

САМОФОКУСИРОВКА ОДНОРОДНОГО СВЕТОВОГО ПУЧКА  
В ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ, ВЫЗЫВАЕМАЯ СЛАБЫМ ПОГЛОЩЕНИЕМ

Д.П. Райзер

При распространении светового пучка в среде с диэлектрической постоянной, зависящей от электрического поля волны как  $\epsilon = \epsilon_0 + \Delta\epsilon$ , где  $\Delta\epsilon = \epsilon_2 E^2 > 0$ , появляется тенденция к самофокусировке пучка [1-3]. К нелинейности указанного типа приводят эффект Керра и электрострикция [3], причем во многих веществах равновесные значения  $\Delta\epsilon_{\text{стр}}$  больше (а иногда даже гораздо больше), чем  $\Delta\epsilon_{\text{керр}}$ . Эффект, обратный стрикции, дает поглощение света. Даже при очень слабом поглощении через короткое время тепловое расширение превышает стрикционное сжатие вещества. Если поле в пучке уменьшается от оси к периферии, то тепловая добавка  $\Delta\epsilon_{\text{теп}}$ , которая также пропорциональна  $E^2$ , но отрицательна, оказывает расфокусирующее действие на пучок.

Ниже будет показано, что при поглощении однородного светового пучка неустановившееся движение вещества, вызванное тепловыделением, приводит к такому распределению плотности, что в противоположность обычному влиянию нагревания возникает тенденция к самофокусировке пучка.

Пусть в момент  $t = 0$  в среду вступает параллельный пучок радиуса  $R$ , причем амплитуда световой волны в пределах пучка постоянна по радиусу и во времени. Рассмотрим, как изменяется плотность вещества  $\rho$  в световом канале. При этом в порядке первого приближения не будем учитывать перераспределение поля, связанное с возникающей рефракцией лучей и дифракционным расплыванием границ пучка.

При  $E^2(z) = \text{const}$  радиальная внешняя сила действует только на поверхности канала и равна (на  $1 \text{ см}^2$ )  $p_{\text{стр}} + p_{\text{теп}}$ , где

$$p_{\text{теп}} = \Gamma I \alpha_y (t - t_x), \quad I = \sqrt{\epsilon_0} \frac{c E_0^2}{4x}; \quad p_{\text{стр}} = -\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \frac{B^2}{8x}. \quad (1)$$

Здесь  $p_{\text{теп}}$  - повышение давления к моменту  $t$ , которое возникает при тепловыделении без изменения плотности;  $p_{\text{стр}}$  - стрикционное давление;  $I$  - плотность потока лучистой энергии;  $\alpha_y, \text{см}^{-1}$  - коэффициент поглощения света;  $\Gamma$  - коэффициент Грннайзера в случае твердых и жидких тел; для газов  $\Gamma = \gamma - 1$ , где  $\gamma$  - показатель адиабаты;  $t_x = \frac{x}{c_2} = \frac{x \sqrt{\epsilon_0}}{c}$  - момент прихода световой волны к сечению  $x$  канала (координата  $x$  отсчитывается по оси пучка от точки вступления в среду). Начиная с момента  $t_x$  в сечении  $x$  от поверхности внутрь со скоростью звука  $a$  бегут волны сжатия и разрежения, обусловленные действиями  $p_{\text{стр}}$  и  $p_{\text{теп}}$ , причем в силу малости эффекта имеет место суперпозиция волн. Пока возмущение не очень далеко отшло от поверхности, движение можно считать плоским. При этом легко построить решение.

Пусть  $x = R - z$ . При  $|x| > x_3 = a(t - t_x)$  изменение плотности  $\delta\rho = \rho - \rho_0 = 0$ . При  $|x| \leq x_3$ , как показывает вычисление,

$$\delta\rho(x, z, t) = \delta\rho_{\text{стр}} + \delta\rho_{\text{теп}} = \pm \frac{1}{2a^2} \left\{ |p_{\text{стр}}| - p_{\text{теп}} \left[ 1 - \frac{|x|}{x_3} \right] \right\}, \quad (2)$$

причем внутри канала ( $x > 0$ ) берется верхний знак, а вне ( $x < 0$ ) - нижний (см. рис. 1). Парциальные скачки плотности на границе равны своим равновесным значениям:  $\Delta\rho_{\text{стр,теп}} = \pm p_{\text{стр,теп}} / a^2$ . Поскольку  $\delta\epsilon = \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \delta\rho$ , получим для отношения равновесных значений

$$\frac{|\Delta\epsilon_{\text{теп}}|}{\Delta\epsilon_{\text{стр}}} = \frac{p_{\text{теп}}}{|p_{\text{стр}}|} = \frac{2\Gamma\sqrt{\epsilon_0}}{\rho \partial \epsilon / \partial \rho} \alpha_y c t', \quad t' = t - t_x \quad (3)$$

(численную оценку см. ниже).

