

Е. М. ДИАНОВ, академик А. М. ПРОХОРОВ

**О ТЕРМИЧЕСКИХ ИСКАЖЕНИЯХ РЕЗОНАТОРОВ ОКГ В СЛУЧАЕ АКТИВНЫХ СТЕРЖНЕЙ В ФОРМЕ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ПЛАСТИН**

Известно, что неоднородная оптическая накачка активных элементов твердотельных ОКГ приводит к возникновению градиентов температуры по сечению стержня. Термические искажения оптических резонаторов ОКГ возникают по трем причинам <sup>(1)</sup>. От температуры зависит показатель преломления. Температурные градиенты создают напряжения, которые меняют показатель преломления и приводят к двойному лучепреломлению в активной среде. Изменение температуры приводит к изменению длины стержня.

Изучению термических искажений резонаторов ОКГ посвящены многочисленные работы, теоретические и экспериментальные (см., например, <sup>(1-5)</sup>), однако во всех работах исследовались активные элементы в форме круглых стержней.

В настоящей работе рассматриваются термические искажения резонатора в случае стержня из неодимового стекла в виде прямоугольной пластины. Неодимовое стекло является основным лазерным материалом, используемым для получения больших мощностей излучения, поэтому проблема термических искажений резонаторов становится здесь особенно актуальной. Кроме того, возможность варьировать физические свойства стеклянной матрицы изменением состава стекла позволяет в принципе получить такое стекло, для которого различные механизмы, приводящие к термическим искажениям резонатора, скомпенсируют друг друга <sup>(1)</sup>.

Рассмотрим прямоугольную пластину, изображенную на рис. 1. Предположим, что температура меняется только по толщине пластины, т. е.  $T = T(x)$ . Запишем, следуя <sup>(2)</sup>, изменение длины оптического пути луча, распространяющегося вдоль оси  $z$  через точки  $x = x'$ , обусловленное приложенным градиентом температуры. Для света, поляризованного вдоль оси  $x$ , это выражение будет иметь вид:

$$\Delta p_x(x') = L \{ (n - 1) \varepsilon_{zz} + \beta_{T, \lambda} T(x') - B_{\parallel} \sigma_{xx} - B_{\perp} (\sigma_{yy} + \sigma_{zz}) \}, \quad (1)$$

где  $T(x')$  — разность температур между точками  $x = x'$  и  $x = 0$ ;  $\varepsilon_{zz}$  — компонента деформации вдоль оси  $z$ ;  $\sigma_{ii}$  — компоненты напряжения;

$n$  — показатель преломления;  $\beta_{T, \lambda} = \partial n / \partial T$ ;  $B_{\parallel} = \frac{n}{E} \left[ \frac{q}{V} - 2\nu \frac{p}{V} \right]$ ;  $B_{\perp} = \frac{n}{E} \left[ (1 - \nu) \frac{p}{V} - \nu \frac{q}{V} \right]$ ;  $E$  — модуль Юнга;  $\nu$  — коэффициент Пуассона;  $q/V$ ,  $p/V$  — фотоупругие постоянные, характеризующие изменение показателя преломления в зависимости от деформации в направлении, параллельном или перпендикулярном плоскости поляризации проходящего света.

Будем считать, что пластина полностью свободна от внешних сил и связей и толщина ее много меньше длины и ширины. Кроме того, примем, что распределение температуры является симметричной функцией,

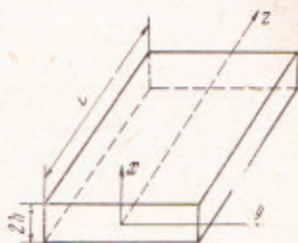


Рис. 1

т. е.  $T(x) = T(-x)$ . При этих условиях компоненты деформаций и напряжений будут иметь вид (6)

$$\varepsilon_{zz} = \frac{\alpha}{2h} \int_{-h}^{+h} T(x) dx,$$

$$\sigma_{zz} = \sigma_{yy} = \frac{1}{(1-\nu)} \left\{ -\alpha E T(x) + \frac{\alpha E}{2h} \int_{-h}^{+h} T(x) dx \right\}, \quad \sigma_{xx} = 0.$$

Здесь  $\alpha$  — коэффициент линейного расширения.

Тогда выражение (1) принимает вид

$$\Delta p_x(x') = L \left\{ \left[ \beta_{T, \lambda} + \frac{\alpha E}{(1-\nu)} (2B_{\perp}) \right] T(x') + \left[ \alpha(n-1) - \frac{\alpha E}{(1-\nu)} (2B_{\perp}) \right] \frac{1}{2h} \int_{-h}^{+h} T(x) dx \right\}. \quad (2)$$

Нас интересует разность хода  $\Delta'$  лучей, проходящих через точки  $x = 0$  и  $x = x'$ . После вычисления имеем

$$\Delta'_x = L \left[ \beta_{T, \lambda} + \frac{\alpha E}{(1-\nu)} (2B_{\perp}) \right] T(x'). \quad (3)$$

