

И.Г. Захарова, Ю.И. Карамзин, В.А. Трофимов

**О НЕСТАЦИОНАРНОМ САМОВОЗДЕЙСТВИИ  
ПРОФИЛИРОВАННЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ**

Исследуется интерференция, полученная от щелевых пучков, имеющих провал интенсивности на их оси, в условиях их нестационарного теплового самовоздействия в движущейся прозрачной и поглощающей средах. Обнаружено, что при распространении оптического излучения в облачной среде формируется структура взаимодействующих субпучков, что может усложнить работу адаптивной системы автофокусировки. Изучена динамика формирования субпучков в зависимости от начального профиля и формы импульса оптического излучения. Показано, что тепловое самовоздействие может привести к формированию пучка с одним максимумом интенсивности, если начальная мощность оптического излучения превышает некоторое критическое значение.

Как известно, одним из способов компенсации нелинейных искажений светового пучка является его профилирование (то есть выбор оптимального амплитудного профиля). Для этой цели перспективными оказываются гипергауссовы и гипертрубчатые световые пучки. Они претерпевают значительно меньшие нелинейные искажения как при распространении в прозрачной [1–5], так и в облачной [6–8] средах. Повышения эффективности транспортировки световой энергии и увеличения степени просветления жидкокапельной среды можно также достичь, используя эллиптические пучки [9–10]. Сочетание же эллиптичности и профилирования [7] позволяет, в частности, скомпенсировать боковое смещение центра тяжести пучка, распространяющегося в движущейся нелинейной среде. В практике помимо положения центра пучка весьма важен также профиль его интенсивности: достигается ли максимальная интенсивность в одной точке, или их несколько, и как соотносятся в них значения интенсивности. Именно данному вопросу (изучению структуры пучка, имеющего в начальном распределении интенсивности провал на его оси) посвящена настоящая работа (см. также [15]).

**1. Основные уравнения**

Распространение светового пучка в нелинейной регулярной среде описывается квазиоптическим уравнением, которое в безразмерных переменных имеет вид

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i\Delta_{\perp}A - i\alpha\varepsilon_{\text{нл}}A = 0. \quad (1)$$

где  $A$  — нормированная на пиковое значение комплексная амплитуда;  $z$  — продольная координата, измеряемая в единицах дифракционной длины  $l_d = 2ka^2$ ;  $k$  — волновое число;  $a$  — характерный поперечный размер пучка;  $\Delta_{\perp}$  — поперечный оператор Лапласа;  $\varepsilon_{\text{нл}}$  — нелинейная добавка к диэлектрической проницаемости, которая для теплового самовоздействия в прозрачной среде равна  $\alpha T$ , а при распространении в облачной среде  $\alpha T + iW\tau_d$ . Здесь  $\alpha$  — превышение начальной мощности над характерной мощностью теплового самовоздействия;  $\tau_d$  характеризует оптическую толщину невозмущенного облака;  $T$  — безразмерное изменение температуры;  $W$  — нормированная на невозмущенное значение водность среды [11–13].

При распространении светового импульса в движущейся по оси  $X$ , перпендикулярной оси  $z$ , прозрачной среде изменение температуры описывается уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial T}{\partial x} = |A|^2. \quad (2)$$

В случае же наличия водного аэрозоля вместо (2) необходимо решать систему уравнений относительно  $T$  и  $W$  [12, 13]

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial T}{\partial x} = (\alpha_m + (1 - \beta_r) W) |A|^2, \quad \frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial W}{\partial x} = -\gamma\beta_r |A|^2 W. \quad (3)$$

В (2, 3)  $t$  — нормированное на  $\tau_V = a/V$  время;  $V$  — скорость бокового движения среды;  $\alpha_m$  — коэффициент молекулярного поглощения оптического излучения;  $\beta_r$  — доля поглощенной каплями энергии, затраченной на испарение;  $\gamma$  — отношение начальной мощности пучка к мощности, характеризующей испарение капель.

