

## САМОФОКУСИРОВКА И ДЕФОКУСИРОВКА КОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В СРЕДАХ С ИНЕРЦИОННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

В.А.Алешкевич, С.А.Алмазов, А.П.Сизориков,  
А.М.Хачатрян

1. Предметом настоящей статьи является анализ особенностей распространения световых импульсов (или в более общем случае оптического излучения с быстрой амплитудной модуляцией) в средах, в которых время релаксации нелинейности  $\tau$  превышает длительность импульса  $\tau_{и}$  (или период АМ). С такой ситуацией приходится сталкиваться при тепловой самофокусировке и дефокусировке излучения импульсных лазеров ( $\tau \approx 1 \text{ сек}$ ). То же самое относится и к керровской самофокусировке ( $\tau \approx 10^{-11} \text{ сек}$ ) пикосекундных импульсов или многомодового излучения.

Ниже выявлены основные черты формирования локальной области самофокусирующегося пучка с произвольной начальной расходимостью в среде с инерционной нелинейностью. Установлено, что неквазистатичность нелинейного отклика замедляет нелинейную рефракцию и ограничивает поле в фокусе. Это, в частности, на наш взгляд, объясняет установленные на опыте различия между керровской самофокусировкой одномодового излучения [1] с одной стороны и многомодового излучения и пикосекундных импульсов — с другой [2]. Весьма специфичной является и картина движения фокусов [3] (ранее она рассматривалась для квазистатической самофокусировки в [4] и др.). Нами исследован также весьма важный, но до сих пор не рассмотренный случай нестационарной самофокусировки интенсивных коротких импульсов.

2. Уравнение, описывающее самофокусировку пучка в релаксирующей среде [5], в случае сильной нестационарности ( $\tau > \tau_{и}$ ) имеет следующий вид:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial z^2} = \frac{1}{R_{д}^2} \left( \frac{1}{f^3} - \frac{f}{P_{кр}} \int_{-\infty}^{\eta} \frac{P_0(\eta') d\eta'}{f^4(\eta', z)} \right). \quad (1)$$

Здесь  $z$  и  $\eta = t - (z/u)$  — независимые переменные,  $u$  — групповая скорость,  $f(\eta, z)$  — безразмерная ширина пучка, которая вводится в выражении для амплитуды поля  $A = (E_0/f) \exp\{-r^2/a^2 f^2\}$ ,  $P_{кр}$  — критическая мощность, фигурирующая в стационарной теории самофокусировки,  $R_{д} = k a^2 / 2$  — дифракционная длина пучка,  $P_0(t)$  — мощность пучка на входе в среду (огibaющая импульса). Из (1) следует условие нестационарной самофокусировки. При  $z = 0$

$f = 1$ , и самофокусировка возникает, если  $\frac{\partial^2 f}{\partial z^2} < 0$ , что соответствует усло-

вию

$$W_0 = \int_{-\infty}^{\infty} F_0(t) dt \geq W_{кр} = P_{кр} \tau, \quad (2)$$

то есть критическим параметром является энергия пучка, Обратимся теперь к результатам решения уравнения (1) .

3. *Геометрическая оптика в среде с инерционной нелинейностью.* Для пучка с энергией  $W_0 \gg W_{кр}$  действием сил дифракции можно пренебречь ( $R_d \rightarrow \infty$ ). В этом случае радиус сходящегося пучка

$$f = \left(1 - \frac{z}{R}\right) F(\xi); \quad \xi = \frac{z}{\left(1 - \frac{z}{R}\right) R_d} \left( \frac{1}{W_{кр}} \int_{-\infty}^{\eta} P_0(t') dt' \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где  $R$  — положение линейного фокуса.

Графики решения  $F(\xi)$  представлены на рис.1. Следует подчеркнуть, что в переменных (3) кривые носят универсальный характер для пучков с любой начальной расходимостью и с произвольным законом изменения мощности во времени.

