

О влиянии неоднородностей оптических свойств нелинейной среды на распространение мощных световых пучков

Я.М.Жилейкин, А.П.Сухоруков, Е.А.Макарова, М.В.Владимиров

Рассмотрено распространение мощных световых пучков в нелинейных средах с керровской нелинейностью. Изучено влияние локальных неоднородностей на процесс самофокусировки.

Ключевые слова: световые пучки, нелинейная среда, оптические неоднородности.

Закономерности распространения мощных световых пучков в нелинейных средах подробно изучены в литературе [1–6]. Особое внимание в этих работах уделено самофокусировке и самоканалированию энергии. Как правило, предполагается, что параметры, характеризующие линейные и нелинейные свойства среды, являются постоянными. В настоящей работе на основе численного моделирования проводится анализ влияния локальных неоднородностей коэффициентов нелинейности и поглощения среды на самофокусировку световых пучков вблизи фокуса.

Распространение оптических пучков в нелинейных средах вдоль оси z ($z \geq 0$) опишем приближенным нелинейным уравнением Шредингера

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} E + iF(I)E = 0. \quad (1)$$

Здесь E – комплексная амплитуда; I – интенсивность; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; λ – длина волны; $\Delta_{\perp} = \partial_{xx}^2 + \partial_{yy}^2$ – оператор Лапласа; $F(I)$ – функция, описывающая нелинейные свойства среды.

Рассматривалось решение уравнения (1), удовлетворяющее условиям

$$E|_{z=0} = E_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2r_0^2}\right)$$

и

$$E|_{x^2+y^2 \rightarrow \infty} = 0,$$

где E_0 – амплитуда пучка на входе в среду; r_0 – его характерная ширина.

При решении уравнения (1) удобно пронормировать функции и независимые переменные следующим образом:

$$x' = x/r_0, \quad y' = y/r_0, \quad z' = z/2kr_0^2,$$

$$E' = E/E_0, \quad F'(I') = 2kr_0^2 F(I_0 I').$$

В результате нормировки уравнение (1) приобретает следующий вид (штрих опускаем для краткости):

$$\frac{\partial E}{\partial z} + i\Delta_{\perp} E + iF(I)E = 0. \quad (2)$$

Начальное условие запишем следующим образом:

$$E|_{z=0} = \exp\left[-\frac{(x^2 + y^2)}{2}\right]. \quad (3)$$

В рамках такого подхода влияние среды на распространение оптических пучков с разным начальным распределением амплитуды сводится к заданию в уравнении нелинейности того или иного типа. Функцию $F(I)$ в уравнении (2) рассмотрим в виде

$$F(I) = \alpha I - i\beta I, \quad (4)$$

где α – коэффициент керровской нелинейности; β – коэффициент нелинейного двухфотонного поглощения. Напомним, что $\alpha/4 = P_0/P_{cr}$ является отношением входной и критической мощностей.

Обычно коэффициенты α, β полагаются постоянными. В нашем же случае они имеют следующий вид:

$$\alpha = \alpha_0 \left\{ 1 + \varepsilon \sum_j \exp\left[-\frac{(x-x_j)^2 + (y-y_j)^2}{\eta_j^2}\right] \times \exp\left[-\frac{(z-z_j)^2}{\zeta_j^2}\right] \right\},$$

$$\beta = \delta \sum_i \exp\left[-\frac{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2}{\sigma_i^2}\right] \exp\left[-\frac{(z-z_i)^2}{\xi_i^2}\right],$$

где α_0 – невозмущенный коэффициент керровской нелинейности; $x_j, y_j, z_j, x_i, y_i, z_i, \eta_j, \zeta_j, \sigma_i, \xi_i$ – параметры, определяющие расположение и размеры областей неоднородности коэффициентов α и β ; ε, δ – максимальные неоднородности.

Для численного решения задачи (2)–(5) использовался метод переменных направлений (продольно-поперечная схема) второго порядка точности, описанный в [7].

Рассмотрим вначале случай, когда $\varepsilon = 0, \delta = 0$. Численные расчеты проводились до расстояния $z = 0.046$,

