

4. Zusammenfassung

Um aus massiven Tellurproben Präparate für die Elektronenmikroskopie herzustellen, erschien es notwendig, ein neues Präparationsverfahren zu entwickeln. Nachdem die präparativen Schwierigkeiten gelöst waren, konnte man leicht aus den stark gekrümmten Bereichen deformierter Kristalle Proben mit hoher Versetzungsdichte entnehmen. Zahlreiche Versetzungen und Korngrenzen wurden beobachtet

und unter der Voraussetzung gedeutet, daß die Prismenflächen 1. Art in Tellurkristallen als Gleitebenen auftreten.

Herrn Professor Dr. J. JAUMANN danken wir für sein Interesse an diesen Untersuchungen. Ebenso danken wir Herrn Professor Dr. ALEXANDER für viele wertvolle Diskussionen.

Der Stiftung Volkswagenwerk danken wir für die Überlassung des Elektronenmikroskops.

Ein 1-Zoll-Rubin-Riesenimpuls laser mit 50 Hz Impulsfolgefrequenz

H. F. MAHLEIN und G. SCHOLLMEIER

Forschungslaboratorien der Siemens AG, München

(Z. Naturforsch. 25 a, 768—776 [1970]; eingegangen am 31. Januar 1970)

Zum reproduzierbaren und störungsfreien Riesenimpulsdauerbetrieb mit 50 Hz Impulsfolgefrequenz eines 1-Zoll-Rubinlasers, der in einem Rotationsellipsoid exfokal durch eine gepulste Quecksilberdampf-Höchstdrucklampe gepumpt wird, werden verschiedene Resonatorausführungen mit mechanischer Güteschaltung untersucht. Es wird über die Elektronik für den mit 400 Hz rotierenden Güteschalter und die mit den verschiedenen Resonatorausführungen erzielten Ergebnisse berichtet. Die rasche Impulsfolgefrequenz und die in den Resonatoren auftretenden hohen Leistungsdichten im 50-Hz-Riesenimpuls-Dauerbetrieb verursachen eine schnelle Zerstörung der üblichen dielektrischen Spiegelschichten. Die besten Ergebnisse zeigt ein Resonator ohne dielektrische Spiegelschichten, der aus einem Rubin mit angeschliffenem totalreflektierendem Prisma und rotierendem 3-Platten-Resonanzreflektor als Güteschalter besteht. Diese Anordnung ermöglicht reproduzierbaren Einzelimpulsdauerbetrieb mit 50 Hz Impulsfolgefrequenz im durch die Prismendachkante gefalteten Grundmode, falls die Laserleistung pro Riesenimpuls von 20 bis 25 ns Halbwertsbreite 50 bis 60 kW nicht überschreitet.

I. Einleitung

Ein wassergekühlter Rubinlaser, bei dem der 25 mm lange zylindrische Rubinstab durch eine gepulste Quecksilberdampf-Höchstdrucklampe in einem Rotationsellipsoid¹ exfokal gepumpt wird, zeigt im 50-Hz-Pulsbetrieb bei 1 W mittlerer Leistung einen hohen Wirkungsgrad und eine sehr gute Stabilität und Reproduzierbarkeit der Emission². Wegen seiner guten Eigenschaften ist dieser Lasertyp nach einigen Modifizierungen am Resonator und Hinzufügen eines Güteschalters einschließlich zugehöriger Elektronik auch hervorragend zur Erzeugung von reproduzierbaren Riesenimpulsen mit 50 Hz Impulsfolgefrequenz geeignet. Im folgenden wird über den Aufbau der optischen und elektronischen Teile und über die Eigenschaften verschiedener Resonatorausführungen dieses Riesenimpuls lasers berichtet.

Bei einem reproduzierbaren Riesenimpulsdauerbetrieb über einen Zeitraum von mehreren Stunden ist die Haltbarkeit des Resonators das Hauptpro-

blem. Die Lebensdauer der verwendeten Blitzlampe beträgt im 50-Hz-Betrieb je nach Betriebsart 10 bis 20 Stunden und spielt erst in zweiter Linie eine Rolle. Für die Praxis ist zu fordern, daß der Laser außer einem gelegentlichen Auswechseln der Blitzlampe keine weitere Wartung benötigt.

II. Güteschaltung des Resonators

1. Wahl des Güteschalters

Wegen seiner Einfachheit wurde ein rotierender Reflektor als Güteschalter für den Resonator gewählt. Der mit $24\,000\text{ min}^{-1}$ rotierende Reflektor dient dabei gleichzeitig als Auskoppelspiegel für die Laserstrahlung. Versuche zur Güteschaltung mit sättigbaren Absorbern (Lösung von Kryptocyanin in Methanol, Lösung von Chlorgalliumphthalocyanin in Orthodichlorbenzol), die in verschiedenen Konzentrationen und Absorptionslängen untersucht wurden, ergaben im Dauerbetrieb mit 50 Hz Impulsfolgefrequenz eine nicht ausreichende Stabilität und Reproduzierbarkeit der Riesenimpulse. Das Konzept eines rotierenden Reflektors zur Güteschaltung wurde deshalb vorgezogen.

¹ D. Röss, Appl. Opt. 3, 259 [1964].

² D. Röss u. G. ZEIDLER, Z. Naturforsch. 22 a, 1398 [1967].



2. Synchronisation des rotierenden Reflektors mit dem Blitzlampennetzgerät

Im Gegensatz zu bekannten Verfahren^{3, 4}, bei denen aus der Stellung des Drehspiegels ein Signal zur Steuerung der Blitzlampenzündung gewonnen wird, sollte hier die Drehspiegelstellung mit einem starr an das 50-Hz-Netz gebundenen Netzgerät synchronisiert werden. Das hat den Vorteil, daß der Güteschalter ohne Eingriff in das Netzgerät als Zusatzgerät zu einem 50-Hz-Normalimpuls-Laser verwendet werden kann. Die Stellung des Drehspiegels muß sich also elektrisch auf einen durch den Zündzeitpunkt der Blitzlampe bestimmten Wert einstellen lassen. Eine derartige Möglichkeit bietet sich z. B. bei der Verwendung von Synchronmotoren, wo eine Änderung der Phasenlage des angelegten Drehfeldes auch eine Änderung der Ankerstellung bewirkt.

