

УДК 535.4+535.211

## О ВОЗМОЖНОСТИ ДИСТАНЦИОННОЙ ФОКУСИРОВКИ КРИВОЛИНЕЙНО СКАНИРУЮЩЕГО ПУЧКА В ДВИЖУЩЕЙСЯ ДЕФОКУСИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ\*

*В. А. Вдовин, Ю. М. Сорокин*

Моделируется тепловое самовоздействие коллимированного параболически сканирующего пучка в движущейся поперек пучка дефокусирующей среде. Путем численного анализа показано, что выбором параметров траектории сканирования можно добиться заметного повышения максимальной интенсивности в пучке на заданном участке трассы.

1. Оптимизация параметров распределенной тепловой линзы, возникающей при распространении мощных волновых пучков в слабопоглощающей среде, методами аподизации или программного амплитудного управления связана, как правило, как правило, со значительной потерей мощности исходного пучка и предьявляет жесткие требования к модовому составу последнего. Указанных трудностей удастся в известной мере избежать, используя для формирования тепловой линзы криволинейно сканирующие пучки с периодом сканирования, меньшим времени релаксации нелинейности. При этом структура наведенной в среде линзы будет определяться, вообще говоря, усредненной по периоду сканирования интенсивностью пучка, а задача амплитудного управления сведется к задаче оптимизации траектории сканирования по одному из известных критериев [3, 4]. Оптимизация траектории может производиться на базе электрооптических или механических сканирующих устройств с малыми потерями, в том числе с использованием программного управления от ЭВМ [5].

Как показано в [6], простейшая из криволинейных траекторий сканирования — круговая — обеспечивает увеличение локальной интенсивности пучка в неподвижной дефокусирующей среде — эффект, аналогичный «банановой» фокусировке кольцевого пучка [7]. Хотя наличие относительного максимума локальной интенсивности на трассе кольцевого пучка имеет место и в движущейся поперек пучка среде [8], из соображений симметрии ясно, что в этом случае оптимальная траектория сканирования отлична от круговой. Исследование теплового самовоздействия сканирующих пучков в классе эллиптических траекторий [1, 2, 9, 10] показало возможность повышения локальной интенсивности по сравнению со случаем циркулярного сканирования. При этом расширились также возможности управления положением максимума интенсивности на трассе.

Следует, однако, принять во вниманис, что необходимым условием оптимизации теплового самовоздействия криволинейно сканирующего пучка является соответствие порядка симметрии траектории сканирования порядку симметрии системы, в которой происходит распростра-

\* Предварительные результаты работы доложены на XIII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн [1] и VI Всесоюзном симпозиуме по распространению лазерного излучения в атмосфере [2].

нение пучка. Легко видеть, что при инерционном (тепловом) самовоздействии в движущейся среде для эллиптически сканирующего пучка это условие не выполнено. Действительно, описывающее стационарное тепловое самовоздействие в движущейся поперек пучка среде параболическое уравнение [8]

$$2i \frac{\partial E}{\partial z} + \epsilon_0 \Delta_{\perp} E - \frac{2}{\epsilon_0} E \int_{-\infty}^x |E|^2 dx = 0 \quad (1)$$

симметрично лишь относительно координаты  $y$ , тогда как эллиптическая траектория сканирования имеет более высокий порядок симметрии. Здесь и далее, если не оговаривается особо, сохранены основные приближения и обозначения, введенные в работе [8].

Простейшей траекторией сканирования, удовлетворяющей сформулированным выше условиям симметрии, является параболическая. Настоящая работа посвящена моделированию стационарного теплового самовоздействия в движущейся дефокусирующей среде для этого класса траекторий.

2. Расчет теплового самовоздействия сканирующего пучка связан, вообще говоря, с решением сложной нестационарной системы уравнений

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \Delta_{\perp} E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon E) - \frac{\alpha \sqrt{\epsilon}}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + V_{\nabla} \Theta - \kappa \Delta_{\perp} \Theta = \frac{\alpha c \sqrt{\epsilon}}{4\pi \rho c_p} |E|^2,$$

$$\epsilon = \epsilon^0 + \epsilon_2(\Theta)$$

для электрического поля  $E = x_0 E(r_{\perp}, z, t) \exp[i(\omega t - kz)]$  и температуры  $\Theta$  среды с нестационарными граничными условиями во входной плоскости  $z = 0$ . Здесь  $c$ ,  $\omega$ ,  $k$  — скорость в вакууме, частота и волновое число падающей волны,  $\epsilon$  и  $\alpha$  — диэлектрическая проницаемость и коэффициент поглощения,  $\epsilon_2$  — нелинейная добавка к  $\epsilon^0$ ,  $V = V x_0$  — скорость,  $\rho$ ,  $c_p$ ,  $\kappa$  — плотность, коэффициенты теплоемкости и теплопроводности — параметры среды.

