О САМОФОКУСИРОВКЕ МОЩНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ, СВЯЗАННОЙ С ТЕПЛОВЫМИ ЭФФЕКТАМИ

А.Г.Литвак

Явление самофокусировки [I-3] мощных световых пучков обычно связывают с эффектом Керра и электрострикцией [3-5], так как именно эти механизмы приводят к наиболее сильной зависимости диэлектрической проницаемости вещества от амплитуды поля. Цель настоящего сообщения - обратить внимание на возможность самофокусировки света, связанной с нагреванием вещества в поле волны I).

Диэлектрическую проницаемость среды при учете нагревания можно представить в виде 2)

$$\varepsilon(T) = \varepsilon_0(T_0) + \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \cdot T' \qquad (I)$$

где T_0 - невозмущенная температура среды, T' - возмущение температуры в поле волны. Необходимым условием самофокусировки является требование увеличения диэлектрической проницаемости среды в области поля, т.е. условие $\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} > 0$. У большинства веществ производная

$\frac{\partial\varepsilon}{\partial T} < 0$, и в них нагревание сопровождается дефокусировкой пучка. В то же время у ряда веществ, таких как кальцит, кремний, сапфир, плавленный кварц, вода и др., в определенном интервале температур и длин волн производная $\frac{\partial\varepsilon}{\partial T}$ положительна.

Для определения величины T' воспользуемся уравнением теплопроводности

$$\rho c_p \frac{\partial T'}{\partial t} = Q + \varkappa \Delta T', \qquad (2)$$

где $\varkappa$ - коэффициент теплопроводности среды, ρc_p - удельная теплоемкость единицы объема, Q - распределение источников тепла, имеющее вид

$$Q = \frac{\alpha |E|^2 c}{8\pi},$$

α - коэффициент линейного затухания света в среде, c - скорость света, E - амплитуда электрического поля.

Поскольку за время порядка длительности лазерных импульсов $\tau_n \sim 10^{-8} \div 10^{-3}$ сек процессы теплопроводности не успевают сказаться на распределении температуры [3]; возмущение T' является квазилокальной функцией амплитуды электрического поля E. Для оценки эффекта рассмотрим случай мгновенно включенного в данной точке поля постоянной амплитуды E_0, когда выражение (I) для диэлектрической проницаемости можно представить в стандартном для изотропной кубичной среды виде

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon'_T E_0^2$$

Здесь ε'_T - линейно растущая функция времени:

$$\varepsilon'_T = \frac{1}{8\pi} \frac{\partial\varepsilon}{\partial T} \frac{\alpha c t}{\rho c_p}$$

$\rho = 2$ г/см^3, $c_p = 0{,}5$ дж/г.град, $\frac{\partial\varepsilon}{\partial T} = 10^{-4}$ град$^{-1}$, $\alpha = 10^{-2}$см$^{-1}$ коэффициент $\varepsilon'_T = 2.10^{-13} t$ (нсек) ед. $CGSE$, где t (нсек) - время, отсчитываемое от момента прихода импульса света. При реальных длительностях импульсов $\tau_n \sim 20$ нсек коэффициент $\varepsilon'_T \simeq 4.10^{-12} \frac{t}{\tau_n}$ ед. $CGSE$, что при $t \simeq \tau_n$ по порядку величины близко к коэффициенту нелинейности жидкостей из-за керр-эффекта ($\varepsilon'_{k\,макс}$ 10^{-11} ед. $CGSE$).

Важной особенностью нестационарных тепловых эффектов является их интегральный характер - возмущение диэлектрической проницаемости зависит не от мощности импульса, как в эффекте Керра, а от его энергии, т.е. световой пучок фокусируется благодаря воздействию на среду предшествующей ему части светового импульса. Например, изменение диэлектрической проницаемости среды на оси пучка ($r = 0$) в результате прохождения светового импульса для среды с приведенными выше параметрами по порядку величины равно $\delta\varepsilon \simeq 3.10^{-5} W_{(дж)}/a^2_{(мм)}$, где $W_{(дж)}$ - полная энергия импульса в джоулях, $a_{(мм)}$ - ширина пучка в миллиметрах. Это обстоятельство позволяет надеяться на обнаружение самофокусировки импульсов лазеров, работающих в пичковом режиме.