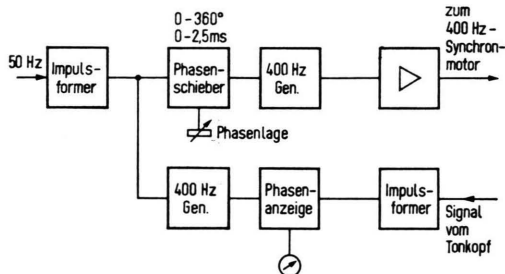


Abb. 1. Blockschaltung des 400-Hz-Generators mit Phasenschieber und Phasenanzeige zur Speisung und Synchronisation des mit 400 Hz rotierenden Reflektor-Motors mit dem Netzgerät der mit 50 Hz gepulsten Blitzlampe.

Eine Blockschaltung der verwendeten Anordnung ist in Abb. 1 skizziert. Der Synchronmotor wird von einem 400-Hz-Generator angetrieben. Da es sich bei der Frequenz um ein exaktes Vielfaches der Netzfrequenz handeln muß, wurde zur Erzeugung der 400-Hz-Spannung ein astabiler Multivibrator benutzt, der über eine Impulsformerstufe (Schmitt-Trigger) und einen Phasenschieber vom 50-Hz-Netz synchronisiert wird. Die Anordnung des als monostabiler Multivibrator ausgeführten Phasenschiebers an dieser Stelle hat den Vorteil, daß sich ohne Schwierigkeiten eine Phasendrehung um 360° ($\cong 2,5$ ms) erreichen läßt, da sie innerhalb einer Halbperiode der 50-Hz-Spannung liegt. Der Impulsformer dient gleichzeitig zur Synchronisation eines zweiten 400-Hz-Generators (astabiler Multivibrator), dessen starr an das 50-Hz-Netz gebundene Spannung einer Phasenmeßstufe zugeführt wird. Zur Bestimmung der Lage des Drehspiegels wird ein Tonkopf benutzt, in dem ein in der Drehspiegelhalterung befestigter kleiner Stabmagnet Spannungsimpulse induziert, die über einen Impulsformer (Schaltverstärker und monostabiler Multivibrator) der Phasenmeßstufe zugeführt werden. Als Phasenmeßstufe wird eine bistabile Kippschaltung benützt, die vom Tonkopfsignal in eine Stellung und

von dem 400-Hz-Generator in die entgegengesetzte Stellung gekippt wird. Der Mittelwert der Spannung zwischen den beiden komplementären Ausgängen der Kippstufe ist dann proportional zur Phasenlage des rotierenden Reflektors. Die Spannung wird mit einem Drehspulinstrument angezeigt und dient zur Kontrolle der richtigen Spiegelstellung. Nach einer Abschaltung des Motors braucht nur der einmal ermittelte Wert wieder eingestellt zu werden, so daß die Verwendung aller Typen von 400-Hz-Synchronmotoren möglich ist. Ein 10-W-Gegentakt-Transistorverstärker zusammen mit einem handelsüblichen NF-Überträger dient zur Verstärkung des 400-Hz-Signals auf den erforderlichen Wert von 115 V. Da es sich um die Verstärkung einer Rechteckspannung handelt, ließe sich auch ein einfacher Schaltverstärker verwenden. Der Betrieb des Synchronmotors mit einer Rechteckspannung hat bei Betrieb weit unter Nennlast keine wesentlichen Nachteile gegenüber dem Betrieb mit einer sinusförmigen Spannung. Wichtig für die Funktion der beschriebenen Schaltung war die Frage, inwieweit Schwankungen der Elektronik, z. B. durch Jitter, und ungleichmäßiger Lauf des Synchronmotors die Reproduzierbarkeit der Riesenimpulse beeinflussen. Da das Gerät für einen Rubinlaser gedacht war und die Lebensdauer des angeregten Niveaus bei Rubin 3 ms beträgt, waren hier keine besonderen Schwierigkeiten zu erwarten. Zur Kontrolle wurde jedoch die mittlere Schwankung der Zeit für eine Umdrehung des Drehspiegels aus den Tonkopfsignalen mit Hilfe eines elektronischen Zählers bestimmt. Es ergab sich dabei ein Wert von $1,3 \mu\text{s}$. Eine praktisch gleiche Schwankung der Periodendauer trat auch auf, wenn der Motor direkt aus einem durch einen Umformer erzeugten 400-Hz-Netz gespeist wurde, so daß diese Schwankung im wesentlichen eine Eigenschaft des Motors sein dürfte. Von derart geringen Schwankungen ist keine nennenswerte Verringerung der Reproduzierbarkeit zu erwarten. Das wurde auch durch Experimente mit YAG:Nd^{3+} als aktivem Material bestätigt, wo Schwankungen wegen der kürzeren Lebensdauer der angeregten Niveaus von nur 0,2 ms erheblich kritischer sind.

Um die unter Umständen — speziell über einen größeren Temperaturbereich — etwas schwierige Synchronisation der als astablen Multivibratoren ausgeführten 400-Hz-Generatoren zu vermeiden, wurde auch die Möglichkeit untersucht, die 400-Hz-Spannung durch eine Kette von monostabilen Multivibratoren aus dem 50-Hz-Netz zu gewinnen. Auf diese Weise ließ sich bei nur geringfügig höherem Aufwand eine außerordentlich stabile 400-Hz-Spannung erzielen. Darüber hinaus besteht selbstverständlich die Möglichkeit, durch Frequenzvervielfachung und Anwendung von L-C-Siebgliedern eine 400-Hz-Spannung aus dem 50-Hz-Netz zu erzeugen.

Mit dem beschriebenen Gerät war es möglich, durch geeignete Justierung der Reflektordrehachse relativ zur Resonatorachse und Einstellung der optimalen Phasenlage reproduzierbare Einzelimpulsemission des Riesen-

³ T. SNOWBALL, Electron. Engng. **40**, 120 [1968].

⁴ Y. ALON, Rev. Sci. Instrum. **39**, 1530 [1968].

impulslasers zu erreichen, d. h. pro Pumpimpuls wurde ein einziger Riesenimpuls emittiert. Zur Grobjustierung der Spiegelphasenlage erwies sich die stroboskopartige Beleuchtung des Spiegels durch die mit 50 Hz arbeitende Blitzlampe als vorteilhaft.

III. Untersuchung verschiedener Resonatorausführungen im 50-Hz-Riesenimpulsbetrieb

1. Allgemeines

Für alle Experimente wurden nach dem Czochralski-Verfahren hergestellte Rubine mit einer Dotierung von 0,05% Cr_2O_3 verwendet. Die Rubinstäbe waren von zylindrischer Form und am Umfang poliert. Ihre Länge betrug 25 mm, der Durchmesser 2 mm. Soweit nicht anders angegeben, wurden Rubine verwendet, deren c -Achse unter 60° zur Stabachse geneigt war. Das äußere, dem Außenspiegel zugewandte Rubinende wurde stets mit einer Vergütungsschicht versehen. Die Form der Riesenimpulse wurde mit einer schnellen Diode F 4000 mit Spektralempfindlichkeit S-1 der Firma ITT und einem Oszillographen Tektronix 519 aufgenommen. Die Anstiegszeit der Photodiode betrug 0,5 ns, ihre Abfallzeit 0,8 ns, während der Oszillograph eine Anstiegszeit von 0,29 ns hatte. Zur Energiemessung der Riesenimpulse wurde ein Absorptionskalorimeter in Verbindung mit einem Galvanometer verwendet.

