

# О РАСХОДИМОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРА НА КРАСИТЕЛЕ С НАКАЧКОЙ ИМПУЛЬСНЫМИ ЛАМПАМИ

Л. ВИЗЕ, Ф. ПИНТЕР и Л. ГАТИ

Институт экспериментальной физики Университета им. А. Йожефа,  
г. Сегед

Исследовалось изменение расходимости по спектру излучения лазера на красителе с накачкой импульсными лампами. Оказалось, что расходимость излучения по спектру изменяется, а именно, расходимость на краях спектра меньше чем в центральной области, независимо от общей энергии полосы излучения лазера. Расходимость излучения линейно зависит от логарифма спектральной плотности энергии излучения. Близко к порогу генерации угловое распределение отдельных спектральных линий описывается распределением типа Коши. На основе существующих теорий лазеров на красителях и используя соотношение Соколова и Трифонова рассчитывали расходимость излучения по спектру. Расчётные и экспериментальные результаты находятся в удовлетворительном соответствии.

Экспериментально было показано нами ранее [1, 2], что видность  $V(r_1, r_2)$  интерференционной картины излучения лазера на красителе полученная с помощью интерферометра Юнга и пространственная когерентность имеет спектральную зависимость. Оказалось, что видность на краях спектра меньше чем в центральной области, независимо от общей энергии полосы излучения лазера. Мы показали также, что спектрально неразрешённая интегральная степень когерентности однозначно связана с расходимостью излучения [3].

Настоящая статья посвящена последним результатам наших исследований связанных спектрально разрешённой расходимостью излучения ОКГ на красителе. Лазер на красителе в наших исследованиях состоял из следующих элементов: между плоскими зеркалами, коэффициент отражения которых 70% и 100% находилась кювета, внутренний диаметр которой был 8 мм и длина кюветы была 100 мм. Активным веществом служил родамин 6Ж в этаноле с концентрацией  $1 \cdot 10^{-4}$  моль/л. Питание импульсной лампы типа ИФП — 800 было осуществлено конденсатором 10 мкф. Схема лазера и измеряющей системы показано на рис. 1. Здесь  $L$  — лазер на красителе,  $\Phi_1$  — нейтральные

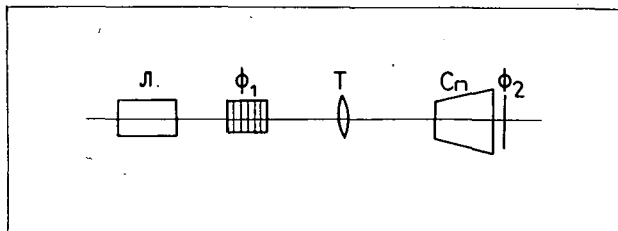


рис. 1.

фильтры для ослабления излучения лазера,  $T$  — телеобъективная система с фокусным расстоянием 180 мм,  $Sn$  — спектрограф типа СТЭ — 1,  $\Phi_2$  — фотопленка типа ORWO — NP 27, которая была градуирована специально нами [4] импульсами лазера на красителе.



рис. 2.

На щели спектрографа, в фокальной плоскости телеобъектива, из-за расходимости излучения лазера образуется пятно, некоторым распределением энергии  $E=f(x)$ , где  $x$  означает расстояние с некоторой точки от оси телеобъектива. На поверхности щели распределение энергии различных продольных мод появляются совместно. Полосу, вырезанную из пятна с щелью, спектрограф разрешает спектрально. Полученные спектры расходимости и распределения по энергии, определенные по почернению фотопленки групп линий в зависимости от  $v$ , показаны на рис. 2. и 3.

Угловая расходимость пучка излучения лазера  $2\varepsilon$  была рассчитана из полуширины  $\gamma$  отдельных групп линий на основе формулы:  $2\varepsilon = \frac{\gamma}{f}$ , где  $f$  фокусное расстояние телеобъектива [5]. График полурасходимости  $\varepsilon$ , полученный из экспериментальных данных по зависимости от логарифма энергии отдельных групп линий представляет собой прямую линию в каждом случае (рис. 4). Близко к порогу генерации, отдельные функции  $f(x)$  описывающие распределение энергии в группах линий имеют распределение типа Коши. Увеличивая энергию накачки, распределение по энергии осложняется.