Возможность определенных упрощений в параболическом приближении  $\left( \left| \frac{\partial E}{\partial z} \right| \ll kE \right)$  связана с усреднением уравнений системы (2) и граничных условий по достаточно малому периоду сканирования пучка  $T$  и переходом к стационарному режиму при  $t \rightarrow \infty$ . Так, в практически достаточно легко реализуемом случае, когда период сканирования  $T$  намного меньше всех характерных времен выноса тепла из пучка с наименьшим пространственным масштабом распределения поля  $\delta$ :

$$\tau_T = \delta^2 / \kappa \gg T, \quad \tau_V = \delta / V \gg T, \quad (3)$$

причем  $\tau_T \gg \tau_V$ , нетрудно показать, что в пределе  $t \rightarrow \infty$  исходная задача (2) теплового самовоздействия сканирующего пучка сводится к решению формально стационарного параболического уравнения:

$$2i \frac{\partial \bar{E}}{\partial z} + \epsilon_0 \Delta_{\perp} \bar{E} - \frac{2}{\epsilon_0} \bar{E} \int_{-\infty}^x |\bar{E}|^2 dx = 0, \quad (4)$$

куда входят усредненные по периоду сканирования амплитуда поля  $\bar{E}(x, y, z)$  и интенсивность  $|\bar{E}|^2$ . Граничные условия для искомой функции  $\bar{E}(x, y, z)$ , записанные для случая коллимированного гауссова пучка, сканирующего в плоскости  $xy$  по параболической траектории (рис. 1), оказываются при этом также стационарными:

$$\bar{E}(x, y, 0) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp \{-d^{-2} [(y - l_{\perp} \sin(\tau + \pi/4))^2 + (x - l_{\parallel} \sin 2\tau)^2]\} d\tau. \quad (5)$$

Здесь  $d$  — полуширина сканирующего пучка,  $l_{\perp}$ ,  $l_{\parallel}$  — пространственные масштабы траектории сканирования поперек и вдоль ветра

Задача в целом, однако, стационарной не является, так как профиль нелинейной тепловой линзы, описываемый последним членом уравнения (4), при условиях (3) определяется функцией  $|\bar{E}|^2$ , выражение которой в каждой точке среды через  $\bar{E}(x, y, z)$ , строго говоря, связано с решением исходной нестационарной задачи (2). Таким образом, указанное приближение не обеспечивает существенного упрощения задачи, необходимого даже для ее численного исследования. Возможность такого упрощения связана с заменой функции  $|\bar{E}|^2$  на  $|\bar{E}|$  в выражении для профиля нелинейной линзы. Очевидно, что тепловая линза будет полностью определяться функцией  $|\bar{E}|$  лишь в практически сравнительно трудно реализуемом случае, когда период сканирования  $T$  будет меньше всех характерных времен релаксации среды, в том числе молекулярных\*,

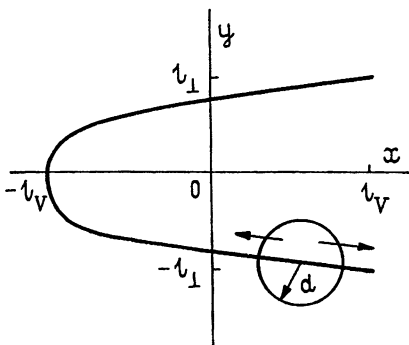


Рис. 1. Схема параболического сканирования.

$$T \ll \tau_{VT}. \quad (3')$$

Таким образом, исходная задача о стационарном тепловом самовоздействии параболически сканирующего пучка асимптотически адекватна задаче о распространении в движущейся дефокусирующей среде неподвижного пучка с начальным амплитудным профилем (5), описываемой параболическим уравнением вида (1)

$$2i \frac{\partial \bar{E}}{\partial z} + \epsilon_0 \Delta_{\perp} \bar{E} - \frac{2}{\epsilon_0} \bar{E} \int_{-\infty}^x |\bar{E}|^2 dx = 0. \quad (6)$$