2. Ebener Resonator mit zwei dielektrischen Spiegeln

Die einfachste Form des Resonators ist ein ebener Resonator mit dielektrischen Spiegeln. Deshalb wird zunächst über Versuche mit kommerziellen harten und weichen dielektrischen Spiegelschichten berichtet. Die unempfindlicheren und nicht wasserlöslichen harten Oxydspiegel besitzen gegenüber den weichen wasserlöslichen Zinksulfidkombinationsschichten den Nachteil einer höheren Absorption. Oxydspiegel sind daher in Lasern mit hohen Leistungsdichten stärker gefährdet als Zinksulfidkombinationsschichten. Letztere müssen jedoch, wenn sie als Innenspiegel direkt auf das innere Rubinende aufgedampft werden, durch ein über das Rubinende geklebtes Schutzhäubchen vor dem Kühlwasser des Lasers geschützt werden. Als Innenspiegel wurden möglichst hohe Verspiegelungen von nahezu 100% Reflexionsvermögen verwendet, während sich für den rotierenden Außenspiegel ein Reflexionsvermögen von 85% als günstig zur Erzielung einer möglichst hohen Laserleistung erwies. Sowohl bei Verwendung für den Innen- als auch für den rotierenden Außenspiegel wurden die harten Spiegelschichten innerhalb kurzer Zeit zerstört. Die weichen Spiegelschichten erlaubten für kurze Zeiträume einen reproduzierbaren 50-Hz-Riesenimpulsdauerbetrieb im Grundmode. Die Halbwertsbreite der Riesenimpulse betrug dabei 35 ns und ihre Leistung 15–20 kW. Die einzelnen Riesenimpulse zeigten eine schwache Modulation mit der Fre-

quenz $c/2l$, wobei c die Lichtgeschwindigkeit und l die optische Länge des Resonators bezeichnet. Nach 10-stündigem Betrieb wies der Innenspiegel beträchtliche Zerstörungen auf und auch am Drehspiegel waren kleinere Beschädigungen erkennbar.

3. Ebener Resonator mit Glasprisma und dielektrischem Spiegel

Um eine Zerstörung des Innenspiegels zu vermeiden, wurde er durch ein mit hoher Präzision gefertigtes totalreflektierendes 90° -Prisma aus Glas ersetzt. Man erhält dadurch gleichzeitig den Vorteil, daß die Justierung des Resonators unkritisch ist, wenn die Rotationsachse des Auskoppelspiegels so gewählt wird, daß sie senkrecht auf der von der Dachkante des Prismas und der Resonatorachse aufgespannten Ebene steht. Diesen Vorteilen des 90° -Prismas steht der Nachteil gegenüber, daß sowohl das ebene Rubinende, das dem Prisma zugewandt ist, als auch die Hypotenusenfläche des Prismas vergütet sein müssen, um störende Verluste zu vermeiden, die zu einer erheblichen Verminderung der Ausgangsleistung führen können. Weiterhin ist es schwierig, das kleine Prisma wasserdicht und ohne voluminöse Halterungen so zu befestigen, daß es satt auf der Rubinendfläche aufliegt. Dies wurde durch eine kleine Metallhülse erreicht, die über das Rubinende geschoben und festgeklebt wurde. Durch eine Verschraubung am anderen Ende der Hülse wurde das in die Hülse eingeschobene Prisma federnd auf das Rubinende aufgedrückt. Zur Vermeidung von Verlusten muß die Prismendachkante mit der Ebene, die von der Resonatorachse und der c -Achse des Rubinkristalls aufgespannt wird, den Winkel 0° oder 90° bilden⁵. Bei der Montage des Prismas, die unter einem Mikroskop durchgeführt wurde, muß auf äußerste Staubfreiheit an der Berührungsfläche zwischen Prismenhypotenuse und Rubinende geachtet werden. Die Emission der Riesenimpulse erfolgte im Grundmode, der durch die Prismendachkante in zwei Maxima geteilt wird. Die Reproduzierbarkeit erwies sich jedoch als nicht ausreichend. Aufeinanderfolgende Impulse hatten stets unterschiedliche Höhe. Bei einer Halbwertsbreite von 20 ns betrug die Leistung im Mittel 40 kW pro Riesenimpuls. Durchgehender Betrieb des Riesenimpulslasers war immer nur über einige Stunden möglich. Die Lebensdauer der Anordnung wurde durch das Eindringen von Wasser in die Prismenhalterung und Zerstörung und Einbrennen der Vergütungsschichten an der Prismenhypotenuse und dem inneren Rubinende begrenzt. Versuche mit Immersionsflüssigkeiten, die zwischen Rubinende und Prisma eingebracht wurden, um die Reflexionsverluste zu vermeiden, schlugen fehl, da die zur Immersion verwendeten Materialien durch die hohe Leistungsdichte der Laserstrahlung zerstört wurden. Eine Beschädigung des Drehspiegels (Zinksulfidkombinationsschicht) wurde während des relativ kurzen Betriebs nicht beobachtet.

⁵ F. HILLENKAMP, Z. Naturforsch. **22 a**, 1127 [1967].

4. Ebener Resonator mit an den Rubin angeschliffenem Prisma und Resonanzreflektor

Da die kommerziellen dielektrischen Spiegelschichten im 50-Hz-Riesenimpulsdauerbetrieb durch die auftretende hohe Leistungsdichte der Laserstrahlung zerstört wurden und auch externe, an das innere Rubinende angebrachte totalreflektierende Prismen keine zufriedenstellenden Resultate lieferten, wurde ein 1-Zoll-Rubin-Riesenimpulslaser ohne dielektrische Spiegelschichten konzipiert. Zu diesem Zwecke wurde an das innere Rubinende ein totalreflektierendes 90° -Prisma mit hoher Präzision angeschliffen und anstatt eines rotierenden dielektrischen Außenspiegels ein rotierender Resonanzreflektor als Güteschalter verwendet. In Abb. 2 ist der Aufbau des Resonators dargestellt.