На границе области по поперечным координатам и при  $t = 0$  изменение температуры и комплексная амплитуда равны 0, а водность  $W = 1$ . Так как численное моделирование на ЭВМ нестационарного светового пучка, не имеющего аксиальной симметрии, с хорошей точностью требует больших затрат, то нами рассматриваются щелевые пучки. В этом случае при  $z = 0$  задается следующее начальное распределение комплексной амплитуды:

$$A|_{z=0} = 0,5 \sqrt{T_n} (x - x_0)^m e^{-2(x-x_0)^m - K_0(t-t_0)^2} / Q,$$

$$Q^2 = \int (x - x_0)^{2m} e^{-4(x-x_0)^m} dx \int_0^{T_n} e^{-2K_0(t-t_0)^2} dt, \quad (4)$$

где  $m = 2 \dots 10$ ;  $T_n$  — длительность импульса;  $K_0 = 10$ . Так как при наличии второй поперечной координаты пучки с распределением (4) называются трубчатými, то в дальнейшем для краткости будем называть рассматриваемые пучки также трубчатými, подчеркивая то обстоятельство, что у них при  $x = x_0$  имеется нулевое значение интенсивности.

Отметим также, что при исследовании самовоздействия пучка в облачной среде вклад молекулярного поглощения в изменение ее температуры не учитывался, так как для  $\beta_r \sim 0,5$  [4] оно качественно не изменяет самовоздействия. Нами проводились расчеты для трасс  $0 \leq z \leq 0,2$  и интервала времени  $0 \leq t \leq 2,1$  с параметрами  $t_0 = 1,05$ ;  $x_0 = 4,5$ . И наконец, в работах [6, 8] показано, что слабодифрагирующие пучки трубчатого профиля могут испытывать в облачной среде аномальное увеличение пиковой интенсивности, и, как следствие этого, возрастает глубина прозрачности просветленной части среды. Поэтому мы рассмотрим также влияние дифракции пучка на этот эффект.

## 2. Линейная среда

Для выяснения влияния дифракции и самовоздействия пучков, имеющих в начальном распределении интенсивности провал на оси, на процесс распространения кратко остановимся на случае линейной среды. Согласно [14] трубчатый пучок  $m = 2$  на начальном этапе распространения испытывает фокусировку, что и наблюдалось в численных экспериментах: с ростом  $z$  интенсивность в боковых максимумах уменьшается, а в центре пучка растет (см. сплошная 2 и штриховая 2 кривые на рис. 1). При переходе к гипертрубчатým пучкам ( $m > 2$ ) с ростом  $z$  формируется структура субпучков. Их число, интенсивность в них определяются параметром  $m$  и трассой распространения: с ростом  $m$  и  $z$  уменьшается интенсивность между ними. Важно подчеркнуть, что новые субпучки образуются в области геометрической тени: слева и справа от первоначальных максимумов. Центральный же максимум формируется в начале трассы распространения. Таким образом, формирование субпучков вызвано дифракцией оптического излучения на двух щелях. Так как освещение щелей неоднородно, то дифракционная картина не имеет нулевых максимумов. В качестве иллюстрации на рис. 1 сплошной 6 и штриховой 6 кривыми изображены профили интенсивности пучка с  $m = 6$  в сечениях  $t = 0,1$  и  $0,2$ .

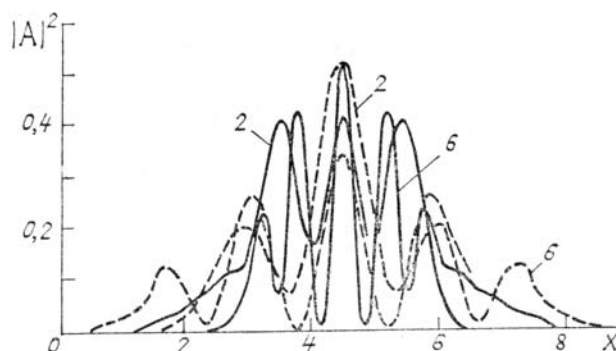


Рис. 1. Профили интенсивности оптического излучения, распространяющегося в линейной среде, с гауссовой формой импульса в момент времени  $t_0 = 1,19$  в сечениях  $z = 0,1$  (сплошные кривые),  $z = 0,2$  (штриховые кривые). Значение параметров  $m$  указано на кривых,  $x_0 = 4,5$

