

О КОГЕРЕНТНОСТИ ПЕРВОГО РОДА ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРА НА КРАСИТЕЛЕ

Т. И. СМОЛЬСКАЯ*, Ф. ПИНТЕР, Л. ВИЗЕ, Л. ГАТИ

Институт экспериментальной физики университета им. А. Йожефа, Сегед

(Поступило в редакцию 1 июля 1974 г.)

Исследовалась интегральная степень когерентности ОКГ на красителе, в зависимости от энергии накачки, энергии излучения лазера, спектральной ширины излучения и расходимости. Оказалось, что среди параметров, измеренных нами, существует однозначная взаимосвязь между интегральной степенью когерентности и расходимостью. Рассчитанная корреляционная функция в зависимости от расходимости хорошо описывает полученные экспериментальные результаты.

Введение

Степень когерентности первого рода излучения лазера на красителе исследовалась нами ранее [1—2]. В этих работах исследовалось изменение степени когерентности по спектру излучения лазера на красителе и зависимость степени когерентности от концентрации красителей. Экспериментальные данные показали необходимость исследования расходимости излучения. Настоящая статья посвящена этим исследованиям.

Методы измерения

а) *Измерение интегральной степени когерентности.* Степень когерентности импульсного лазера на красителе было определено с помощью интерферометра Юнга, без спектрального разделения. Из данных видности $V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ абсолютное значение степени когерентности $|g(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|$ было рассчитано на основе работы [3] по формуле:

$$|g(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)| = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \quad (1)$$

где I_1 и I_2 интенсивности полученные соответственно с мест \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 отдельно на экране. Так как (1) действителен в квазимонохроматическом случае и в наших опытах для излучения лазера $\Delta\lambda/\lambda \sim 0,02$ в каждом случае, поэтому условие применимости (1) не меняется [3] если не учитываем спектральное разделение. На основе [3] формула (1) применима для стационарных случаев. Можно показать, что в случае нестационарных процессов $|g(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t - t_1, t - t_2)|$ как функция t , для каждого t , определяется на основе формулы, похожей на

* Физический Институт АН БССР, Минск.

(1). Из сигнала детектора получается среднее значение по времени для $V(t)$, таким образом для $|g(r_1, r_2)|$ также получается среднее по времени $(\overline{|g(r_1, r_2)|})$.

б) *Измерение интегральной расходимости.* Для измерения расходимости свет лазера падал на объектив с фокусным расстоянием 1 м, и полученную картину снимали в фокусной плоскости [4]. Из кривой почернения пленки, градуированной с помощью импульса лазера на красителе, определили изменение интенсивности света, потом определили полуширину δ симметричной кривой интенсивности. На основании этих данных расходимость 2ϵ в мрад была вычислена по формуле $2\epsilon = \delta/f$. Данные расходимости 2ϵ , приведенные в таблице 1., скорректированы с учётом сферической абберации линзы. Конечно, здесь тоже было измерено среднее по времени для 2ϵ .

в) *Изменение диаметра пучка лазера на красителе.* Для изменения диаметра пучка лазера служила регулирующая круглая диафрагма. Из фотоснимков, сделанных о сечении лазерных пучков, во всех случаях получилось монотонное, однозначное изменение. Это означает, что не существует такого распределения интенсивности, которое величину $\frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}$, в выражении (1), сделало бы значительно отличающейся от единицы.

г) *Импульсный лазер на красителе и измеряющая система.* Система лазера на красителе состояла из следующих элементов: между плоскими зеркалами, коэффициент отражения которых 70% и 99%, находилась кювета с двойной стенкой внутренний и внешний диаметры которой были 10 и 20 мм соответственно. Активным веществом служил родамин 6Ж в этаноле с концентрацией $1 \cdot 10^{-4}$ моль/л. Во внешней оболочке кюветы находился насыщенный водный раствор CH_3COONa для охлаждения и фильтрации длин волн меньших 230 нм. Длина кюветы 100 мм. Питание импульсной лампы типа ИФП-800 было осуществлено конденсаторами 0,28 мкф (9,5—15 кв) и 10 мкф (3,5—6,0 кв). Кювету и импульсные лампы можно было перемещать перпендикулярно к оптической оси лазера. Активное вещество перекачивалось через кювету в течение 1 минуты и до накачки отдыхало в течение 2 минут. Энергия лазера на красителе менялась в области 0,1 мдж—300 мдж. Схема лазера и измеряющей системы показана на рис. 1.

