

УДК 535.3+536.21+621.373.826

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ЛИНЗ В ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ АКТИВНЫХ СРЕДАХ Cr: CdSe И Cr: ZnSe

А. Ю. Константинов<sup>1</sup>, О. В. Мартынова<sup>2\*</sup>, А. П. Зиновьев<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт механики ННГУ им. Н. И. Лобачевского;

<sup>2</sup> Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского;

<sup>3</sup> Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Проведена оценка тепловых искажений в халькогенидных кристаллах Cr: CdSe и Cr: ZnSe, находящихся под воздействием непрерывного электромагнитного излучения с длиной волны 1907 нм. С использованием пакета программ «SIMULIA ABAQUS» проведено численное моделирование деформации этих материалов при их нагревании за счёт поглощения части излучения. На основе полученных результатов методом матричной оптики вычислены фокусные расстояния наведённых в кристаллических средах линз.

### ВВЕДЕНИЕ

Тепловые искажения, возникающие в активных элементах твердотельных лазерных систем во время генерации, оказывают существенное влияние на энергетические характеристики лазера, диаграмму направленности и распределение интенсивности его излучения в поперечном сечении пучка [1]. Основными причинами этих искажений являются несовершенство внутренней структуры элемента и тепловое влияние источника возбуждения.

При воздействии интенсивной накачки на активную среду внутри последней образуется неоднородное распределение температуры и возникает термическая деформация поверхностей, что, в свою очередь, вызывает изменение показателя преломления. В результате лазерная среда начинает проявлять линзовые свойства [2, 3].

Учёт этих изменений показателя преломления активной среды крайне важен при расчёте параметров области устойчивости резонатора и границ диапазона согласования поля моды резонатора и возбуждённого объёма. Это особенно существенно для сред с низкими коэффициентами теплопроводности, а также для сред, работающих по квазитрёхуровневым схемам, где согласование моды резонатора с областью накачки является во многом определяющим.

Данная работа посвящена исследованию и оценке тепловых искажений в халькогенидных кристаллах Cr: CdSe и Cr: ZnSe [4], находящихся под воздействием непрерывного возбуждающего излучения на длине волны 1907 нм. С использованием пакета программ «SIMULIA ABAQUS» проведено численное моделирование деформации этих материалов при их нагревании. В упругом приближении были определены температурные поля и напряжённо-деформированные состояния кристаллов в окрестности светового пятна в зависимости от уровня энергии поглощённого излучения. На основании этих расчётов с помощью матричного метода преобразования координат луча проведена оценка параметров тепловых линз, образующихся под воздействием накачки.

### 1. МАТЕРИАЛЫ

Активные элементы, легированные ионами Cr<sup>+2</sup>, находят широкое применение в лазерной физике начиная с 60-х годов прошлого века [5, 6]. В настоящее время особый интерес представляют

\* ruvin@list.ru

Таблица 1. Физические свойства исследуемых материалов

Материал	Cr: CdSe	Cr: ZnSe
Плотность, $\text{г}/\text{см}^{-3}$	5,810 [4]	5,260 [4]
Удельная теплоёмкость, $\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$	490 [4]	340 [4]
Коэффициент теплопроводности $\eta$ , $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$	4 [7]	18 [7]
Коэффициент теплового расширения, $10^{-6} \text{К}^{-1}$	6,26 [14]	7,30 [7]
Модуль Юнга, ГПа	42,0 [15]	75,4 [15]
Модуль сдвига, ГПа	15,33 [15]	29,10 [15]
Коэффициент Пуассона $\sigma$	0,37 [15]	0,30 [15]
Коэффициент преломления на длине волны генерации лазера $\bar{n}$	2,47 [7]	2,45 [7]
Термооптический коэффициент $\Delta n$ , $10^6 \text{К}^{-1}$	98 [7]	70 [7]
Коэффициент поглощения $k_\lambda$ на длине волны 1907 нм, $\text{м}^{-1}$	670	804
Длина волны генерации $\lambda_L$ , нм	2 750	2 450

халькогенидные материалы группы  $A_2B_6$  (ZnSe, CdSe, ZnS и другие). Они активно исследуются с целью разработки на их основе частотноперестраиваемых лазеров среднего инфракрасного диапазона. В первую очередь, это связано с их хорошими спектроскопическими характеристиками [7], такими как четырёхуровневая энергетическая структура; отсутствие поглощения из возбуждённого состояния; широкие полосы поглощения, позволяющие использовать различные источники накачки; широкая электронно-колебательная полоса излучения, обеспечивающая возможность перестройки частоты в большом диапазоне, а также (для легированных хромом сред) высокий (близкий к 100 %) квантовый выход флуоресценции при комнатной температуре.

