УДК 621.373.826

О ТЕПЛОВОМ САМОВОЗДЕЙСТВИИ СВЕТА

В. М. Ольхов

Исследованию теплового самовоздействия света посвящено много работ, в частности [1–3]. Суть изучаемых эффектов заключается в следующем. Распространение мощных световых пучков в среде приводит к нагреву среды. В силу этого изменяется показатель преломления среды, что влияет на сам пучок света. В качестве модели для описания стационарного теплового самовоздействия света в неподвижной среде в основном используют уравнения квазиоптики и стационарное уравнение теплопроводности [1]. В безразмерном виде уравнения имеют вид

$$2i\,(\partial E/\partial z) + \Delta E + 2\varepsilon TE = 0, \quad \Delta T = -|E|^2, \tag{1}$$

где $\varepsilon = \pm 1$, причем $\varepsilon = 1$ описывает самофокусировку, $\varepsilon = -1$ — самодефокусировку поля E, T — температура среды, Δ — лапласиан по поперечным координатам. Точное решение системы (1) неизвестно, поиск решения ведется либо различными методами возмущений, либо численно на ЭВМ. Одним из возможных подходов является изучение теплового самовоздействия на основе уравнений геометрической оптики, получаемых из системы (1). Именно такой подход рассматривался в (3). Там получены точные решения цилиндрически-симметричной задачи теплового самовоздействия в приближении геометрической оптики Явные выражения для интенсивности и кривизны фазы пучка имеют очень сложный вид. В связи с этим представляет интерес простая процедура получения точных выражений для интенсивности и кривизны фазового фронта на оси цилиндрического пучка. Основная идея крайне проста: в силу цилиндрической симметрии на оси пучка градиенты интенсивности, фазы, температуры обращаются в нуль. Это позволяет получить в приближении геометрической оптики замкнутые уравнения для интенсивности и кривизны фазы на оси пучка и точно их решить Хотя в целом тепловое самовоздействие является существенно нелокальным эффектом, на оси пучка в приближении геометрической оптики зависимость локальная.

Перейдем к выводу уравнений. Представляем поле E в виде $E = Ae^{i\varphi}$ и после подстановки в (1) пренебрежем членом вида $\Delta A/A$. Получаем на оси пучка систему уравнений

$$2\,(\partial A/\partial z) + A\Delta\varphi = 0, \quad 2\,(\partial/\partial z)\,\Delta\varphi + (\Delta\varphi)^2 = -2\varepsilon A^2. \tag{2}$$

Заметим, что при $A(0,0) = 0$ $A(z,0) = 0$ Обозначим для удобства $A_0 = A(0,0)$, $\Delta\varphi_0 = \Delta\varphi(0,0)$. Система (2) является системой обыкновенных дифференциальных уравнений, и ее решения имеют вид

$$\begin{gathered} A^2(z,0) = A_0^2 \exp\left[-\varepsilon\,\frac{\Delta\varphi_0^2}{2A_0^2} + 2\varepsilon \operatorname{arcerf}_\varepsilon^2\left(\frac{A_0}{2}\exp\left(-\varepsilon - \frac{\Delta\varphi_0^2}{4A_0^2}\right)|K \pm z|\right)\right], \\ \Delta\varphi(z,0) = \pm 4\varepsilon R \operatorname{arcerf}_\varepsilon(R\,|K \pm z|)\exp\left[\varepsilon \operatorname{arcerf}_\varepsilon^2(R\,|K \pm z|)\right], \\ R = \frac{A_0}{2}\exp\left(-\varepsilon\,\frac{\Delta\varphi_0^2}{4A_0^2}\right), \quad K = R^{-1}\operatorname{erf}_\varepsilon\left(\frac{|\Delta\varphi_0|}{2A_0}\right), \\ \operatorname{erf}_\varepsilon(x) = \int\limits_0^x \exp(-\varepsilon t^2)\,dt, \quad y = \operatorname{arcerf}_\varepsilon(x), \quad x = \operatorname{erf}_\varepsilon(y). \end{gathered} \tag{3}$$

Знак z совпадает со знаком $\Delta\varphi_0$. Из (3) можно, в частности, получить, что в случае самофокусировки интенсивность на оси пучка достигает бесконечности на расстоянии

$$z_F = \frac{2}{A_0}\exp\left(\frac{\Delta\varphi_0^2}{4A_0^2}\right)\left[\frac{\sqrt{\pi}}{2} \pm \operatorname{erf}_1\left(\frac{|\Delta\varphi_0|}{2A_0}\right)\right]. \tag{4}$$

Для описания теплового самовоздействия вблизи z_F необходимо выходить за рамки приближения геометрической оптики. В случае самодефокусировки интенсивность на оси пучка конечна при любых начальных условиях. Для первоначально сходящегося пучка при дефокусировке на расстоянии $z = K$ достигается максимум интенсивности

$$\max A^2(z,0) = A_0^2 \exp(\Delta\varphi_0^2/2A_0^2).$$

Из этого выражения видно, что при $A_0 \to 0$ $\max A^2 \to \infty$, но в то же время точка достижения максимума также уходит на бесконечность.

