( $P_t$ =Schwellwert). b) Fernfeld des Grundmode  $TEM_{00}$  und des ersten Transversalmode bei hoher Pumpleistung (ungleiche Maßstäbe).

quellen dieser Anstieg relativ langsam vor sich geht. Der Unterschied dürfte einmal daher rühren, daß der Pumplichtbogen hier eher optisch dicht wirkt, so daß die Energiedichteverteilung im Absorber gleichmäßiger ist, mit einem weniger stark ausgeprägten Maximum in der Achse des Systems. Zum anderen ist die Charakteristik der Quecksilberbogenlampe im Gegensatz zu Xenonlampen im Bereich der Schwellbelastung stark nichtlinear ansteigend.

Die Beobachtung zeigt, daß es sinnvoll ist, den Durchmesser des Rubinstabs in ellipsoiden Dauerstrichsystemen zwischen dem einfachen und dem doppelten Durchmesser des Pumplichtbogens zu wählen, also zwischen 1 und 2 mm für Lampen vom Typ A. Dickere Stäbe erschweren das Kühlproblem und führen zu einer Herabsetzung der Energiedichte in der allein schwingenden Stabmitte. Bei Stäben unter 1 mm  $\phi$  kann bei hohen Pumpleistungen mit den gegebenen Lichtquellen der Pumplichtfluß nicht mehr optimal ausgenutzt werden.

Die geringe Absorption der dünnen Rubinstäbe führt zu einer erheblichen Rückheizung der Lichtquelle. Trotz des Fehlens einer direkten Abschattung von Pumplicht durch die Lichtquelle in ellipsoiden Systemen<sup>2</sup> sind daher die Belastungen der Lichtquelle nicht mit den Werten für Betrieb in freier Atmosphäre vergleichbar. Da die Belastungsgrenze durch den Innendruck gegeben ist, stellt die Bogen-spannung einen zulässigen Vergleichswert für verschiedene Betriebsbedingungen dar. Bei dem für 2 kW Leistung (Typ A) in freier Atmosphäre angegebenen Maximalwert von 1700 V hat die Röhre im ellipsoiden System erst eine äußere Belastung von 1,25 kW. Unter Einhaltung dieser Leistung wird die angegebene Lebensdauer von 5 Stunden erreicht, wobei der Laser mit Luftkühlung des Gehäuses innerhalb dieser Zeit beliebig lang kontinuierlich betrieben werden kann.

Bei dem Versuch, die Lampe im Pumpsystem mit der angegebenen Maximallast von 2 kW zu betreiben, platzt die Lampe in der Regel nach einigen Minuten Betriebszeit. Die zunächst auch von uns angenommenen maximalen Belastungswerte<sup>2-4</sup> lassen sich also in der Praxis nicht zuverlässig realisieren. Weiter sind die in verschiedenen Systemen erreichbaren Schwellwerte und zulässigen Maximalwerte nicht direkt vergleichbar, sondern vom Grad der (im ellipsoiden System fehlenden) Abschattung der Lichtquelle und der Rückheizung in Mehrfachdurchgängen abhängig. Infolge dieser Effekte wäre es

wünschenswert, größere Rubindurchmesser invertieren zu können, um die Rückheizung zu verringern und den Wirkungsgrad zu steigern.

In Abb. 8 ist dargestellt, wie in dem Beispiel von Abb. 7 der Durchmesser des schwingenden Bereichs und der invertierten Zone mit der Pumpleistung zunimmt.

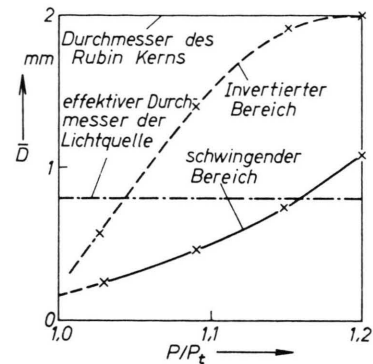


Abb. 8. Abhängigkeit des invertierten und des schwingenden Rubindurchmessers von der Pumpleistung im ellipsoiden System ( $P_t$  = Schwell-Leistung).