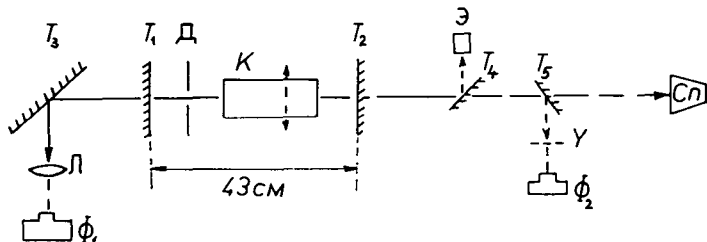


Рис. 1. К — кювета, T_1, T_2 — зеркала лазера, T_3 — отражающее зеркало, T_4, T_5 — полупрозрачные зеркала, Φ_1, Φ_2 — фотоаппараты, Л — линза фокусным расстоянием 1 м, Э — калориметр, У — интерферометр Юнга, Д — диафрагма, Сл — спектрограф

Таблица I

Диаметр пучка	2,6 мм				3,8 мм				4,0 мм				10,0 мм				
	E_n дж	E_d мдж	γ $\times 10^{-12}$ сек $^{-1}$	$\bar{\epsilon}$ мрад	$ \bar{g} $ %	E_n мдж	γ $\times 10^{-12}$ сек $^{-1}$	$\bar{\epsilon}$ мрад	$ \bar{g} $ %	E_n мдж	γ $\times 10^{-12}$ сек $^{-1}$	$\bar{\epsilon}$ мрад	$ \bar{g} $ %	E_n мдж	γ $\times 10^{-12}$ сек $^{-1}$	$\bar{\epsilon}$ мрад	$ \bar{g} $ %
61					19	2,33	1,3	51					76	3,42	1,6	64	
80		4,0	2,42	0,5	80	40	2,33	1,4	70	5 5 10	— — 2,92	0,1 0,2 0,1	100 100 100	198	2,42	2,0	47
100		4,2 5,4	3,0 2,67	0,6 0,7	79 76	41	2,0	1,6	67	28 29 14	3,08 — 2,5	0,4 0,2 0,2	82 88 100	228	3,92	2,0	48
125		5,4 6,6	2,5 3,25	0,6 0,7	— 86	58 59	2,17 2,58	1,5 1,8	67 67	65 23	3,33 2,58	0,7 0,3	79 100	272	3,0	2,6	42
150		5,6	2,92	0,6	85	62	2,84	1,6	67	79 36	3,16 2,58	0,7 0,4	75 80	300 320	2,92 3,25	2,5 2,5	39 41
180		6,6	3,58	0,7	85	62	2,67	1,8	65	106 43	4,07 3,23	1,0 0,8	73 88				

д) *Измерение энергии лазера.* Для измерения энергии излучения лазера мы использовали вакуумный микрокалориметр, описанный в работе [5].

е) *Градуировка фотопленки.* Процедуру для градуировки фотопленки подробно исследовали в работе [6] и в дальнейшем работали на основе этой градуировки.

ж) *Определение интегральной степени когерентности по радиальному направлению.* Определение интегральной степени когерентности по радиальному направлению было осуществлено при постоянных условиях (базисное расстояние, энергия накачки и концентрация активного вещества были постоянными) так, что кювета с импульсными лампами перемещалась перпендикулярно к оптической оси лазера.

з) *Определение ширины полосы излучения лазера на красителе.* Для получения спектров излучения лазера на красителе служил трехпризмный спектрограф типа Штейнгейля. Из распределения интенсивности спектров на основе почернения фотопленки определили полуширину спектров (γ).