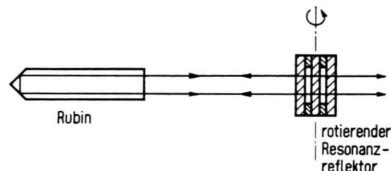


Abb. 2. Resonator des 1-Zoll-Rubin-50-Hz-Riesenimpulslasers ohne Verwendung dielektrischer Spiegel (nicht maßstäblich).

Die Laserfunktion von Rubinstäben mit angeschliffenen 90° -Prismen wurde bereits von mehreren Autoren untersucht. MATARE und ZASTROW⁶ verwendeten einen 0° -Kristall (d. h. der Winkel zwischen Stabachse und optischer Achse des Kristalls betrug 0°), GIBBS und WHITCHER⁷ einen 90° -Kristall, bei dem die Dachkante des angeschliffenen Prismas senkrecht auf der von der optischen Achse und der Stabachse gebildeten Ebene stand. Von HILLENKAMP⁵ wurden ein 90° - und ein 60° -Kristall untersucht, bei denen die Prismendachkante ebenfalls senkrecht auf der von der optischen Achse und der Stabachse aufgespannten Ebene stand. Berücksichtigt man, daß sich die Orientierung der Kristalle und das Anschleifen der Prismen praktisch nur innerhalb gewisser Toleranzgrenzen durchführen lassen, so ist es nach den Berechnungen von⁵ am zweckmäßigsten, einen 90° -Kristall mit einer Prismendachkante parallel zur optischen Achse zu verwenden. Dabei ist auf höchstmögliche Präzision bei der Orientierung der Prismendachkante in die theoretisch optimale Parallellage zur optischen Achse des Kristalls zu achten. Andernfalls treten erhebliche Verluste durch außerordentliche Strahlen auf und eine unnötige Erhöhung der Divergenz des aus dem Resonator austretenden Laserstrahls. Da sich Rubinkristalle nur in 60° -Orientierung mit ausreichender Qualität herstellen lassen, während 90° -Kristalle von schlechterer Qualität sind, mußte der schwierigere Weg der Zersägung eines grö-

ßeren 60° -Kristalls in 90° -Kristalle gewählt werden. Die Fehlorientierung der Prismendachkante relativ zur optischen Achse des Kristalls betrug maximal $\frac{1}{4}^\circ$, und die Abweichung des Prismenwinkels von 90° war kleiner als 10 Sekunden. Da der Grenzwinkel der Totalreflexion für den Übergang Rubin-Wasser größer als 45° ist und folglich bei Kontakt des Prismas mit dem Kühlwasser die Totalreflexion im Prisma verhindert würde, war es nötig, das Prisma durch ein am Rubinmantel festgeklebtes Häubchen vor dem Kühlwasser zu schützen. Um den Einfluß einer evtl. vorhandenen geringen Unsymmetrie des 90° -Prismas in bezug auf die ebene Rubinendfläche am äußeren Rubinende möglichst klein zu halten, wurde letzteres vergütet.

Zur Erzielung einer hohen Laserleistung muß der zur Auskopplung und Güteschaltung verwendete rotierende Resonanzreflektor ein Reflexionsvermögen von ca. 85% besitzen. Dieser Wert läßt sich unter Verwendung von hochbrechenden Glassorten mit periodischen 3-Platten-Resonanzreflektoren erreichen. Es wurden 2 Typen von Resonanzreflektoren untersucht, die sich im wesentlichen in der Dicke der Luftzwischenräume und dem Glasplattenmaterial unterschieden. Typ 1 hatte Luftzwischenräume von 1,5 mm Dicke, während sie bei Typ 2 nur ein Viertel der Rubinwellenlänge betrugen. Für Typ 2 wurde die Glassorte Schott SF 10 benutzt statt des für Typ 1 verwendeten Materials Schott LAK 10.

Über die allgemeine Theorie periodischer Mehrplatten-Resonanzreflektoren wurde in⁸ ausführlich berichtet. Periodische Mehrplatten-Resonanzreflektoren mit sehr dünnen Luftzwischenräumen von der Größenordnung einer Wellenlänge werden in⁹ und in¹⁰ behandelt. Nach⁸ gilt für das Spitzenreflexionsvermögen R_{\max} eines periodischen Mehrplatten-Resonanzreflektors, der aus k Glasplatten vom Brechungsindex n besteht, folgende Formel:

$$R_{\max} = \left(\frac{1 - n^{2k}}{1 + n^{2k}} \right)^2. \quad (1)$$

In Tab. 1 sind die wichtigsten Eigenschaften der verwendeten Resonanzreflektoren zusammengestellt.

Abb. 3 zeigt den Verlauf des Reflexionsvermögens R des Resonanzreflektors vom Typ 1 als Funktion des Betrages der Abweichung $|\Delta\lambda|$ der Wellenlänge von der Rubinlinienmitte λ_0 . Die Berechnungen erfolgten nach den in⁸ mitgeteilten Beziehungen auf einer elektronischen Rechenanlage. Dabei wurde für den Glasplattenabstand $h_1 = 2160 \cdot \lambda_0 \approx 1,5$ mm eingesetzt und eine Glasplattendicke $n h_2$

⁶ H. F. MATARE u. R. ZASTROW, in Quantum Electronics, Proceedings of the Third International Congress (Ed. P. GRIVET u. N. BLOEMBERGEN; Dunrod Editeur, Paris und Columbia University Press, New York 1964), p. 1141.

⁷ W. E. K. GIBBS u. R. E. WHITCHER, Appl. Opt. 4, 1034 [1965].

⁸ H. F. MAHLEIN u. G. SCHOLLMEIER, Appl. Opt. 8, 1197 [1969].

⁹ H. F. MAHLEIN u. G. SCHOLLMEIER, Opto-Electronics 1, 119 [1969].

¹⁰ H. F. MAHLEIN u. G. SCHOLLMEIER, Opto-Electronics 1, 151 [1969].

Typ	1	2
Material	LAK 10	SF 10
Brechungsindex n bei $\lambda_0 = 6943,25 \text{ \AA}$	1,71383	1,71801
Plattendicke h_2	2 mm	2 mm
Plattenabstand h_1	1,5 mm	$0,1736 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
Plattenzahl k	3	3
Spitzenreflexionsvermögen R_{\max}	0,85	0,86
Außendurchmesser	10 mm	10 mm
Nutzbarer Innendurchmesser	7 mm	7 mm

Tab. 1. Wichtigste Eigenschaften der verwendeten Resonanzreflektoren.