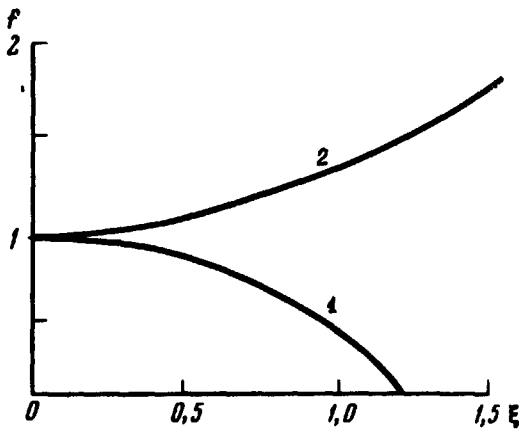


Рис. 1. Безразмерная ширина пучка в среде с инерционной нелинейностью. Кривая 1 соответствует самофокусирующей среде, кривая 2 соответствует дефокусирующей среде

Пользуясь полученным решением можно проследить за динамикой образования фокальной области в инерционной среде. Это удобно пояснить на примере параллельного пучка ( $R \rightarrow \infty$ ) и прямоугольного импульса (в (3) входит энергия, и форма импульса не существенна). Последовательные стадии самофокусировки прямоугольного светового импульса показаны на рис. 2. До образования фокуса максимальному сжатию пучка соответствует  $\xi = \xi_{max}$ ; в этой области возникает самоперетяжка (рис. 2, а), которая движется со скоростью меньшей

чем групповая  $v_{пер} = \frac{2}{3} v$ . Затем при  $\xi = 1,22$  возникает первая фокальная

точка  $z_{\phi} = 1,22 R_d (W_{кр} v / P_0 R_d)^{1/2}$  (рис. 2, б). Далее фокальная область

расширяется (рис. 2, в). Положение граничных фокальных точек  $z_{\phi 1} = R_d \sqrt{\frac{W_{кр}}{P_0 t}}$ ,

$$z_{\phi 2} = tv - \frac{(1,22)^2 R_d^2 W_{кр}}{P_0 v^2 t^2} \quad (\text{момент } t = 0 \text{ соответствует вхождению перед-}$$

него фронта импульса в нелинейную среду). Положение первой фокальной точки к концу импульса  $z_{f, min} = R_L \sqrt{W_{кр}/W_0}$  определяет ближайший к входному торцу образца край области разрушения, возникающего из-за тепловой самофокусировки. Для сходящегося и расходящегося пучков ( $R < 0$ ,  $R > 0$  соответственно) положение фокальных точек можно пересчитать по формулам сложения линз, аналогичным формулам квазиоптики [6].

4. *Поле в фокусе.* Полученное решение позволяет оценить степень сжатия пучка в фокусе. Из рис. 1. следует, что темп нелинейной дифракции в среде с инерционной нелинейностью существенно слабее, чем в квазистатическом случае — в результате этого дифракция способна ограничить поле в фокусе. На рис. 2 приведена расчетная кривая для ширины пучка  $f_{min}$ , для которой силы нелинейной рефракции и дифракции компенсируют друг друга. Важно отметить, что  $f_{min}$  конечно даже для  $(W_0/W_{кр}) = 10^2$ .

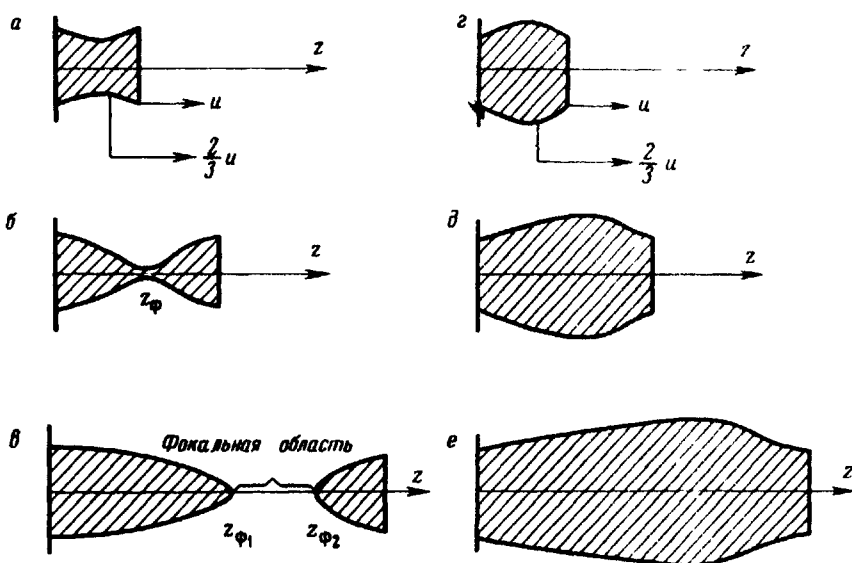


Рис. 2. Динамика нестационарной самофокусировки (а, з, в) и самодефокусировки (z, о, е) светового импульса в среде с инерционной нелинейностью. Заштрихована область, занятая пучком