Для обсуждения экспериментальных результатов используем теорию Эткинсона и Песа [6]. Система уравнений, описывающая изменения заселенности уровней и число фотонов в отдельных модах, следующая:

$$\frac{dn_3}{dt} = n_1 W_3 - \frac{n_3}{\tau} - n_3 \sum_m l_m \sigma_e(v) \frac{c}{\eta}, \quad (1)$$

$$\frac{dn_T}{dt} = n_3 k_{ST} - \frac{n_T}{\tau_T}, \quad (2)$$

$$n = n_1 + n_3 + n_T, \quad (3)$$

$$\frac{dl_m}{dt} = l_m \left\{ [n_3 \sigma_e(v) - n_T \sigma_{TT}(v) - n_1 \sigma_{SS}(v)] \frac{Fc}{\eta} - \frac{1}{\tau_m} \right\}, \quad (4)$$

где  $\sigma_e(v)$ ,  $\sigma_{TT}(v)$ ,  $\sigma_{SS}(v)$  сечения соответствующих переходов,  $n_1$ ,  $n_3$ ,  $n_T$  заселенности основного, возбужденного и триплетного состояния в единице объема,  $F$  — коэффициент заполнения резонатора ( $F \leq 1$ ),  $c$  — скорость света в вакууме,  $\eta$  — коэффициент преломления активного вещества,  $W_3$  — скорость накачки,  $\tau_m$  — время жизни  $m$ -овой моды в резонаторе,  $\tau$  — время жизни возбужденного состояния,  $k_{ST}$  — скорость интеркомбинационной конверсии,  $\tau_T$  — время жизни триплетного состояния,  $n$  — полная концентрация молекул.

Предположим, что лазер на красителе работает в стационарном режиме [6]. Предположим далее что лазер, работающий в одной продольной моде,

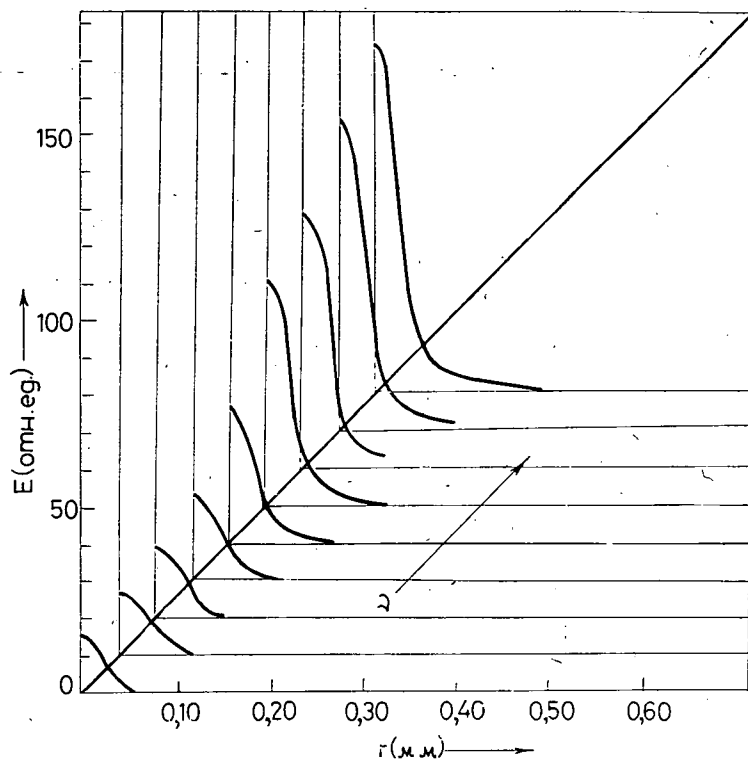


рис. 3.

