

Verlustmessung in Rubin-Lasern

C. F. BAASEL und D. POHL

Physik-Department der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforsch. **22 a**, 2070—2075 [1967]; eingegangen am 5. Juli 1967)

The amplification of light in a laser ruby depends on the angle between the direction of polarization and the *c*-axis of the crystal. This leads to a changing threshold if the plane of polarization is rotated within the cavity. The change in threshold can be compared with the change produced by the addition of a definite loss in the laser cavity.

The method is simple because the cavity loss (including the loss in the ruby) can be determined immediately and without any assumptions on the dynamics of the laser. The loss of a ruby FABRY-PEROT laser and a ruby ring laser has been measured in this way.

Laseroszillation tritt in einem optischen Resonator auf, wenn in einer Eigenschwingung die Verstärkung durch induzierte Emission größer ist als der Verlust. Verstärkungsgewinn und Verlust legen den Schwellwert fest. Sie beeinflussen maßgeblich Intensität und zeitliches Verhalten der Laseremission.

Die beiden wichtigen Parameter Gewinn und Verlust können in Festkörperlasern nicht unmittelbar gemessen werden. Gewinnmessungen werden durch die im aktiven Material auftretenden Verluste verfälscht. Bei Verlustmessungen kann der Einfluß der an den Inhomogenitäten des Lasermaterials auftretenden Streuung mit direkten Meßmethoden nicht genau erfaßt werden.

Man bestimmt deshalb Gewinn und Verlust zweckmäßigerweise aus leicht meßbaren Parametern des Lasers. AARGARD¹ und MASTERS² benutzten die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung, OHTSUKA³ die Verlustabhängigkeit der Ausgangsenergie, WEBER⁴ den Verlauf des Pumplichtes und HANNA et al.⁵ die unterschiedliche Verstärkung der beiden R-Linien im Rubin.

In dieser Arbeit wird ein besonders einfaches und genaues Verfahren zur Ermittlung der Verluste beschrieben, das für polarisationsabhängig verstärkende Laser geeignet ist. Rubin ist ein Lasermaterial dieser Art, in welchem senkrecht zur optischen Achse polarisiertes Licht bevorzugt verstärkt wird.

Das Verfahren beruht auf folgenden Gedanken:

1. In einem polarisationsabhängig verstärkenden Laser wird bei konstanter Inversion der Gewinn einer Eigenschwingung verringert, wenn die Polari-

sationsebene des Lichtes im Resonator aus der Verstärkungsvorzugsrichtung herausgedreht wird. Die Verluste des Systems ändern sich dabei nicht. Der notwendige Gewinn bei Einsatz der Laseroszillation hängt nur von den Verlusten ab und ändert sich deshalb auch nicht. Damit ist jedem Drehwinkel eine bestimmte Schwellinversion zugeordnet.

2. Die Inversion ist eine eindeutige Funktion der Pumprate oder — im gepulsten Betrieb — der Pumpenergie pro Puls. Deshalb ist durch den Drehwinkel auch die Pumprate⁶ bzw. die Pumpenergie pro Puls⁶ bei Einsatz der Laseroszillation festgelegt.

Die Drehung der Polarisationssebene kann in Resonatoren vom FABRY-PEROT-Typ durch einen FARADAY-Rotator, in Ringlasern auch durch optisch aktive oder doppelbrechende Elemente erfolgen.

3. Der durch die Drehung der Polarisationssebene erhöhte Schwellwert kann auch ohne Drehung durch bestimmte Zusatzverluste eingestellt werden. Zwischen den so festgelegten Zusatzverlusten und den ursprünglichen Verlusten des Resonators besteht eine einfache Beziehung, aus der Gewinn und Verlust ermittelt werden können.

Unser Verfahren besteht also im wesentlichen aus einer Vergleichsmessung, die mit hoher Genauigkeit durchgeführt werden kann. Es setzt keine Annahmen über Verlauf oder Absolutwert des Pumplichtes oder die Verteilung der Verluste voraus, welche in einigen früheren Verfahren^{3, 4} benötigt wurde. Die Messung wird unter normalen Betriebsbedingungen und mit geringem experimentellen Aufwand durchgeführt.

¹ R. L. AARGARD, J. Opt. Soc. Am. **53**, 911 [1963].

² J. I. MASTERS, Nature **199**, 442 [1963].

³ Y. OHTSUKA, Jap. J. Appl. Phys. **5**, 74 [1966].

⁴ H. WEBER, Z. Angew. Phys. **21**, 184 [1966].