## 3. Облачная среда

Рассмотрим распространение световых импульсов в облачной среде при следующих значениях параметров  $\beta_r = 0,75$ ,  $\tau_d = 1$ ,  $\gamma = 10$ ,  $\alpha = 80, 150, 1500$ . Их выбор обусловлен тем, что ранее [1–6, 15] нами исследовалось самовоздействие профилированных пучков примерно при данных значениях параметров. Из проведенных численных экспериментов следует, что характер распространения пучка при  $\alpha = 80, 150$  с точки зрения его профиля практически одинаков. Отметим, что  $\alpha = 80$  соответству-

ет слабому тепловому самовоздействию, которое широко исследуется на практике (эффективное значение  $\alpha$  для теплового самовоздействия с учетом  $\beta_T$  и нормировкой, которая используется другими авторами, например [7, 9, 10], равно 40).

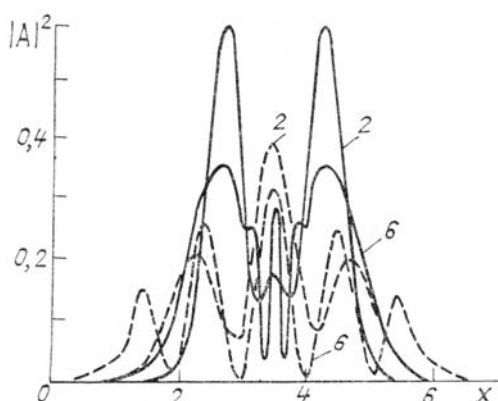


Рис. 2. Профили интенсивности распространяющегося в облачной среде оптического излучения с гауссовой формой импульса в момент времени  $t = 1,19$  в сечении  $z = 0,05$  (сплошные кривые),  $z = 0,15$  (штриховые кривые). Параметр  $m$  указан на кривых,  $x_0 = 3,5$

Характер распространения светового импульса в облачной среде в условиях слабого самовоздействия во многом аналогичен его распространению в линейной среде. Так, при  $m = 2$  в центре пучка в сечении  $z = 0,05$  начинает формироваться третий максимум с интенсивностью, в 3,2 раза меньшей интенсивности боковых максимумов (см. сплошную кривую 2 рис. 2). Профили прозрачности, определяемые по правилу  $1 - W$ , и температуры имеют один провал в центре. Глубина просветления монотонно возрастает во времени, и величина  $W$  достигает к концу импульса значения 0,1 в точках первоначальных максимумов интенсивности пучка и 0,75 безразмерных единиц.

Если для пучка с  $m = 4$  имеются аналогичные зависимости, то уже для  $m = 6$  картина распространения оптического излучения существенно изменяется. Во-первых, наветренная граница канала просветления примерно на 20% смещается меньше, чем для пучка с  $m = 2$  (см. сплошная кривая 6 рис. 2). Во-вторых, в центре пучка на месте провала интенсивности появляется узкий максимум, в котором интенсивность несколько (в 1,2 раза) меньше боковых максимумов. Важно, что во внутренней области пучка (в отличие от линейной среды) начинают формироваться еще два локальных максимума, появление которых связано с отражением оптического излучения от более просветленных и, следовательно, менее плотных частей среды. Нелинейное самовоздействие проявляется также в возникновении асимметрии в зависимости пиковой интенсивности от времени: задняя часть импульса становится более пологой. Значения водности в максимумах и минимуме прозрачности несколько больше, чем при  $m = 2$ , и равны соответственно 0,2 и 0,63. Из сравнения количественных характеристик пучков с  $m = 2$  и 6 следует также, что наибольшее различие принимаемых в апертуру  $R_a = 2$  мощностей пучков составляет 10% от уровня максимальной мощности оптического излучения с  $m = 2$ .