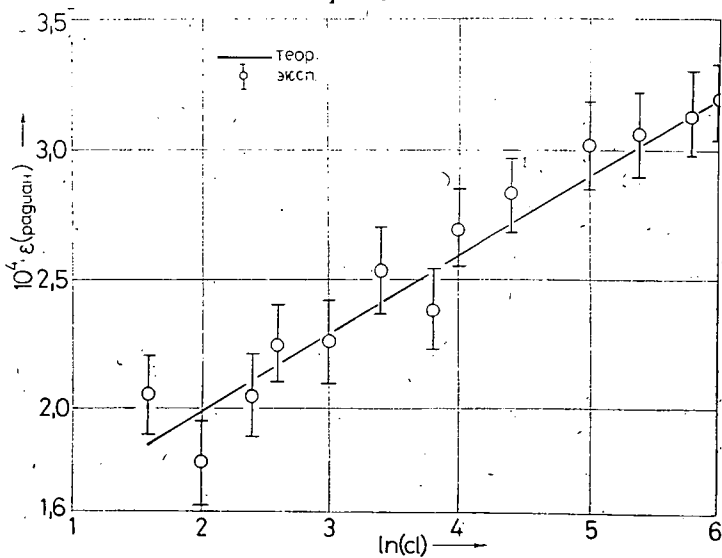


рис. 4.

отличается от лазера работающей одновременно во всех возможных модах только в том, что в резонаторе последнего число фотонов  $l_m$  в  $m$ -овой моде отличается от числа фотонов  $l_m^{(1)}$  одномодового лазера только в константе  $D$ , независимой от частоты,  $m$ . е.:  $l_m = \frac{l_m^{(1)}}{D}$ . Остальные параметры двух лазеров пусть будут одинаковы. В случае выполнения этих предположений, систему уравнений можно решать кроме параметра  $W_3$  и константы потери  $\frac{1}{\tau_0}$ , не зависящей от частоты. Так как, на основе экспериментальных данных известны ширины и краевые частоты полосы излучения лазера, поэтому у этих частот, где  $l_{\nu_H} \sim l_{\nu_K} \sim 0$ , сопоставляя экспериментальные и теоретические результаты,  $W_3$  и  $\frac{1}{\tau_0}$  можно определить и на основе этого, изменяя значения  $\sigma_e(\nu)$ ,  $\sigma_{TT}(\nu)$ ,  $\sigma_{SS}(\nu)$  в области излучения лазера  $l_m$  легко рассчитывается в зависимости от  $m$  (т.е.  $\nu$ ). Значение константы  $D$  определяется на основе известной мощности лазера. На рис. 5 показан спектр числа фотонов импульса лазера и отнесенный к частотам  $\nu_H$  и  $\nu_K$  относительный полуэмпирический спектр числа фотонов. Ошибка не превышает 7%-ов. На основе известного распределения  $l_{\text{отн}}$  лазера, работающего в стационарном режиме, спектральное изменение расходимости излучения можно объяснить следующим образом:

1. По Соколову и Трифонову [7] в активном веществе диаметром  $d$  и длиной  $L$ , где  $L \gg d$ , угловая расходимость пучка в результате одного вынужденного процесса  $2\varepsilon = 2\varepsilon_0 \ln l$ , где  $2\varepsilon$  — угловая расходимость,  $2\varepsilon_0 = \frac{\lambda}{d}$  — расходимость на апертурах и  $l$  — число фотонов в пучке, где  $l \gg 1$ .

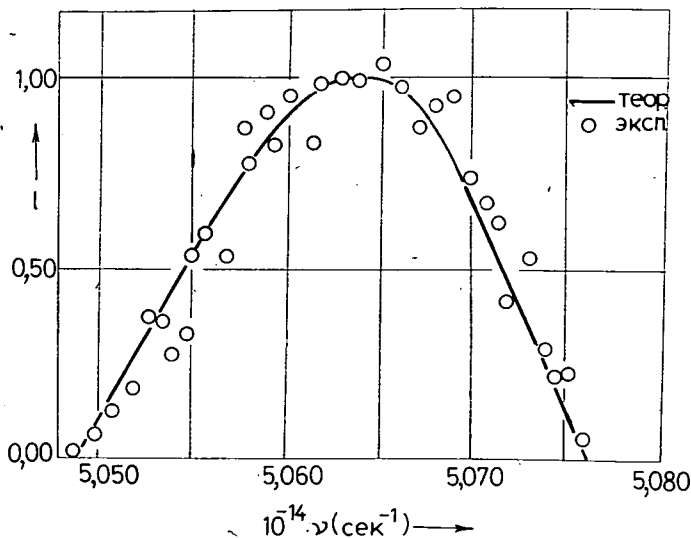


рис. 5.