⁵ D. C. HANNA, W. GAMBLING, and R. C. SMITH, IEEE J. Quantum Electron. **2**, 507 [1966].

⁶ Für beide Ausdrücke wird im folgenden der Kürze halber die Bezeichnung „Schwellwert“ verwandt.



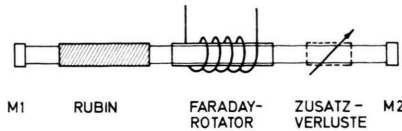


Abb. 1. Schematische Anordnung zur Verlustmenge im FABRY-PEROT-Resonator; M 1, M 2 Resonator-Endspiegel.

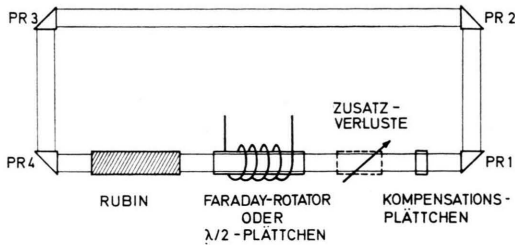


Abb. 2. Schematische Anordnung zur Verlustmessung im Ring-Resonator; PR 1–4 Umlenkprismen.

1. Versuchsanordnung

Das Verfahren wurde mit einem FABRY-PEROT- und einem Ring-Resonator erprobt.

1.1. FABRY-PEROT-Resonator. Abb. 1 zeigt einen FABRY-PEROT-Resonator mit den Endspiegeln M_1 und M_2 , einem Laserrubin ($0,035\% \text{ Cr}^{3+}$) und einem FARADAY-Rotator. Wir benutzen zu diesem Zweck einen Stab aus Schott SF6-Glas, ein diamagnetisches Glas mit hoher VERDET-Konstante. Zu der im folgenden benötigten Drehung der Polarisationssebene um 45° wird ein Magnetfeld von ungefähr 6500 Oe homogen über die Länge von 6 cm verwendet. Dafür wurde eine wassergekühlte Spule verwendet, die bei einem Strom von etwa 60 A die gewünschte Drehung erzeugt. Im zweiten Teil der Messung werden außerdem definierte Verluste in den Resonator gebracht. Wir benutzen dafür zwei gegeneinander drehbare GLAN-THOMPSON-Polarisationsprismen oder CuSO_4 -Lösungen mit geeignet eingestellter Absorption für $\lambda = 6943 \text{ \AA}$. Zur genauen Ermittlung des Schwellwertes wurde die Laserausgangsleistung als Funktion der Pumpenergie (Impulsbetrieb) knapp über der Schwelle gemessen und auf den Wert Null extrapoliert.

1.2. Ringresonator. Abb. 2 zeigt einen Ringresonator mit vier Umlenkprismen Pr 1–4, dem gleichen Laser-Rubin und dem FARADAY-Rotator. Da eine Welle im Ringlaser den Rotator stets in der gleichen Richtung durchläuft, ist zur Drehung der Polarisationssebene z. B. auch ein $\lambda/2$ -Plättchen geeignet. Damit läßt sich die Verlustmessung besonders einfach ausführen.

Die Behandlung des Ringlasers wird weiterhin vereinfacht, wenn sich im Resonator ein weiteres doppelbrechendes Plättchen zum Ausgleich der Phasendifferenz befindet, die bei der Totalreflexion in den Prismen zwischen den Komponenten der elektrischen Feldstärke in Einfallsebene und senkrecht dazu entsteht.

Die Verstärkungsvorzugsrichtung des Rubins wurde bei dieser Messung in Richtung der Normalen auf der Umlaufebene gelegt, wodurch die mathematische Behandlung des Ringresonators besonders einfach wird.

2. Theorie

2.1. Der Gewinn in anisotrop verstärkenden Lasern mit Drehung der Polarisationssebene

2.1.1. FABRY-PEROT-Resonator. Der Einfluß der einzelnen Elemente im Resonator vom FABRY-PEROT-Typ läßt sich mathematisch in einer Umlauf-Matrix U_{FP} zusammenfassen, die auf die Amplitude E der elektrischen Feldstärke wirkt. Die Feldstärke nach $n+1$ Umläufen ergibt sich durch Anwendung der Matrix U_{FP} auf die Feldstärke nach n Umläufen:

$$E_{n+1} = U_{FP} E_n. \quad (1)$$

U_{FP} setzt sich entsprechend der Reihenfolge der Resonatorelemente zusammen:

$$U_{FP} = v_0 \cdot A_{FP} \cdot Dr_{FP}$$

mit den Matrizen Dr_{FP} für die Drehung im FARADAY-Rotator und A_{FP} für die Verstärkung und Doppelbrechung im aktiven Material.

