

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ САМОВОЛНОВОДНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

*Г. А. Аскаръян, Х. А. Диянов, М. А. Мухамаджанов:*

Исследована эффективность самоволноводной концентрации излучения при распространении в нелинейной среде. Определены условия, при которых эффективность концентрации (доля энергии, не потерявшей первоначальную концентрацию) может быть велика. Показана неэффективность многофокусного режима самофокусировки для передачи излучения.

В данной статье приведено описание первого прямого экспериментального исследования эффективности самоволноводного распространения излучения в нелинейной среде [1 — 4]. Такие исследования до сих пор не были проведены, несмотря на большое число публикаций по самофокусировке, хотя волноводная подфокусировка и волноводное сжатие луча в один фокус представляют наибольший практический интерес, (отметим, что волноводное описание самофокусировки связано с пространственной распределенностью подфокусирующего действия, эквивалентного появлению волновода, которые как известно могут быть переменного сечения, длины и профиля).

Экспериментальная установка для исследования волноводной самофокусировки изображена на рис. 1. Неодимовый лазер с модулированной добротностью, работающий в продольно модовом режиме давал импульс с полушириной  $20 \text{ нсек}$ . Луч проходил через диафрагму  $D_1$ , с отверстием диаметра  $d_1 = 4 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ , расположенную на нескольких см до входа в нелинейную среду, что обеспечивало плавность поперечного распределения интенсивности луча при входе в среду. В качестве нелинейной среды использовался нитробензол в кювете длиной  $L = 50 \text{ см}$ , линейное поглощение в которой не превышало  $20\%$ . У выходного торца кюветы располагалась диафрагма  $D_2$  с отверстием диаметра  $d_2 = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ , обеспечивающим отбор концентрированного излучения от общего потока прошедшего расширившегося луча, который измерялся при удалении диафрагмы  $D_2$ . (Дифракционное расширение луча малой мощности увеличивало площадь сечения луча в десятки раз на выходе из кюветы). Регистрация падающего и прошедшего концентрированного или полного прошедшего света производилась двумя ФЭК-09 с последующей регистрацией на двух лучах скоростного осциллографа 6ЛОР-2-М.

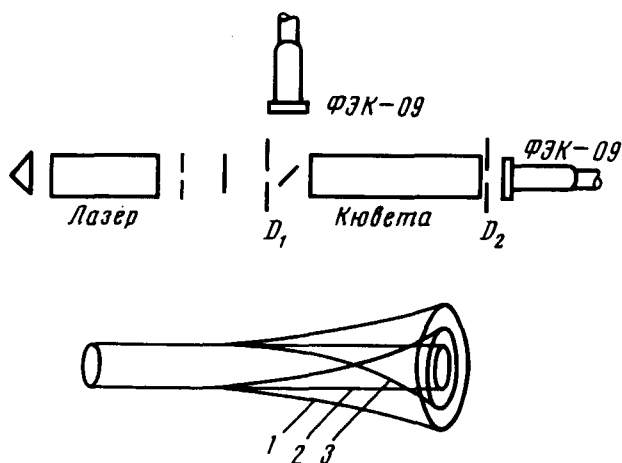


Рис. 1. Схема установки. Ход лучей в кювете: 1 —  $P < P_{\text{пор}}$ , 2 —  $P \approx P_{\text{пор}}$ , 3 —  $P > P_{\text{KL}}$

Линейность показаний ФЭК проверялась специально. Импульсы ФЭК на выходе с диафрагмой  $D_2$  и без нее могли соответствовать разным входным вспышкам, поэтому производился контроль над входными импульсами. Положение диафрагмы  $D_2$  точно подбиралось так, чтобы в ее отверстие попадала максимальная доля падающего луча. В течение серии вспышек не менялись ни величина, ни форма импульса от проходящего через диафрагму  $D_2$  света для одинаковых импульсов падающего света, что показывало хорошую повторяемость попадания, даже без принятия специальных мер по термостатированию жидкости.