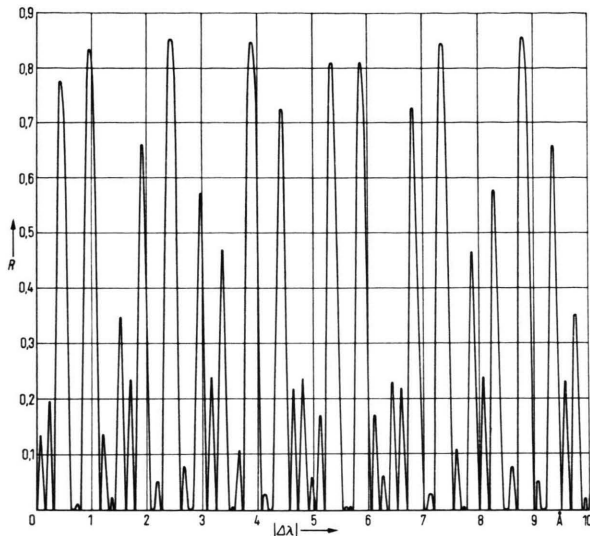


Abb. 3. Reflexionsvermögen R des periodischen 3-Platten-Resonanzreflektors vom Typ 1 ($h_1 = 2160 \lambda_0 \approx 1,5 \text{ mm}$; $n h_2 = 4936 \lambda_0$, d. h. $h_2 \approx 2 \text{ mm}$) als Funktion des Betrages der Abweichung $|\Delta\lambda|$ der Wellenlänge von der Rubinlinienmitte λ_0 .

= $4936 \cdot \lambda_0$, d. h. $h_2 \approx 2 \text{ mm}$ verwendet. Es treten Maxima sehr unterschiedlicher Höhe und Breite auf, die nicht äquidistant sind. Zwischen den Maxima fällt das Reflexionsvermögen immer auf 0 ab. Wie nach Gl. (1) zu erwarten ist, erreichen die höchsten Maxima die Höhe 0,85. Die Kurve ist symmetrisch zum Ursprung $|\Delta\lambda| = 0$. Ein weiteres Symmetriezentrum liegt bei $|\Delta\lambda| = 5,63 \text{ \AA}$. Geringe Abweichungen $\Delta_1 \lambda_0$ von $h_1 = 2160 \lambda_0$ und $\Delta_2 \lambda_0$ von $n h_2 = 4936 \lambda_0$, wobei $\Delta_1 < 1$ und $\Delta_2 < 1$, verursachen lediglich eine Parallelverschiebung der Kurve des Reflexionsvermögens auf der Wellenlängenachse, ohne die Kurvenstruktur zu ändern. Die Größe der Parallelverschiebung läßt sich nach den in ⁸ angegebenen Formeln berechnen. Nach ⁸ erhält man für die Periode λ des Reflexionsvermögens R aus $z = \frac{1}{8}$ einen Wert $\bar{\lambda} = \frac{1}{17} \lambda_0$. Da sich der Quotient für

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{2160}{4936} = 0,4376 \dots$$

erst in der 4. Stelle nach dem Komma vom Quotienten $\frac{1}{16} = 0,4375 \dots$ unterscheidet, ergibt sich durch Zufall in sehr guter Näherung eine kürzere Periode. Der Näherungswert für die zufällig auftretende Periode folgt mit $z = 16/4936$ zu $\bar{\lambda} = 11,23 \text{ \AA}$. In Abb. 4 ist die nach ⁸ berechnete Dämpfung ϑ_s in den Sperrbereichen und deren Einhüllende in Ab-

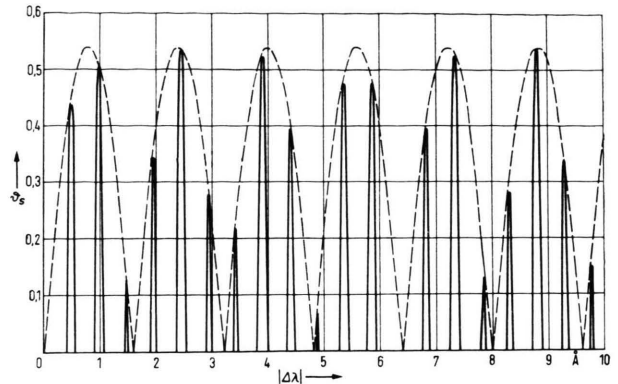


Abb. 4 Dämpfung ϑ_s in den Sperrbereichen des Resonanzreflektors vom Typ 1 ($h_1 = 2160 \lambda_0 \approx 1,5 \text{ mm}$; $n h_2 = 4936 \lambda_0$, d. h. $h_2 \approx 2 \text{ mm}$) als Funktion des Betrages der Abweichung $|\Delta\lambda|$ der Wellenlänge von der Rubinlinienmitte λ_0 .

hängigkeit vom Betrag der Abweichung $|\Delta\lambda|$ der Wellenlänge von der Rubinlinienmitte λ_0 dargestellt. Die Kurve ist wieder symmetrisch zum Ursprung. Innerhalb jeder Periode der Hüllkurve liegen 3 oder 4 Sperrbereiche, die annähernd äquidistant sind. Je nach der Lage der Maxima innerhalb der Hüllkurve ist ihre Höhe stark unterschiedlich; den hohen Reflexionsmaxima in Abb. 3 entsprechen hier hohe Maxima der Dämpfung. Für die Periode der Hüllkurve erhält man unter Benutzung der in ⁸ angegebenen Formel den Wert $\Delta\lambda_1 = 1,608 \text{ \AA}$. Damit passen in die zufällige Periode λ von R sieben Perioden $\Delta\lambda_1$ der Hüllkurve von ϑ_s . Der mittlere Abstand der Dämpfungsmaxima ergibt sich nach ⁸ zu $\Delta\lambda_2 = 0,489 \text{ \AA}$. Er schwankt zwischen $\Delta\lambda_2' = 0,471 \text{ \AA}$ und $\Delta\lambda_2'' = 0,507 \text{ \AA}$.