$$Dr_{FP} = \begin{pmatrix} \cos 2\varepsilon & -\sin 2\varepsilon \\ \sin 2\varepsilon & \cos 2\varepsilon \end{pmatrix},$$

$$A_{FP} = \begin{pmatrix} a_{\perp} \exp(i\delta_{\perp}) & 0 \\ 0 & a_{\parallel} \exp(i\delta_{\parallel}) \end{pmatrix}.$$

Die Skalare haben folgende Bedeutung: ε : Drehwinkel des FARADAY-Rotators; δ_{\perp} , δ_{\parallel} : Phasenverschiebung pro Umlauf einer senkrecht bzw. parallel zur c -Achse des Rubins polarisierten Lichtwelle; a_{\perp} , a_{\parallel} : Amplitudengewinn pro Umlauf für senkrecht bzw. parallel zur c -Achse des Rubins polarisiertes Licht. a_{\perp} , a_{\parallel} sind mit den Absorptionsquerschnitten σ_{\perp} , σ_{\parallel} verknüpft:

$$a_{\perp}/a_{\parallel} = \exp[\frac{1}{2}(\sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel})NL]. \quad (2)$$

Das Verhältnis $\sigma_{\parallel}/\sigma_{\perp}$ läßt sich aus Fluoreszenzmessungen bestimmen. Für Rubin ist $\sigma_{\parallel}/\sigma_{\perp} \cong \frac{1}{18}$ ⁷. Bei geringer Verstärkung ($a_{\perp} \lesssim 3$) kann man deshalb die Parallelverstärkung im Rubin vernachlässigen, d. h. $a_{\parallel} = 1$. N = Inversion; L = Länge des aktiven Materials; v_0 = Amplitudenverlustfaktor, $v_0 = e^{-\gamma_d/2}$. Im folgenden werden noch verwendet: v_z = Zusatzverlustfaktor, $v_z = e^{-\gamma_z/2}$; v_{0R} = Amplitudenverlust-

⁷ D. F. NELSON u. M. D. STURGE, Phys. Rev. **137**, 1117 A [1965].

faktor im Ringlaser, $v_{0R} = e^{-\gamma_{0R}/2}$.

Bei Einsatz der Oszillation ist

$$\mathbf{E}_{n+1} = \mathbf{E}_n \quad (1a), \quad \text{d. h.} \quad U_{FP} \cdot \mathbf{E} = \mathbf{E}. \quad (1b)$$

Die Eigenlösungen der Gl. (1b) mit $a_{||} = 1$ führen auf ein Polynom 4. Grades in a_{\perp}

$$Q_4(a_{\perp}, \varepsilon) = 0, \quad (3)$$

aus dem sich $a_{\perp}(\varepsilon)$ ermitteln läßt. $a_{\perp}(\varepsilon)$ läßt sich mit Hilfe von Schwellwertmessungen experimentell nachprüfen.

Besonders einfache Eigenlösungen der Gl. (1b) ergeben sich für $\varepsilon = 0^\circ$ und $\varepsilon = 45^\circ$. Sie sind ohne die Einschränkung $a_{||} = 1$ gültig.

1) $\varepsilon_1 = 0^\circ \rightarrow v_0 a_{\perp 0} = 1$ (4a) oder $\frac{1}{2} \gamma_0 = \ln a_{\perp 0}$ (4b) d. h. der Gewinn eines Umlaufs kompensiert gerade die Verluste eines Umlaufs.

$$2) \quad \varepsilon_2 = 45^\circ \rightarrow v_0^2 \cdot a_{\perp 45} a_{||45} = 1, \quad (4c)$$

mit Gl. (2) ergibt sich

$$v_0^2 \cdot a_{\perp 45} [(\sigma_{||}/\sigma_{\perp}) \ln a_{\perp 45} + 1] = 1. \quad (4c')$$

Für Rubin ist, wie bereits oben erwähnt, $\sigma_{\perp} \gg \sigma_{||}$.