При дальнейшем распространении абберационная картина развивается. Так, для пучка с  $m = 2$  формируется три максимума интенсивности и прозрачности (см. пунктирная кривая 2 рис. 2). Нелинейное поглощение приводит к уменьшению интенсивности в ее пиках и к ее выравниванию в них. Ширина канала прозрачности с ростом  $z$  увеличивается и появляется его асимметрия, которая выражается в более сильном просветлении области, первоначально занятой вторым по отношению к движению среды максимумом интенсивности. С ростом  $m$  до 6 профиль интенсивности становится более изрезанным и содержит, например в сечении  $z = 0,1$ , пять локальных максимумов, которые сохраняются до  $z = 0,15$  (см. рис. 2). Интересно отметить, что между центральными максимумами интенсивности ее значение близко к нулю. Из-за дифракции расплывается как отдельный субпучок, так и пучок в целом. Однако структура субпучков сохраняется в процессе распространения, и они не перекрывают друг друга. Затем в сечении  $z = 0,2$  число субпучков увеличивается до 7 (в линейной среде их было 5) и интенсивность между ними близка к 0 (менее  $5 \cdot 10^{-3}$ ), что вызвано сильным поглощением оптического излучения из-за слабого просветления облачной среды между субпучками. Таким образом, нелинейное поглощение стабилизирует структуру субпучков.

Характер распространения оптического излучения не меняется при увеличении  $\alpha$  до 150. Отличие состоит в росте смещения центра пучка, более сильном уширении субпучков, увеличении их пиковой интенсивности за счет нелинейной рефракции и разности ее значений в боковых максимумах. В этих случаях структура пучка определяется, по существу, дифракцией. Из-за движения среды ее неоднородности смещаются в области малой интенсивности пучка и для проведенного здесь анализа не успевают оказать сильного влияния на распространение субпучков, так как длительность импульса примерно равна времени движения среды поперек пучка. В результате этого смещение центра тяжести гауссова импульса повторяет его форму. Однако для прямоугольного ( $K_0 = 0$ ) во времени им-

пульса той же энергии, что и для гауссова импульса, характер распространения несколько иной. Это проявляется в менее сильном просветлении облачной среды, более низком значении пиковой интенсивности, которая к концу импульса увеличивается. Но наиболее существенное отличие связано с зависимостью смещения центра пучка, хотя оно в 7 раз меньше смещения, достигаемого в случае гауссова импульса. Сначала при  $t \leq 0,6$  (в зависимости от профиля пучка) центр смещается навстречу движению среды. Затем происходит захват оптически более плотной непросветленной частью среды отдельных субпучков, и они смещаются вместе со средой вплоть до конца импульса.

При дальнейшем увеличении  $\alpha$  до значения 1500 (увеличении мощности пучка или уменьшении параметра  $\beta_T$  при сохранении значения произведения  $\alpha\beta_T$ ) структура субпучков при распространении прямоугольного импульса остается прежней, но интенсивность в последних от центра двух субпучках на 1,5% меньше, чем в трех предыдущих. В отличие от случая  $\alpha = 150$  центр тяжести оптического излучения всегда смещается навстречу движению среды: например, в сечении  $z = 0,2$  (см. рис. 3 сплошные кривые) сначала при  $t \leq 1$  отклонение пучка от оси  $z$  увеличивается, затем при  $1 \leq t \leq 1,8$  уменьшается, а потом снова увеличивается. По-видимому, колебания центра тяжести пучка будут продолжаться и при  $t > 2,1$ . Данное обстоятельство обусловлено влиянием двух противоположных по действию механизмов нелинейности: теплового самовоздействия и фокусировки пучка за счет отражения от более плотной непросветленной части облачной среды. Максимальное смещение центра пучка не превышает 0,13 безразмерных единиц.