Das Reflexionsvermögen R des Resonanzreflektors vom Typ 2 ist in Abb. 5 in Abhängigkeit vom Betrag der Abweichung $|\Delta\lambda|$ der Wellenlänge von der Rubinlinienmitte λ_0 dargestellt. Für die Berechnung wurde der Glasplattenabstand $h_1 = \lambda_0/4$ und die Glasplattendicke $n h_2 = 4948 \lambda_0$, d. h. $h_2 \approx 2 \text{ mm}$ eingesetzt. Die Kurve ist symmetrisch zum Ursprung $|\Delta\lambda| = 0$. Man erhält in einem weiten Wellenlängenbereich äquidistante Reflexionsmaxima gleicher Höhe. Die Größe der Parallelverschiebung, die durch kleine

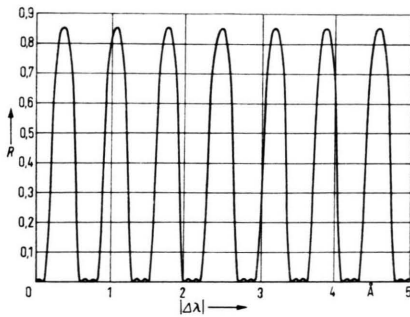


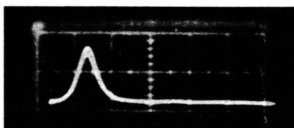
Abb 5. Reflexionsvermögen R des periodischen 3-Platten-Resonanzreflektors vom Typ 2 ($h_1 = \frac{1}{4} \lambda_0 = 0,1736 \cdot 10^{-6} \text{ m}$; $n h_2 = 4948 \lambda_0$, d. h. $h_2 \approx 2 \text{ mm}$) als Funktion des Betrages der Abweichung $|\Delta\lambda|$ der Wellenlänge von der Rubinlinienmitte λ_0 .

Änderungen der Glasplattendicke h_2 auftritt, kann nach ⁹ berechnet werden. Der Abstand benachbarter Sperrbereiche folgt nach ⁹ zu $\Delta\lambda_2 = 0,70 \text{ \AA}$ und die Sperrbereichsbreite zu $\Delta\lambda_s = 0,38 \text{ \AA}$.

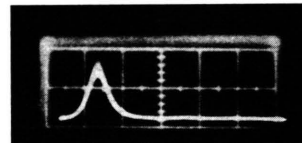
Bei der Herstellung der Resonanzreflektoren ist darauf zu achten, daß die einzelnen Glasplatten und Zwischenringe jeweils genau identische Dicken aufweisen und möglichst wenig keilig sind. Weiterhin ist zur Vermeidung von Streuverlusten eine sehr gute ebene Oberflächenpolitur nötig. Die Resonanzreflektoren vom Typ 2 aus SF 10-Glas besaßen eine bessere Oberflächenpolitur als die vom Typ 1 aus LAK 10-Glas. Resonanzreflektoren mit Luftzwischenräumen von der Dicke einer Viertelwellenlänge sind

in der Praxis Resonanzreflektoren mit dicken Luftzwischenräumen vorzuziehen, da es beim heutigen Stand der Technik nicht möglich ist, einen Resonanzreflektor mit der extremen Genauigkeit herzustellen, daß ein hohes Reflexionsmaximum in der Mitte der Fluoreszenzlinie des Lasermaterials liegt. Durch Resonanzreflektoren mit Luftzwischenräumen von der Dicke einer Viertelwellenlänge läßt sich dieses Problem lösen, da sie in einem weiten Wellenlängenbereich äquidistante Maxima gleicher Höhe aufweisen, die durch eine geeignete Glasplattendicke so dicht aufeinanderfolgend gewählt werden können, daß immer ein Reflexionsmaximum in der Nähe der Fluoreszenzlinienmitte liegt. Dünne Zwischenringe von der Größe einer Viertelwellenlänge lassen sich darüber hinaus mit weit größerer Genauigkeit durch Aufdampfen herstellen als dicke planparallele Zwischenringe aus Glas.

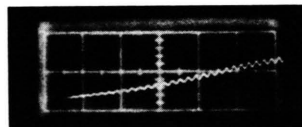
Mit Resonanzreflektoren vom Typ 1 erfolgte die Emission im 50-Hz-Riesenimpulsbetrieb meist im durch die Prismendachkante gefalteten Grundmode. Mit Ausnahme des Falles der höchstmöglichen Pumpleistung ergab sich sicherer Einzelimpulsbetrieb. Abb. 6 a zeigt einen Einzelimpuls, der bei noch nicht höchstmöglicher Pumpleistung aufgenommen wurde. Die Halbwertsbreite ergab sich als Mittelwert aus mehreren Messungen zu 30 ns und die Leistung eines Riesenimpulses zu 30 kW. Abb. 6 b zeigt die sehr gute Konstanz und Reproduzierbarkeit der



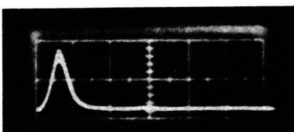
a) Einzelimpuls, 30 kW, 50 ns/Einheit.



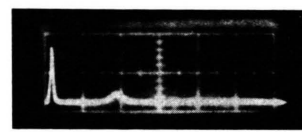
b) Überlagerung von 10 Impulsen, 30 kW, 50 ns/Einheit.



c) Einzelimpuls, 30 kW, 5 ns/Einheit.



d) Einzelimpuls, 55 kW, 50 ns/Einheit.



e) Einzelimpuls, 55 kW, 200 ns/Einheit.

Abb. 6. 50-Hz-Riesenimpulsbetrieb mit an den Rubin angeschliffenem Prisma und rotierendem Resonanzreflektor vom Typ 1.

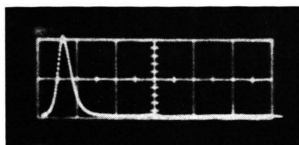
Emission durch die Aufnahme der Überlagerung von 10 Riesenimpulsen. Bei höherer Zeitauflösung des Oszillographen war eine Modulation der Impulse zu erkennen (s. Abb. 6 c). Der sich aus mehreren Aufnahmen ergebende Mittelwert der Modulationsfrequenz stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit der für die Frequenzdifferenz benachbarter axialer Moden charakteristischen Frequenz überein, die sich aus der optischen Länge l des Resonators und der Lichtgeschwindigkeit c zu $c/2l$ ergibt. Bei Beobachtung der Emission mit einem Fabry-Perot-Interferometer wurden bis zu vier axiale Moden beobachtet, die jedoch nie alle gleichzeitig auftraten. Aus der Modulation der Riesenimpulse mit der Frequenzdifferenz benachbarter axialer Moden folgt, daß mindestens zwei axiale Moden gleichzeitig angeregt sind. Bei höchstmöglicher Pumpleistung, die etwa der entsprach, die bei den unter Abschn. 2 und 3 beschriebenen Versuchen verwendet wurde, trat eine deutliche Verkürzung der Riesenimpulse auf eine Halbwertsbreite von 25 ns ein (s. Abb. 6 d) und eine Erhöhung der Leistung eines Riesenimpulses auf 55 kW. Dabei wurde ein in einem Zeitabstand von 30 bis 400 ns nachfolgender wesentlich schwächerer Impuls (s. Abb. 6 e) vernachlässigt, der sich nur unter Verzicht auf Ausgangsenergie durch grobe Dejustierung des Resonators oder durch Änderung der Phasenverschiebung zwischen dem Netzgerät und dem Resonanzreflektor-Motor vermeiden ließ. Bei schnellerer Zeitablenkung war wieder eine Modulation des Riesenimpulses mit der oben angegebenen Frequenz erkennbar. Durch Änderung der Phasenverschiebung zwischen dem Netzgerät und dem Resonanzreflektor-Motor oder durch Verkippen der Motorachse war es möglich, auch Moden höherer transversaler Ordnung zum Anschwingen zu bringen. Nach längerem Dauerbetrieb über Stunden traten sowohl an den Rubinen als auch an den Resonanzreflektoren keine Beschädigungen auf.