Damit vereinfacht sich (4c') zu

$$v_0^2 \cdot a_{\perp 45} = 1 \quad (4c'') \quad \text{oder} \quad \gamma_0 = \ln a_{\perp 45}, \quad (4d)$$

d. h. der Gewinn eines Umlaufs kompensiert nun gerade die Verluste von zwei Umläufen. Dieses Ergebnis läßt sich auch durch folgende Überlegung leicht einsehen: Bei jedem Lichtumlauf im Resonator mit Drehung der Polarisationssebene, aber ohne Zusatzverluste, wird die Lage des E -Vektors um den Winkel 2ε geändert. Mit zunehmendem ε steigert sich die benötigte Schwellinversion, bis sie bei $\varepsilon = 45^\circ$ ein Maximum erreicht hat. Dann wird die Polarisationssebene um insgesamt $2\varepsilon = 90^\circ$ pro Umlauf gedreht und das Licht nur bei jeweils einem Durchgang pro Umlauf verstärkt. In diesem Fall muß der Gewinn $\sqrt{a_{\perp 45}}$ eines Durchgangs die Verluste eines vollen Umlaufs v_0 ausgleichen. Dies führt wiederum auf die Bedingung $v_0^2 \cdot a_{\perp 45} = 1$ (4c'').

Die Ergebnisse der Gln. (4a) und (4c'') lassen sich nun in folgender Weise zur Bestimmung der Verluste im Resonator heranziehen: Der bei $2\varepsilon = 90^\circ$ gemessene Schwellwert wird bei $\varepsilon = 0^\circ$, also ohne Drehung, durch variable Zusatzverluste wieder eingestellt. Der Verstärkungsfaktor des aktiven Mediums besitzt dann den gleichen Wert $a_{\perp 45}$ wie zuvor bei der Drehung der Polarisationssebene um 90° . Analog zu (4a) ergibt sich

$$v_0 \cdot v_z \cdot a_{\perp 45} = 1 \quad (5a) \quad \text{bzw.} \quad \frac{1}{2} \gamma_0 + \frac{1}{2} \gamma_z = \ln a_{\perp 45}. \quad (5b)$$

Daraus folgt sofort [vgl. Gl. (4c'')]

$$v_0 = v_z \quad (6a) \quad \text{bzw.} \quad \gamma_0 = \gamma_z, \quad (6b)$$

d. h. die Verluste des Resonators sind gleich den Zusatzverlusten. Gl. (6) bildet die Grundlage für diese Methode der Verlustmessung. Unsere experimentellen Ergebnisse werden weiter unten diskutiert.

2.1.2. Ringresonator. In entsprechender Weise lassen sich die Verluste im Ringresonator ermitteln. Das verstärkende Medium und das Drehelement werden im Gegensatz zum FABRY-PEROT-Resonator bei einem vollen Umlauf nur einmal durchlaufen; es besteht deshalb zwischen den Verstärkungsmatrizen bzw. den Drehmatrizen der beiden Resonator-Typen die Beziehung

$$A_{FP} = A_R \cdot A_R, \quad (7) \quad D_{rFP} = D_{rR} \cdot D_{rR}. \quad (8)$$

Im Ringresonator mögen sich vier Umlenkprismen befinden, beschrieben durch eine Phasensprung-Matrix $(Ph)^4$, und eine doppelbrechende Kompensationsplatte, beschrieben durch eine Matrix K . Die Doppelbrechung der Kompensationsplatte soll so gewählt sein, daß der Phasensprung bei der Totalreflexion in den Prismen aufgehoben wird. Dadurch wird das Problem vereinfacht:

$$Ph^4 \cdot K = K \cdot Ph^4 = I \quad (9)$$

(I Einheitsmatrix). $Ph^4 \cdot K$ kann deshalb in der Umlaufmatrix des Ringresonators U_R weggelassen werden.

Schließlich existieren im Ringresonator zwei ausgezeichnete Richtungen: Die Verstärkungsvorzugsrichtung des aktiven Mediums und die Normalenrichtung auf der Umlaufebene. Die Verknüpfung der beiden ausgezeichneten Richtungen erfolgt durch eine Projektionsmatrix P .

Die Umlaufmatrix U_R im Ringresonator ergibt sich damit zu

$$U_R = v_{0R} \cdot P^{-1} A_R \cdot P \cdot D_{rR}. \quad (10)$$

Wenn die Verstärkungsvorzugsrichtung mit der Normalenrichtung auf der Umlaufebene zusammenfällt, wird die Projektionsmatrix zur Einheitsmatrix

$$P = P^{-1} = I, \quad (11)$$

und U_R vereinfacht sich weiter zu

$$U_R = v_{0R} \cdot A_R \cdot D_{rR}. \quad (10')$$

Die Bestimmung des Verstärkungsfaktors aus der Schwellwertbedingung (1) erfolgt wie im vorher behandelten Fall.