2. В плоском резонаторе Фабри—Перо, после  $n$ -ого отражения, расходимость пучка  $2\varepsilon$  по [8], с начальной расходимостью  $2\varepsilon^*$  уменьшается следующим образом:  $2\varepsilon = \frac{2\varepsilon^*}{n}$ .
3. Минимальная расходимость в некотором пучке излучения определяется дифракцией на апертурах, т.е.  $2\varepsilon_0 = \frac{\lambda}{d}$ , где  $d$  диаметр кюветы и  $2\varepsilon \geq 2\varepsilon_0$ .
4. Если стационарное значение число фотонов  $l'$  в импульсе достигается после  $n_s$ -ого отражения, расходимость пучка излучения на основе 1. и 2., будет  $\frac{2\varepsilon_0 \ln l'}{n_s}$ .
5. Возможно и тот случай, когда расходимость излучения после достижения стационарного значения числа фотонов, вследствие  $n_s \gg 1$  будет порядка  $2\varepsilon_0$ . Но во время работы лазера наблюдается расходимость, значение которой больше чем  $2\varepsilon_0$ , так как число фотонов выходящих из резонатора возобновляется во время одного полного прохода. Поэтому расходимость излучения лазера будет  $2\varepsilon_0 \ln l$ , где  $l$  число выходящих фотонов.

Выше описанные факторы, влияющие на расходимость излучения лазера можно задавать с помощью следующей формулы если  $n_s \gg 1$ :

$$2\varepsilon = 2\varepsilon_0 + 2\varepsilon_0 \ln l.$$

На основе этой формулы, зная  $2\varepsilon_0$  и  $l$ , можно определить значение  $2\varepsilon$ . Результаты расчётов и экспериментов показаны на рис. 4. Отклонение между экспериментальными и расчетными значениями меньше 10%-ов.

\*  
\*   \*  
\*

Авторы выражают благодарность профессору И. Кечкемети за постоянное внимание к их работе и полезные советы.

#### Литература

- [1] Vize, L., F. Pintér, L. Gáti: Acta Phys. et Chem. Szeged **18**, 107 (1972).
- [2] Vize, L., F. Pintér, L. Gáti: Acta Phys. et Chem. Szeged **19**, 417 (1973).
- [3] Смольская, Т. И., Ф. Пуштер, Л. Визе, Л. Гаму: Acta Phys. et Chem. Szeged **20**, 305 (1974).
- [4] Vize, L., F. Pintér, L. Gáti, J. Jung: Acta Phys. et Chem. Szeged **21**, 19 (1975).
- [5] Heard, H. G.: Laser Parameter Measurements Handbook. John Wiley and Sons, Inc., New York, London, Sidney, (1968).
- [6] Atkinson, J. B., F. P., Pace: IEEE Journal of Quantum Electronics QE—9, 569 (1973).
- [7] Sokolov, I. V., E. D. Trifonov: Sov. Phys. JETP. **40**, 238 (1975).
- [8] Maitland, A., M. H. Dunn: Laser Physics, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, London, p. 108. (1969).

ON THE DIVERGENCE OF THE RADIATION  
OF A PULSED DYE LASER*L. Vize, F. Pintér and L. Gáti*

The spectral change of the divergence of the radiation of a dye laser pumped by pulse flash lamps has been investigated. It has been found that the divergence of the radiation shows spectral changes, more exactly, the divergence is smaller on the edges of the spectrum than in the middle of it, independent of the band energy of the laser radiation. The divergence of the radiation depends linearly on the logarithm of the spectral energy density of the radiation. Near the threshold of the generation the angle-distribution of each spectral line can be described by Cauchy's distribution. The divergence of the radiation along the spectrum was calculated basing on the theory that describes the operation of the dye laser, with the help of the Sokolov-Trifonov's relation. The calculated and experimental results show a satisfactory accordance.