

К.С. Гочелашвили, А.Н. Стародумов, И.М. Узунов

ИСКАЖЕНИЯ СФОКУСИРОВАННЫХ ПУЧКОВ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ РАССЕЯНИИ В СЛАБО ПОГЛОЩАЮЩЕЙ АТМОСФЕРЕ

Исследуется влияние попутного нестационарного вынужденного рассеяния в слабопоглощающей среде (ВРП) на угловую расходимость коллимированных и сфокусированных пучков. Анализируются режимы ВРП на тепловых и акустических возмущениях плотности среды. Сравнивается характер развития пространственных искажений в условиях эффекта кинетического охлаждения газа и тепловой дефокусирующей нелинейности и оценивается влияние поперечных размеров пучка на инкременты вынужденного рассеяния.

В условиях нестационарного теплового самовоздействия в однородной среде изменение поперечного профиля интенсивности в пучке вызвано двумя факторами: тепловой дефокусировкой пучка как целого [1–3] и неустойчивостью излучения относительно малых возмущений поля [4–6].

Тепловое самовоздействие пучка можно уменьшить, увеличивая поперечные размеры пучка и уменьшая длительность лазерного импульса [2]. В частности, при фиксированной апертуре пучка a переход к режиму короткого импульса, т.е. к импульсу с длительностью $\tau_{\text{и}} < \tau_v = a/v$ (v — скорость звука), значительно уменьшает нелинейные искажения пучка по сравнению с режимом длинного импульса ($\tau_{\text{и}} > \tau_v$) [2]. Как было показано в [7], для коротких лазерных импульсов с широкими излучающими апертурами ($\kappa a^2 > z$, где z — длина трассы, κ — волновое число) изменение поперечного профиля интенсивности пучка не зависит от тепловой дефокусировки пучка как целого, а определяется неустойчивостью излучения относительно малых возмущений поля. Это приводит к образованию мелкомасштабной структуры в поперечном сечении пучка и аномальному уширению углового спектра.

Развитие неустойчивости вызвано усилением малых возмущений в поле мощной волны вследствие эффектов вынужденного рассеяния света из-за поглощения лазерного излучения (ВРП) [8]. В зависимости от характерного пространственного размера неоднородности поля ВРП наблюдается на тепловых или звуковых изменениях показателя преломления среды.

Характерной особенностью вынужденного рассеяния (ВР) в атмосфере являются большая протяженность трасс, слабая временная дисперсия и, главное, наличие высокого уровня затравочных возмущений поля. Затравочные возмущения гораздо интенсивнее тепловых шумов среды и обычно вызваны неполной пространственной когерентностью поля на излучающей апертуре либо уширением пространственного спектра излучения при рассеянии на атмосферной турбулентности или на аэрозольных частицах.

Так как эти возмущения распространяются в том же направлении, что и мощная волна, и гораздо интенсивнее спонтанных шумов, то порог возникновения попутного ВРП снижается. Попутное ВРП происходит в существенно нестационарном режиме. Так, характерные времена релаксации наведенных температурных решеток в воздухе для возмущений поля с характерным поперечным масштабом $l = 10^{-1}$ см и коэффициентом температуропроводности $\kappa = 0,18$ см²/с составляют $T \approx 10^{-3}$ с. Частотный сдвиг волны, рассеянной на этой решетке, очень мал $\Delta\nu \approx 1$ кГц (меньше ширины лазерного излучения) и им можно пренебречь. Таким образом, можно рассматривать процесс ВР без сдвига частоты. Отметим, что это характерно только для нестационарного режима рассеяния. При этом анализ ВР удобнее проводить, не выделяя стоксову и антистоксову компоненты, а исследуя устойчивость плоской волны накачки по отношению к малым возмущениям поперечного профиля пучка. Такой подход использовался при анализе самовоздействия излучения в средах с локальной керровской нелинейностью [9].