Bei gleicher Pumpleistung wurden mit einem Resonanzreflektor vom Typ 2 gut reproduzierbare Riesenimpulse mit 20 ns Halbwertsbreite und 80 kW

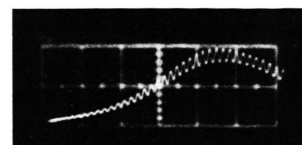
Leistung erhalten, wobei die Emission wieder im gefalteten Grundmode erfolgt. Gelegentlich nachfolgende wesentlich kleinere Impulse sind vernachlässigbar. Abb. 7 a zeigt eine Aufnahme des Zeitverlaufs der Emission. Bei höherer Zeitauflösung des Oszillographen war wieder eine deutliche Modulation der Riesenimpulse mit der Frequenz $c/2l$ zu erkennen (s. Abb. 7 b). Nach mehrstündigem Betrieb wiesen sowohl die Dachflächen des an den Rubin angeschliffenen Prismas als auch der Resonanzreflektor leichte Beschädigungen auf. Die beobachtete Beschädigung des Resonanzreflektors kann nicht eindeutig auf schlechtere Eigenschaften von SF 10-Glas zurückgeführt werden, da bei Verwendung von Resonanzreflektoren aus LAK 10-Glas nur eine Laserleistung von 55 kW erzielt wurde. Im Gegensatz zu Versuchen mit Resonanzreflektoren mit dicken Luftzwischenräumen von Typ 1 war es mit Resonanzreflektoren mit Luftzwischenräumen der Dicke $\lambda_0/4$ nicht möglich, durch Änderung der Phasenverschiebung oder Verkippen der Motorachse Moden höherer transversaler Ordnung zum Anschwingen zu bringen, solange Prisma und Resonanzreflektor unbeschädigt waren.

5. Ebener Resonator mit an den Rubin angeschliffenem Prisma und dielektrischem Hochleistungsspiegel

Da bei Verwendung eines an das innere Rubinende angedrückten Glasprismas und eines ebenen dielektrischen Spiegels letzterer nicht zerstört worden war (siehe Abschn. 3), wurden diese Versuche unter Verwendung von Rubinen mit angeschliffenen Prismen wie unter Abschn. 4 wiederholt. Dabei wurde ein dielektrischer Hochleistungsspiegel mit 85% Reflexionsvermögen verwendet, der nach Angaben der Hersteller mit mehr als 2 GW/cm² belastbar sein soll. Bei höchstmöglicher Pumpleistung wurde dieser Spiegel durch die hohe Leistungsdichte der Riesenimpulse rasch zerstört, so daß kein reproduzierbarer Betrieb möglich war. Durch Verschieben des Spiegels senkrecht zur Resonatorachse konnte für Sekundenbruchteile Riesenimpulsemission erreicht werden, solange die benützte Stelle auf der Spiegeloberfläche noch nicht zerstört war. Wegen der raschen Zerstörung der Spiegeloberfläche war es nicht



a) Einzelimpuls, 80 kW, 50 ns/Einheit.



b) Einzelimpuls, 80 kW, 5 ns/Einheit.

Abb. 7. 50-Hz-Riesenimpulsbetrieb mit an den Rubin angeschliffenem Prisma und rotierendem Resonanzreflektor vom Typ 2.

möglich, die Leistung zu messen. Auch die Dachflächen des an den Rubin angeschliffenen Prismas wiesen nach den Versuchen mit dem Drehspiegel Zerstörungen auf, jedoch in weit geringerem Ausmaße als der Drehspiegel.

6. Sphärischer Resonator mit an den Rubin angeschliffenem Prisma und dielektrischem Spiegel

Durch Verwendung eines sphärischen Resonators ist es möglich, den Strahl auf dem dielektrischen Außenspiegel aufzuweiten, wodurch die Leistungsdichte klein gehalten und damit eine Zerstörung der Spiegelschicht vermieden wird. Da auf das innere Rubinende aufgedampfte dielektrische Spiegel im 50-Hz-Riesenimpulsbetrieb nach kurzer Zeit zerstört worden waren, wurden für den sphärischen Resonator wieder wie unter Abschnitt 4 und 5 Rubine mit direkt angeschliffenen totalreflektierenden 90° -Prismen verwendet. Abb. 8 zeigt den Aufbau des sphärischen Resonators und den Strahlengang für den konzentrischen Spezialfall.

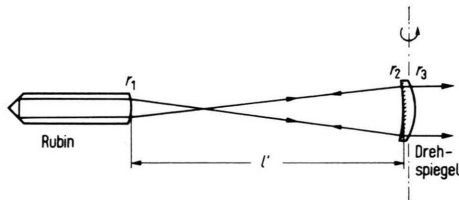


Abb. 8. Sphärischer Resonator des 1-Zoll-Rubin-50-Hz-Riesenimpulslasers (nicht maßstäblich). $|r_1| = 6,1$ cm, $|r_2| = 20$ cm, $|r_3| = 6,8$ cm. Der Strahlengang ist für den Fall des konzentrischen Resonators eingezeichnet ($l'_{\text{konz}} = 28$ cm).

Der Krümmungsradius des äußeren Rubinendes betrug $r_1 = 6,1$ cm, wodurch sich in einem Abstand s_F vor dem Rubin ein Fokus ergibt. Nach den Gesetzen der geometrischen Optik gilt

$$s_F = r_1 / (1 - n_1). \quad (2)$$

Mit dem Brechungsindex $n_1 = 1,76$ von Rubin erhält man damit $s_F = 8,0$ cm. Unter Vernachlässigung thermischer Effekte ist der Rubin deshalb in bezug auf die Resonatorgeometrie einem sphärischen Spiegel mit einem Krümmungsradius von 8 cm äquivalent. Um die Reflexionsverluste an der gekrümmten Rubinvorderfläche gering zu halten, wurde letztere vergütet. Durch die Krümmung der Rubinvorderfläche ist es weiterhin möglich, einen eventuell vorhandenen Fehlwinkel des an den Rubin angeschliffenen 90° -Prismas teilweise zu kompensieren.