Для конечных — в указанном выше смысле — периодов сканирования ( $T \gtrsim \tau_{VT}$ ) можно говорить лишь о качественном соответствии решений уравнений (4) и (6). Количественные отличия этих решений, очевидно, того же порядка, что и поправки, возникающие при изменении профиля сканирующего пучка. В силу интегрирования по  $x, t$  при условиях (3) изменение профиля пучка не влияет существенно на

\* В зависимости от структуры распространяющегося пучка, скорости ветра и механизма поглощения в среде ограничения, накладываемые условиями (3') и (3), могут оказаться одного и того же порядка. Указанная ситуация может реализоваться, например, в атмосфере для излучения  $\text{CO}_2$ -лазера при  $V \sim 10$  м/с,  $\delta \sim 1$  см. (Время термализации колебательной энергии  $\tau_{VT} \sim 5 \cdot 10^{-3}$  с.)

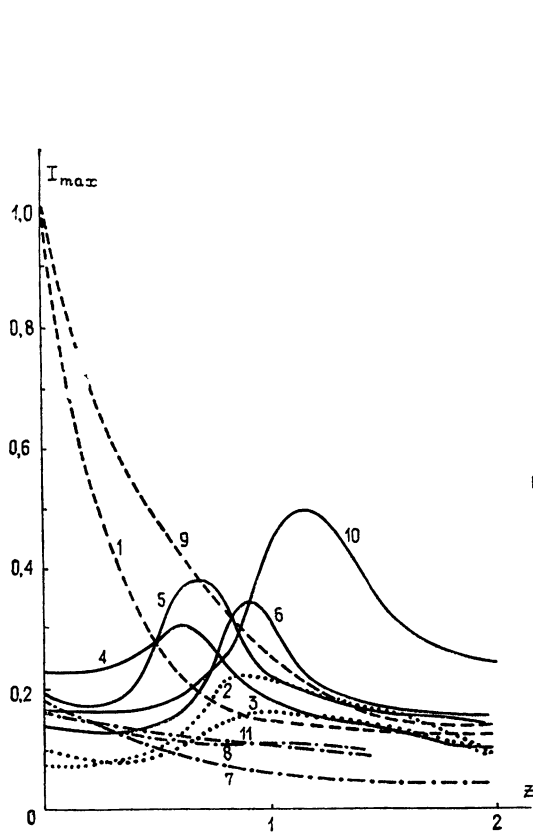


Рис. 2.