В работе исследуется влияние попутного нестационарного ВРП на тепловых (режим длинного импульса) и звуковых (режим короткого импульса) возмущениях среды на угловую расходимость коллимированных и сфокусированных пучков. Сравнивается характер развития неустойчивости в условиях эффекта кинетического охлаждения газа и тепловой дефокусирующей нелинейности. Анализируется влияние поперечных размеров пучка на скорость развития слабых начальных искажений поля. Рассматривается распространение излучения в газовой среде. Анализируются импульсы с длительностью $\tau_{\text{и}} < \frac{l}{v_{\perp}}, \frac{l^2}{4\kappa}$, где v_{\perp} — боковая составляющая скорости ветра, не учитывая эффекты, связанные с выносом тепла из канала пучка за счет теплопроводности, конвективного и ветрового движения среды.

Для мелкомасштабных возмущений $l < v\tau_{\text{и}}$ акустическая волна, возникающая в момент включения источника, выходит за пределы неоднородности за время прохождения импульса. Изменения

показателя преломления δn обуславливаются изобарическим нагревом среды и описываются выражением (режим длинного импульса)

$$\delta n \simeq -\gamma_{1,2} \int_0^t I(t_0) dt_0, \quad (1)$$

где I — интенсивность излучения, а множитель γ пропорционален коэффициентам поглощения соответственно в средах с дефокусирующей ($\gamma_1 > 0$) и фокусирующей ($\gamma_2 < 0$) тепловыми нелинейностями. Для большинства длин волн поглощение излучения в атмосфере сопровождается нагревом среды, а γ_1 определяется выражением

$$\gamma_1 = \frac{\gamma_a - 1}{\gamma_a p} (n_0 - 1) \alpha,$$

где γ_a — показатель адиабаты; p — атмосферное давление; α — коэффициент поглощения лазерного излучения; $n_0 - 1 \approx 3 \cdot 10^{-4}$. При распространении излучения CO_2 -лазера из-за эффекта кинетического охлаждения газа [11] среда может охлаждаться.

Для импульсов с длительностью $10^{-7} \text{ с} < \tau_n < T_1, T_2$ ($T_1 = 10^{-1} \text{ с}$, $T_2 = 10^{-3} \text{ с}$ — характерные времена столкновительной дезактивации уровня 00^0_1 (CO_2) и находящегося с ним в резонансе колебательного уровня N_2) γ_2 в зависимости от интенсивности излучения определяется выражением

$$\gamma_2 = \frac{\gamma_a - 1}{\gamma_a p} (n_0 - 1) \begin{cases} \alpha_{\text{H}_2\text{O}} - \alpha_{\text{CO}_2} \frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1} & I \lesssim 1 \text{ МВт/см}^2 \\ \alpha_{\text{H}_2\text{O}} & I \gg 10 \text{ МВт/см}^2, \end{cases}$$

где $\alpha_{\text{H}_2\text{O}}, \alpha_{\text{CO}_2}$ — коэффициенты поглощения излучения парами воды и молекулами углекислого газа, $\mathcal{E}_1 = 1997 \text{ К}$, $\mathcal{E}_2 = 3380 \text{ К}$ — энергии колебательных уровней 10^0_0 (CO_2) и 00^0_1 (CO_2). При выполнении условия

$$\alpha_{\text{H}_2\text{O}} < \alpha_{\text{CO}_2} \frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1}$$

реализуется эффект кинетического охлаждения газа и γ_2 становится отрицательной.

Для коротких импульсов $\tau_n < l/v$ изменения показателя преломления δn вызваны акустическим импульсом, возникающим в переходном режиме от изохорического процесса нагрева в начальный момент времени к изобарическому, и описываются соотношением [7]:

$$\delta n \simeq \gamma_{1,2} v^2 \int_0^{t_1} dt_1 \int_0^{t_1} dt_0 (t_1 - t_0) \Delta_{\perp} I. \quad (2)$$