Результаты измерений

Результаты измерений интегральной степени когерентности, расходимости, полуширины спектра, энергии излучения лазера в случае разных диаметров пучков для красителя родамина 6Ж в этаноле при концентрации $1 \cdot 10^{-4}$ моль/л, в зависимости от энергии накачки даны в таблице 1.

Таблица 2. содержит данные степени когерентности $\overline{|g(r_1, r_2)|}$ в зависимости от γ для интервала $4,2 \cdot 10^{11}$ сек $^{-1}$ и от $\bar{\epsilon}$ полурасходимости для интервала 0,4 мрад соответственно.

На рис. 2 видно, что при данных диаметрах пучков лазера в пределах погрешности значение $\overline{|g(r_1, r_2)|}$ по существу не зависит от энергии накачки и изменение диаметра пучков не вызывает однозначные изменения.

Соответственно рис. 3, то же самое относится к зависимости $\overline{|g(r_1, r_2)|}$ от полуширины спектров γ лазера. Отметим, что в нашем случае полуширина спектров излучения лазера менялась случайно.

На рис. 4 видно значение $\overline{|g(r_1, r_2)|}$ в зависимости от энергии излучения лазера. Видно, что значения $\overline{|g(r_1, r_2)|}$ в зависимости от E_n монотонно падают.

Было исследовано радиальное изменение интегральной степени когерентности по ранее описанным способам. Результаты показаны на рис. 5. Видно,

Таблица II.

$\times 10^{12}$ $\frac{\gamma}{\text{сек}^{-1}}$	$\overline{ g }$ %	$\bar{\epsilon}$ мрад	$\overline{ g }$ %
1,66—2,08	67	0,5—0,4	98
2,08—2,5	63	0,4—0,8	81
2,5—2,92	80	0,8—1,2	80
2,92—3,33	68	1,2—1,6	63
3,33—3,75	79	1,6—2,0	66
3,75—4,16	61	2,0—2,4	47,5
		2,4—2,8	41

что $|g(r_1, r_2)|$ в зависимости от r/r_0 (где r_0 радиус кюветы, r расстояние места наблюдения от оси кюветы) мало изменяется, и это изменение не превышает ошибку в определении $|g(r_1, r_2)|$ и таким образом $|g(r_1, r_2)|$ не зависит от места снятия пробы по диаметру кюветы.

