

Fig. 1. Mössbauer spectrum of the 54.5 MeV transition in  $^{157}\text{Gd}$  at 4.2 °K with a least squares fitted Lorentzian. Source:  $^{157}\text{Eu}$  in  $\text{Gd}_2\text{O}_3$ , absorber:  $^{157}\text{Gd}_2\text{O}_3$ .

With  $\alpha_{\text{th}}(60.0) = 9.55$  and  $f(60.0) = 0.36 \pm 0.03$  we got a correction factor 1.24 and a lifetime

$$\tau(60.0) = (224 \pm 29) \text{ psec.}$$

The rather large value determined by BALABANOV et al.<sup>11</sup> using a Na(Tl)-detector is due to the very high background of the 86.5 keV transition; this second excited state has a lifetime of  $\tau(86.5) = (9.16 \pm 0.13) \text{ nsec}$ <sup>10</sup> and a comparable large Mössbauer cross section.

<sup>1</sup> P. GALAN, V. V. KUZNETSOV, M. YA. KUZNETSOVA, J. URBANEC, M. FINGER, D. KHRISTOV, O. B. NIELSON, and J. JURSIK, Czech. J. Phys. **B 19**, 1153 [1969], and further ref. there.

<sup>2</sup> L. FUNKE, H. GRABER, K.-H. KAUN, R. ROSS, H. SODAN, and L. WERNER, Nucl. Phys. **84**, 461 [1966].

<sup>3</sup> H. PRANGE, Z. Phys. **212**, 415 [1968].

<sup>4</sup> J. GÖRING, Z. Phys. **251**, 185 [1972].

<sup>5</sup> R. S. HAGER and E. C. SELTZER, Nuclear Data A **4**, 1 [1968].

<sup>6</sup> C. M. LEDERER, J. M. HOLLANDER, and I. PERLMAN, Table of Isotopes, Sixth Edition, John Wiley & Sons, Inc., New York 1968.

The errors of the available values are still too large for a detailed discussion of the relevant theoretical parameters, but further experiments will be done to improve the accuracy.

The discussions with Prof. E. KANKELEIT are gratefully acknowledged. We thank Miss A. SCHRADER for her assistance in preparing the sources. This work was financially supported by the Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft.

<sup>7</sup> S. OFER, I. NOWIK, and S. G. COHEN, in: Chemical Applications of the Mössbauer Spectroscopy, ed. V. I. GOLDANSKII and R. H. HERBER, Academic Press, New York 1968, p. 427.

<sup>8</sup> P. STEINER, E. GERDAU, W. HAUTSCH, and D. STEENKEN, in: Hyperfine Structure and Nuclear Radiations, ed. E. MATTHIAS and D. A. SHIRLEY, North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1968, p. 364.

<sup>9</sup> Nuclear Data Sheets [1963].

<sup>10</sup> A. KRUSCHE, D. BLOESS, and F. MÜNNICH, Z. Phys. **192**, 490 [1966].

<sup>11</sup> A. E. BALABANOV, N. N. DELYAGIN, and HUSSEIN EL SAYES, Sov. J. Nucl. Phys. **3**, 150 [1966].

## Über den Schwellenwert der Pumpenergie von Flüssigkeitslasern im quasistationären Betrieb

I. KETSKEMÉTY und L. KOZMA

Institut für Experimentalphysik der Universität Szeged  
Ungarn

(Z. Naturforsch. **27 a**, 1685—1686 [1972]; eingegangen am 14. August 1972)

### Threshold Pump Intensity of Flash Lamp Pumped Liquid Lasers

Laser parameters of flash lamp pumped dye lasers are interpreted on the base of a simplified term scheme. The obtained formular contain the fluorescence characteristics of the liquid solutions.

Über die Deutung der Wirkungsweise von Flüssigkeitslasern im quasistationären Betrieb sind mehrere Mitteilungen erschienen<sup>1</sup>. In gegenwärtiger Arbeit wird der Verstärkungskoeffizient und die Schwellenenergie des Pumpens auf die Lumineszenzcharakteristiken zurückgeführt. Auf Grund des in Abb. 1 dargestellten vereinfachten Termschemas läßt sich die Besetzungsdichte  $n_i$  der Elektronenenergieniveaus bei langsamer Änderung der Pumpintensität wie folgt ausdrücken:

$$\begin{aligned} n_1 + n_2 + n_3 &= n, \\ \frac{dn_1}{dt} &= -n_1 U_p(\nu) + n_3 A_{31} + n_3 U_1(\nu) + n_2 P_{21} = 0, \\ \frac{dn_2}{dt} &= n_3 P_{32} - n_2 P_{21} = 0. \end{aligned} \quad (1)$$