Будем рассматривать слабофокусированные пучки, для которых, во-первых, радиус кривизны R начального фронта превышает расстояние до мишени z ; во-вторых, дифракционным и нелинейным распылываниями пучков можно пренебречь, в-третьих, преобладает геометрическая сходимость пучка $\frac{\kappa a^2}{2R} \gg 1$. Определим медленно меняющуюся амплитуду поля с учетом геометрической сходимости пучка $E_{\text{сф}}$ соотношением:

$$E_{\text{сф}} = E \frac{R - z}{R} \exp \left[-i\kappa z - \frac{i\kappa z^2}{2(R - z)} \right].$$

Изменение $E_{\text{сф}}$ описывается уравнением:

$$\left[2i\kappa \frac{\partial}{\partial z} + \Delta_{\perp} + \frac{2\kappa^2}{n_0} \delta n \left(\frac{R^2 |E_{\text{сф}}|^2}{(R - z)^2} \right) \right] E_{\text{сф}} = 0. \quad (3)$$

В дальнейшем нижний индекс y медленно меняющейся амплитуды и $\gamma_{1,2}$ будем опускать. Для воздуха $n_0 \approx 1$. Пусть на излучающей апертуре задано распределение поля в виде

$$E(\rho, z = 0) = E_0 + E_1(\rho),$$

где E — регулярная часть поля; $E_1(\rho)$ — малое возмущение; $|E_1| \ll |E_0|$. Необходимо исследовать пространственное и временное развитие возмущений, заданных на исходной апертуре в зависимости от параметров импульса и длины трассы.

Режим длинного импульса. Линеаризуем уравнение (3), где δn определяется выражением (1), используя в качестве малого параметра $\mu = \frac{|E_1|}{|E_0|}$. Пренебрегая дифракцией пучка как целого, для амплитуды мощной волны находим $E_0(z) = \left(\frac{8\pi}{cn_0} I_0\right)^{1/2} \exp(-iS)$, где самонаведенный набег фазы S определяется соотношением:

$$S = \kappa \gamma I_0 \tau_{\text{н}} \frac{Rz}{R-z}. \quad (4)$$

Вместо E_1 введем новую амплитуду возмущений $E_1 = \mathcal{E} e^{-iS}$, тогда для \mathcal{E} получаем уравнение

$$2i\kappa \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \Delta_{\perp} \mathcal{E} - 2\kappa^2 \gamma I_0 \frac{R^2}{(R-z)^2} \int_0^t (\mathcal{E} + \mathcal{E}^*) dt_0 = 0 \quad (5)$$

с начальным условием

$$\mathcal{E}(\rho, z = 0) = E_1(\rho). \quad (6)$$

В (5) не учтена поперечная ограниченность светового пучка. Влияние ограниченности пучка будет рассмотрено ниже введением конечной длины взаимодействия для спектральных компонент возмущений. Уравнения, подобные (5), решаются с помощью перехода к Фурье-трансформанте по поперечным координатам и к Лаплас-образу по времени [6].

Для вычисления обратного преобразования Лапласа использовался метод «перевала» [6, 10]. Зависимость показателя преломления от z учитывалась в рамках геометрикооптического приближения для слабонеоднородных сред.

Характер развития искажений в сфокусированном излучении определяется полным самонаведенным набегом фазы S (4). При $|S| \ll 1$ нелинейные эффекты не сказываются на эволюции искажений.

При $|S| \gg 1$ в пространственном спектре возмущений можно выделить три характерные области пространственных частот. В области низких (устойчивых) частот

$$q \ll q_{\text{н}} = 2q_F \left(\ln \frac{R}{R-z} \right)^{-1} |S|^{-1/2} \left(\frac{z^2}{R^2 - Rz} \right)^{1/2}; \quad q_F = \left(\frac{\kappa}{z} \right)^{1/2},$$

нелинейность не влияет на эволюцию спектральных амплитуд. Неравенство $q_{\text{н}} < q$ определяет область неустойчивых пространственных частот. В промежуточной

$$q_{\text{н}} \ll q \ll q_{\text{пр}} = 2q_F \left(\frac{R}{R-z} \right)^{1/2} |S|^{1/4} \quad (7)$$