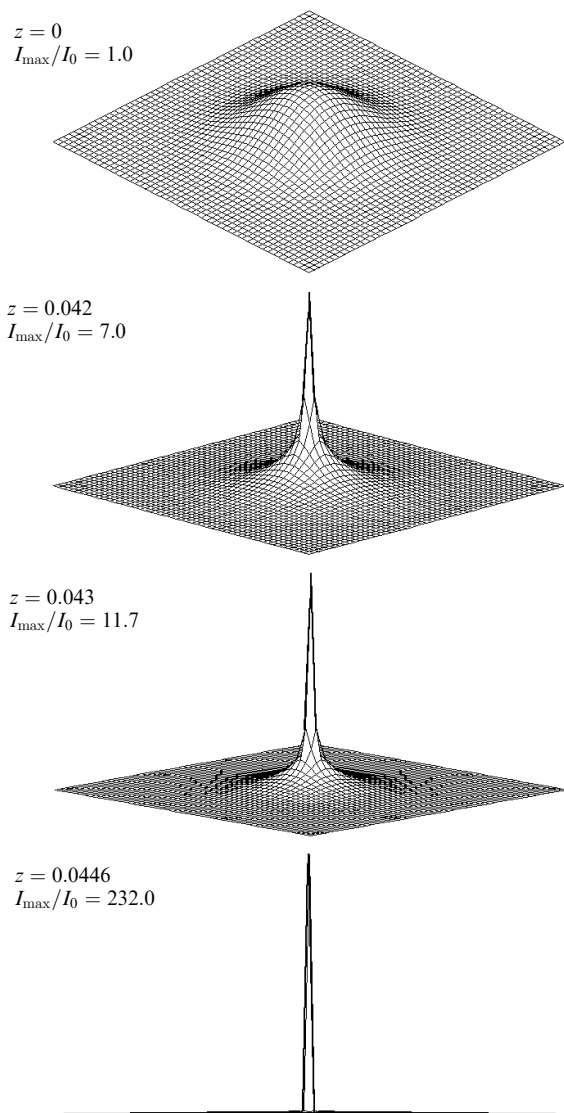


Рис.1. Пространственный профиль интенсивности светового пучка при различных z ($\varepsilon = 0, \delta = 0$).

близкого к фокальному расстоянию z_f . Параметр α_0 полагался равным 90. На рис.1 изображены пространственные профили светового пучка для $z = 0, 0.042, 0.043, 0.0446$. Видно, что при возрастании интенсивности пучок сохраняет гауссову форму.

Учет неоднородности коэффициента нелинейности проводился для нескольких групп параметров.

Первая группа: $x_1 = 0.28, x_2 = 0.2, x_3 = -0.27, x_4 = -0.27; y_1 = 0.28, y_2 = -0.28, y_3 = -0.2, y_4 = 0.17; z_j = 0.0428, \eta_j = 0.1, \zeta_j = 0.316 \cdot 10^{-3}, j = 1 - 4$. Эти координаты соответствуют характерной ширине пучка в плоскости $z = 0.0428$ при $\varepsilon = 0, \delta = 0$. В этом случае интенсивность пучка на его оси равняется примерно 10.4. Поверхность, отображающая неоднородность коэффициента нелинейности среды, показана на рис.2.

Вторая группа: $x_1 = 0.083, x_2 = 0.04, x_3 = -0.06, x_4 = -0.066; y_1 = 0.083, y_2 = -0.083, y_3 = -0.041, y_4 = 0.17; z_j = z_j = 0.0428, \eta_j = 0.1, \zeta_j = 0.316 \cdot 10^{-3}, j = 1 - 4$. Этими координатами определяются точки, ближе расположенные к оси пучка, чем в первом случае.

Третья группа: точки, непосредственно расположенные в окрестности оси пучка, а также группы точек, состоящие из суперпозиции первой и второй группы.

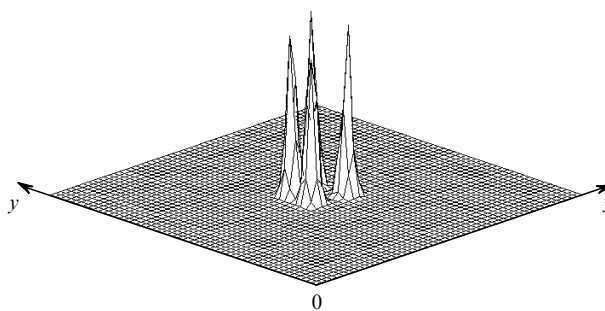


Рис.2. Поверхность, отображающая неоднородность коэффициента нелинейности среды при $z = z_j$.

Расчеты были проведены для $\varepsilon = 0.5, 1, 2, 4$, а также $\varepsilon = -0.5, -1, -2, -4$. При $\varepsilon = 0.5, 1, 2, 4$ и $\delta = 0$ для первой группы точек неоднородностей качественная картина мало отличается от варианта, изображенного на рис.1. Форма амплитуды остается прежней. Отличие состоит лишь в том, что интенсивность пучка при его распространении вдоль оси z возрастает сильнее, а положение фокуса сдвигается в сторону меньших значений z .