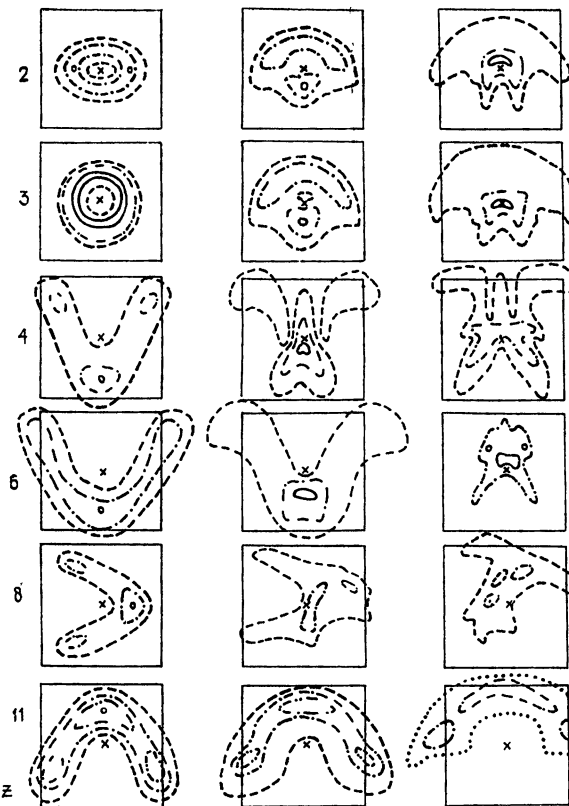


Рис. 3

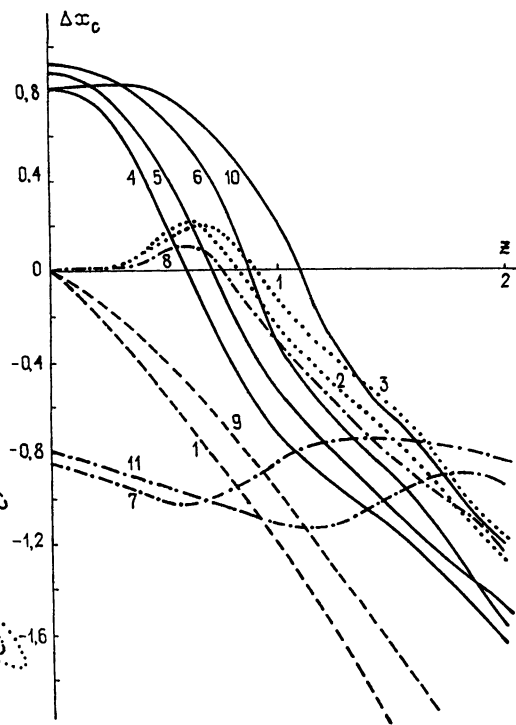


Рис. 4.

Рис. 2. Зависимость максимальной интенсивности  $I_{\max}$ , отнормированной на входную интенсивность соответствующего неподвижного гауссова пучка, от расстояния  $z$  (---- гауссов пучок. 1 —  $d = 0,3$ ; 9 —  $d = 0,4$ , ... — эллиптически сканирующий пучок с  $d = 0,3$ , 2 —  $l_V = 0,8$ ;  $l_{\perp} = 1$ ; 3 —  $l_V = 1$ ;  $l_{\perp} = 1$  — параболически сканирующий пучок („подкова“ раскрыта навстречу ветру): 4 —  $d = 0,3$ ;  $l_V = 1$ ;  $l_{\perp} = 0,8$ , 5 —  $d = 0,3$ ;  $l_V = 1$ ;  $l_{\perp} = 1$ ; 6 —  $d = 0,3$ ;  $l_V = 1$ ;  $l_{\perp} = 1,3$ ; 10 —  $d = 0,4$ ;  $l_V = 1$ ;  $l_{\perp} = 1,5$ ; -·-·- параболически сканирующий пучок. а) („подкова“ раскрыта по ветру), 7 —  $d = 0,3$ ;  $l_V = 1$ ;  $l_{\perp} = 1$ ; 11 —  $d = 0,4$ ;  $l_V = 1$ ;  $l_{\perp} = 1,5$ ; б) („подкова“ повернута на  $90^\circ$ ) 8 —  $d = 0,3$ ;  $l_V = 1$ ;  $l_{\perp} = 1$ ).

Рис. 3. Линии уровней интенсивности (--- -0,1; ... -0,2; -·-·- -0,4; - - - -0,6; — — — — 1); горизонтальные последовательности изофотных сечений пучка для  $z = 0$ ;  $z = 0,6$ ;  $z = 1,2$ . Среда движется сверху вниз; крестом помечен центр сканирования.

Рис. 4. Зависимость смещения центра тяжести пучка  $\Delta x_c$  от расстояния  $z$ . Обозначения те же, что и на рис. 2

крупномасштабный профиль поля, определяемый, главным образом, траекторией сканирования, мощностью и характерными размерами сканирующего пучка (ср. [8]).

Ввиду наличия нескольких пространственных масштабов, характеризующих входное распределение усредненной амплитуды поля (5), для нормировки по осям  $x, y$  используется связанный с нелинейной длиной  $L_T$ , формально так же как и в [8], характерный масштаб  $a$ , так что полуширина сканирующего пучка  $d$  сама является независимым безразмерным параметром\*. Входящий в (6) безразмерный параметр  $\varepsilon_0 = L_T/ka^2$  характеризует соотношение дифракционных и нелинейных эффектов. Для удобства сравнения результатов продольная координата  $z$ , как и в [8], отнормирована на нелинейную длину  $L_T$ . Отметим, что, используя принцип подобия, отсюда легко перейти также к обозначениям работы [4], где координата  $z'$  отнормирована на характерную дифракционную длину  $ka^2$ , а параболическое уравнение имеет вид

$$2i \frac{\partial E}{\partial z'} + \Delta_{\perp} E + R_V E \int_{-\infty}^x |E|^2 dx = 0, \quad (1')$$

причем  $z' = \varepsilon_0 z$ ,  $R_V = -2/\varepsilon_0^{2**}$ .