#### 4. Axiale Moden

Wir haben die axialen Mode mit einem FABRY-PEROT-Interferometer hoher Auflösung untersucht. Die Interferometerplatten waren mit dielektrischen Spiegeln von 97% Reflexion belegt. Die Etalondicke betrug 4,012 mm, entsprechend einem Dispersionsbereich von 37,39 GHz. Die Bandbreite der Rubinlinie bei Zimmertemperatur beträgt vergleichsweise ca. 200 GHz.

In der Nähe der Schwelle schwankt die Zahl der axialen Moden unregelmäßig mit einer mittleren Frequenz von einigen Hz zwischen 1 und 6. Die Instabilität entsteht einmal durch Schwankungen der nichtstabilisierten Pumpleistung, zum anderen durch Temperaturschwankungen des Kühlkreislafs.

Oberhalb der Schwelle nimmt die Zahl der axialen Moden regelmäßig zu. Die Abhängigkeit von der Pumpleistung ist in Abb. 9 aufgezeichnet. Bereits 6% über der Schwelle beträgt der emittierende Frequenzbereich mit 44 GHz 20% der Linienbreite und wird größer als der Dispersionsbereich des Interferometers. Der Modenabstand entspricht mit  $\Delta\nu = 3,36$  GHz dem rechnerischen Wert  $\Delta\nu = \frac{1}{2} \frac{c}{ln}$  für den Rubinlaser von 25 mm Länge bei  $n=1,78$ .

Für 2-Zoll-Stäbe ist die Modendichte erwartungsgemäß doppelt so hoch; die emittierende Bandbreite bleibt nach den experimentellen Beobachtungen

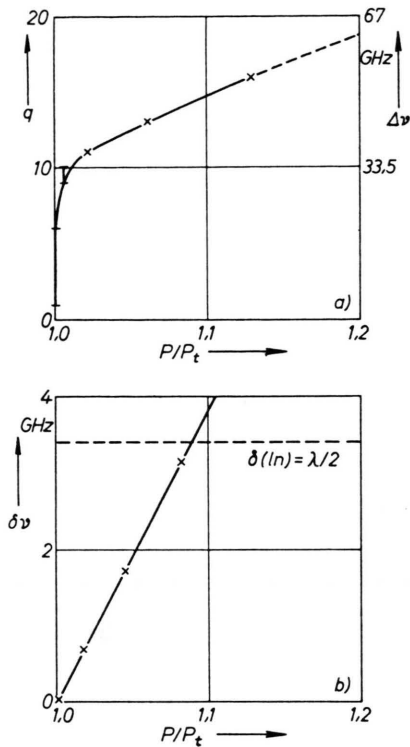


Abb. 9. a) Zahl der axialen Moden  $q$  im kontinuierlichen Rubinlaser mit 25 mm Resonatorlänge.  $\Delta\nu$ : gesamte Emissionsbandbreite. b) Periodische Variation der Modenfrequenz beim Pumpen mit 100 Hz-Halbwellen ( $\delta(l_n)$  = periodische thermische Änderung der optischen Stablänge).

gleich groß, so daß die axiale Modenselektion proportional zur Resonatorlänge schlechter wird.

Wir haben die Abhängigkeit der Modenfrequenz von der Pumpleistung studiert. Der Laser wurde mit 100 Hz Halbwellen gepumpt; die Breite der über längere Zeit gemittelten FABRY-PEROT-Ringe ist dann ein Maß für die Änderung der Resonanzfrequenz während der Emissionsimpulse durch die mit 100 Hz thermisch variable optische Stablänge  $(l_n)(T)$ . In Abb. 9 b ist der beobachtete Verlauf eingezeichnet. Bereits 9% über der Schwelle ist die periodische Variation der Resonanzfrequenz gleich dem Modenabstand von 3,36 GHz. An der Schwelle ist die beobachtete Breite dagegen gleich der Auflösungsbreite der FABRY-PEROT-Ringe. 10% über der Schwelle sind in dieser Betriebsweise keine scharfen Ringe mehr zu beobachten.

In unserem Beispiel beträgt die periodische Längenänderung  $\delta[l_n(T)]$  9% über der Schwelle während der Laseremission eine halbe Wellenlänge  $\delta(l_n) = 0,345 \mu$ . Dies entspricht mit dem Tempera-

turkoeffizienten von Rubin einer periodischen Temperaturänderung in den Emissionsimpulsen von  $\Delta T = 0,7^\circ\text{C}$ .