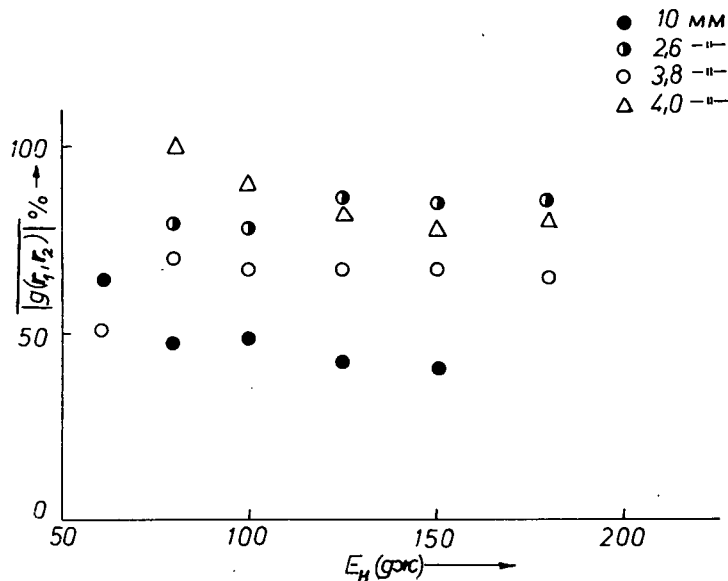


Рис. 2

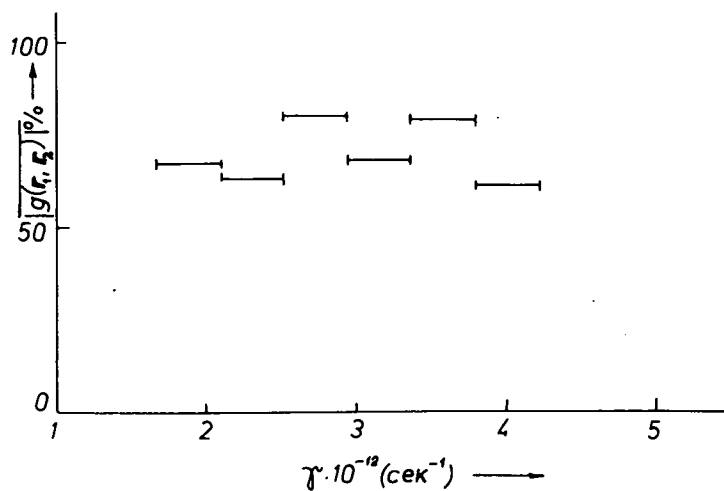


Рис. 3

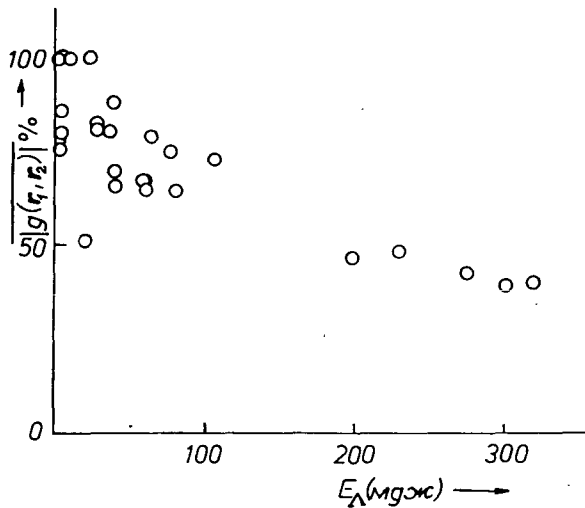


Рис. 4

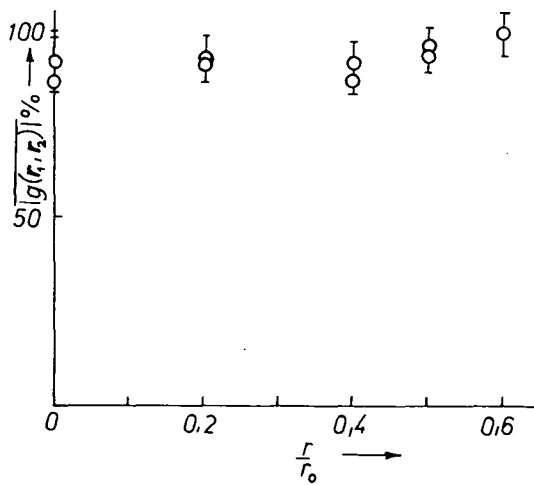


Рис. 5

На рис. 6 показаны значения $|g(r_1, r_2)|$ в зависимости от полурасходимости $\bar{\epsilon}$. Хорошо видно, что с увеличением $\bar{\epsilon}$, $|g(r_1, r_2)|$ монотонно падает.

На рис. 7 показаны значения расходимости $\bar{\epsilon}$ в зависимости от энергии излучения лазера. Видно, что расходимость и энергия излучения лазера имеют монотонно увеличивающуюся связь.