Если рассматривать неоднородности того же типа, расположение которых характеризуется точками второй и третьей групп, то можно отметить, что процесс самофокусировки после $z \approx z_j$ происходит гораздо активнее и фокус образуется непосредственно в окрестности z_j .

От вышеприведенных случаев существенно отличается случай отрицательных ε ($\varepsilon = -0.5, -1, -2, -4$), обуславливающий локальную дефокусировку пучка. При этом в окрестности плоскости расположения неоднородностей происходит уменьшение интенсивности пучка и его развал на несколько составляющих. Процесс развала пучка продолжается на расстоянии $|z - z_j| \approx \zeta_j$. В дальнейшем пучок снова сходится и фокусируется. При увеличении $|\varepsilon|$ фокусное расстояние увеличивается.

Описываемые явления имели место для всех трех групп параметров неоднородностей, рассмотренных выше. На рис.3 изображены пространственные профили интенсивности пучка при $\delta = 0$ и $\varepsilon = -2$ для третьей группы параметров.

Неоднородность коэффициента нелинейного двухфотонного поглощения также задавалась тремя группами параметров. Расчеты были выполнены для $\varepsilon = 0$ и $\delta = 0.01, 0.1, 0.5, 1, 2$. При небольших δ ($\delta = 0.01, 0.1, 0.5$) неоднородность слабо влияет на фокусировку по сравнению со случаем $\varepsilon = 0, \delta = 0$. Отличие состоит только в том, что в области влияния неоднородности ($|z - z_j| \approx \zeta_j$) интенсивность пучка становится меньше и в дальнейшем он фокусируется. При больших δ ($\delta = 1, 2$) в области влияния неоднородности образуется провал интенсивности в окрестности оси пучка. Затем с ростом z на фоне этого провала происходит формирование пика интенсивности, что приводит к фокусировке пучка при несколько больших значениях z . Такие закономерности влияния неоднородности среды характерны для всех трех групп параметров. Ход процесса для третьей группы параметров неоднородности при $\varepsilon = 0, \delta = 2$ иллюстрирует рис.4.

Результат одновременного влияния неоднородностей коэффициента нелинейности и коэффициента поглощения среды можно интерпретировать как суперпозицию рассмотренных выше ситуаций. По сравнению с рассмотренными выше случаями качественных отличий в протекании самофокусировки нет.