При использовании ОКГ непрерывного действия за время $t \gg \frac{a^2}{4\varkappa}$ устанавливается стационарное ($\partial/\partial t = 0$) распределение температуры в поперечном сечении пучка, причем это распределение всегда шире, чем соответствующее распределение поля, т.е. температура является нелокальной функцией поля E. В результате обычная [7,11] картина самофокусировки пучка существенно меняется. В частности, для пучка гауссова типа $E = E_0 e^{-r^2/2a^2}$ распределение показателя преломления можно аппроксимировать параболой [4)] $n = n_0 - 1/2\, n_2 r^2$, где коэффициент n_2 зависит от параметров среды и пучка:

$$n_2 = \beta/a^2, \quad \beta = \frac{\pi\, \partial\varepsilon/\partial T\, P\alpha}{\varkappa\, n_0}, \tag{3}$$

P - мощность пучка. Как известно [12], при распространении в такой среде форма гауссова пучка не меняется, а изменяется лишь его ширина $a = a(z)$. Уравнение для безразмерной "полуширины" пучка $a_н = k_0 a$, $k_0 = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_0}$, в рассматриваемом случае имеет вид

$$\frac{d^2 a}{dz^2} = \frac{1}{a}\left(\frac{1}{a^2} - \beta\right) \tag{4}$$

Из уравнения (4) следует, что если на входе в нелинейную среду $\beta \gg 1/a_0^2$, $\dot{a} = 0$, пучок самофокусируется, причем в приближении геометрической оптики длина фокусировки $L_ф = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\, \frac{a_0}{\sqrt{\beta}}$ [5)]. По мере уменьшения ширины пучка рефракционный член компенсируется дифракци-

онным, а при дальнейшем распространении пучка его ширина колеблется около некоторой средней ширины $\tilde{\alpha} = 1/\sqrt{\beta}$. Для $\varkappa = 0{,}1$ дж/см.сек. $\partial\varepsilon/\partial T = 10^{-4}$ град$^{-1}$, $\alpha = 10^{-2}$ см$^{-1}$, $n_0 = 2$, величина $\beta \simeq 10^{-5} P$(вт).

Представляет интерес как экспериментальная проверка приведенных выше оценочных результатов, так и выяснение класса веществ, в которых возможна самофокусировка мощных световых пучков из-за тепловых эффектов.

В заключение заметим, что тепловые эффекты могут существенно изменить картину обычной самофокусировки в нелинейных жидкостях, у которых $\partial\varepsilon/\partial T < 0$.

Автор признателен В.И.Таланову за ценные советы и обсуждение результатов.

Научно-исследовательский
радиофизический институт
г.Горький

Поступило в редакцию
18 июля 1966 г.

Литература

[1] Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 42, 1567, 1962.

[2] В.И.Таланов. Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 7, 564, 1964.

[3] R.Y.Chiao, E.Garmire, C.H.Townes. Phys. Rev. Lett., 13, 479, 1964.

[4] Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Письма ЖЭТФ, 3, 137, 1966.

[5] Y.R.Shen. Phys. Lett., 20, 378, 1966.

[6] В.И.Таланов. Письма ЖЭТФ, 2, 222, 1965.

[7] P.L.Kelley. Phys. Rev. Lett., 15, 1005, 1965.

[8] В.И.Таланов, В.И.Беспалов. Письма ЖЭТФ, 3, 471, 1966.

[9] А.Г.Литвак, В.И.Таланов. Изв. вузов. Сер. Радиофизика (в печати).

[10] С.А.Ахманов, А.П.Сухоруков, Р.В.Хохлов. ЖЭТФ, 50, 1537, 1966.

[11] P.K.Tien, J.P.Gordon, J.R.Whinnery. Proc. IEEE, 53, 129, 1963.

---

1) Вопрос о влиянии тепловых эффектов на характер распространения световых пучков в средах не является новым. Например, хорошо известно, что нагревание рабочего вещества ОКГ в поле накачки приводит к заметному изменению режимов генерации [6].

2) Для простоты мы ограничимся случаем, когда нагревание не приводит к появлению анизотропии среды.

3) Время выравнивания температуры на размере a из-за процесса теплопроводности $t_{\varkappa} = a^2/4\varkappa$; даже в хороших теплопроводниках для $a = 10^{-1}$ см время $t_{\varkappa} > 10^{-1}$ сек.

4) В приаксиальной области пучка $r \ll a$ параболический рельеф является точным решением стационарного уравнения теплопроводности с гауссовым источником; точного решения уравнения для произвольных r мы здесь не приводим.

5) Полученные результаты справедливы при условии, что длина самофокусировки много меньше длины затухания пучка $L_{\Phi} \ll 1/\alpha$, т.е. при $\alpha \ll (2\partial\varepsilon/\partial T\, P)/a_0^2 \varkappa n_0$.