Der periodischen Frequenzverschiebung war mit einer mittleren Periode von etwa 1 Hz eine unregelmäßige Schwankung um maximal einen Modenabstand  $\sim 3,36$  GHz durch Änderungen der mittleren Kristalltemperatur überlagert. Die Ursache hierfür liegt im wesentlichen in Schwankungen des Kühlkreislaufes.

Bei einer Erhöhung der Pumpleistung führt die mittlere Temperaturerhöhung erwartungsgemäß zu einer Verschiebung des Emissionsmaximums zu größeren Wellenlängen.

Die Beobachtungen zeigen, in welchem großen Maß im kontinuierlichen Betrieb die Emissionsfrequenz von der Temperatur abhängt. Es erscheint ausgeschlossen, die Temperatur so weit stabilisieren zu können, daß die Emissionsfrequenz sinnvolle Toleranzen einhält. Eine stabile Frequenz wird durch Steuerung der Resonatorlänge zu erreichen sein. Dabei dürfte eine Stabilisierung der Emissionsfrequenz nach den bisherigen Erfahrungen im Ein-Mode-Betrieb auch zu einer stabilen zeitlichen Emission führen. Bei Ein-Moden-Lasern ohne Resonator<sup>7</sup> wird es dagegen schwierig sein, die Linienmitte thermisch stabil zu halten.

Als ersten Schritt zu einem stabilisierten kontinuierlichen Rubinlaser haben wir in der 1-Zoll-Anordnung Betrieb mit einem sphärischen Außenspiegel erprobt. Die Schwell-Leistung lag dabei mit 1200 W für  $R=0,95$  bei unvergüteter Endfläche deutlich höher als mit festen Spiegeln. In der Nähe der hemikonzentrischen Anordnung blieb die Emission für alle erreichbaren Pumpleistungen bei geeigneter Justierung auf den Grundmode  $\text{TEM}_{00}$  beschränkt. Die Ergebnisse waren insgesamt jedoch bisher unbefriedigend, da für die notwendigen Toleranzen die zur Verfügung stehenden optischen Bänke zu wenig stabil waren.

## 5. Vergleich mit Impulslasern

Die Ergebnisse sind direkt mit den entsprechenden Beobachtungen an Impulslasern vergleichbar. Sie zeigen erneut die große Bedeutung von Temperaturänderungen für das Emissionsverhalten von Kristall-Lasern. Es ist nach den Beobachtungen an kontinuierlichen Rubinlasern nicht verwunderlich,

<sup>7</sup> C. L. TANG, H. TAUG u. G. DE MARS, Phys. Rev. **136 A**, 1 [1964].



daß ohne thermisches Gleichgewicht in einem ungesteuerten Resonator zeitlich stabile Emission einzelner Moden definierter Frequenz über längere Zeit unmöglich ist<sup>8</sup>.

Unerwartet gut war im Vergleich zum Impulsbetrieb die aus dem thermischen Gleichgewicht resul-

<sup>8</sup> D. Röss, Proc. IEEE. **52**, 196 [1964].

tierende ausgezeichnete Modenselektion auch bei Betrieb mit 100 Hz-Halbwellen.

Die räumliche Kohärenz der Strahlung wird im kontinuierlichen Betrieb an der von Gaslasern her geläufigen Granulation des von einem Schirm gestreuten Laserlichtes deutlich, die bei Impulslasern visuell nicht erkannt wird.

## Die Unabhängigkeit der Fluoreszenzspektren fester Lösungen von der Erregungswellenlänge

A. KAWSKI und H. WARDZINSKI

Physikalisches Institut der Pädagogischen Hochschule, Gdańsk, Polen \*

(Z. Naturforsch. **20 a**, 1354—1357 [1965]; eingegangen am 5. Juni 1965)

Die Fluoreszenzspektren von 1,4-bis-(2-(5-Phenylloxasolyl))-benzol [POPOP], 2,5-Di(4-biphenylil)-oxazol [BBO], 2(1-naphthyl)-5-phenylloxazol [ $\alpha$ -NPO], 1,6-diphenyl-hexa-1,3,5-trien [DPH], 4,4'-Diphenylstilben [DPS], 9,10-Diphenylanthracen [DPA] und 1,1,4,4-Tetraphenylbutadien [TPB] in Polymethylmethakrylat [PMAM] für zwei verschiedene Erregungswellenlängen 365 und 313 m $\mu$  wurden gemessen. Es wurde festgestellt, daß die spektrale Fluoreszenzintensitätsverteilung der untersuchten Verbindungen in fester Lösung [PMAM] unabhängig von der erregenden Wellenlänge ist. Die Unabhängigkeit der Fluoreszenzspektren fester Lösungen wurde auch durch die Messungen des Fluoreszenz-Polarisationsgrades bestätigt.

