

ser W. Rev. Mod. Phys., 1978, 50, N 3, p. 607. [3] Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981, с. 174—187. [4] Дьяков Ю. Е. В кн.: Задачи по статистической радиофизике и оптике. М.: Изд-во МГУ, 1985, с. 110—136. [5] Ho F. et al. Chem. Phys. Lett., 1983, 97, N 2, p. 141. [6] Дьяков Ю. Е. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, № 1, с. 14. [7] Никитин С. Ю. Канд. дис. МГУ (физ. фак.), 1983. [8] Дьяков Ю. Е. и др. ЖЭТФ, 1983, 84, с. 2013.

Поступила в редакцию
02.07.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 3

УДК 535.416.3

О НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЯХ ТРУБЧАТЫХ ПУЧКОВ В ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЕ

А. П. Сухоруков, В. В. Тимофеев, В. А. Трофимов

(кафедра общей физики и волновых процессов)

В настоящее время в работах, относящихся к проблеме компенсации нелинейных искажений оптического излучения (см., например, [1—3]), как правило, анализируется эффективность оптимизации волнового фронта. Однако адаптивная система, формирующая требуемое распределение волнового фронта, имеет ограничения, обусловленные ее конструкцией. Это приводит к уменьшению концентрации мощности светового пучка на мишени [4]. Следовательно, необходимо обратиться к оптимизации других параметров пучка, в частности его амплитудного профиля. С этой точки зрения перспективными оказываются трубчатые пучки. Так, в [5] показано, что трубчатые пучки, распространяясь в кубичной среде, претерпевают значительно меньшие нелинейные искажения.

В настоящем сообщении анализируются нелинейные aberrации щелевого пучка с провалом на оси, прошедшего тонкий слой движущейся среды с тепловым механизмом нелинейности. Проведено сравнение возможностей компенсации искажений гауссова ($f_r^2 = e^{-2x^2}$) и трубчатого ($f_{тр}^2 = \frac{16}{3} x^4 e^{-2x^2}$) пучков одинаковой мощности. Показано, что такой пучок претерпевает меньшие нелинейные искажения и является перспективным для задач транспортировки световой энергии, если адаптивная система способна обрабатывать только низшие aberrационные моды.

В работе [6] получены выражения для положения центра тяжести пучка и его размеров в сечении $\bar{z}$ за слоем нелинейной среды в трехмерном случае. Для двумерного (щелевого) пучка положение его центра и размер определяются соотношениями

$$X(\bar{z}) = \frac{\bar{z}}{2Q^2} \int_{-\infty}^{\infty} f^2 S'_x dx,$$

$$a^2(\bar{z}) = a_0^2 + \frac{\bar{z}^2}{4Q^2} \int_{-\infty}^{\infty} (f'_x)^2 dx + \frac{\bar{z}}{2Q^2} \int_{-\infty}^{\infty} f^2 \left[2xS'_x + \frac{\bar{z}}{2} (S'_x)^2 \right] dx - X^2(\bar{z}), \quad (1)$$

где $\bar{z} = 2z/(ka^2)$, f — амплитудный профиль пучка с нормой Q , S — распределение волнового фронта на выходе нелинейного слоя, x — по-

перечная координата, нормированная на начальный радиус пучка a , k — волновое число. $a(\bar{z})$ и a_0 нормированы на a . Для тонкого слоя движущейся среды с тепловым механизмом нелинейности фазовое искажение определяется интегралом

$$S_{\text{нл}} = -2\theta_{\text{нл}} \int_{x-\tau}^x f^2(x') dx',$$

$\theta_{\text{нл}}$ — дополнительная расходимость, τ — время, нормированное на время пролета поперек пучка a/v , v — скорость движения среды. Тогда квадрат ширины гауссова и трубчатого пучков с плоским начальным фазовым фронтом изменяется со временем по закону

$$a^2(\bar{z}) = \frac{\bar{z} \theta_{\text{нл}}}{2} \sqrt{2} M(\tau) + \frac{\bar{z}^2}{2} \theta_{\text{нл}}^2 [Q(\tau) - K^2(\tau)] + \left\{ \frac{1}{4} + \frac{\bar{z}^2}{4} \right\} - f_r, \quad (2)$$

$$\left\{ \frac{5}{4} + \frac{\bar{z}^2 \cdot 7}{12} \right\} - f_{\text{тр}}$$

где для трубчатого пучка

$$M = \frac{\tau e^{-\tau^2}}{9} \left(\tau^8 - 2\tau^6 + \frac{9}{2} \tau^4 - \frac{15}{2} \tau^2 + 105/16 \right),$$