3. Численное решение уравнения (6) проводилось по абсолютно устойчивой явной схеме Дюфорта—Франкела и явной трехслойной разностной схеме, сохраняющей устойчивость при условиях, указанных в работе [8], на сетке  $100 \times 100$  элементов с размерами  $|x| < (3 \div 6)$ ,  $|y| < (3 \div 6)$  в слое  $0 \leq z \leq 2$ . Надежность результатов счета проверялась путем изменения числа элементов сетки, сравнением результатов, полученных по обеим схемам, и контролировалась по сохранению полной мощности в пучке (с точностью  $\Delta \sim 1\%$ ).

Оптимизация теплового самовоздействия по критерию максимальной интенсивности в конце трассы длиной порядка характерного нелинейного масштаба  $L_T$  ( $z \sim 1$ ) выполнялась методом последовательно сходящихся реализаций по параметрам  $l_V, l_{\perp}, d$  (при  $\varepsilon_0 = 0,12$ ). По результатам численного расчета теплового самовоздействия построены зависимости от расстояния  $z$  максимальной интенсивности  $I_{\max}$  (рис. 2), смещения центра тяжести  $\Delta x_c$  (рис. 4) и линии уровней интенсивности в некоторых поперечных сечениях (рис. 3) для наиболее характерных траекторий сканирования.

Численное исследование позволяет дать количественную и качественную оценку эффективности эллиптического и параболического сканирования при тепловой дефокусировке в движущейся среде. Из рис. 2, (кривые 1—3) видно, что хотя эллиптическое сканирование и обеспечивает выигрыш по локальной интенсивности примерно в 1,5 раза при  $z \sim 1$  по сравнению с коллимированным гауссовым пучком, но экстремум зависимости  $I_{\max}(z)$  выражен слабо. Для параболического же сканирования соответствующие кривые  $I_{\max}(z)$  (рис. 2, кривые 4—6) имеют ярко выраженный максимум и обеспечивают выигрыш по интенсивности уже в 2,5 раза по сравнению с коллимированным гауссовым пучком (кривые 1 и 6, 9 и 10 на рис. 2).

\* Как следует из общефизических соображений и приведенных ниже результатов численных расчетов, существенное мелкомасштабное расслоение пучка отсутствует, что позволяет для оценок заменять в неравенствах (3) величину  $\delta$  на  $d$ .

\*\* Целесообразность выбора тех или иных условий нормировки зависит от содержания решаемых задач. Преимуществом (1) является удобство перехода как к случаю нелинейной геометрической оптики при  $\varepsilon_0 \ll 1$ , так и к линейному случаю при  $\varepsilon_0 \gg 1$  (ср. [8]).

Указанным особенностям может быть дано довольно простое качественное объяснение. Как отмечалось в [9, 10] (см. также рис. 3 (2, 3) и рис. 2 (2, 3)), наиболее выгодные с точки зрения получения выигрыша по интенсивности траектории эллиптического сканирования имеют малый эксцентриситет и вытянуты поперек ветра. В этом случае входное распределение усредненной по времени интенсивности имеет два хорошо выраженных максимума, симметричных относительно оси  $Ox$  (рис. 3(2)). Каждый из них приближенно можно рассматривать как изолированный («локальный») гауссов пучок, распространяющийся вдоль оси  $Oz$  в движущейся дефокусирующей среде. С ростом  $z$  на их месте образуются два «серпа», увеличивающихся в размерах и смещающихся на ветер. Начиная с некоторой точки трассы эти «серпы» смыкаются своими заостренными концами, что и приводит к своего рода «фокусировке» — образованию максимума интенсивности, дающего выигрыш по сравнению с одиночным гауссовым пучком. Однако, как указывалось выше, такой процесс не является оптимальным, так как для формирования максимума используется лишь незначительная часть энергии пучка.