Автор выражает благодарность В. И. Татарскому и В. В. Воробьеву за внимание к работе и обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Петрищев В. А., Пискунова Л. В, Таланов В. И., Эрм Р. Э. — Изв вузов — Радиофизика, 1981, **24**, № 2, с. 161.
2 Ахманов С А., Воронцов М. А, Кандидов В П, Сухоруков А П, Чесноков С. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, **23**, № 1, с. 1.
3. Алешкевич В. А., Мигулин А. В., Сухоруков А. П, Шумилов Э.Н.— ЖЭТФ, 1972, **62**, № 2, с. 551.

Институт физики атмосферы
АН СССР

Поступила в редакцию
7 июля 1983 г

УДК 538.574.621.372

ОСЕВАЯ ФОКУСИРОВКА СИГНАЛА ОТ ДАЛЕКОГО ТОЧЕЧНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ ПРИ ДВУКРАТНОМ ОТРАЖЕНИИ В ГЛУБОКОМ ПАРАБОЛОИДЕ

М. И. Файнгольд

В работе [1] были рассмотрены особенности двукратного отражения плоской волны в глубоком параболоиде и показана возможность концентрации энергии выходящего сигнала вдоль оптической оси.

В данной заметке рассматривается более общий случай, когда источник падающего сигнала расположен на оптической оси отражателя на конечном удалении z_s и, соответственно, падающая плоская волна заменяется сферической. В связи с этим возникает вопрос о влиянии расходимости падающего излучения на продольную фокусировку. Мы покажем, что даже слабая расходимость существенно нарушает структуру выходящего пучка, однако осевая фокусировка сохраняется и может даже усиливаться, приводя, в частности, к появлению второго «объемного» фокуса вне параболоида В работе обсуждается возможность технического использования соответствующих эффектов. Задача исследуется в лучевом приближении, а вблизи оси, где это приближение неприменимо, учитывается эффект дифракции.

Рассмотрим параболоид с $R>4f$, где R — радиус входного отверстия, f — фокусное расстояние. Пусть сначала источник «бесконечно удален», т. е. расстояние $z_s \gg 4R^2/\lambda$, где λ — длина волны. В рассматриваемом приближении лучи от такого источника можно считать параллельными. При этом выявляется основное свойство отражения в глубоком параболоиде — инверсия лучей в поперечном сечении пучка относительно окружности с центром на оптической оси и радиусом $2f$. Действительно, решая совместно уравнения параболы $z=(\rho^2/4f)-f$ и луча, прошедшего через фокус $z=\rho\operatorname{ctg}\theta$ (рис. 1а), получим для расстояний от оптической оси входящего (ρ) и выходящего (ρ') лучей соотношение

$$\rho\rho' = 4f^2. \qquad (1)$$

Если E_0 — интенсивность сигнала на входе, то поток энергии через кольцевую площадку $2\pi\rho d\rho$ равен $E_0 2\pi\rho d\rho$. Поэтому для интенсивности двукратно отраженного пучка, выходящего через площадку $2\pi\rho' d\rho'$, имеем

$$E = E_0\, \rho d\rho/\rho' d\rho' = 16\,(f/\rho')^4 E_0. \qquad (2)$$

Таким образом, в выходящем пучке интенсивность быстро растет с приближением к оси симметрии Это имеет место вплоть до расстояния $\rho'_m = 4f^2/R$. При $\rho'<\rho'_m$ внутри выходящего пучка нет двукратно отраженных лучей.

Пусть теперь $z_s<4R^2/\lambda$, т. е. расходимость падающего пучка больше дифракционного угла $\theta_R \approx \lambda/R$, соответствующего данной апертуре R. Для угла $\delta\theta$ между лучом AS и оптической осью (рис. 1а) имеем $\delta\theta \approx \rho/z_s \ll 1$. Используя теорему Лагранжа — Гельмгольца [2,3] $\rho\delta\theta \approx \rho'\delta\theta'$ и выражение (1), находим соответствующий угол для выходящего луча

$$\delta\theta' \approx (\rho/2f)^2\, \delta\theta. \qquad (3)$$