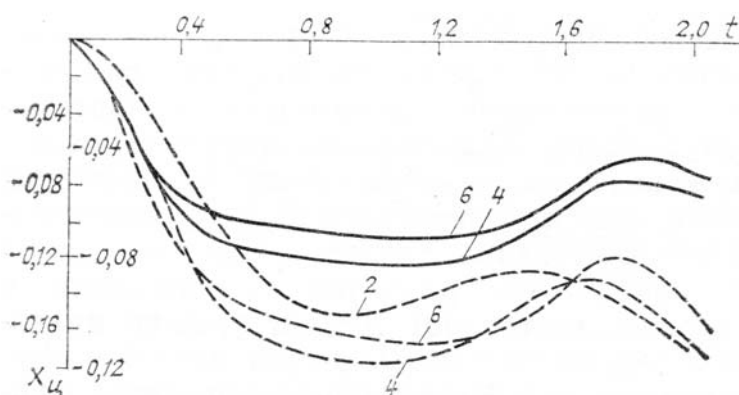


Рис. 3. Зависимость центра тяжести  $X_{ц}$  прямоугольного светового импульса от времени в сечении  $z = 0,2$  для  $\alpha = 1500$  при его распространении в облачной среде (сплошная кривая; масштаб указан с внешней стороны оси  $X_{ц}$ ) и для  $\alpha = 150$  (штриховые кривые; масштаб указан с внутренней стороны оси  $X_{ц}$ ) при его распространении в прозрачной среде с тепловым механизмом нелинейности. Параметр  $m$  указан на кривых

В случае импульса гауссовой формы (см. выше) и параметра нелинейности  $\alpha = 1500$  смещение центра пучка достигает в центре импульса 0,8. Оно происходит навстречу движению среды и повторяет форму импульса. Важно подчеркнуть, что в этом случае в световом импульсе примерно при  $t = 1,05$  формируется узкий пик интенсивности. Ее значение в нем в 4–5 раз больше интенсивности в других максимумах, при этом пик сильно смещается навстречу ветру. Структура неперекрывающихся субпучков в данном случае формируется только в начале и в конце импульса, когда нелинейность проявляется слабо. В центре же импульса нелинейное самовоздействие приводит к формированию распределения интенсивности с узким максимумом.

#### 4. Тепловое самовоздействие в прозрачной среде

Аналогичное исследование проведено для теплового самовоздействия в прозрачной среде. Детальное изложение результатов численного моделирования представлено в [15]. В данной же статье отметим лишь характерные отличия от рассмотренного выше случая облачной среды для пучков с распределением (4), где  $K_0 = 10$ ,  $m = 6$ ,  $x_0 = 6$ ,  $t_0 = 1,05$ ,  $\alpha = 150$ . Так, для пучков с  $m > 2$  в отличие от облачной среды уже в сечении  $z = 0,05$  формируется узкая область распределения интенсивности, в которой реализуется ее максимальное значение, зависящее от  $m$  (см. рис. 4, а). С ростом  $z$  интенсивность в максимуме сначала увеличивается, а затем уменьшается. С течением времени эта область разбивается на две, пиковая интенсивность которых превосходит значение первоначального максимума.

Подчеркнем, что в отличие от облачной и линейной сред при тепловом самовоздействии светового пучка в прозрачной среде формирование субпучков происходит в основном во внутренней области распределения интенсивности, а выравнивание ее значений в максимумах субпучков происходит только на периферии пучка, основной же максимум сильно смещается навстречу движению среды (см. рис. 4). Интенсивность между пиками субпучков существенно отлична от нуля.

Для пучков, имеющих прямоугольную форму импульса, структура субпучков становится более выраженной: существуют два максимума с одинаковыми значениями интенсивности. Смещение же центра пучка примерно равно значению, реализуемому в случае облачной среды с  $\alpha = 1500$ . Имеется такая же осциллирующая во времени зависимость положения центра пучка и его пиковой интенсивности. В качестве иллюстрации на рис. 3 представлены зависимости положения центра пучка от времени (штриховые кривые).

