

# Ein Meßverfahren zur Bestimmung von Einschwingzeiten und Ausgangsleistung einzelner Eigenschwingungen beim He-Ne-Laser

W. DEMTRÖDER und R. KUHN

Physikalisches Institut der Universität Freiburg  
(Z. Naturforsch. 20 a, 742—743 [1965]; eingegangen am 27. April 1965)

Um die Einschwingzeiten und die Ausgangsleistung im stationären Zustand für verschiedene Eigenschwingungen beim Betrieb eines He-Ne-Lasers bei  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  zu bestimmen, wurde die Güte des Resonators durch eine Unterbrecherscheibe zwischen den sphärischen Spiegeln periodisch verändert mit Frequenzen zwischen 0 und 15 kHz. Über einen Sekundärelektronenvervielfacher wurde der zeitliche Verlauf der Laserintensität auf einem Oszillographen sichtbar gemacht und ihr zeitliches Mittel in Abhängigkeit von der Unterbrecherfrequenz für verschiedene Pumpleistungen und unterschiedliche Zahl von angeregten Eigenschwingungen als mittlerer Photostrom gemessen.

Für eine einzelne Eigenschwingung ist der zeitliche Verlauf der Ausgangsleistung in Abb. 1 schematisch wiedergegeben: Das allmähliche Ansteigen der Laserintensität wird durch eine Einschwingzeit  $T_s$  charakteri-

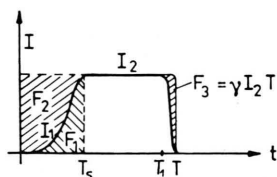


Abb. 1. Zeitlicher Verlauf der Ausgangsleistung während einer Modulationsperiode (schematisch).

siert, die von der Pumpleistung und den Resonatorverlusten abhängt. Bei  $T_1$  beginnt die Absorption des Laserlichtes durch ein Segment der Unterbrecherscheibe, das zur Zeit  $T$  den ganzen Querschnitt der oszillierenden Eigenschwingung bedeckt. Oszillationen der Ausgangsleistung um den Wert  $I_2$  beim Einschwingvorgang sind hier klein und können vernachlässigt werden, zumal das zeitlich integrierende Nachweisinstrument über sie mittelt.

Analytisch wird der zeitliche Mittelwert der Laserintensität als Funktion der Unterbrecherfrequenz  $\nu$  gegeben durch

$$\bar{I}(\nu) = \frac{1}{T} \int_0^T I dt = \frac{1}{T} \int_0^{T_s} I_1 dt + \frac{1}{T} \int_{T_s}^T I_2 dt - \gamma I_2, \quad (1)$$

wenn  $T = 1/2 \nu$  die halbe Periodendauer der Modulation ist. Der Term  $\gamma I_2$  beschreibt den zeitlichen Verlauf der Absorption des Laserlichtes durch das Unterbrechersegment;  $\gamma$  kann aus der Geometrie der Unterbrecherscheibe und der Feldverteilung der Eigenschwingung<sup>1</sup>

genau berechnet werden. Bei unserer Anordnung war  $\gamma = 0,12$ . Verwendet man eine KERR-Zelle als Modulator<sup>2</sup>, die mit Rechteckpulsen kurzer Anstiegszeit gesteuert wird, so ist  $\gamma = 0$ .

Das Verhältnis der Flächen  $F_1/F_2 = \alpha(T_s)$  kann noch von  $T_s$  abhängen; es zeigte sich aber aus Oszillographenmessungen, daß  $\alpha$  fast unabhängig von Pumpenergie und Zahl der angeregten Eigenschwingungen etwa  $1/3$  war.

Normiert man  $\bar{I}(\nu)$  auf  $I_0 = \lim_{\nu \rightarrow 0} \bar{I}(\nu)$ , so erhält man aus (1) für alle  $T \geq T_s$  eine Gerade:

$$\bar{I}(\nu)/I_0 = 1 - \beta T_s \cdot \nu,$$

$$\text{dabei ist } I_0 = \frac{1-2\gamma}{2} I_2, \quad \beta = \frac{2}{(1+\alpha)(1-2\gamma)}. \quad (2)$$

Aus der Steigung  $\beta T_s$  kann die Einschwingzeit  $T_s$  bestimmt werden. Außerdem läßt sich aber  $T_s$  ermitteln aus der Unterbrecherfrequenz, bei der die gemessene Kurve  $\bar{I}(\nu)$  von der Geraden (2) abweicht. Beide Meßverfahren liefern Werte, die innerhalb der Fehlergrenzen von 10% miteinander übereinstimmen.