Мощность света после диафрагмы  $D_1$  в максимуме импульса менялась в пределах  $50 - 180 \text{ кВт}$ , что позволило отдельно изучить допороговый, пороговый и залпороговый режим (в последнем случае фокусная точка входила вглубь нелинейной среды). Мощность, при которой длина кюветы равнялась так называемой длине Келли составляла  $P_{\text{KL}} \approx 120 \text{ кВт}$ , что было близко к пороговой мощности  $P_{\text{пор}} \approx 100 \text{ кВт}$ .

Импульсы с ФЭК при наличии диафрагмы  $D_2$  характеризовали сконцентрированную мощность  $P_d$ , попадавшую в отверстие диафрагмы,

соизмеримое с размерами луча на входе в среду (та часть мощности, которая не уменьшила начальной концентрации энергии) в то время как без диафрагмы  $D_2$  регистрировалась вся мощность  $P_{tr}$ , прошедшая через нелинейную среду. На рис. 2 показаны характерные импульсы.

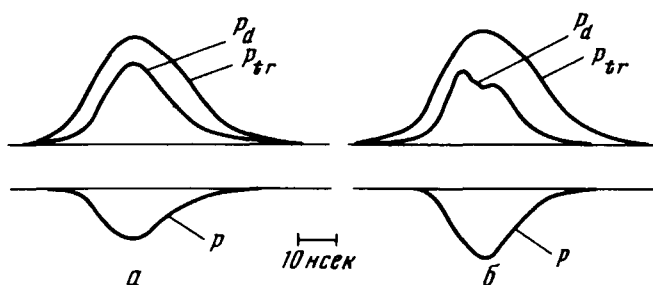


Рис. 2. Осциллограммы от излучения падающего на нелинейную среду  $P(t)$ , всего прошедшего через нее  $P_{tr}$ , и прошедшего сохранившего концентрацию  $P_d$  (попавшего в отверстие диафрагмы  $D_2$ ):

$a$  – падающая мощность не превосходит мощность Келли,  $b$  –  $P > P_{KL}$ , по изломам на осциллограмме видно рассеяние энергии при входе фокуса в среду

Внизу на втором луче дан импульс  $P$  падающего лазерного луча, одинаковый для обеих верхних импульсов с диафрагмой и без диафрагмы  $D_2$ . (Для возможности сопоставления  $P_d$  и  $P_{tr}$  из большого числа вспышек выбирались только такие пары импульсов, у которых совпадали по форме и величине начальные лазерные импульсы). Рис. 2,  $a$  дан для мощности  $P$ , при которой фокус еще не входит в среду ( $P < P_{KL}$ ), на рис. 2,  $b$  показан случай превышения мощности над порогом  $P \approx 1,4 P_{KL}$  при этом видно, что рост величины  $P_d$  ограничен вследствие рассеяния и поглощения излучения при входе фокуса в нелинейную среду.

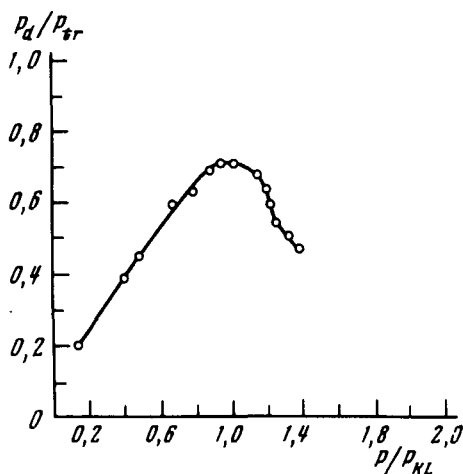


Рис. 3. Эффективность прохождения радиации, сохранившей концентрацию  $P_d/P_{tr}$  от превышения мощности над мощностью Келли  $P/P_{KL}$

На рис. 3 дана типичная зависимость доли концентрированной энергии  $\alpha = P_d/P_{tr}$  от отношения падающей энергии к критической  $P/P_{KL}$ . Видно, что при  $P > P_{KL}$  (в этом случае  $L_K < L$ ) эффективность концентрированной передачи радиации резко падает. Отличие  $\alpha_{max}$  от единицы может быть связано с тем, что начальный диффракционный про-

филь не обеспечивает полного сбора излучения. Причем максимальная доля концентрированного излучения была близка к доле излучения в основном дифракционном максимуме, что показывало достаточно хороший сбор излучения для случая использованного простого начального профиля распределения интенсивности.