Лазерные системы с кристаллами Cr: CdSe и Cr: ZnSe способны генерировать электромагнитное излучение в диапазоне длин волн около  $1,9 \div 3,6$  мкм с использованием различных источников накачки с диапазоном длин волн около  $1,5 \div 2,0$  мкм. В частности, в кристалле Cr: ZnSe была получена лазерная генерация в импульсном режиме с перестройкой по длине волны в диапазоне  $2,00 \div 2,75$  мкм [8], а на основе кристалла Cr: CdSe был создан лазер с перестройкой длины волны в диапазоне  $2,26 \div 3,61$  мкм в импульсном режиме генерации [9] и в диапазоне  $2,35 \div 3,45$  мкм в непрерывном [10]. Кроме того, кристаллы Cr: ZnSe применяются для создания лазеров, работающих в режиме синхронизации мод [11, 12].

В данной работе исследовались два вида халькогенидных кристаллов, легированных хромом: Cr: CdSe и Cr: ZnSe. Параметры этих материалов, выбранные для моделирования, представлены в табл. 1. Следует отметить, что в настоящее время для синтеза халькогенидов цинка применяется несколько методов: выращивание из расплава, выращивание из паровой фазы, диффузионное легирование готовых материалов матрицы, горячее прессование порошков. В зависимости от метода при выращивании кристалла могут появляться различные дефекты, такие как неравномерность его легирования и появление в нём различных примесей. Поэтому параметры этих материалов варьируются в литературе. Например, коэффициент теплопроводности для Cr: CdSe в различных источниках равен  $4 \text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$  [7];  $6,5 \text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$  [13] и  $9 \text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$  [4]. Кроме того, некоторые параметры известны из литературы только для нелегированных кристаллов.

Коэффициенты поглощения материалов в табл. 1 указаны для излучения тулиевого лазера на длине волны  $\lambda_p = 1907$  нм и были определены экспериментально. Для этого исследовались два образца в форме диска: кристалл Cr: CdSe с диаметром 23 мм, толщиной 2,1 мм и концентрацией хрома  $10^{19} \text{см}^{-3}$  и кристалл Cr: ZnSe с диаметром 12,5 мм, толщиной 2,05 мм и концентрацией хрома приблизительно  $10^{19} \text{см}^{-3}$ . В дальнейшем при моделировании для более удобного сравнения материалов использовались одинаковые геометрические параметры кристаллов.

В качестве источника изучения применялся волоконный тулиевый лазер ЛМТ-30А-01 научно-технического объединения «ИРЭ-Полус». Диаметр пучка непрерывного лазерного излучения на поверхности исследуемых образцов составлял 1,4 мм.

Коэффициент поглощения (по мощности) определялся посредством измерения коэффициентов пропускания и отражения при помощи измерителя мощности «Thorlabs MaxFieldII». Далее по закону Бугера были определены коэффициенты поглощения  $k_\lambda$ , которые составили  $0,670 \text{ мм}^{-1}$  для Cr: CdSe и  $0,804 \text{ мм}^{-1}$  для Cr: ZnSe.

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ В ОБЪЁМЕ ОБРАЗЦОВ

Для определения фокусных расстояний линз, которые образуются в кристаллах под действием накачки, были проведены расчёты распределений температуры внутри объёма материалов при помощи программного пакета «SIMULIA ABAQUS».

### 2.1. Постановка задачи

Предполагалось, что в центр одного из торцов осесимметричного кристалла, имеющего форму диска с диаметром 23 мм и толщиной 2 мм, перпендикулярно его поверхности направлялся поток излучения, часть которого, поглощаясь в веществе, являлась источником нагрева. Было принято, что поток мощности  $P_m$  подаваемого на кристалл излучения имеет гауссово распределение по радиусу. Расчёт велся в зависимости от подаваемой мощности  $P = \iint P_m ds$  (интегрирование выполнялось по поперечному сечению пучка). В соответствии с законом Бугера при прохождении сквозь кристаллы часть этой мощности  $P_{\text{abs}}$  поглощается веществом:

$$P_{\text{abs}} = [1 - \exp(-k_\lambda L)] P, \quad (1)$$

где  $L$  — длина образца. В условиях лазерной генерации часть поглощённой энергии переизлучается. Мощность тепловых потерь определялась по формуле

$$P_{\text{heat}} = \delta [1 - \exp(-k_\lambda L)] P, \quad (2)$$

где  $\delta = 1 - \lambda_p / \lambda_L$  [16]. Поскольку в кристаллах Cr: CdSe и Cr: ZnSe генерация возможна в широком спектральном диапазоне, то для длин волн генерации были выбраны средние по диапазону значения, которые представлены в табл. 1.

Было принято, что теплообмен с внешней средой осуществляется благодаря свободной конвекции с постоянным коэффициентом теплоотдачи  $\mu = 5,6 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$  [17]. Из-за неоднородности температурного поля возникает деформация объёма кристалла, и в результате формирования этого напряжённо-деформированного состояния происходит искривление внешних торцевых поверхностей кристалла. Ввиду того, что расчёт состояния кристалла проводился в условиях непрерывного воздействия лазерного излучения, решение задачи осуществлялось в стационарной постановке.