и высокочастотной

$$q_{\text{пр}} \ll q \quad (8)$$

областях из-за процесса нестационарного попутного вынужденного рассеяния происходит усиление спектральных амплитуд возмущений $\tilde{\mathcal{E}}(\mathbf{q}, z, t) = \chi(\mathbf{q}, z, t) + i\eta(\mathbf{q}, z, t)$ в поле мощной волны соответственно по законам:

$$|\chi| \sim \Omega^{-1/2} \exp \left[\frac{3}{2} \Omega \right], \quad (9)$$

$$|\eta| \sim \Omega^{-1/2} \exp [3\Omega] \quad (9')$$

и

$$|\chi|, |\eta| \sim |S|^{-1/4} \exp(2|S|)^{1/2}, \quad (10)$$

где Ω — определяется выражением:

$$\Omega = \left(\ln \frac{R}{R-z} \right)^{2/3} \left(\frac{R^2 - Rz}{Z^2} \right)^{1/3} \left(\frac{q|S|^{1/2}}{2q_F} \right)^{2/3}.$$

Верхний коэффициент в инкременте (9) относится к дефокусирующей, а нижний к фокусирующей нелинейности. Видно, что скорость роста спектральных амплитуд в высокочастотной области (8) не зависит от знака нелинейности. В промежуточной области (7) нарастание спектральных амплитуд в фокусирующей среде происходит быстрее, чем в дефокусирующей. Соотношения (9), (10) и области применимости (7), (8) в пределе $R \rightarrow \infty$ переходят в соответствующие результаты, описывающие эволюцию начальных искажений в плоской волне [7]. Анализ развития возмущений в сфокусированной и плоской волнах в режиме длинного импульса показывает, что: во-первых, при фиксированной длине трассы для широких пучков максимальный инкремент нарастания в сфокусированной волне в $\left(\frac{R}{R-z} \right)^{1/2}$ раз ольше; во-вторых, за счет уменьшения q_n ($q_n = q_n^{\text{пл}} z R^{-1} \left(\ln \frac{R}{R-z} \right)^{-1}$, где $q_n^{\text{пл}}$ — нижняя граница неустойчивых частот в плоской волне) расширяются области неустойчивых частот.

Режим короткого импульса. Линеаризуя уравнение (3) с нелинейной добавкой к показателю преломления δn в виде (2) для амплитуды мощной волны получим:

$$E_0 = \left(\frac{8\pi}{cn_0} I_0 \right)^{1/2} e^{iS'},$$

где

$$S' = \frac{1}{9} \gamma v^2 I_0 \tau_n^3 R^2 \left[\frac{1}{(R-z)^3} - \frac{1}{R^3} \right].$$

Введем новую амплитуду возмущений $E_1 = \mathcal{E} e^{-is}$. Изменение \mathcal{E} описывается приближенным уравнением, в котором пренебрегается слагаемыми $\sim O(R^{-2})$:

$$2i\kappa \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \Delta_{\perp} \mathcal{E} + \frac{2\kappa^2 \gamma v^2 I_0 R^2}{(R-z)^2} \int_0^t dt_1 \int_0^{t_1} dt_0 (t_1 - t_0) \Delta_{\perp} (\mathcal{E} + \mathcal{E}^*) \quad (11)$$

с начальным условием (6). Решение (11) проводится по уже описанной для режима длинного импульса схеме. Параметрами, определяющими различные режимы эволюции спектральных амплитуд, являются самонаведенный набег фазы $S_k = \kappa \frac{zR}{R-z} |\gamma| I_0 v^2 \tau_n^3 q^2$ и френелевская частота q_F . Так как S_k

зависит от пространственной частоты, то удобнее переписать его в виде $S_k = \left(\frac{q}{q_F} \right)^2 \beta$, где