При заданной функции начального лазерного импульса  $P(t)$  можно оценить выходные плотность потока  $I_{tr}(t) \approx (c/4\pi)E_{tr}^2$  и мощность  $P_d = \pi r_2^2 I_{tr}$  по безаберрационной формуле. Решение безаберрационного уравнения для радиуса сечения луча

$$\alpha''_{zz} = -A(t)/\alpha^3, \quad \text{где } A = n_2 E_0^2(t) \alpha_0^2 - \chi^2$$

дает при небольшом начальном угле расходимости

$$\alpha^2 = \alpha_0^2 - Az^2/\alpha_0^2; \quad \text{т. е. } L_K = \alpha_0^2/\sqrt{A}; \quad \text{и угол } \theta_{max} = \alpha'_{max} = \frac{\sqrt{A}}{\alpha_{min}},$$

т. е. на расстоянии  $z = L$

$$E_{tr}^2(t) \approx E_0^2(t) \alpha_0^2/\alpha^2 \approx E_0^2(t) / \left[ 1 - \frac{L^2}{\alpha_0^2} \left( n_2 E_0^2 - \frac{\chi^2}{\alpha_0^2} \right) \right] = \frac{E_0^2(t)}{1 - L^2/L_K^2(t)};$$

где  $L_K$  — величина, близкая к так называемой длине Келли [4] и совпадающая с ее выражением при  $E \gg E_{пор}$ .

Пока радиус пятна луча  $\alpha(t, L)$  больше радиуса  $r_2$  отверстия диафрагмы

$$P_d(t) = P_0(t) r_2^2 / \alpha_0^2 \left[ 1 - \frac{L^2}{L_K^2(t)} \right] = P_0(t) (P_{KL} - P_{пор}) r_2^2 / [P_{KL} - P_0(t)] \alpha_0^2$$

при  $r_2 < \alpha$ , где  $P_{KL}$  — мощность, необходимая для того, чтобы длина Келли  $L_K = L$  при заданном начальном радиусе луча. При  $\alpha < r_2$ ;  $P_d(t) \approx P_{tr}(t) \approx P_0(t)$ .

Из приведенных формул видно, что при  $P_{0max} \rightarrow P_{KL}$  повышается коэффициент передачи мощности и энергии радиации, а при  $P_0 \gg P_{KL}$  падает.

Аналогичные выводы справедливы для множественного волноводного режима самофокусировки [6]. Результаты работы показывают также крайнюю неэффективность режима передачи при входе фокусов в среду из-за большого рассеяния и поглощения излучения в фокусах [5], появившихся перед приемником радиации, на который всегда попадает мощность близкая к пороговой, если посылается мощность, гораздо большая пороговой.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
4 апреля 1973 г.

### Литература

- [ 1 ] Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 42, 1568, 1962; Диплом на открытие №67 с приоритетом 22/XII, 1961 г.

- [ 2 ] В.И.Таланов. Изв. высш. уч. зав. сер. Радиофизика, 7, 564, 1964.
- [ 3 ] R. Y. Chiao, E. Garmire, C. H. Townes. PRL, 13, 479, 1964. (Русский перевод в книге "Действие лазерного излучения" под ред. Ю.П.Райзера, М., изд. Мир, 1968).
- [ 4 ] R. L. Kelley. PRL, 15, 1005, 1965. (Русский перевод в книге "Действие лазерного излучения" под ред. Ю.П.Райзера, М., изд. Мир, 1968).
- [ 5 ] А.Л.Дышко, В.Н.Луговой, А.М.Прохоров. ЖЭТФ, 61, 2305, 1971.
- [ 6 ] Г.А.Аскарьян, Х.А.Диянов, М.Мухамаджанов. Письма в ЖЭТФ, 16, 211, 1972.
-