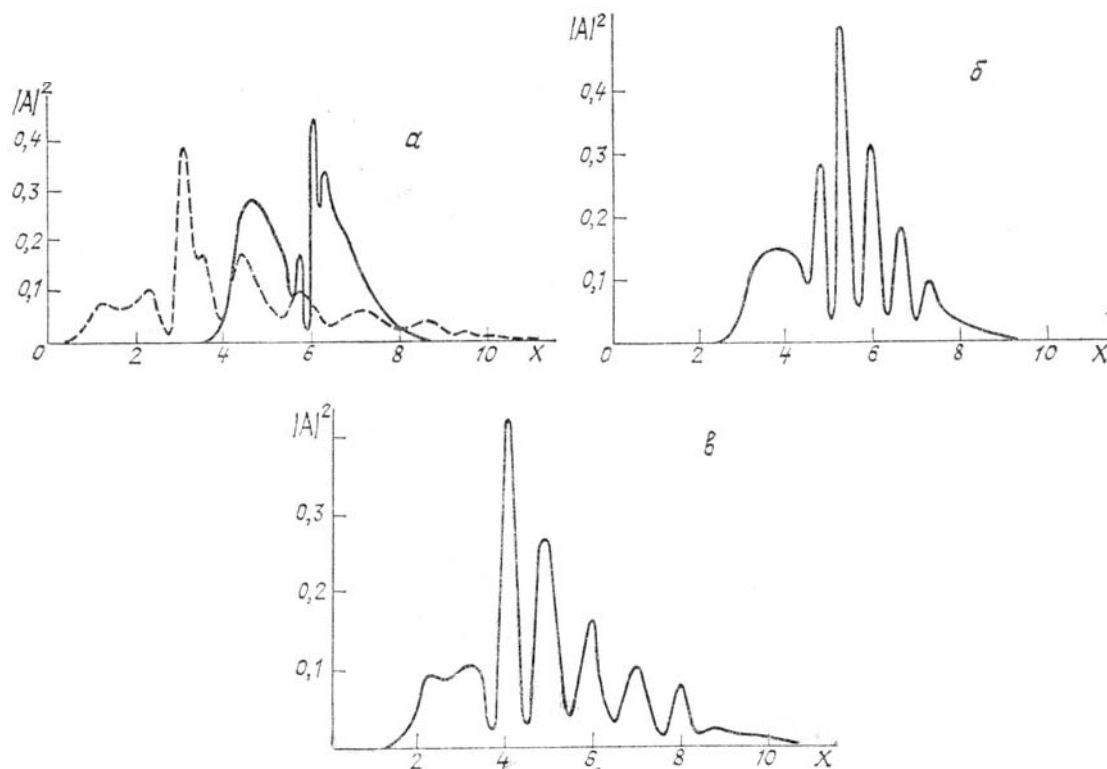


Рис. 4. Профили интенсивности оптического излучения с гауссовой формой импульса и  $m = 6$ , распространяющегося в прозрачной среде с тепловым механизмом нелинейности, в момент времени  $t = 1,225$  в сечениях  $z = 0,05$  ( $a$  — сплошная кривая)  $z = 0,2$  ( $a$  — штриховая),  $z = 0,1$  ( $b$ ),  $z = 0,15$  ( $c$ )

Заметим, что структура субпучков будет снова формироваться в случае слабого самовоздействия, например при  $\alpha = 15$ . Однако из-за движения среды центр тяжести пучка во времени значительно смещается (до 0,14 безразмерных единиц). Следовательно, интенсивность на оси приемника будет периодически возрастать и убывать.