Легко получить формулы, аналогичные (2) и (3), для света, поляризованного вдоль оси  $y$ ,

$$\Delta p_y(x') = L \left\{ \left[ \beta_{T, \lambda} + \frac{\alpha E}{(1-\nu)} (B_{\perp} + B_{\parallel}) \right] T(x') + \left[ \alpha(n-1) - \frac{\alpha E}{(1-\nu)} (B_{\perp} + B_{\parallel}) \right] \frac{1}{2h} \int_{-h}^{+h} T(x) dx \right\}, \quad (4)$$

$$\Delta'_y = L \left[ \beta_{T, \lambda} + \frac{\alpha E}{1-\nu} (B_{\perp} + B_{\parallel}) \right] T(x'). \quad (5)$$

Запишем, для сравнения, разность хода лучей, распространяющихся вдоль оси круглого стержня через его центр и через точки, отстоящие от оси на расстояние  $r$ , обусловленную градиентом температуры  $T(r)$ . В цилиндрической системе координат указанная разность хода, например для радиально поляризованного света, имеет вид:

$$\Delta_r(r) = nL \left\{ \frac{1}{n} \beta_{T, \lambda} - \frac{\alpha}{(1-\nu)} \left[ \frac{R}{T(r)} (1+\nu) \left( \frac{p}{V} - \frac{q}{V} \right) - 2(1-\nu) \frac{p}{V} + 2\nu \frac{q}{V} \right] \right\}, \quad (6)$$

где  $R = r^{-2} \int_0^r T(r) r dr$ .

Из (6) видно, что условие отсутствия термических искажений ( $\Delta_r(r) = 0$ ) для случая цилиндрического стержня с радиальным распределением температуры зависит, вообще говоря, от вида зависимости  $T(r)$ . В то же время известно (3, 4), что характер распределения  $T(r)$  зависит от условий накачки, от концентрации активатора и т. д., что затрудняет выбор объективных параметров стеклянной матрицы, для которой бы отсутствовали термические искажения резонатора.

Из формул (3) и (5) видно, что для тонкой прямоугольной пластины с симметричным распределением температуры по ее толщине условие отсутствия термических искажений резонатора не зависит от конкретного

вида температурного распределения и определяется лишь параметрами стеклянной матрицы.

Оценим величину  $\beta_{T, \lambda}$  из условия  $\Delta'_{x, y} = 0$  для значений  $B_{\perp}, B_{\parallel}, E$  и  $\nu$ , равных соответственно  $3,5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2 \cdot \text{кг}^{-1}$ ;  $0,42 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2 \cdot \text{кг}^{-1}$ ;  $6,98 \cdot 10^5 \text{ кг} \cdot \text{см}^{-2}$  и  $0,225$ . Эти значения, взятые из (5), являются типичными для лазерных стекол. Для  $\alpha = 1 \cdot 10^{-5}/^\circ\text{C}$   $\beta_{T, \lambda} = -62 \cdot 10^{-7}/^\circ\text{C}$  для поляризации света вдоль оси  $x$ ,  $\beta_{T, \lambda} = -35 \cdot 10^{-7}/^\circ\text{C}$  для поляризации света вдоль оси  $y$ .

В табл. 1 приведены значения  $\alpha$  и  $\beta_{T, \lambda}$  для ряда лазерных стекол различных составов, взятые из (7). Из сравнения рассчитанных значений  $\beta_{T, \lambda}$  с данными таблицы видно, что лучше других условию минимальных термических искажений удовлетворяют стекла типа КГСС-3 и КГСС-7 для света, поляризованного вдоль оси  $y$ , и стекло типа ЛГС-41 для света с поляризацией вдоль оси  $x$ .

В заключение авторы благодарят В. Б. Федорова за полезные обсуждения.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
Академии наук СССР  
Москва

Поступило  
17 II 1970

Таблица 1

Марка стекла	$\alpha \cdot 10^5/^\circ\text{C}$ ( $10^{-5}/^\circ\text{C}$ )	$\beta_{T, \lambda} \cdot 10^7/^\circ\text{C}$ $\lambda = 1,06 \mu$
КГСС-3	1,02	-38
КГСС-7	1,01	-36
ЛГС-24-5	1,00	-18
ЛГС-28-2	0,92	-10
КГСС-46	0,98	-22
ЛГС-36	0,91	3
ЛГС-41	1,10	-70

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> E. Snitzer, Proc. IEEE, 54, № 10, 1249 (1966). <sup>2</sup> F. W. Quelle, Appl. Opt., 5, № 4, 633 (1966). <sup>3</sup> М. П. Ванюков, В. И. Исаенко и др., Журн. прикл. спектроскопии, 2, № 4, 295 (1965). <sup>4</sup> H. Welling, C. J. Bickart, J. Opt. Soc. Am., 56, № 5, 611 (1966). <sup>5</sup> G. D. Baldwin, E. P. Riedel, J. Appl. Phys., 38, № 7, 2726 (1967). <sup>6</sup> А. Б. Боли, Д. Х. Уайнер, Теория температурных напряжений, М., 1964. <sup>7</sup> И. М. Бужинский, Е. М. Дианов, С. К. Мамонов, Л. И. Михайлова, А. М. Прохоров, ДАН, 190, № 3 (1970).