$$Q = \frac{\tau^2}{3^{9+1/2}} \left[\frac{111!!}{2^8} - e^{-\frac{4\tau^2}{3}} \left(\frac{11!!}{2^8} - \tau^2 \frac{9!!}{4} + \tau^4 \frac{3 \cdot 7!!}{2} - \right. \right. \\ \left. \left. - \tau^6 \frac{5!! \cdot 28}{9} - \tau^8 \frac{28}{3} + \frac{27}{9} \tau^{10} + \frac{2^{10}}{3^6} \tau^{12} \right) \right], \quad (3)$$

$$K = \frac{1}{9} \left[\frac{105}{16} - e^{-\tau^2} \left(\tau^8 - 2\tau^6 + \frac{9}{2} \tau^4 - \frac{15}{2} \tau^2 + \frac{105}{16} \right) \right],$$

а для гауссова

$$M = \tau e^{-\tau^2}, \quad Q = \frac{2}{\sqrt{3}} (1 - e^{-4\tau^2/3}), \quad K = 1 - e^{-\tau^2}. \quad (4)$$

В качестве примера на рис. 1 представлены зависимости от времени τ ширины гауссова (сплошные кривые) и трубчатого (пунктирные кривые) пучков для $\bar{z}=0,4$. Значения $\theta_{\text{нл}}$ приведены на рисунке. Из рис. 1 следует, что время установления стационарного отклика среды для трубчатого пучка примерно в 1,6 раза больше, чем для гауссова. При этом в некотором интервале времени, который уменьшается с ростом $\theta_{\text{нл}}$, ширина пучка с трубчатым начальным распределением может превышать ширину пучка с гауссовым распределением. Из анализа формул (2) следует, что если $\theta_{\text{нл}}$ превышает некоторое критическое значение $\theta_{\text{нл}} \approx 12$, то стационарное значение ширины трубчатого пучка меньше ширины гауссова пучка.

Повышать концентрацию оптического излучения можно оптимизацией параметров волнового фронта, например его наклона θ_1 и фокусировки θ_2 . Требуя, чтобы в сечении $\bar{z}$ ширина пучка была минимальной, а его центр находился в точке $x=0$, получим оптимальные значения θ_1 , θ_2 :

$$\theta_1^{\text{опт}} = \sqrt{2} \theta_{\text{нл}} K(\tau), \quad \theta_2^{\text{опт}} = -1/\bar{z} - \sqrt{2} \theta_{\text{нл}} M(\tau)/5$$

для трубчатого и

$$\theta_1^{\text{опт}} = \sqrt{2} \theta_{\text{нл}} K(\tau), \quad \theta_2^{\text{опт}} = -1/\bar{z} - \sqrt{2} \theta_{\text{нл}} M(\tau)$$

для гауссова пучков, где функции $K(\tau)$ и $M(\tau)$ определены формулами (3), (4).

На рис. 2 показано изменение со временем ширины профилированного и гауссова пучков при оптимальном управлении для $\bar{z}=0,4$. Аналогичные зависимости строились в случае управления высшими аберрациями. Анализ показывает, что при управлении аберрациями третьего порядка и выше целесообразнее использовать гауссов пучок, а при управлении только фокусировкой и наклоном эффективнее оказывается

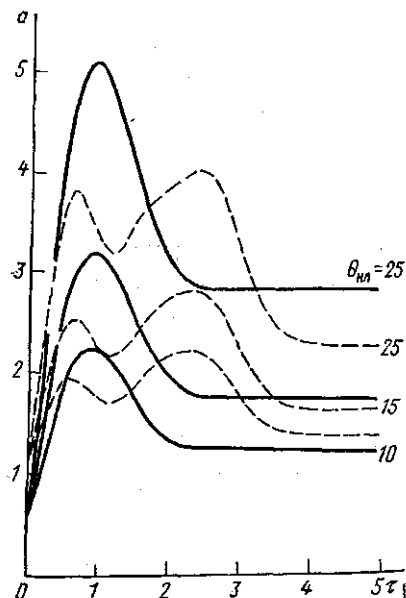


Рис. 1. Зависимости от времени ширины профилированного и гауссова пучков при плоском начальном фазовом фронте для $\theta_{n0}=10$ и 25 , $\bar{z}=0,4$