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

$A_{31}$  ist der Einsteinsche Integralkoeffizient der spontanen Emission, mit  $P_{ik}$  sind die Häufigkeiten der strahlungslosen Übergänge bezeichnet (s. Abb. 1). In den Formeln der durch die Gleichungen

$$U_p(\nu) = \int_0^\infty u_p(\nu) B_{13}(\nu) d\nu,$$

$$U_1(\nu) = \int_0^\infty u_1(\nu) B_{31}(\nu) d\nu \quad (2)$$

definierten Größen bedeuten  $u_p(\nu)$  bzw.  $u_1(\nu)$  die spektrale Energiedichte der Pumpstrahlung bzw. der Laseremission,  $B_{13}(\nu)$  und  $B_{31}(\nu)$  die auf die Absorption bzw. auf die erzwungene Emission bezüglichen Einsteinschen Koeffizienten. Aus (1) folgt

$$\begin{aligned} n_1 &= n(1-S), \\ n_3 &= nPS, \\ n_2 &= nS(1-P), \end{aligned} \quad (3)$$

worin

$$S = \frac{U_p(\nu)}{U_p(\nu) + P U_1(\nu) + P(A_{31} + P_{32})} \quad (4)$$

$$1/P = 1 + P_{32}/P_{21}$$

ist.

$$U_p^S(\nu) = \left\{ [k(\nu) + \varrho] \frac{1}{\eta_{\max} \tau_0} \right\} / \left\{ \frac{n c^2}{8 \pi \tau_0 \nu^2 n^0} f_q(\nu) - \frac{\varrho + [1 - \eta^*(\nu)] k(\nu)}{P} \right\} \quad (7)$$

$[k(\nu)$  ist der Absorptionskoeffizient].

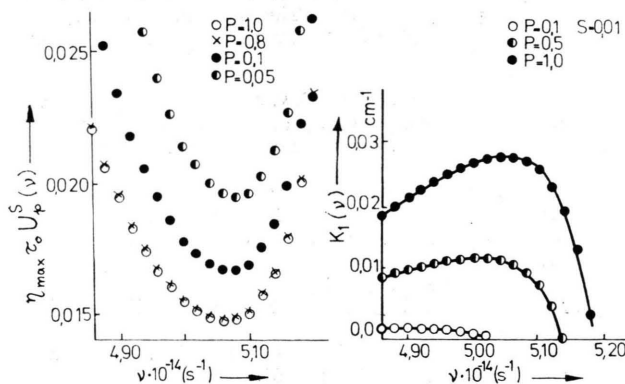


Abb. 1

Wie ersichtlich, ist im Parameter  $P$  die Wirkung des Triplett-niveaus 2 berücksichtigt. Offenbar kann der Verstärkungskoeffizient  $K_1(\nu)$  in der Form

$$K_1(\nu) = -\frac{h \nu n^0}{c} n [P S B_{31}(\nu) - (1-S) B_{13}(\nu)] \quad (5)$$

geschrieben werden; hier ist  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $n^0$  der Brechungsindex. Es ist zweckmäßig,  $B_{31}(\nu)$  mittels des normierten Lumineszenzquantenspektrums  $f_q(\nu)$ , der natürlichen Lebensdauer  $\tau_0$  und der relativen Lumineszenzausbeute  $\eta^*(\nu)$  <sup>2</sup> auszudrücken:

$$K_1(\nu) = n \frac{c^2}{8 \pi \tau_0 \nu^2 n^0} f_q(\nu) P S - (1-S) k(\nu) \eta^*(\nu). \quad (6)$$

Mit dem Ansatz für den Verlustkoeffizienten

$$K_V = \varrho + [1 - \eta^*(\nu)] k(\nu)$$

(der Anteil  $\varrho$  ist unabhängig von der Frequenz  $\nu$ ) und Benützung des Zusammenhanges  $A_{31} + P_{32} \approx 1/\eta_{\max} \tau_0$  (bezüglich des Maximalwertes der Ausbeute  $\eta_{\max}$ , vgl. <sup>3</sup>), kann aus der Schwellengleichung  $K_1(\nu) = K_V(\nu)$  mit Beachtung der obigen Zusammenhänge die Schwellenenergie  $U_p^S(\nu)$  als Funktion der Frequenz der Laserstrahlung wie folgt erhalten werden

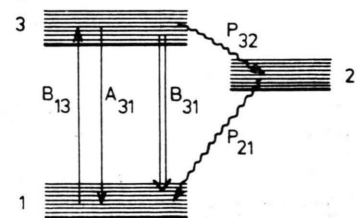


Abb. 2

Abbildung 2 zeigt den Schwellenwert der Pumpenergie als Funktion der Frequenz und die Verstärkungskurve für eine Äthylalkohollösung von Rhodamin 6 G.

Eine ausführliche Mitteilung erscheint in Acta Physica Hungarica.

<sup>1</sup> B. I. STEPANOV u. A. N. RUBINOW, Uspehi Fiz. Nauk **95**, 45 [1968].

<sup>2</sup> I. KETSKEMÉTY, J. DOMBI u. R. HORVAI, Ann. Phys. **8**, 342 [1961].

<sup>3</sup> I. KETSKEMÉTY, Acta Phys. Hung. **10**, 429 [1959].