Рассмотрим, как распространяется свет в среде с распределением плотности (2), не учитывая дифракционные явления (критерий выполнения этого допущения будет дан ниже). Пусть  $\theta = dx/dz$  - угол откло-

нения траектории луча  $x(t)$ ,  $z(t)$  от начального направления, параллельного оси  $z$ ;  $z = c_1(t - t_0)$ , где  $t_0$  - момент вступления луча в среду. Для "субстанциональной" производной  $\frac{1}{c_1} \frac{d\theta}{dt} = \frac{d\theta}{dz}$  имеем уравнение

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{1}{2\epsilon_0} \frac{\partial \epsilon}{\partial x} = \frac{1}{2\epsilon_0} \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial x}. \quad (4)$$

Согласно (1), (2) в области светового канала, возмущенной движением ( $0 \leq x \leq x_3 = a(t - t_0)$ ),  $d\theta/dz = \text{const} = \beta$ , где

$$\beta = \frac{1}{2\epsilon_0} \frac{|\delta \epsilon_{\text{тен}}(+0, z, t)|}{x_3(t, z)} = \beta \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \Gamma I x_3 / 4\epsilon_0 \rho a^3. \quad (5)$$

Таким образом, луч, вступающий в среду с  $\theta_0 = 0$  в точке  $x_0 < x_3$ , отклоняется к оси, описывая параболическую траекторию  $x = x_0 + \beta z^2/2$  (при  $x_0 \geq x_3$  лучи не отклоняются). Отклоненный луч встречает фронт волны возмущения в точке  $x_k = at_0$ ,  $z_k = \sqrt{2(at_0 - x_0)}/\beta$ , в момент  $t_k = t_0 + \frac{z_k}{c_1}$ , под углом к поверхности  $\theta_k = \beta z_k$ . Он преломляется на имеющемся здесь скачке плотности  $\delta \rho_{\text{стр}}$  (см. рис. 1) и выходит в невозмущенную область с наклоном  $\theta_c$ , который определяется формулой

$$\theta_c^2 = \theta_k^2 - \frac{\delta \epsilon_{\text{стр}}}{\epsilon_0} = \frac{|\delta \epsilon_{\text{тен}}(+0, x_k, t_k)|}{\epsilon_0} \left(1 - \frac{x_0}{at_0}\right) - \frac{\delta \epsilon_{\text{стр}}}{\epsilon_0} \sim \frac{|\Delta \epsilon_{\text{тен}}| - \Delta \epsilon_{\text{стр}}}{2\epsilon_0}.$$

На ранней стадии, пока  $|\Delta \epsilon_{\text{тен}}| < \Delta \epsilon_{\text{стр}}$ , происходит полное внутреннее отражение на стрикционном скачке (то же относится и к лучам, вступившим в среду слишком близко от границы возмущения). Позднее, когда нарастающий тепловой эффект становится в несколько раз больше стрикционного, преломление становится малым и  $\theta_c \approx \theta_k$ . В невозмущенной области лучи распространяются вдоль прямых  $x = x_k + \theta_c(z - z_k) \approx at_0 + \theta_k(z - z_k)$ . Ход лучей ( $x-t$  - диаграмма) показан на рис. 2. Рас-

стояния фокусировки лучей на оси пучка  $z_f(x_0, t_0)$  можно оценить, полагая  $x=R$ . Это дает

$$z_f = \frac{(at_0 - x_0) + (R - x_0)}{\theta_k} \approx \frac{R}{\theta_k} = \frac{R}{\sqrt{2\beta}(at_0 - x_0)} \sim \frac{R}{\sqrt{AE_{Тен}}\sqrt{2E_0}} \quad (6)$$

Формулы (6), (2) справедливы до  $t_0 \lesssim R/a$ .