Besonders einfache Lösungen ergeben sich hier für $\varepsilon = 0^\circ$, $\varepsilon = 90^\circ$, wobei der Gewinn wiederum die Verluste von einem Umlauf bzw. zwei Umläufen gerade kompensiert.

Daraus erhält man eine entsprechende Bestimmungsgleichung für die Verluste des Ringresonators. Wenn die Schwellwerte für $\varepsilon = 90^\circ$ mit $v_z = 0$ und für $\varepsilon = 0^\circ$ mit $v_z = v_{zR}$ gleich sind, gilt wie zuvor [vgl. Gl. (6)]

$$v_{0R} = v_{zR} \quad (12a) \quad \text{oder} \quad \gamma_{0R} = \gamma_{zR}. \quad (12b)$$

Die Verluste im Ringlaser lassen sich also auf die gleiche Weise bestimmen wie in Resonatoren vom FABRY-PEROT-Typ. Ein besonderer Vorteil liegt in der Möglichkeit, statt des nichtreziproken FARADAY-Rotators ein einfaches $\lambda/2$ -Plättchen zur Drehung der Polarisationssebene zu verwenden.

2.2. Zusammenhang zwischen Schwellwert und Gewinn

Aus der Bilanzgleichung für die Inversion [vgl. Anhang (A1)] läßt sich ein einfacher Zusammenhang zwischen dem nicht unmittelbar meßbaren Gewinn a_{\perp} und leicht meßbaren Quotienten der Pumpenergie am Schwellwert herleiten. Damit ist es möglich, den berechneten Zusammenhang zwischen Gewinn und Drehwinkel $Q_4(a_{\perp}, \varepsilon) = 0$ [Gl. (3)] mit dem Experiment zu vergleichen. Wie im Anhang abgeleitet wird, gilt in guter Näherung

$$\ln a_{\perp} = \ln a_{\perp 0} \frac{p - p_i}{p_0 - p_i} = \ln a_{\perp 0} \frac{P - P_i}{P_0 - P_i}, \quad (13) = (A8)$$

wobei die nicht unmittelbar meßbaren Pumpraten p , p_i , p_0 im zweiten Teil der Gleichung durch die dazu proportionalen, meßbaren elektrischen Energien pro Puls, P , P_i , P_0 , ersetzt wurden. Es bedeuten: p Schwellwert bei dem Gewinn a_{\perp} ; p_i Pumprate, die aufgewendet werden muß, um Gleichbesetzung der Laserniveaus zu erreichen, $p_i = 2p_0 - p_{45}$ [vgl. (A10)]; p_0 Schwellwert bei dem Gewinn $a_{\perp 0}$. Aus (3) und (13) läßt sich der Verlauf des Schwellwerts $P(\varepsilon)$ berechnen. Weiterhin ist es möglich, den Schwellwert als Funktion der Verluste, $P(\gamma/2)$, anzugeben [vgl. (A9)]:

$$P = (P_0 - P_i) (\gamma/\gamma_0) + P_i. \quad (14a)$$

Solange γ_0 unbekannt ist, gibt man P zweckmäßigerweise als Funktion definierter Zusatzverluste $\frac{1}{2}\gamma_z = \frac{1}{2}\gamma - \frac{1}{2}\gamma_0$ an:

$$P = (P_0 - P_i) (\gamma_z/\gamma_0) + P_0. \quad (14b)$$

$P(\varepsilon)$ und $P(\gamma/2)$ bzw. $P(\gamma_z/2)$ sind in Abb. 3 schematisch dargestellt. Die numerierten Verbindungslinien veranschaulichen das Auffinden der Verluste:

Unmittelbar meßbar sind die Werte P_0 ① und P_{45} . Die Übertragung des Wertes P_{45} in die γ_z -Darstellung ② führt auf $\gamma_0/2$ ④. Der Wert $\gamma_0/2$ wird vom Ursprung der $\gamma_z/2$ -Achse nach links aufgetragen und ergibt den Ursprung der $\gamma/2$ -Achse ⑤. Zu P_0 gehört jetzt auf der $\gamma/2$ -Achse der Wert $\gamma_0/2$ ③. Die Gerade $P(\gamma/2)$ kann von $\gamma/2 = \gamma_0/2$ bis $\gamma/2 = 0$ extrapoliert werden, wo sie die P -Achse bei P_i schneidet.