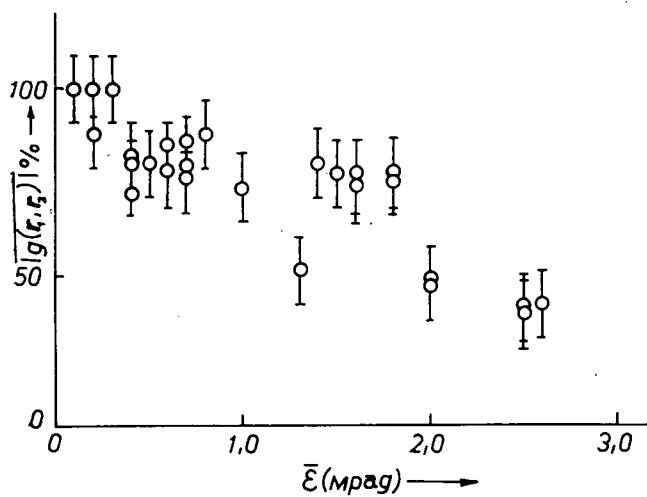


Рис. 6

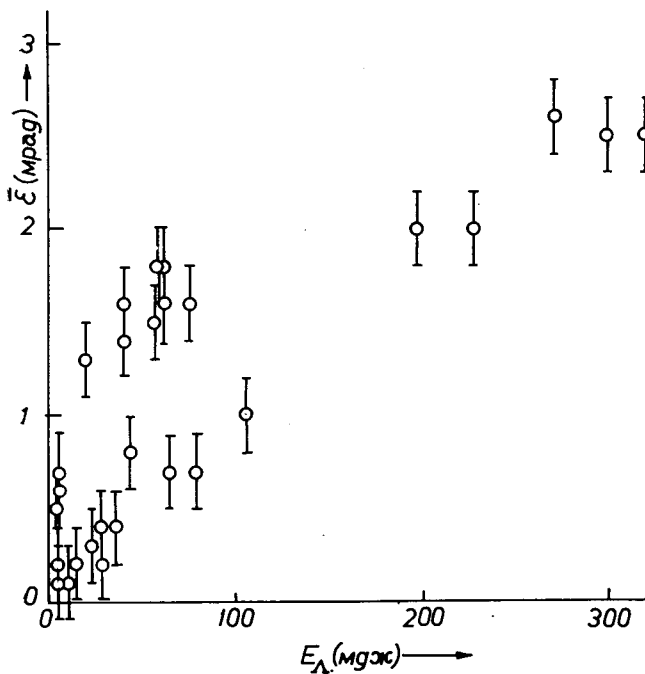


Рис. 7

Из наших измерений следует, что из параметров измеренных нами, именно расходимость является тем параметром, который отвечает за однозначное изменение: $|\overline{g(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)}|$.

Предполагаем, что нам известно расходимость излучения в зависимости от параметров, определяющих работу лазера, и исследуем чисто электромагнитное поле, которое имеет прежнее значение расходимости 2ε , для стационарного поля по Глауберу функция корреляции первого рода [7]:

$$G^{(1)}(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}_2 t_2) = \frac{\hbar}{2(2\pi)^3} \cdot \sum_k \sum_{i=1,2} \hat{e}_{k\mu}^{(i)*} \hat{e}_{k\nu}^{(i)} \langle n_{k,i} \rangle \omega_k \exp \{-i[\mathbf{k}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) - \omega_k(t_1 - t_2)]\}. \quad (2)$$

Так как измерение было проведено интерферометром Юнга ($t_1 = t_2$), далее $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| = d$ (расстояние между отверстиями) и в нашем случае волновый вектор \mathbf{k} приблизительно перпендикулярен d , а угол между ними $\frac{\pi}{2} \pm \alpha$ (где $\alpha \ll 1$) для естественного света справедливо:

$$G^{(1)}(d) = \frac{\hbar}{(2\pi)^3} \sum_k \omega_k \langle n_k \rangle e^{-i \frac{\omega_k}{c} d \alpha}. \quad (3)$$

Предполагая, что спектральное распределение излучения лазера с хорошим приближением задается дисперсионной формулой и освещение отверстий одинаковое, то есть $W_1 = W_2 = W_0$,

$$\sum_k \hbar \omega_k \langle n_k \rangle \rightarrow \int \frac{1}{\pi} \frac{W_0 \gamma}{\gamma^2 + (\omega_0 - \omega)^2} d\omega, \quad (4)$$

тогда корреляционная функция для заданного направления представляется

$$G^{(1)}(d) = W_0 e^{-\gamma \left| \frac{d}{c} \alpha \right|} e^{i \omega_0 \frac{d}{c} \alpha}. \quad (5)$$