Таким образом, следует ожидать на опыте существенного изменения вида фокальной области за счет инерции нелинейности; именно это обстоятельство по-видимому объясняет результат опытов [2]. Заметим, что при тепловой самофокусировке в отличие от керровской вблизи фокуса уменьшается и характерное время термодиффузии  $\tau_T = (\rho C_p a^2 / \kappa)$ ; в результате определенные вклад в размер фокального пятна могут дать эффект теплопроводности (на это указывалось в [7]).

5. Нестационарная тепловая самофокусировка привлекалась некоторыми авторами [8] для объяснения разрушения кристаллов и стекол в поле лазерных импульсов длительностью от  $10^{-4}$  до  $10^{-8}$  сек. Однако в таких работах авторы пользовались формулами стационарной теории.

Изложенные выше результаты позволяют количественно определить размеры и положение областей сильного поля и четко выяснить вклад тепловой самофокусировки в разрушение диэлектриков.

### 6. Самодефокусировка в среде с инерционной нелинейностью.

Изложенная методика полностью применима к анализу нестационарной самодефокусировки. Соответствующее решение уравнения для дефокусирующей среды показано на рис. 1, кривая 2. Динамика нестационарной дефокусировки показана на рис. 2, а, 2, б, 2, в; область максимального расширения движется со скоростью  $v_p = (2/3)v$ . Расходимость излучения различна для различных участков импульса; последнее приводит к сильным искажениям формы светового импульса на оси  $P_o(\eta)/f_2$ .

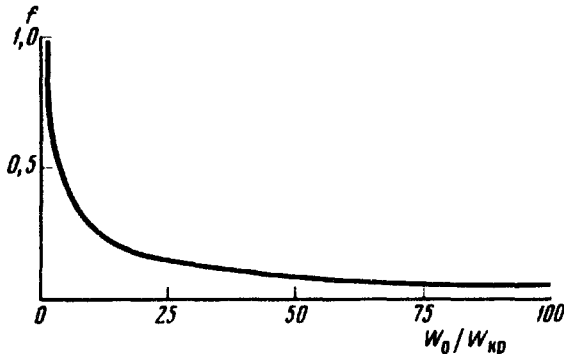


Рис. 3. Зависимость безразмерной ширины гауссовского пучка в  $f$  фокусе от отношения энергии пучка к критической. Видно, что инерция нелинейности приводит к ограничению поля в  $f$  фокусе ( $f_{min} \neq 0$ ) даже для  $(W_o/W_{кр}) \geq 10^2$

Следует подчеркнуть, что изложенный подход позволяет рассчитать внутреннюю самодефокусировку, имеющую место для случая, когда пучок мощного лазера сильно расходится в самой нелинейной среде.

Физический факультет

Московского

государственного университета

им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию

5 ноября 1970 г.

### Литература

- [1] M.M.T.Loy, Y.R.Shen. Phys. Rev. Lett., 22, 994, 1969.
- [2] M.M.Denariez, I.R.Taran. Appl. Phys. Lett., 14, 205, 1969.
- [3] A.M.Khachatryan, A.P.Sukhorukov. VI International QE conference digest of technical paper. Rép. 9-10. Kioto, 1970.
- [4] Е.Н.Луговой, А.М.Прохоров. Письма в ЖЭТФ, 7, 153, 1968.
- [5] С.А.Ахманов, А.П.Сухоруков, Р.Е.Хохлов, ЖЭТФ, 51, 296, 1966.
- [6] С.А.Ахманов, А.П.Сухоруков, Р.Е.Хохлов. ЖЭТФ, 50, 1537, 1966.
- [7] А.П.Сухоруков. УФН, 81, 101, 1970.
- [8] Г.М.Зверев, Е.А.Левчук, Э.К.Малдугис. ЖЭТФ, 58, 1487, 1970.