## 5. Выводы

Из приведенных результатов можно сделать следующие выводы. Структура пучка, имеющего провал в распределении интенсивности на оси, определяется параметром  $m$ , характеризующим близость распределения интенсивности к платообразной функции, механизмом нелинейности, формой импульса и превышением начальной мощности оптического излучения над характерной мощностью самовоздействия. Для световых пучков с  $m > 2$  при слабом самовоздействии формируется как в прозрачной, так и облачной среде структура невзаимодействующих пучков, обусловленная дифракцией оптического излучения на щелях.

Нелинейное поглощение приводит к стабилизации данной структуры и выравниванию максимальных значений интенсивности в субпучках. Формирование субпучков усложняет работу адаптивных систем, корректирующих амплитудно-фазовые искажения оптического излучения, из-за наличия в плоскости приемника нескольких максимумов примерно равной интенсивности.

Тепловое самовоздействие мощных пучков как в прозрачной, так и в поглощающей среде приводит к стабилизации профиля интенсивности: существует один ярко выраженный максимум интенсивности, но он сильно смещается навстречу ветру. Для импульсов с длительностью, большей  $\tau_V$ , может реализоваться осциллирующая во времени зависимость пиковой интенсивности и положения центра тяжести пучка, обусловленная оптическим захватом более плотными областями среды (непросветленными — в случае облачной среды, или ненагретыми оптическим излучением — в случае прозрачной среды) максимумов интенсивности оптического излучения.

1. Трофимов В. А. // Вестник Моск. ун-та. Сер. Физика и астрономия. 1983. Т. 24. № 2. С. 70–72.
2. Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Трофимов В. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 10. С. 1292–1298.
3. Трофимов В. А. // Там же. 1985. Т. 28. № 5. С. 624–633.
4. Трофимов В. А. // Радиотехника и электроника. 1986. Т. 31. № 7. С. 1930–1938.
5. Сухоруков А. П., Тимофеев В. В., Трофимов В. А. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 7. С. 1684–1696.
6. Захарова И. Г., Карамзин Ю. Н., Трофимов В. А. // III Весес. симпозиум по распространению лазерного излучения в дисперсной среде (Тезисы докл.). Обнинск: Изд-во ИЭМ. 1985. Ч. 4. С. 38–41.
7. Егоров К. Д., Кандидов В. П., Пентегова Л. И., Прахов М. С. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 9. С. 1825–1833.
8. Захарова И. Г., Карамзин Ю. Н., Трофимов В. А. // Там же. 1987. Т. 14. № 9. С. 1839–1848.
9. Гордин М. П., Садовников В. П., Стрелков Г. М. // Радиотехника и электроника. 1983. Т. 28. № 7. С. 1257–1261.
10. Воробьев В. В., Шеметов В. В. Численное исследование некоторых задач теплового самовоздействия лазерных пучков в атмосфере М., 1978. 47 с (Препринт/ИФА АН СССР).
11. Сухоруков А. П., Шумилов Э. Н. // ЖТФ. 1973. Т. 18. № 5. С. 1029–1040.
12. Волковицкий О. А., Седунов Ю. С., Семенов Л. П. // Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 312 с.
13. Зуев В. Е., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1980. 183 с.
14. Аскарьян Г. А., Студенов Б. В. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 10. Вып. 2. С. 113–116.
15. Захарова И. Г., Карамзин Ю. Н., Трофимов В. А. Численное моделирование нестационарного самовоздействия профилированных световых пучков. М.: 1988. 23 с. (Препринт/ИПИМ им. М. В. Келдыша АН СССР. № 21).

Московский госуниверситет  
им. М. В. Ломоносова

Поступила в редакцию  
15 сентября 1988 г.

**I. G. Zakharova, Yu. N. Karamzin, V. A. Trofimov. On Nonstationary Thermal Blooming of Shaped Light Beams.**

The interference pattern from one-dimensional on-axis null beams subject to nonstationary thermal blooming in a moving transparent or absorbing medium is examined. In the case of optical propagation through a cloudy medium a noninteracting subbeam structure is found to form, which can deteriorate the performance of the adaptive autofocusing system. It is shown that the thermal blooming effect may result in a beam with a single intensity peak if the initial optical power is above a certain critical value.