ПОДАВЛЕНИЕ САМОФОКУСИРОВКИ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ И СТАБИЛИЗАЦИЯ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ В СЛАБО ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ

Ю.П.Райзер

В работе Беспалова и Таланова [1] установлено, что в нелинейной прозрачной среде с диэлектрической постоянной, зависящей от электрического поля $\varepsilon = \varepsilon_0 + \delta\varepsilon$, $\delta\varepsilon = \varepsilon_2 E^2 > 0$, плоская световая волна неустойчива по отношению к малым возмущениям поля и самопроизвольно распадается на отдельные самофокусирующиеся пучки [2,3].

Как будет показано ниже, наличие слабого поглощения в среде существенным образом сказывается на протекании во времени процессов самофокусировки и распада плоской волны. Небольшое нагревание вещества, которым сопровождается поглощение, приводит к тепловому расширению и возникновению отрицательной добавки $\delta\varepsilon_{\text{теп}}$. Вообще говоря, $\delta\varepsilon_{\text{теп}}=(\partial\varepsilon/\partial\rho)_T\delta\rho_{\text{теп}}+(\partial\varepsilon/\partial T)_\rho\delta T$, причем $(\partial\varepsilon/\partial T)_\rho$ может быть и положительным и отрицательным. Но в большинстве случаев роль второго члена невелика и мы его опустим. Если эффект Керра и электрострикция, которые дают положительные добавки $\delta\varepsilon_{\text{керр,стр}}$, вызывают самофокусировку светового пучка, то поглощение оказывает расфокусирующее действие[I]. Благодаря неизменному нарастанию $|\delta\varepsilon_{\text{теп}}|$ с течением времени (по мере выделения тепла), эффект самофокусировки через некоторое время непременно подавляется. Поглощение, следовательно, оказывает стабилизирующее действие на плоскую волну (реально – на параллельный пучок большой сверхкритической мощности), каждый раз по истечении достаточного времени подавляя вспыхивающую неустойчивость. Рассмотрим изолированный параллельный световой пучок радиуса R. Положим, что поле в пучке падает по радиусу от оси к

краю. Представим плотность потока света $I=\sqrt{\varepsilon_0}cE^2/4\pi$ в виде $I(z,r,t)=I_0(t)f(r/R)$, где $I_0(t)$ относится к оси, t – время от момента прихода световой волны к данному сечению светового канала z, $f(\xi)$ – профилирующая функция ($\xi=r/R\le 1$, $f(0)=1$), например $f=\cos\frac{\pi}{2}\xi$. Изменение плотности вещества в данном сечении канала $\delta\rho(r,t)=\rho-\rho_0$ описывается линеаризованными уравнениями гидродинамики

$$\frac{\partial\delta\rho}{\partial t}+\frac{\rho_0}{r}\frac{\partial}{\partial r}ru=0;\quad \rho_0\frac{\partial u}{\partial t}=-a^2\frac{\partial\delta\rho}{\partial r}-\frac{\partial p_{\text{теп}}}{\partial r}-\frac{\partial p_{\text{стр}}}{\partial r},\tag{I}$$

$$p_{\text{теп}}=\Gamma\varkappa_\nu\int_0^t I\,dt;\quad p_{\text{стр}}=-\rho\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\frac{E^2}{8\pi}.\tag{2}$$

Здесь u – радиальная скорость, a – скорость звука, $p_{\text{стр}}$ – стрикционное давление, $p_{\text{теп}}$ – то повышение давления вещества к моменту t, которое возникло бы при тепловыделении без изменения плотности, $\varkappa_\nu$ – коэффициент поглощения света, Γ – производная от давления по внутренней энергии единицы объема, взятая при постоянном объеме.

На ранней стадии, при $t \ll t_s = R/a$, в уравнении (I) можно приближенно опустить член $-a^2 \partial\delta\rho/\partial z$. Полагая для простоты $I_o(t) = const$, найдем

$$\delta\rho \frac{\Psi}{6} \frac{\Gamma \varkappa_\nu I_o t^3}{R^2}\left(1 - \frac{3\tau_{co}}{t}\right) = \frac{\Psi}{6}\frac{p_{o\,теп}}{a^2}\left(\frac{t}{t_s}\right)^2\left(1 - \frac{3\tau_{co}}{t}\right), \quad (3)$$

где функция $\Psi = f'' + f'/\xi$, так же как и f, падает от оси к краю; $p_{o\,теп}$ относится к оси канала, а $\tau_{co} = (\rho\partial\varepsilon/\partial\rho)/2\Gamma\sqrt{\varepsilon_o}\,c\,\varkappa_\nu$.