Более выгодным является параболическое сканирование, имеющее лишь одну ось симметрии. Действительно, в этом случае входное распределение усредненной во времени интенсивности имеет вид «подковы», имеющей три хорошо выраженных максимума («регулярных спеклов»): два боковых и один центральный (рис. 3, кривые 4, 6, 8, 11). Как видно из рис. 3, для теплового самовоздействия подобных спеклов характерны следующие общие закономерности: 1) спеклы, имеющие большие размеры, при прочих равных условиях деформируются слабее; 2) наиболее устойчивыми, т. е. слабо расплывающимися для заданных размеров, являются спеклы, вытянутые поперек ветра\*. При распространении параболически сканирующего пучка в движущейся дефокусирующей среде из боковых спеклов, ориентированных под углом к ветру, формируются каплевидные образования («запятые»), вытянутые примерно под тем же углом, а центральный максимум, имеющий большие размеры, сохраняет относительную стабильность. Легко понять, что лишь в случае «подковы», раскрытой навстречу ветру (рис. 3 (4, 6)), центральный спекл, медленно смещающийся на ветер, получает дополнительную энергию за счет вытянутых в его сторону «запятых». При других возможных ориентациях «подковы» (рис. 3 (8, 11)) фокусировки в указанном выше смысле не наблюдается. В «подкове», раскрытой по ветру, отсутствует подкачка энергии боковых спеклов в центральный спекл (рис. 3 (11)). Для параболы же, ориентированной перпендикулярно к ветру (рис. 3 (8)), центральный спекл вытянут вдоль ветра и испытывает быстрое расплывание, практически не получая энергии со стороны боковых спеклов.

Очевидно, варьируя параметры  $l_V$ ,  $l_{\perp}$ ,  $d$  траектории сканирования, можно изменять форму, взаимное расположение и соотношение амплитуд максимумов во входном распределении усредненной во времени интенсивности, а следовательно, степень и координату  $z_f$  «фокусировки» (рис. 2 (2—6, 10)). Так, например, расширение пучка (увеличение параметра  $d$ ) приводит к увеличению «фокусного» расстояния  $z_f$  (рис. 2 (6, 10)).

Следует отметить, что при использовании криволинейно сканирующих пучков увеличение максимальной интенсивности в некоторой точке  $z_f$  сочетается со значительным уменьшением максимальной интен-

\* Те же закономерности проявляются и для эллиптических траекторий сканирования (рис. 2, 3, кривые 2, 3). Эллиптические траектории, вытянутые поперек ветра, эффективнее компенсируют тепловую дефокусировку, нежели круговые или вытянутые вдоль ветра (см. также [9, 10]).

сивности сканирующего пучка на начальном участке трассы по сравнению с гауссовым пучком (см. рис. 2), что может играть существенную роль в условиях, когда максимальная передаваемая мощность лимитируется возникновением низкогопорогового оптического пробоя [11, 12].

Иллюстрируемая рис. 2, 3 перестройка с ростом  $z$  усредненной во времени поперечной структуры сканирующих пучков сопровождается смещением их осевого (при  $y=0$ ) центра тяжести вдоль координаты  $x$ :

$$\Delta x_c = \int_{-\infty}^{\infty} x |\bar{E}|^2 dx \bigg/ \int_{-\infty}^{\infty} |\bar{E}|^2 dx. \quad (7)$$

Результаты расчетов величины  $\Delta x_c$ , отраженные на рис. 4, показывают, что определяемое параметрами  $l_V$ ,  $l_{\perp}$ ,  $d$  положение абсолютного максимума интенсивности  $z_{\phi}$  на трассе (рис. 2 (2—6, 10)) хорошо коррелирует с координатой  $z_0$  нулевого смещения центра тяжести пучка ( $\Delta x_c(z_0) = 0$ ) (рис. 4 (2—6, 10)). Нетрудно видеть, что в свете приведенных выше качественных соображений эта закономерность получает естественное объяснение. Так, в случае эллиптического сканирования «фокусировка» осуществляется за счет сближения вытянутых по ветру острых концов «локальных» серповидных спеклов, смещенных как целое на ветер (рис. 3 (2), 4 (2)). При параболическом сканировании «фокусировка» происходит на основе центрального спекла «подковы», на входе в среду смещенного по ветру, а затемдвигающегося на ветер (рис. 3 (4), 4 (4) и 3 (6), 4 (6)). Указанная связь может быть использована при практическом решении задачи повышения плотности энергии в заданной точке дефокусирующей среды. Интересно отметить особенности распространения пучка, сканирующего по параболе, раскрытой по ветру (рис. 3 (11), 4 (11) и 4 (7)). С ростом координаты  $z$  форма такого пучка мало меняется, так же как и положение его центра тяжести. Это обстоятельство объясняется, по-видимому, близостью входного распределения усредненной интенсивности к стационарному автомоделному решению («серпу», раскрытому по ветру) рассматриваемой задачи.