Так как нормали плоских волн излучения изменяются между $-\varepsilon$ и $+\varepsilon$, корреляционная функция расходящего пучка:

$$\bar{G} = \frac{1}{2\varepsilon} \int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} W_0 e^{-\gamma \left| \frac{d}{c} \alpha \right|} e^{i \omega_0 \frac{d}{c} \alpha} d\alpha = W_0 \frac{e^{a\varepsilon} (b \sin b\varepsilon + a \cos b\varepsilon) - a}{\varepsilon(a^2 + b^2)}, \quad (6)$$

где $a = -\gamma \frac{d}{c}$; $b = \omega_0 \frac{d}{c}$.

Так как в нашем случае $a \ll b$ и $a\varepsilon \ll 1$,

$$\bar{G}_{12} = W_0 \frac{\sin b\varepsilon}{b\varepsilon}. \quad (7)$$

Для нормированной корреляционной функции (так как $G_{11} = G_{22} = W_0$) получим:

$$|g| = \left| \frac{\sin b\varepsilon}{b\varepsilon} \right|. \quad (8)$$

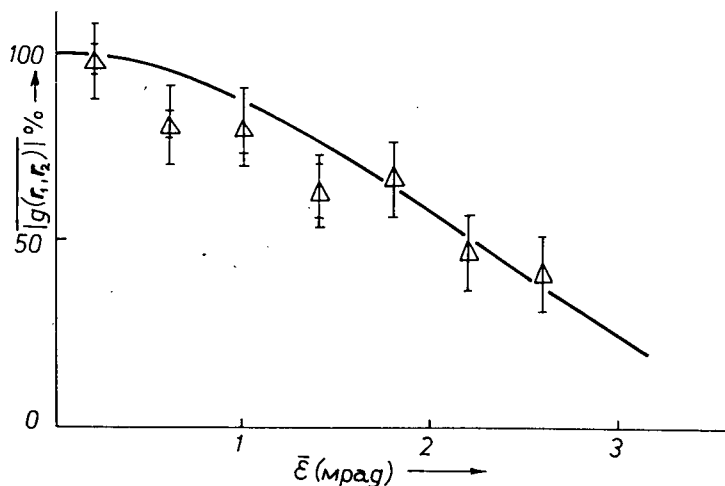


Рис. 8

Сравнение экспериментальных данных с данными (8), показано на рис. 8, где сплошная кривая—теоретическая, а Δ указывает экспериментальные результаты.

Принимая во внимание, что в нашем случае в формуле (8) полуширина спектра излучения не играет роли, понятна независимость $|g(r_1, r_2)|$ от γ .

* * *

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**, 3—4. 107—114 (1972).
- [2] Vize, L., F. Pintér, L. Gáti: Acta Phys. et Chem. Szeged, **19**, 4, 417—423 (1973).
- [3] Born, M., E. Wolf: Principles of Optics (Pergamon Press, 1959, p. 503).
- [4] Heard, H. G.: Laser Parameter Measurements Handbook. (John Wiley and Sons, Inc., New York—London—Sidney, 1968).
- [5] Dombi, J., L. Gáti, I. Ketskeméty, I. Szalma and L. Vize: Acta Phys. et Chem. Szeged, **16**, 3, (1970).
- [6] Jung, J., L. Vize, F. Pintér, L. Gáti: Acta Phys. et Chem. (в печати)
- [7] Квантовая оптика и квантовая радиофизика, Изд. "Мир", Москва, 1966.

ON FIRST ORDER COHERENCE OF THE RADIATION OF A PULSED DYE LASER

T. I. Szmolszkaja, F. Pintér, L. Vize and L. Gáti

The integral degree of coherence of the radiation of a pulsed dye laser as a function of the pumping energy, the energy of emission, the bandwidth and divergency of the laser beam has been investigated. Among the parameters measured by the authors, unambiguous connection between the integral degree of coherence and the divergency has been found. The correlation function calculated as a function of divergency adequately describes the results of the measurements.