Im allgemeinen sind immer mehrere Eigenschwingungen gleichzeitig angeregt. Setzt man für jede Eigenschwingung Gl. (2) an, so erhält man durch Summation, solange sich die einzelnen Eigenschwingungen nicht gegenseitig beeinflussen, für  $T \geq T_{si \max}$  (die größte der vorkommenden Einschwingzeiten):

$$\bar{I}(\nu)/I_0 = 1 - \frac{1}{I_0} \left( \sum_{i=1}^n I_{0i} \beta_i T_{si} \right) \cdot \nu, \quad (3)$$

$I_{0i}$  = Intensität des  $i$ -ten mode für  $\nu \rightarrow 0$ ;  $I_0 = \sum_{i=1}^n I_{0i}$ .

Man erhält also wieder eine Gerade: Unterschreitet jetzt die Öffnungszeit  $T$  eine der Einschwingzeiten  $T_{si}$ , so fällt die  $i$ -te Eigenschwingung aus und die Gerade läuft mit anderer Steigung weiter (Abb. 2). Aus der Differenz der Steigungen und ebenfalls aus derjenigen Unterbrecherfrequenz, bei der ein „Knick“ auftritt,

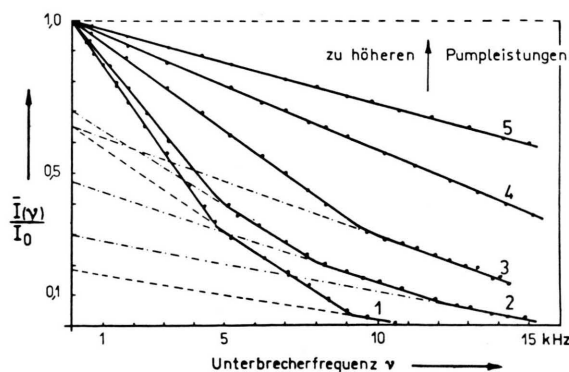


Abb. 2. Abhängigkeit der zeitlich gemittelten Laserintensität von der Unterbrecherfrequenz für TEM<sub>00</sub>-q-Eigenschwingungen bei verschiedenen Pumpleistungen.

<sup>1</sup> W. DEMTRÖDER u. R. KUHN, Phys. Lett. 10, 54 [1964].

<sup>2</sup> N. BRASLAW u. W. A. HARDY, Bull. Amer. Phys. Soc., 9, 500 [1964].



kann die Einschwingzeit jeder angeregten Eigenschwingung bestimmt werden.

Die Extrapolation des  $k$ -ten Geradenstückes gegen  $\nu = 0$  ergibt  $\sum_{i=k}^n I_{0i}$ , also bis auf den Faktor  $(1 - 2\gamma)/2$  die Summe der Gleichstromintensitäten der noch an der Laseroszillation beteiligten Eigenschwingungen. Durch Differenzbildung dieser Extrapolationswerte kann man deshalb die Ausgangsleistung jeder einzelnen Eigenschwingung im stationären Zustand bestimmen.

Weil in unserem Experiment die Unterbrecherfrequenz lediglich bis 15 kHz variiert werden konnte, war es nur möglich, für solche Eigenschwingungen getrennte Einschwingzeiten zu messen, bei denen diese größer als 70  $\mu\text{sec}$  waren. Bei höherer Pumpleistung liegen aber die Einschwingzeiten für die axialen Eigenschwingungen unterhalb dieses Wertes. Man erhält in diesem Falle eine Gerade ohne Knickstruktur, die um so flacher verläuft, je höher die Pumpleistung ist. Man kann dann aus der Steigung der Geraden nur eine mittlere Einschwingzeit aller beteiligten Eigenschwingungen bestimmen.

Je mehr Eigenschwingungen mit Einschwingzeiten größer als die minimale Unterbrecherzeit an der Laseroszillation beteiligt sind, desto kürzer werden die Geradenstücke im  $I(\nu), \nu$ -Diagramm, weil der Einschwingvorgang der jeweils ausfallenden Eigenschwingung Abweichungen von der Geraden verursacht. Bei zu vielen Eigenschwingungen erhält man deshalb eine gleichmäßig gekrümmte Kurve. Dies konnte experimentell geprüft werden, indem durch Eigenschwingungs-Selektion (z. B. durch zwei gekreuzte Drähte innerhalb des Resonators) nur höhere Wellenformen angeregt wurden, die wegen ihrer größeren Beugungsverluste längere Einschwingzeiten haben. Ohne eine solche Selektion würde fast die gesamte Intensität in axiale Eigenschwingungen ausgesandt werden. Der Anteil der höheren Wellenformen wird dann so klein, daß ihre Einschwingvorgänge nicht mehr gemessen werden können.