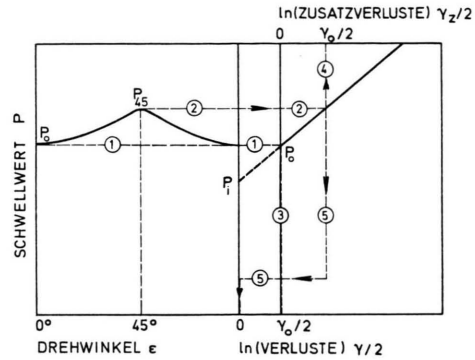


Abb. 3. Schwellwert P als Funktion des FARADAY-Drehwinkels ε und als Funktion der Verluste $\gamma/2 = -\ln v$ (schematisch). Die numerierten Verbindungslinien deuten die einzelnen Schritte beim Auffinden der Verluste an. Eine nähere Erläuterung findet sich in Abschnitt 2.2.

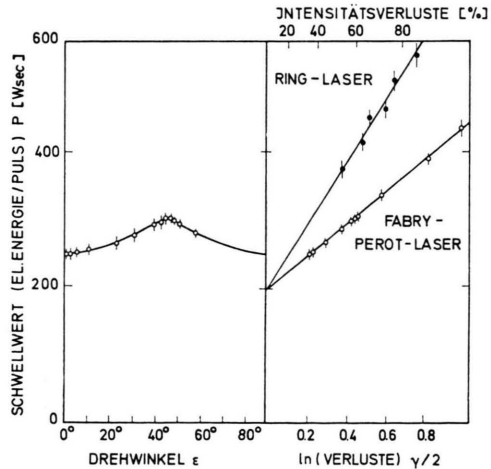


Abb. 4 a.

Abb. 4 b.

Abb. 4 a. Schwellwert P (El. Energie/Puls) als Funktion des FARADAY-Drehwinkels ε .

Abb. 4 b. Schwellwert P (El. Energie/Puls) als Funktion der Verluste $\gamma/2$. Ausgezogene Kurven: Berechneter Verlauf $P(\varepsilon)$, $P(\gamma/2)$, $P_R(\gamma/2)$. ○: Gemessene Schwellwerte im FABRY-PEROT-Resonator, ●: Gemessene Schwellwerte im Ring-Resonator.

3. Experimentelle Ergebnisse

In dem verwendeten FABRY-PEROT-Resonator wurden die Gesamtverluste zu

$$Z_0 = 1 - v_0^2 = 0,34 \pm 0,02$$

bestimmt. Davon entfallen auf die Spiegel

$$Z_s = 1 - R_1 \cdot R_2 = 0,06$$

(Reflexionsvermögen der Spiegel: $R_1 = 0,95$ und $R_2 = 0,99$). Auf den FARADAY-Rotator entfallen

$$Z_t = 0,02.$$

Damit verbleibt an Streu- und Beugungsverlusten im aktiven Material ein Rest von

$$Z_r = 1 - (1 - Z_0)/(1 - Z_s)(1 - Z_t) = 0,29.$$

Dieser Wert bezieht sich auf einen vollen Lichtumlauf, also zweimaligem Durchgang durch das aktive Material.

In dem Ringresonator betragen die Gesamtverluste derselben Rubin-Lampenanordnung 0,47. Die wesentlich höheren Verluste in diesem Resonator werden durch die erhöhte Zahl der optischen Elemente verursacht, vor allem durch Streu- und Reflexionsverluste an deren Grenzflächen.

Die von uns beobachteten Verluste stimmen mit früheren Werten größenordnungsmäßig überein (Tab. 1). Die im Laufe der Zeit immer niedriger werdenden Verlustangaben dürften auf eine Verbesserung der Qualität der Laser-Rubine hinweisen.

Ergebnis Z in cm^{-1}	Bearbeiter	Ref.	Jahr
$0,035 \pm 0,005$	KAISER und KECK	8	1962
$0,07 \pm 0,02$	AARGARD	1	1962
$0,04 \pm 0,005$	MASTERS	2	1963
$0,026 \pm 0,002$	OHTSUKA	3	1966
$0,021 \pm 0,001$	Eigene Messung		1967

Tab. 1. Verluste pro cm in Rubin.

In Abb. 4 a und 4 b ist der gemessene Verlauf des Schwellwertes in Abhängigkeit vom Drehwinkel ε und den Verlusten $\gamma/2$ aufgetragen. Die ausgezogenen Linien geben den für die Parameter des Lasers berechneten Verlauf $P(\varepsilon)$ und $P(\gamma/2)$ an. Es besteht gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment.

