

ТЕПЛОВАЯ САМОФОКУСИРОВКА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВЕЩЕСТВАХ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ dn/dT

Г.М.Зверев, Е.А.Левчук, Э.К.Малдунис, В.А.Пашков

Распространение лазерного излучения в слабопоглощающих средах приводит к их нагреву и изменению показателя преломления n . В веществах, где n растет с температурой T , т.е. где $dn/dT > 0$, возможна самофокусировка [1], а в веществах с $dn/dT < 0$ – самодефокусировка лазерного излучения [2].

Тепловая самофокусировка излучения импульсного лазера наблюдалась экспериментально в кристаллах рубина и сапфира [3] и окрашенных стеклах [4]. Также наблюдалась самофокусировка излучения непрерывных лазеров в стеклах и кристаллах ниобата лития [5,6]. Во всех этих материалах $dn/dT > 0$ ¹⁾.

В веществах, где $dn/dT < 0$, тепловая самофокусировка возможна в принципе для лазерных импульсов длительностью $\tau < \tau_0$ ($\tau_0 = a/v$, где a – радиус светового пучка, v – скорость звука), когда плотность вещества в световом канале за время импульса не успевает измениться. Такая возможность обсуждалась в работе [7]. Отметим также специальный случай самофокусировки в пучках с интенсивностью, нарастающей к периферии [8].

¹⁾ Имеется ввиду измеряемое экспериментально dn/dT при постоянном давлении.

В нашей работе [9] наблюдались нитевидные разрушения при тепловой самофокусировке излучения лазера в режиме свободной генерации ($\tau \sim 5 \cdot 10^{-4}$ сек) в кристаллах KDP и ADP ($dn/dT < 0$) для необыкновенного луча. Большая длительность лазерного импульса ($\tau \gg \tau_0 \sim 10^{-7}$ сек) и гауссов профиль пучка (одномодовый режим) не позволяют объяснить тепловую самофокусировку эффектами, рассмотренными в работах [7, 8].

Цель настоящей работы — показать, что при определенных условиях в твердых телах с $dn/dT < 0$ тепловая самофокусировка возможна для импульсов любой длительности.

При нагревании изотропного вещества изменение показателя преломления обусловлено изменением плотности и температуры:

$$dn = \left(\frac{\partial n}{\partial \rho}\right)_T d\rho + \left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_\rho dT. \quad (1)$$

В равновесных условиях (однородный нагрев и свободные границы вещества) $d\rho = -\alpha \rho dT$, где α — коэффициент теплового расширения и

$$\left(\frac{dn}{dT}\right)_0 = -\alpha \left(\rho \frac{\partial n}{\partial \rho}\right)_T + \left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_\rho. \quad (2)$$

Для многих веществ первый член в правой части больше второго, и равновесные значения $(dn/dT)_0$ оказываются отрицательными. Именно значения $(dn/dT)_0$ измеряются в обычных экспериментах.

При лазерном нагреве вещества, когда диаметр светового пучка меньше поперечного размера образца, в веществе возникает температурный градиент, перпендикулярный оси пучка, и вызванные им термоупругие напряжения. В таких условиях плотность вещества ρ в световом канале превышает свое равновесное значение $\rho_0 (1 - \alpha dT)$.

Для цилиндрического образца радиусом R и профиля температуры $T(r)$ [10]:

$$\frac{\delta \rho(r)}{\rho} = -\frac{\alpha}{3} \frac{(1 + \nu)}{1 - \nu} \left[\delta T(r) + \frac{4(1 - 2\nu)}{(1 + \nu) R^2} \int_0^R \delta T(r') r dr' \right], \quad (3)$$

где ν — коэффициент Пуассона. В интересующем нас интервале $r (r < R)$

$$\frac{\delta \rho}{\rho} = -\frac{\alpha}{3} \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \delta T(r), \quad (4)$$

а величина

$$\frac{dn}{dT} = \left(\frac{dn}{dT}\right)_0 + \Delta, \quad (5)$$

где

$$\Delta = \frac{2}{3} a \frac{1 - 2\nu}{1 - \nu} \left(\rho \frac{\partial n}{\partial \rho}\right)_T. \quad (6)$$

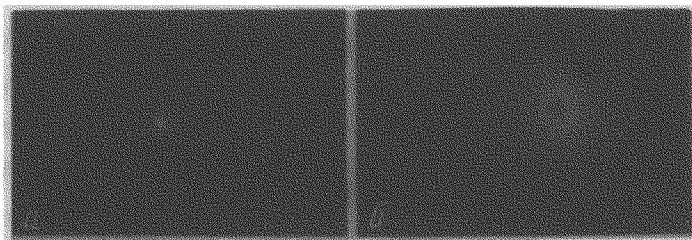
Таким образом, самофокусировка возможна, если

$$\frac{dn}{dT} = \left(\frac{dn}{dT}\right)_0 + \Delta > 0. \quad (7)$$

Для коротких импульсов ($\tau \ll \tau_0$)

$$\frac{dn}{dT} = \left(\frac{dn}{dT}\right)_0 + a \left(\rho \frac{\partial n}{\partial T}\right)_T. \quad (8)$$