Der Radius des Außenspiegels wurde zu $r_2 = -20$ cm gewählt, wodurch der Strahl am Ort des Außenspiegels auf maximal 5 mm Durchmesser aufgeweitet werden kann. Die Verspiegelung erfolgte mit einer Oxydschicht von 85% Reflexionsvermögen. Um im Falle des konzentrischen Resonators die Laserstrahlung aus dem Resonator als Quasiparallelstrahl austreten zu lassen, wurde die Rückseite des Drehspiegels ebenfalls mit einer Krümmung versehen. Ihr Radius muß unter Zugrundelegung der Näherung einer dünnen Linse

$$r_3 = - \left(1 - \frac{1}{n_2} \right) |r_2| \quad (3)$$

betragen. Für Schott-Glas BK 7 mit dem Brechungsindex $n_2 = 1,51$ erhält man damit $r_3 = -6,8$ cm. Bezeichnet man mit l' den Abstand des Außenspiegels vom äußeren Rubinende, so ergeben sich unter Vernachlässigung thermischer Effekte folgende Stabilitätsbereiche des Resonators:

$$\text{Bereich 1: } 0 < l' < s_F, \quad (4)$$

$$\text{Bereich 2: } |r_2| < l' < |r_2| + s_F. \quad (5)$$

Die Messungen ergaben, daß der Stabilitätsbereich 1 bis $l' = 6,5$ cm reicht und der Stabilitätsbereich 2 zwischen $l' = 18$ cm und $l' = 25,5$ cm liegt. Die Abweichung von den nach (4) und (5) zu erwartenden Werten läßt sich durch eine zusätzliche thermische Krümmung des Rubins erklären¹¹. Bei Aufstellung des ruhenden Außenspiegels an den Grenzen des Stabilitätsbereiches 2 trat Self-Q-Switching auf¹²⁻¹⁶. Die durch Self-Q-Switching erzeugten Riesenimpulse waren nur schlecht reproduzierbar und führten zur Zerstörung des dielektrischen Außenspiegels.

Mit rotierendem Außenspiegel ($l' = 22,3$ cm) ergab sich auch bei höchstmöglicher Pumpleistung gut reproduzierbarer Einzelimpulsbetrieb mit 35 kW Leistung pro Riesenimpuls. Die Halbwertsbreite der Impulse war mit 65 ns jedoch relativ groß, und die Emission erfolgte nicht im Grundmode, sondern in Moden höherer Ordnung. Die Impulsform war wieder mit der Frequenz $c/2l$ moduliert. Einbringen einer Blende bei $l' = 5,8$ cm in der Nähe des Fokus bewirkte unter Verzicht auf Ausgangsenergie eine Verkürzung der Riesenimpulse. Nach mehrstündi-

¹¹ D. RÖSS, Z. Naturforsch. **21 a**, 1731 [1966].

¹² J. FREUND, Appl. Phys. Letters **12**, 388 [1968].

¹³ R. C. GREENHOW u. A. J. SCHMIDT, Appl. Phys. Letters **12**, 390 [1968].

¹⁴ R. J. COLLINS, L. O. BRAUN u. D. R. DEAN, Appl. Phys. Letters **12**, 392 [1968].

¹⁵ A. SZABO u. L. E. ERICKSON, IEEE J. Quantum Electr. **QE-4**, 692 [1968].

¹⁶ M. BIRNBAUM u. C. L. FINCHER, Proc. IEEE **57**, 804 [1969].

gem Betrieb wiesen die Dachflächen des an den Rubin angeschliffenen Prismas zahlreiche Zerstörungen auf, während die Vergütungsschicht am äußeren Rubinende und der rotierende Außenspiegel unbeschädigt blieben. Es wird vermutet, daß in dem Resonator, der zur Erzielung einer höheren Stabilität nicht im konzentrischen Grenzfall, sondern etwas davon entfernt innerhalb des stabilen Bereiches betrieben wurde, fokussierende Effekte auftraten, die für die Zerstörung verantwortlich sind.

IV. Folgerungen

Die beobachtete schnelle Zerstörung der üblichen dielektrischen Spiegelschichten und eines dielektrischen Hochleistungsspiegels und auch die langsame Beschädigung der Dachflächen des an den Rubin angeschliffenen Prismas und eines Resonanzreflektors in einem Teil der Versuche läßt sich durch die bei der Laseremission im Grundmode auftretende hohe Leistungsdichte und durch die rasche Impulsfolgefrequenz von 50 Hz erklären. Im Rubin kommt bei der Laseremission nur ein dünner Faden von etwa 1/10 mm Durchmesser zum Anschwingen, woraus die hohe Leistungsdichte der Laserstrahlung folgt. Weiterhin kann an den Zerstörungen auch Modenkopplung beteiligt sein. Die in allen Fällen gute Haltbarkeit der auf das äußere Rubinende aufgedampften Vergütungsschicht im Vergleich zu den

dielektrischen Spiegelschichten läßt sich dadurch erklären, daß die Vergütungsschicht in der Regel aus einer Einzelschicht besteht, während sich die Spiegelschichten aus zahlreichen Einzelschichten zusammensetzen und dementsprechend eine höhere Absorption besitzen.

Von den untersuchten Resonatoranordnungen zum störungsfreien und reproduzierbaren Dauerbetrieb eines 1-Zoll-Rubin-Riesenimpulslasers mit 50 Hz Impulsfolgefrequenz erweist sich das Konzept eines Resonators ohne Verwendung dielektrischer Spiegelschichten als optimal. Der Resonator mit direkt an den Rubinstab angeschliffenem totalreflektierendem Prisma und rotierendem 400-Hz-Resonanzreflektorgüteschalter ermöglicht reproduzierbaren Einzelimpuls-Dauerbetrieb mit 50 Hz Impulsfolgefrequenz im gefalteten Grundmode, falls pro Impuls von 20 bis 25 ns Halbwertsbreite die Laserleistung 50 bis 60 kW nicht überschreitet. Die Versuche zeigten weiterhin, daß es möglich ist, totalreflektierende Prismen mit einer für den Laserbetrieb nötigen extrem hohen Genauigkeit an Rubinstäbe anzuschleifen, und daß Resonanzreflektoren mit Luftzwischenräumen von der Dicke einer Viertelwellenlänge Resonanzreflektoren mit dicken Luftzwischenräumen vorzuziehen sind.

Die Autoren danken Herrn Dr. D. Röss für anregende Diskussionen und sein stetes Interesse an diesen Arbeiten.