Schließlich ist in Abb. 4 b der Verlauf des Schwellwertes $P_R(\gamma/2)$ für den oben beschriebenen Ringlaser eingetragen. Der Schwellwert liegt infolge der größeren Verluste γ_{0R} wesentlich höher als im Falle des FABRY-PEROT-Resonators. Die Lichtwelle wird pro Umlauf nur einmal verstärkt [vgl. Gl. (7)]; deswegen weist die Gerade $P_R(\gamma/2)$ die doppelte Steigung wie $P(\gamma/2)$ für den FABRY-PEROT-Resonator auf.

Beide Kurven schneiden sich bei $\gamma = 0$, $P = P_i$: Bei fehlenden Verlusten haben beide Resonatortypen den gleichen Schwellwert. Wir bemerken, daß diese Eigenschaft eine weitere, einfache Möglichkeit zur Ermittlung der Verluste liefert. Diese ist für beliebige Laser, also auch isotrop verstärkende Medien, geeignet⁹.

Herrn Professor Dr. W. KAISER danken wir für wertvolle Diskussionen.

Anhang

Bei der Ableitung von (13) geht man von der Bilanzgleichung für die Inversion aus

$$dN/dt = p(N_0 - N) - A_{21}(N_0 + N) - W_{21}N. \quad (A1)$$

Es bedeuten: N_0 Gesamtzahl der aktiven Atome/ cm^3 ; N Inversion, $N = N_2 - N_1$; N_2 Zahl der angeregten Atome/ cm^3 ; N_1 Zahl der Atome im Grundzustand/ cm^3 ; p Pumprate; W_{21} Übergangswahrscheinlichkeit für induzierte Emission; A_{21} Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Emission.

Gewinn a_{\perp} und Pumprate p sind durch die Bilanzgleichung (A1) miteinander verknüpft, da die Verstärkung unmittelbar aus der Inversion berechnet werden kann:

$$\ln a_{\perp} = \frac{1}{2} \sigma_{\perp} N L \quad (A2)$$

(σ_{\perp} Absorptionsquerschnitt der Laserlinie; L Länge des aktiven Materials).

Bei Einsatz der Oszillation ist $dN/dt = 0$ und die induzierte Emission vernachlässigbar (vgl. z. B. ¹⁰). Der lineare Zusammenhang (13) zwischen $\ln a_{\perp}$ bzw. N und p läßt sich am einfachsten für eine zeitlich konstante Pumprate (z. B. Rechteckimpuls) zeigen.

Wir lösen (A1) unter diesen Bedingungen nach N auf:

$$N = N_0 \cdot (p - A_{21}) / (p + A_{21}) \quad (A3)$$

und entwickeln nun die Pumprate um p_0 mit der Abkürzung $S_{\pm} = p_0 \pm A_{21}$:

$$N = N_0 \left(1 + \frac{2 A_{21}}{S_+ S_-} (p - p_0) - \frac{2 A_{21}}{S_+^2 S_-} (p - p_0)^2 + \dots \right). \quad (A4)$$

⁸ W. KAISER u. M. KECK, J. Appl. Phys. **33**, 762 [1962].

⁹ D. POHL u. C. F. BAASEL, in Vorbereitung.

¹⁰ G. BIRNBAUM, Optical Masers, Academic Press, New York 1964.

Der quadratische Term kann vernachlässigt werden, solange $p - p_0 \ll S_+$ (A5) ist.

Das Intervall, in dem (A5) erfüllt ist, läßt sich leicht abschätzen: Als Beispiel betrachten wir den oben erwähnten Rubinlaser mit FABRY-PEROT-Resonator. Der Verlustfaktor dieses Lasers ist $v_0 = 0,81$, die Verstärkung beträgt folglich $a_{\perp} = 1/v_0 = 1,23$ und $\ln a_{\perp} \cong 0,2$. Außerdem sind der Absorptionskoeffizient des nicht angeregten Mediums $\sigma_{\perp} N_0 = 0,24 \text{ cm}^{-1}$ und die Länge $L = 7,5 \text{ cm}$ bekannt. Daraus ergibt sich mit Hilfe von (A3) und (A2)

$$p_0 \cong A_{21} \quad \text{und} \quad S_+ \cong 2 p_0 \cong 2 A_{21}. \quad (\text{A6})$$