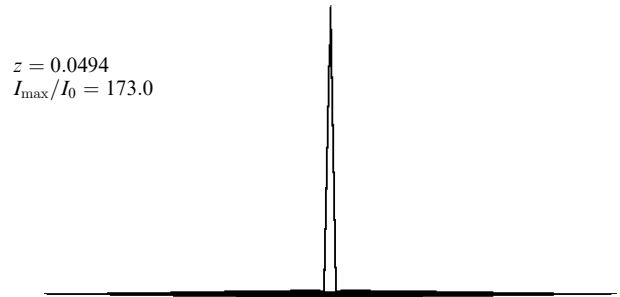
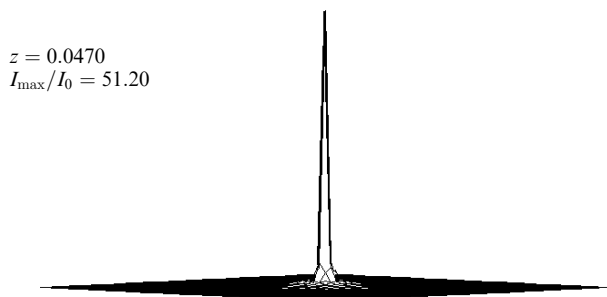
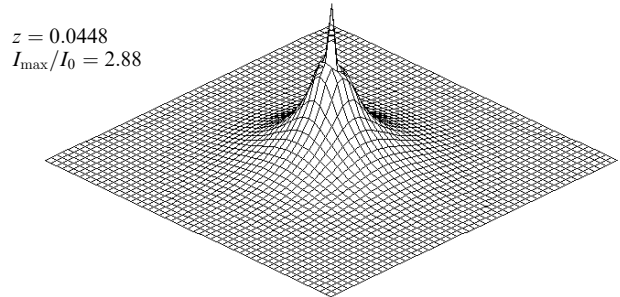
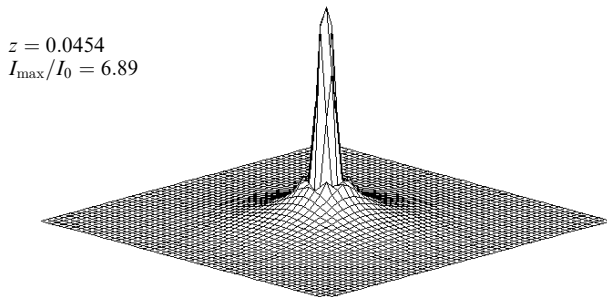
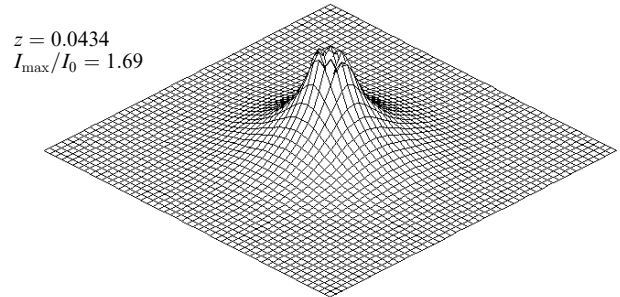
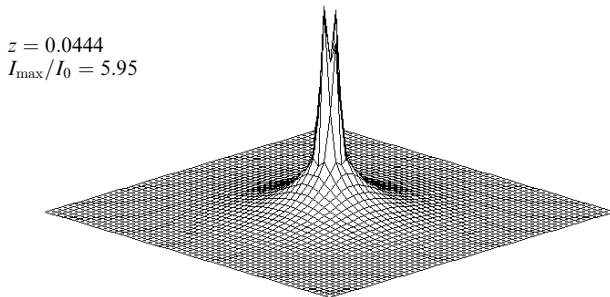
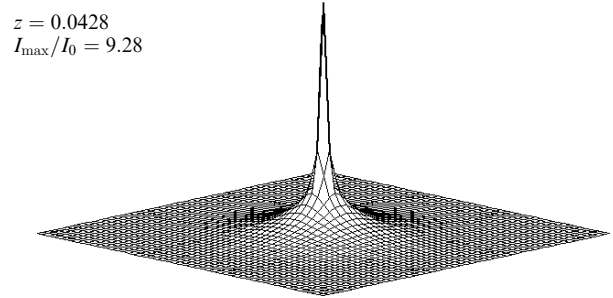
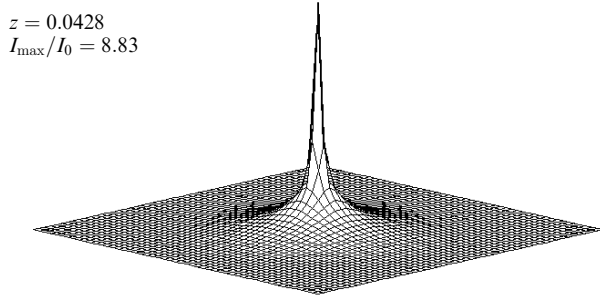


Рис.3. Пространственный профиль интенсивности светового пучка при различных z ($\varepsilon = -2, \delta = 0$).

Рис.4. Пространственный профиль интенсивности светового пучка при различных z ($\varepsilon = 0, \delta = 2$).

Основной вывод, который следует из результатов проведенных исследований, – это утверждение об устойчивости фокусировки мощных оптических пучков, распространяющихся в среде с керровской нелинейностью и двухфотонным поглощением. Такое утверждение в математическом смысле означает, что для любого отрезка $[0, z_f']$ ($z_f' = z_f - \varepsilon_1, \varepsilon_1 > 0$) малая неоднородность параметров задачи приводит к малым возмущениям решения. В физическом смысле можно сделать вывод о том, что в достаточно широком диапазоне изменения параметров неоднородности среды рассмотренного вида с интенсивностью пучка могут происходить качественные изменения, после которых пучок все равно выходит на режим самофокусировки.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов INTAS (97-31777) и РФФИ (№ 99-02-18242).

1. Луговой В.Н., Прохоров А.М. *УФН*, **111**, 203 (1973).
2. Боровский А.В., Галкин А.Л., Жилейкин Я.М., Макарова Е.А., Осипик Ю.И. *Нелинейное распространение ультракоротких мощных лазерных импульсов в веществе* (М., изд-во МГУ, 1995).
3. Боровский А.В., Жилейкин Я.М., Коробкин В.В. *Квантовая электроника*, **22**, 386 (1995).
4. Borovskiy A.V., Zhileikin Ya.M., Korobkin V.V., Makarova E.A., Osipik Yu.I., Prokhorov A.M. *Laser Physics*, **4**, 1173 (1994).
5. Амосов А.А., Бахвалов Н.С., Жилейкин Я.М. *Письма в ЖЭТФ*, **30**, 119 (1979).
6. Виноградова М.Б. и др. *Теория волн* (М., Наука, 1979).
7. Борисов А.Б., Жилейкин Я.М. В сб. *Численный анализ на ФОРТ-РАНе* (М., изд-во МГУ, 1979, с. 35).