Заметим, что условие (7) справедливо для любых длительностей лазерного импульса. Величина Δ для твердых диэлектриков положительна и составляет, как показывают оценки, $\sim 1 \div 5 \cdot 10^{-5} \text{ град}^{-1}$, что соизмеримо с отрицательной величиной $(dn/dT)_0$ для большинства материалов.



а — сжатие светового пучка в "е" поляризации, **б** — расширение светового пучка в "о" поляризации

Правильность высказанных здесь соображений была проверена экспериментально следующим образом: наблюдалось изменение показателя преломления в образцах KDP и ADP при нагревании их (без разрушения) излучением одномодового лазера на стекле с неодимом ($\tau_{\text{имп}} \sim \sim 250 \text{ мксек}$, выходная энергия до 0,1 Дж). Лазерный пучок диаметром 1,5 мм фокусировался линзой $f = 10 \text{ см}$. Образцы размером $20 \times 20 \times 20 \text{ мм}^3$

помешались на 0,5 см за фокусом; диаметр пучка в образце составлял 10^{-2} см. Изменение показателя преломления из-за нагрева контролировалось с помощью зондирующего одномодового неон-гелиевого лазера, проходящего через образец по тому же оптическому пути. Для "е" поляризации зондирующего луча на экране, удаленном на 1 м от образца, как для KDP, так и для ADP наблюдалось сжатие светового пучка, и появление яркой точки в центре (рис. а). Для "о" поляризации зондирующего луча пучок расширялся, в центре появлялась темная область, окруженная кольцами (рис. б). Изменение поляризации нагревающего пучка неодимового лазера не изменяло этой картины. Длительность существования положительной добавки Δn к показателю преломления для "е" луча и отрицательной Δn для "о" луча была оценена по наблюдению сигнала зондирующего луча на ФЭУ с диафрагмой, размещенных на месте экрана. Она составляет ~ 3 мсек, и совпадает со временем тепловой релаксации из канала, нагретого лазерным лучом.

Наблюдаемые явления показывают, что для KDP и ADP условие (7) выполняется только для "е" поляризации. Действительно, по оценке величина $\Delta \sim 3 \cdot 10^{-5} \text{ град}^{-1}$ компенсирует $(dn^e/dT)_0 = -2,4 \cdot 10^{-5} \text{ град}^{-1}$ и $0,1 \cdot 10^{-5} \text{ град}^{-1}$ для KDP и ADP соответственно, однако ее недостаточно для компенсации $(dn^o/dT)_0 = -5 \cdot 10^{-5} \text{ град}^{-1}$ для обоих кристаллов.

В заключение отметим, что поскольку тепловая самофокусировка или дефокусировка связаны с неоднородным нагревом, рассмотренное в настоящей работе влияние термоупругих напряжений, сопутствующих неоднородному нагреву, необходимо учитывать в любых задачах по тепловым самовоздействиям в твердых телах.

Поступила в редакцию
5 января 1970 г.

Литература

- [1] А.Г.Литвак. Письма в ЖЭТФ, 4, 341, 1966.
- [2] E.Klans, Rieckhoff. Appl. Phys. Lett., 9, 87, 1966.
- [3] Г.М. Зверев, Т.Н.Михайлова, В.А.Пашков, Н.М.Соловьева. Письма в ЖЭТФ, 5, 391, 1967.
- [4] Г.М.Зверев, В.А.Пашков. ЖЭТФ, 57, 1128, 1969.
- [5] S.A.Akhmanov, D.P.Krindach, A.V.Migulin, A.P.Sukhorukov, R.V.Khokhlov. IEEE, QE-4, 568, 1968; С.А.Ахманов, Ю.А.Горохов, Д.П.Криндач, А.П.Сухоруков, Р.В.Хохлов. ЖЭТФ, 57, 16, 1969.

- [6] F.W.Dabby, I.R.Whinnery. Appl. Phys. Lett., 13, 284, 1968.
[7] Ю.П.Райзер. ЖЭТФ, 52, 470, 1967.
[8] Г.А.Аскарьян. Письма в ЖЭТФ, 10, 392, 1969.
[9] Г.М.Зверев, Е.А.Левчук, Э.К.Малдутис. ЖЭТФ, 58, 1970.
[10] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория упругости. М., Изд. Наука, 1966.
-