Bedingung (A5) wird damit zu $p/p_0 \ll 3$ (A5'), läßt also eine verhältnismäßig große Änderung von p zu. Die linearisierte Form der Gl. (A4) kann auf eine anschauliche Form gebracht werden. Wir ersetzen N in (A4) mit Hilfe von (A2) durch $\ln a_{\perp}$ und führen zwei

ausgezeichnete Pumpraten ein: $p = p_0$ sei der Schwellwert im ungestörten Resonator mit den Verlusten $\gamma_0/2$, $p = p_i$ die Pumprate zur Erzeugung der Inversion $N = 0$, d. h. der Gleichbesetzung der beiden Laserniveaus. (A4) wird damit zu

$$\begin{aligned} \ln a_{\perp} &= \ln a_{\perp 0} \cdot (p - p_i) / (p_0 - p_i) \\ &= \ln a_{\perp 0} \cdot (P - P_i) / (P_0 - P_i). \end{aligned} \quad (\text{A7})$$

Wegen der Schwellwertbedingung $\frac{1}{2} \gamma = \ln a_{\perp}$ (4b) gilt auch

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \gamma &= \frac{1}{2} \gamma_0 (p - p_i) / (p_0 - p_i) \\ &= \frac{1}{2} \gamma_0 (P - P_i) / (P_0 - P_i). \end{aligned} \quad (\text{A8})$$

P_0 ist unmittelbar meßbar, P_i kann aus dem Schwellwert P_{45} für $\varepsilon = 45^\circ$ ermittelt werden: $\ln a_{\perp 45} = 2 \ln a_{\perp 0}$ in (A7) eingesetzt ergibt

$$p_i = 2 p_0 - p_{45} \quad \text{und} \quad P_i = 2 P_0 - P_{45}. \quad (\text{A9})$$

Zur Diffusion von Xenon in neutronenbestrahlten Cs-Halogeniden

34. Mitteilung „Edelgase in Festkörpern“

F. W. FELIX und K. MEIER

Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung Berlin, Sektor Kernchemie

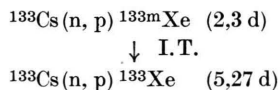
(Z. Naturforschg. 22 a, 2075—2077 [1967]; eingegangen am 9. August 1967)

The release of Xenon-133 m and Xe-133 from neutron-irradiated single crystals of Cs-halides was measured in function of temperature and neutron dose. This release could be expressed in terms of volume diffusion. The temperature dependence in CsF, CsBr and CsI can be described by the activation energies ≤ 2 , 1.45 and 1.14 eV and the frequency factors $\leq 1 \times 10^2$, 1×10^3 and $2.0 \text{ cm}^2/\text{sec}$ in the temperature regions 450—600, 260—580 and 200—500 °C respectively. Increasing neutron doses decrease diffusion coefficients in CsBr and CsI.

Im Rahmen der systematischen Untersuchungen über die Beweglichkeit der Edelgase in Festkörpern wurde die Xenondiffusion in neutronenbestrahlten CsF-, CsBr- und CsI-Einkristallen untersucht.

Versuchsdurchführungen

In Cs-Halogenid-Einkristallen (Dr. K. Korth, Kiel) wurde durch die Reaktionen



radioaktives Xenon im BER (integrierter schneller Fluß, $E > 10 \text{ keV}$; $1,6 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$; max. 80 °C) erzeugt und nach der Bestrahlung in isothermen Versuchen die Kinetik der Edelgasabgabe bestimmt. Dazu wurden die Kristalle in Quarzgefäßen unter Luft bei Atmosphärendruck erhitzt und in geeigneten Zeitabständen ausdiffundiertes Xenon mitsamt der Luftfüllung in evakuierte Meßkammern gesaugt. Die Radioaktivität dieser Proben wurde am Pro-

portionalzählrohr gemessen. Aus mitbestrahlten Vergleichsproben wurde durch Aufschmelzen die insgesamt gebildete Gasmenge freigesetzt. Damit konnte der zu jedem Zeitpunkt ausdiffundierte Bruchteil des Edelgases und daraus schließlich nach² der Diffusionskoeffizient berechnet werden.

Ergebnisse

Die ermittelten Temperaturabhängigkeiten für die Diffusionskoeffizienten sind in Tab. I zusammengestellt.

Bei hohen Temperaturen wurde in allen Systemen die Gesetzmäßigkeit für reine Volumendiffusion beobachtet. Unterhalb 450 bzw. 300 °C zeigten CsBr bzw. CsI bei Versuchsbeginn eine erhöhte Gasabgaberate. In diesen Versuchen wurde zur Bestimmung von D das Abklingen dieses noch nicht näher untersuchten Anlaufvorganges abgewartet.

¹ F. W. FELIX u. H. SEELIG, Nukleonik 8, 389 [1967].

² T. LAGERWALL u. K. E. ZIMEN, EUR 1372e [1964].