4. Основным результатом настоящей работы можно считать утверждение, что близкими к оптимальным в движущейся дефокусирующей среде по критерию максимальной локальной интенсивности являются параболические траектории сканирования ( $l_{\perp}/l_V \sim 1 \div 1,5$ ), «открытые» навстречу ветру и дающие выигрыш в 2,5 раза по сравнению со случаем коллимированного гауссова пучка с сопоставимыми параметрами. При этом возможно эффективное управление продольным масштабом фокусировки  $z_{\phi}$  по параметрам  $l_V$ ,  $l_{\perp}$ ,  $d$ .

Можно отметить, что аналогичные показатели по сравнению со сфокусированным в точку наблюдения гауссовым пучком в движущейся дефокусирующей среде имеют несравненно более сложные адаптивные системы фазовой компенсации тепловой нелинейности [4]. При этом большинство известных алгоритмов лучше приспособлено для корректировки относительно слабых мелкомасштабных искажений, в силу чего при сильной нелинейности сходимость алгоритма ухудшается и существенным образом зависит от выбора нулевого приближения [3, 4]. Предложенные выше алгоритмы пространственного амплитудного управления, напротив, более приспособлены для компенсации именно крупномасштабных искажений, в том числе в случае сильной нелинейности, причем используют для коррекции независимый, амплитудный канал управления входным распределением поля. Исследованные эффективности указанной методики для случая сфокусированных пучков (т. е. программного амплитудно-фазового управления) представляет собой отдельную задачу, выходящую за рамки данной статьи.

Тем не менее, приведенные выше результаты указывают на возможность существенного улучшения качества компенсации тепловой нелинейности путем использования метода программного управления криволинейно сканирующим пучком в комплексной амплитудно-фазовой адаптивной системе.

Авторы признательны рецензенту за полезные замечания, способствовавшие уточнению отдельных положений статьи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вдовин В. А., Сорокин Ю. М. — Тезисы докладов XIII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. — М.: Наука, 1981, ч. 2, с. 169.
2. Вдовин В. А., Сорокин Ю. М. — Тезисы докладов VI Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере — Томск. ИОА СО АН СССР, 1981, ч. 3, с. 223.
3. Воронцов М. А., Егоров К. Д., Кандидов В. П., Чесноков С. С., Шмальгаузен В. М. — Тезисы докладов IV Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере — Томск. ИОА СО АН СССР, 1981, ч. 1, с. 3.
4. Ахманов С. А., Воронцов М. А., Кандидов В. П., Сухоруков П. А., Чесноков С. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 1, с. 1.
5. Корешкова Т. Б., Плетнев Н. В., Сенатский Ю. В., Склизков Г. В., Субботин Л. К., Шпилевский Б. Н., Южаков А. Н., Якушев А. К. — Препринт ФИАН № 64. — М., 1979.
6. Сорокин Ю. М. — Письма в ЖТФ, 1977, 3, вып. 15, с. 755.
7. Аскаръян Г. А., Студенов В. Б. — Письма в ЖЭТФ, 1969, 10, вып. 3, с. 113.
8. Воробьев В. В., Муравьев Н. И., Сорокин Ю. М., Шеметов В. В. — Квантовая электроника, 1977, 4, № 11, с. 2330.
9. Вдовин В. А., Сорокин Ю. М. — Тезисы докладов на II Всесоюзной конференции «Оптика лазеров». — Л.: ГОИ, 1979, с. 302.
10. Вдовин В. А., Сорокин Ю. М. — Тезисы докладов на X Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. — М., 1980, с. 163.
11. Вдовин В. А., Захарченко С. В., Скрипкин А. М., Сорокин Ю. М. — Труды Института экспериментальной метеорологии. — М.: Гидрометеоздат, 1981, вып. 26(99), с. 69.
12. Вдовин В. А., Сорокин Ю. М. — ЖТФ, 1981, 51, вып. 7, с. 1449.

Горьковский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
21 марта 1983 г.

#### ON THE POSSIBILITY OF DISTANCE FOCUSING OF THE CURVILINEAR SCANNING BEAM IN A MOVING DEFOCUSING MEDIUM

V. A. Vdovin, Yu. M. Sorokin

The thermal blooming of the collimated parabolic scanning beam in a defocusing medium moving transverse the beam is simulated. With a numerical analysis it is shown that the maximum intensity of the beam at a given section of the trace may be significantly increased by the choice of the scanning trajectory parameters.