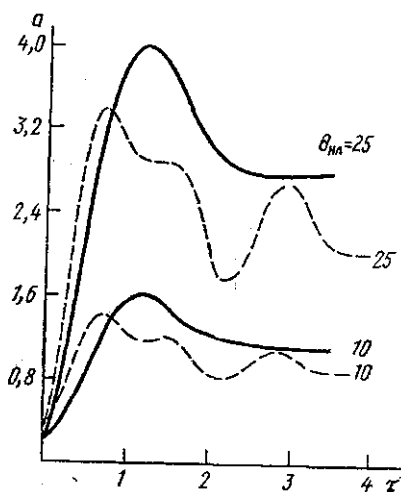


Рис. 2. Зависимости от времени ширины профилированного и гауссова пучков при оптимальном управлении фокусировкой: $\theta_{n0}=10$ и 25 , $\bar{z}=0,4$

профилированный пучок. Следует подчеркнуть, что для профилированного пучка оптимальные значения параметров существенно меньше (в 2 раза), чем для гауссова, следовательно, меньше требуемая деформация адаптивного зеркала. Однако в случае управления высшими аберрациями профиль адаптивного зеркала для трубчатого пучка имеет более сложный вид.

Для оценки значения пиковой интенсивности на оси воспользуемся известной формулой линейной оптики

$$A(\bar{z}, x) = \frac{1}{V_{\bar{z}}} \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) e^{-iS - i(x-\xi)^2/\bar{z}} d\xi.$$

Нетрудно показать, что в случае полной компенсации нелинейной расходимости интенсивность на оси трубчатого пучка в 1,35 раза больше соответствующего значения гауссова пучка. В случае только линейной фокусировки $|A(\bar{z}, 0)|^2$ пучка с гауссовым начальным распределением меньше интенсивности на оси профилированного пучка примерно в 4,5 раза.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Адаптивная оптика. Под ред. Э. А. Витриченко. М.: Мир, 1980. [2] Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П. Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, 42, с. 2547. [3] Ахманов С. А. и др. Изв. вузов. Радиофизика, 1980, 23, № 1, с. 3. [4] Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Трофимов В. А. Квант. электроника, 1984, 11, с. 693. [5] Аскарьян Г. А., Студенов Б. В. Письма в ЖЭТФ, 1969, 10, с. 113. [6] Сухоруков А. П., Тимофеев В. В., Трофимов В. А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, 48, с. 1400.

Поступила в редакцию
14.12.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 3

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 534.222.2

ПОДАВЛЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО ЗАТУХАНИЯ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ В СРЕДЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ РЕЗОНАНСНЫЙ ПОГЛОТИТЕЛЬ С КОНЕЧНОЙ ШИРИНОЙ ЛИНИИ

В. Г. Андреев, О. В. Руденко, О. А. Сапожников, В. А. Хохлова

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Протекание нелинейных волновых процессов, как известно, зависит от дисперсионных свойств среды [1]. В предельных случаях систем с сильной и слабой дисперсией имеются специфические трудности повышения эффективности нелинейных взаимодействий. В первом случае возникает проблема отыскания таких сред, которые обеспечивают резонансный характер избранного процесса за счет выполнения условий фазового синхронизма. В средах со слабой дисперсией (рассматриваемых, например, в акустике) резонансными оказываются почти все разрешенные взаимодействия. Это приводит к ослаблению «полевых» процессов за счет генерации большого числа спектральных составляющих. Энергия распределяется по широкой области спектра, и осуществить эффективное взаимодействие лишь нескольких волн не удается.

Новая возможность ограничения числа взаимодействий в средах без дисперсии обсуждается в работе [2]. В применении к подавлению нелинейного затухания идея состоит в следующем. Пусть на входе в среду задана гармоническая волна с частотой ω_0 . Нелинейность приводит к увеличению крутизны передних фронтов и формированию периодической последовательности слабых ударных волн, испытывающих сильное затухание. Образование ударных волн связано с эффективной генерацией большого числа гармоник с частотами $n\omega_0$. При этом высшие гармоники в квадратично-нелинейных средах образуются в результате каскадных процессов с непрерывным участием второй гармоники $2\omega_0$. Если гармоника $2\omega_0$ выводится из взаимодействия (например, селективно поглощается), высшие гармоники расти не будут. Исходная волна ω_0 , несмотря на большую интенсивность, должна распространяться почти без искажения формы.

Очевидно, введение поглотителя на частоте $2\omega_0$ имеет смысл, если передача энергии от первой гармоники второй и далее тепловым движениям среды будет меньше, чем поток энергии в высшие гармоники в среде без поглотителя. Расчет [3] показал, что достаточно сильное