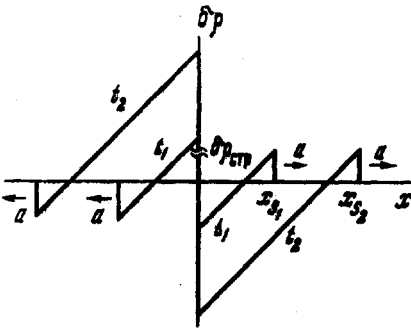


Рис. 1

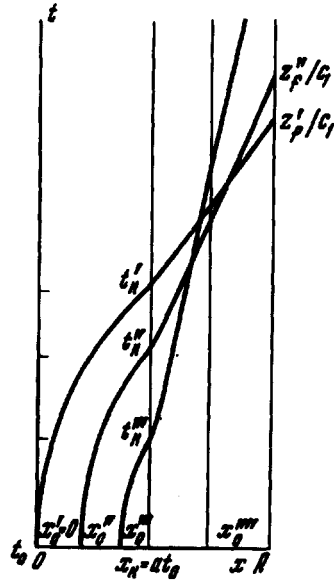


Рис. 2

Ширина зоны дифракционного расплывания границы пучка равна примерно  $x_g = \sqrt{\lambda z/2}$  ( $\lambda$  - длина волны света в среде). Пучок полностью размывается на расстоянии  $z \approx 2R^2/\lambda$ . Дифракцией можно пренебречь при оценке  $z_f$ , если  $z_f < x_g$ , т.е.  $\theta_k > \lambda/2R$  (это соответствует "сверхкритической" мощности в теории самофокусировки). Вообще дифракция несколько уменьшает фокусирующий эффект нагревания. Поглощение света, в свою очередь, препятствует дифракционному расплыванию границ однородного параллельного пучка, а также уменьшает расходимость однородного веерообразно расходящегося пучка.

Приведем численный пример. Параллельный однородный пучок можно получить, поставив на пути лазерного луча экран с маленьким отверстием в центре.

Пусть  $R = 2 \cdot 10^{-2}$  см,  $I = 100$  Мвт. Для жидкости с  $\Gamma = 2$ ,  $\sqrt{\epsilon_0} = 1,5$ ,  $\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} = 1$ ,  $a = 1$  км/сек,  $\rho = 1$  г/см<sup>3</sup> при  $\alpha_y = 10^{-2}$  1/см (увеличить  $\alpha_y$  всегда можно, добавляя поглотители), получается  $\beta = 2,2 \cdot 10^{-3}$  см<sup>-1</sup>. Тепловой эффект превышает стрикционный через  $t' \approx 10^{-9}$  сек<sup>1</sup>). К моменту  $t_0 = 3 \cdot 10^{-8}$  сек  $at_0 = 0,15 R$  и лучи, близкие к краю, сходятся к оси при  $\chi_f \approx 6$  см; между тем  $\chi_g \approx 18$  см (для рубиновой частоты). Если бы гигантский лазерный импульс длился дольше, скажем  $t = R/a = 20 \cdot 10^{-8}$  сек, фокусирующее действие могло бы охватить весь пучок. Заметим, что условие "слабости" поглощения:  $\epsilon_y = 1/\alpha_y \gg \chi_f$ , в данном примере выполнено.

В работе Беспалова и Таланова [4] показано, что при  $\epsilon_2 E^2 > 0$  плоская волна большой сверхкритической мощности неустойчива и распадается на самофокусирующиеся пучки. Легко видеть, что поглощение, напротив, стабилизирует волну. По истечении времени, достаточного для вырастания  $|\delta\epsilon_{\text{Теп}}|$  до  $\delta\epsilon_{\text{стр}}$  и  $\Delta\epsilon_{\text{кэрр}}$ , тепловой эффект будет подавлять самопроизвольно вспыхивающую неустойчивость.

Автор глубоко благодарен Г.А.Аскарьяну и Я.Б.Зельдовичу за ценные обсуждения.

Институт проблем механики  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
30 мая 1966 г.

#### Литература

- [1] Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 42, 1568, 1962.
- [2] В.И.Таланов. Изв. ВУЗов, Радиофизика, 7, 564, 1964.
- [3] R.Y.Chiao, E.Garmire, C.H.Townes. Phys. Rev. Lett., 13, 479, 1964.
- [4] В.И.Беспалов, В.И.Таланов. Письма ЖЭТФ, 3, 471, 1966.

1) В воздухе при нормальных условиях  $\Gamma=0,4$ ,  $\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} = \epsilon - 1 \approx 6 \cdot 10^{-4}$ . Поглощение связано с присутствием паров воды. При типичном значении  $\alpha_y \approx 0,03$  км<sup>-1</sup>  $|\Delta\epsilon_{\text{Теп}}| > \Delta\epsilon_{\text{стр}}$  через  $t' \approx 10^{-7}$  сек.