Aus der Unabhängigkeit der Intensitätsverteilung von der Erregungswellenlänge bei festen Lösungen folgt, daß nach jedem Absorptionsakt der Energieaustausch zwischen Fluoreszenzzentrum und der Umgebung während der Lebensdauer im angeregten Zustand, ähnlich wie in dünnflüssigen Lösungen, vollständig ist.

Schon LOMMEL<sup>1</sup> hat behauptet, daß die spektrale Fluoreszenzintensitätsverteilung unabhängig von der Erregungswellenlänge ist. Die Unabhängigkeit der Fluoreszenzspektren einer großen Reihe von organischen Farbstoffen in dünnflüssigen Lösungen wurde von NICHOLS und MERRITT<sup>2</sup> sowie von JABLOŃSKI<sup>3</sup> experimentell festgestellt. STARKIEWICZ<sup>4</sup> dagegen hat eine Abhängigkeit der Fluoreszenzintensitätsverteilung von der Erregungswellenlänge für einige Farbstoffe in zähen und festen Lösungen beobachtet. Die von STARKIEWICZ beobachtete Abhängigkeit der Fluoreszenzspektren von der erregenden Wellenlänge kann nach FÖRSTER<sup>5</sup> durch das Vorliegen mehrerer Sorten von fluoreszierenden Molekülen oder durch

Reabsorption verursacht sein. Weitere Versuche von HARASIMIUK<sup>6</sup>, JABLOŃSKI<sup>7,8</sup> und TUMERMAN<sup>9</sup> haben in manchen Fällen eine ausgeprägte, dagegen in anderen keine Abhängigkeit der Intensitätsverteilung von der erregenden Wellenlänge sowohl für dünnflüssige wie auch für sehr zähe Lösungen ergeben.

Die Abhängigkeit der Fluoreszenzspektren von Farbstoffen in Lösungen von der Erregungswellenlänge wurde durch die Existenz von mehreren Sorten von fluoreszierenden Molekülen erklärt<sup>10,11</sup>.

Da die Resultate bisher nicht eindeutig waren, wurden kürzlich von uns<sup>12</sup> die Fluoreszenzspektren etlicher Farbstoffe in flüssigen und festen Lösungen bei verschiedenen Erregungswellenlängen gemessen.

\* Katedra Fizyki, Wyższa Szkoła Pedagogiczna, Gdańsk, ul. Sobieskiego 18.

<sup>1</sup> E. LOMMEL, Pogg. Ann. **159**, 514 [1876]; Wied. Ann. **8**, 244 [1879].

<sup>2</sup> L. NICHOLS u. E. MERRITT, Phys. Rev. **18**, 403 [1904].

<sup>3</sup> A. JABLOŃSKI, Compt. Rend. Soc. Polon. Phys. **7**, 1 [1926].

<sup>4</sup> J. STARKIEWICZ, Compt. Rend. Soc. Polon. Phys. **4**, 73 [1929].

<sup>5</sup> Th. FÖRSTER, Fluoreszenz organischer Verbindungen, Vandenhoeck u. Ruprecht, Göttingen 1951, S. 138.

<sup>6</sup> S. HARASIMIUK, Compt. Rend. Soc. Polon. Phys. **4**, 211 [1929].

<sup>7</sup> A. JABLOŃSKI, Prace Inst. Fiz. Dośw. Uniwer. Warszawa [1934], No 136.

<sup>8</sup> A. JABLOŃSKI, Z. Phys. **94**, 38 [1935].

<sup>9</sup> L. TUMERMAN, Dokl. Akad. Nauk **1**, 471 [1935].

<sup>10</sup> A. JABLOŃSKI, Z. Phys. **73**, 460 [1931].

<sup>11</sup> A. JABLOŃSKI, Phys. Z. Sowjetunion **8**, 105 [1935].

<sup>12</sup> A. KAWSKI, Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. Sci. Math. Astron. Phys. **11**, 567 [1963].