Первые слагаемые в (3) соответствуют $\delta\rho_{теп}$, а вторые $-\delta\rho_{стр}$. При $t \gg t_s$ плотность квазиравновесна и

$$\delta\rho = -\frac{p_{теп} + p_{стр}}{a^2} = -\frac{p_{o\,теп}}{a^2}\left(1 - \frac{\tau_{co}}{t}\right) f = -\frac{\Gamma\varkappa_\nu I_o t}{a^2}\left(1 - \frac{\tau_{co}}{t}\right) f. \quad (4)$$

Предельные формулы (3), (4) можно приближенно экстраполировать к моменту $t = t_s$, где они неплохо "сшиваются". Время порядка τ_{co} разделяет две стадии: при $t < 3\tau_{co}$ или $t < \tau_{co}$, в зависимости от соотношения времен τ_{co} и t_s, преобладает стрикционное сжатие и $\delta\rho > 0$, $\delta\varepsilon_\rho = \delta\varepsilon_{стр} + \delta\varepsilon_{теп} = (\partial\varepsilon/\partial\rho)\delta\rho > 0$. При $t > 3\tau_{co}$ или $t > \tau_{co}$ преобладает тепловое расширение и $\delta\rho, \delta\varepsilon_\rho < 0$.

Сопоставим теперь $\delta\varepsilon_{теп}$ и $\delta\varepsilon_{керр}$. Имея в виду, что $\Psi/6f \approx 1$ найдем приближенно, что $|\delta\varepsilon_{теп}|$ становится больше $\delta\varepsilon_{керр}$, начиная с момента $t = \tau_k$, равного:

$$\tau_k = \tau_{ko} \times \begin{cases} (t_s/\tau_{ko})^{2/3}, & если\ t_s > \tau_{ko}, \\ 1, & если\ t_s < \tau_{ko}, \end{cases} \quad (5)$$

$$\tau_{ko} = 4\pi\rho_o a^2 \varepsilon_{2\,керр} / \rho\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\,\Gamma\sqrt{\varepsilon_o}\,c\,\varkappa_\nu.$$

Приведем численные оценки. Положим ρ_o = I г/см^3, a = I км/сек, $\rho\partial\varepsilon/\partial\rho$ = I, $\sqrt{\varepsilon_o}$ = I,5, Γ = 2, что характерно для жидкостей. Пусть $\varkappa_\nu$ = IO^{-3} 1/см, длина пробега света $\ell_\nu = 1/\varkappa_\nu$ = IO м. При этом τ_{co} = 5 нсек. Если $\varepsilon_{2\,керр}$ = IO^{-12} абс.ед. (эффект Керра выражен слабо), то τ_{ko} = I,4 нсек. Во всех практически интересных случаях $t_s > \tau_{ko}$ ($R >$ I,4.IO^{-4} см), так что $|\delta\varepsilon_{теп}|$

вырастает до $\delta\varepsilon_{керр}$ еще до установления механического квазиравновесия и $\tau_k = \tau_{ko}^{1/3}\ t_g^{2/3}$. Например, при R = 0,I см t_g =10^3нсек и τ_k = II0 нсек. Действие стрикции подавляется гораздо раньше,через $3\tau_{co}$ = I5 нсек. В наиболее активной в отношении эффекта Керра жидкости - сероуглероде $\varepsilon_{2керр}$ = 6.10^{-11} абс.ед. При том же $\varkappa_\nu$ = 10^{-3} 1/см τ_{ko} = 60 нсек (заметим, что поглощение легко увеличивать путем добавок поглотителей). Если $R < 0{,}7 \cdot 10^{-2}$ см $\tau_k = \tau_{ko}$ = 60 нсек; при R = 0,I см, t_g = 800 нсек, τ_k =400нсек.

Итак, стрикция (вследствии медленности установления механического равновесия) дает $\delta\varepsilon_{стр}$ гораздо меньшее, чем $\delta\varepsilon_{керр}$ и при поглощении $\varkappa_\nu$ = 10^{-3} 1/см действие стрикции подавляется действием теплового расширения весьма быстро. Эффект Керра оказывает фокусирующее воздействие значительно дольше, однако и оно через время τ_k нейтрализуется расфокусирующим действием теплового расширения. При $t > \tau_k$ расходимость изолированного светового пучка непрерывно возрастает с течением времени. Время $\tau_k \sim 10^{-7}$ сек значительно больше длительности гигантских лазерных импульсов, однако оно меньше длительности отдельных пучков твердотельных лазеров, работающих в режиме свободной генерации, что открывает возможности для экспериментального наблюдения эффекта подавления самофокусировки.

Изложенные соображения полностью применимы и к исследованию вопроса о распаде плоской волны. Тепловое действие поглощения будет каждый раз подавлять то и дело вспыхивающую неустойчивость, распрямляя лучи и выравнивая в поперечном направлении поле между отдельными самофокусирующими пучками. Длительность "вспышек" будет определяться временем τ_k. Заметим, что и формально отрицательная добавка $\delta\varepsilon = \varepsilon_2 E^2 < 0$ оказывает на плоскую волну стабилизирующее действие - возмущения при этом не нарастают. В этом легко убедиться, повторяя вычисления [1] с $\varepsilon_2 < 0$.

Институт проблем механики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
12 июля 1966 г.

Литература

[1] В.И.Беспалов, В.И.Таланов. Письма в ЖЭТФ, 3, № 12, 1966.

[2] Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 42, 1568, 1962.

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

[4] Ю.П.Райзер. Письма ЖЭТФ, 4, 124, 1966.

---

1) Если поле в пучке постоянно по радиусу и резко обрывается на краю, то в стадии неустановившегося движения вещества тепловое расширение, как ни парадоксально, приводит к самофокусировке лучей [4] .