Durch diese Experimente kann man also auf einfache Weise die Einschwingzeiten verschiedener Eigenschwingungen getrennt messen, sowie die Leistung, die in diesen im stationären Zustand ausgesandt wird.

#### Anmerkungen zum Artikel von H. Gutbier

### „Über den Zusammenhang zwischen effektiver Atomladung und Bildungswärme einer Verbindung“

J. P. SUCHET

Institut de Magnétisme et de Physique du Solide,  
C.N.R.S., Bellevue/Meudon (S & O), France

(Z. Naturforschg. **20 a**, 743–744 [1965]; eingeg. am 13. November 1964)

Der interessante Artikel von GUTBIER<sup>1</sup> hat vielleicht das Vorhandensein zweier verschiedener Konzeptionen der effektiven Atomladung nicht genügend gezeigt. Es wurde vor kurzem angeregt<sup>2,3</sup>, mindestens die „physikalische“ Ladung  $e^*$  (1949 von SZIGETI<sup>4</sup> für schwingende Atome bestimmt) von der „chemischen“ Ladung  $q$  (eines ruhenden Atoms<sup>5</sup>), gegeben durch das „kristallchemische Modell“<sup>6,7</sup>, zu unterscheiden.

Tab. 1 von<sup>1</sup> zeigt die völlige Abwesenheit von Beziehungen zwischen den nach der optischen Methode und den nach der Grenzstrukturmethode bestimmten Ladungen. In der hier folgenden Tabelle sieht man, daß die nach der Grenzstrukturmethode bestimmten Ladungen doch „chemische“ Ladungen zu sein scheinen, obwohl sie systematisch kleiner als die Ladungen  $q$  des kristallchemischen Modells sind<sup>6</sup>. Dies folgt aus

Substanz (Zinkblende- Struktur)	Physikalische Ladung $e^*$	Chemische Ladung $q$	
		kristall- chemisches Modell <sup>6,7</sup>	Grenz- struktur- methode <sup>8</sup>
GaP		1,50	
GaAs	0,51	0,49	0,33
GaSb	0,33	−0,49	−0,15
InP	0,68	1,44	0,69
InAs	0,56	0,69	0,48
InSb	0,42	−0,04	0,08
ZnS	0,96	1,09	0,86
CdS		0,97	0,80
SiC		2,66	
CuCl	1,10	0,59	0,53
CuBr	0,995	0,38	0,44
Al <sub>2</sub> S <sub>3</sub>		1,53 (Al)	
Al <sub>2</sub> Se <sub>3</sub>		0,26 (Al)	

der negativen Ladung von Gallium in GaSb, die durch Lithium-Diffusionsexperimente (HROSTOWSKI und FULLER<sup>9</sup>) und die elektrostatische Anziehung zwischen Li<sup>+</sup>-Ionen und Sb-Fehlstellen bestätigt wurde. Es folgt auch aus dem niedrigen Wert der Ladungen in InSb, der von GUÉRON<sup>10</sup> experimentell nachgewiesen wurde und die geringe Elektronenstreuung und die hohe Beweglichkeit in dieser Verbindung erklärt.

<sup>1</sup> H. GUTBIER, Z. Naturforschg. **19 a**, 1154 [1964].

<sup>2</sup> J. P. SUCHET, C. R. Acad. Sci., Paris **258**, 2305 [1964].

<sup>3</sup> F. BAILLY, C. R. Acad. Sci., Paris **260**, 138 [1965].

<sup>4</sup> B. SZIGETI, Trans. Faraday Soc. **45**, 155 [1949].

<sup>5</sup> J. P. SUCHET, Proc. Intern. Conf. on Semiconductor Physics, Prag 1960, Czech. J. Phys. **11**, 904 [1961].

<sup>6</sup> J. P. SUCHET, J. Phys. Chem. Solids **21**, 156 [1961].

<sup>7</sup> J. P. SUCHET, Chemical Physics of Semiconductors, D. van Nostrand Co., London 1965.

<sup>8</sup> H. KIMMEL, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Erlangen 1963; Physikal. Verhandl. **14**, 133 [1963].

<sup>9</sup> H. J. HROSTOWSKI u. C. S. FULLER, J. Phys. Chem. Solids **4**, 155 [1958].

<sup>10</sup> M. GUÉRON, Thèse d'Etat, Paris 1964.