$\beta = \kappa^2 |\gamma| v^2 \tau_n^3 I_0 \frac{R}{R-z}$ новый безразмерный параметр. При $\beta \ll 1$ (случай, который обычно реализуется в атмосфере) область неустойчивых частот определяется неравенством

$$q_n = (3\beta)^{-1/2} q_F \ll q.$$

Спектральные амплитуды изменяются по закону:

$$|\chi|, |\eta| \sim (3S_k)^{-1/8} \exp[1,23(3S_k)^{1/4}].$$

Уменьшая длительность импульса, а следовательно, и β , можно существенно расширить диапазон устойчивых пространственных частот, оставляя неизменной полную энергию в импульсе. Сравнивая характер развития неустойчивости в среде с дефокусирующей и фокусирующей инерционной нелинейностью, следует отметить, что инкремент нарастания одинаков в обоих случаях и не зависит от знака нелинейности. Сравнение полученных результатов с соответствующими зависимостями для плоской волны [7] показывает, что максимальный инкремент нарастания в сфокусированной волне в

$\left(\frac{R}{R-z} \right)^{1/4}$ раз больше, а нижняя граница неустойчивых частот уменьшается.

Ослабить влияние неустойчивости можно, уменьшая поперечные размеры пучка. Из-за ограниченности пучка высокочастотные спектральные компоненты возмущений имеют конечную длину взаимодействия с полем мощной волны. При фиксированной длине трассы z удобно ввести характерную пространственную частоту $q_{вз} = q_F N_F^{1/2} \left(1 - \frac{z}{R}\right)$, где $N_F = \frac{\kappa a^2}{z}$ — число Френеля. Для рассматриваемых нами широких пучков $N_F \gg 1$. В области частот $q_n < q < q_{вз}$ ограниченность пучка можно не учитывать и инкремент неустойчивости не зависит от поперечных размеров пучка. Для спектральных гармоник $q_{вз} < q$ введем конечную длину взаимодействия с полем мощной волны $z_{вз}(q) = \frac{R\kappa a}{Rq + \kappa a}$.

В режиме длинного импульса, подставляя выражение для $z_{вз}$ в (10), для инкремента нарастания амплитуд возмущений получим $\Gamma(q) = (2\kappa^2 a q^{-1} |y| I_0 \tau_n)^{1/2}$. Следовательно, учет ограниченности пучка приводит к подавлению неустойчивости в области высоких частот. В режиме короткого импульса инкремент $\Gamma(q)$ принимает вид $\Gamma(q) = 1,3(3aq\beta)^{1/4}$. В этом случае учет ограниченности пучка приводит к замедлению скорости развития возмущений. Полученные выражения $\Gamma(q)$ совпадают с аналогичными выражениями для коллимированного пучка. Это связано с тем, что увеличение плотности энергии в сфокусированном пучке компенсируется сокращением области взаимодействия спектральных гармоник возмущений с полями мощной волны за счет уменьшения поперечных размеров сходящегося пучка.

В рассматриваемом случае $z/R < 1$ для q_n в режиме длинного импульса можно получить следующее приближенное выражение:

$$q_n \simeq 2q_F S^{1/4} \left(\frac{R}{R-z}\right)^{1/2}.$$

Сравнивая последний результат с выражением для $q_{вз}$ и учитывая, что $S \gg 1$, $N_F \gg 1$, находим, что q_n и $q_{вз}$ связаны соотношением $q_n \ll q_{вз}$. Следовательно, в режиме длинного импульса в спектре неустойчивых частот $q_n < q$ всегда есть полоса частот $q_n < q < q_{вз}$, которые «не чувствуют» ограниченности пучка. При фокусировке излучения инкремент неустойчивости на этих пространственных частотах будет нарастать из-за увеличения плотности энергии. В режиме короткого импульса ситуация иная $q_{вз} \lesssim q_n$, следовательно, ограниченность пучка нужно учитывать во всей области неустойчивых частот. Это приводит к тому, что инкременты неустойчивости в сфокусированном и коллимированном пучках совпадают и не зависят от радиуса кривизны начального фронта. Вместе с тем максимальный инкремент падает с уменьшением поперечного размера пучка.

В заключение на примере мелкомасштабных неоднородностей (режим длинного импульса) покажем, при каких плотностях энергии развитие неустойчивости из-за ВРП будет играть роль в формировании поперечного профиля интенсивности пучка. Для излучения с длительностью импульса $\tau_n = 10^{-4}$ с мелкомасштабными являются неоднородности с размерами $l < 3 \cdot 10^{-2}$ м. Примем, что начальные возмущения существенно искажат форму пучка, если их амплитуда превысит значение $0,5E_0$.

Рассмотрим чистую атмосферу при нормальном давлении. Пусть имеется излучение с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм (коэффициент поглощения $\alpha = 10^{-4} \text{ м}^{-1}$), радиусом кривизны начального фронта $R = 4 \cdot 10^3$ м и уровнем начальных искажений $\frac{|E_1|}{2|E_0|} = 0,1$. Тогда для $z = 3 \cdot 10^3$ м развитие неустойчивости будет влиять на поперечное распределение интенсивности пучка при плотностях энергии излучения $I_0 \tau_n > 0,5 \text{ Дж/см}^2$.

Ширина углового спектра излучения будет определяться не дифракционным углом $\theta_g = 1,22\lambda/a$, а пространственной частотой с наибольшим инкрементом $\theta_m \simeq \frac{q_{вз}}{\kappa} = \frac{a}{z} \left(1 - \frac{z}{R}\right)$. Таким образом, ВРП приводит к уширению углового спектра излучения примерно в $N_F \left(1 - \frac{z}{R}\right)$ раз. Следует отметить, что в расчетах не учитывалась немонахроматичность излучения. Учет конечной ширины линии излучения $\Delta\nu_\lambda$ приводит к повышению порогов ВРП, но незначительно. Влияние немонахроматичности излучения в случае $\Delta\nu_\lambda \gg \Delta\nu$ (что практически всегда выполняется для ВРП) можно оценить, заменяя I_0 на $\langle I_0 \rangle$ [12].

1. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. М.: Радио и связь. 1981. 288 с.
2. Смит Д. К. //ТИИЭР. 1977. Т. 65. № 12. С. 59.
3. Распространение лазерного пучка в атмосфере/Под ред. Д. Стробена. М.: Мир. 1981.
4. Гочелашвили К. С., Чашей И. В., Шишов В. И. //Квантовая электроника. 1980. № 7. С. 2077.
5. Агровский Б. С., Воробьев В. В., Гурвич А. С., Мякинин В. А. // Изв. вузов СССР. Физика. 1983. Т. 26. № 2. С. 90.

6. Gochelashvily K.S., Starodumov A.N., Chashei I.V., Shishov V.I. // JOSA, 1985. V. 2. № 12. P. 2313.
7. Гочелашвили К.С., Прохоров А.М., Стародумов А.Н., Шишов В.И. // Квантовая электроника. 1986. Т. 1. С. 48.
8. Зельдович Б.Я., Собельман И.И. // УФН. 1970. Т. 101. Вып. 1.
9. Беспалов В.И., Таланов В.И. // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 2. С. 471.
10. Гочелашвили К.С., Стародумов А.Н., Узунов И.М. М., 1986. (Препринт/ИОФАН, №280).
11. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Хохлов Р.В. // ЖТФ. 1974. Вып. 5 С. 1063.
12. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука. 1981. С. 591.

Институт общей физики
АН СССР, Москва

Поступила в редакцию
18 июля 1988 г.

K.S. Gochelashvily, A.N. Starodumov, I.M. Uzunov. Focused Beam Distortions by Stimulated Scattering in Weakly Absorbing Atmosphere.

The effect of the transient stimulated forward scattering on the collimated and focused beam divergence in a weakly absorbing medium was studied. Thermal and acoustic regimes of the stimulated scattering were examined. The spatial beam distortion behaviour in the presence of the kinetic gas cooling and thermal nonlinearity was compared. The relationship between the transverse size of the beam and the stimulated scattering was estimated.