Расчёт распределения температуры и деформации объёма кристалла состоял из нескольких этапов.

Для расчёта изменения температуры кристалла использовалось уравнение теплопроводности в стационарной форме

$$\text{div}[\text{grad } T(\mathbf{r})] = q(\mathbf{r})/\eta \quad (3)$$

с граничным условием

$$q_s(\mathbf{r} \in S) = -\mu T, \quad (4)$$

где  $T(\mathbf{r})$  — распределение температуры кристалла относительно окружающей среды,  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор,

$$q(r, z) = \frac{P \delta k_\lambda}{2\pi a^2 \{1 - \exp[-r^2/(2a^2)]\}} \exp[-r^2/(2a^2)] \exp(-k_\lambda/z) \tag{5}$$

— удельная мощность тепловыделения в веществе кристалла (диссипация излучения накачки),  $r_0$  — радиус кристалла,  $a$  — радиус пучка по уровню  $1/e^{1/2}$ ,  $k_\lambda$  — коэффициент поглощения мощности в матрице кристалла,  $\eta$  — коэффициент теплопроводности кристалла,  $q_s(\mathbf{r} \in S)$  — конвективный тепловой поток на границе  $S$  кристалла с внешней средой,  $\mu$  — коэффициент теплоотдачи поверхности кристалла,  $r$  и  $z$  — поперечная и продольная координаты соответственно.

Для расчёта деформации нагретого кристалла использовалось уравнение равновесия неравномерно нагретых тел, которое согласно [18] имеет вид

$$6(1 - \sigma) \text{grad}(\text{div } \mathbf{u}) - 3(1 - 2\sigma) \text{rot rot } \mathbf{u} = 2(1 + \sigma) \alpha \text{grad } T, \tag{6}$$

где  $\mathbf{u}$  — вектор смещений,  $\sigma$  — коэффициент Пуассона,  $\alpha$  — коэффициент теплового расширения вещества кристалла. Уравнение равновесия замыкается граничным условием на свободной поверхности

$$\sigma_{ij}|_{\mathbf{r} \in S} = 0, \tag{7}$$

в котором

$$\sigma_{ij} = \frac{E}{1 + \sigma} \left( u_{ij} + \frac{\sigma}{1 - 2\sigma} u_{kk} \delta_{ij} \right)$$

— компоненты тензора упругих напряжений и  $u_{ij} = (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i) / 2$  — компоненты тензора деформации,  $\delta_{ij}$  — единичный тензор,  $E$  — модуль Юнга,  $\{i, j, k\} = x, y, z$ ;  $x$  и  $y$  — декартовы координаты в поперечной плоскости.

### 2.2. Численное моделирование процесса нагревания кристалла излучением накачки

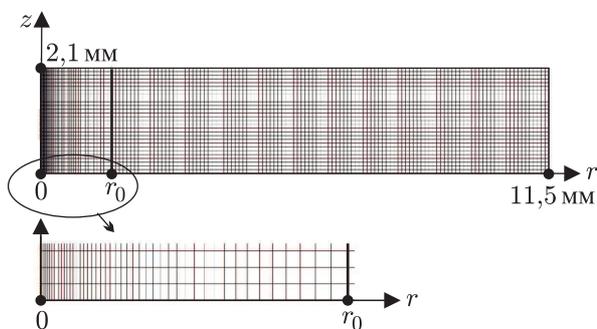


Рис. 1. Сетка разбиения кристалла на элементарные фрагменты

На рис. 1 показана сетка разбиения кристалла на элементарные фрагменты (конечно-элементная модель расчёта). Для увеличения точности расчёта при приближении к оси симметрии кристалла применялось сгущение сетки.

Размер конечного элемента в области равномерного разбиения составил 0,76 мкм, ширина элемента на оси кристалла равна 0,076 мкм. На всех внешних линиях модели, за исключением оси симметрии, задавались условия конвективного теплообмена с окружающей средой. Во всём объёме кристалла задавался источник теплового

выделения, удельная мощность которого зависела от радиальной ( $r$ ) и осевой ( $z$ ) координат в соответствии с представленной ранее формулой.

Мощность подаваемого на поверхность излучения имела гауссово распределение по радиальной координате. Рассматривались следующие случаи: радиус светового пятна  $a$  составлял 0,7; 0,5; 0,1 и 0,05 мм, мощность  $P$  равнялась 0,5; 0,7; 1; 2; 3; 4; 5; 6 и 7 Вт.

В процессе решения в каждом узле (фрагменте) определялись температуры и компоненты вектора смещения. В качестве примера на рис. 2 показаны поля температур (рис. 2а) и поля осевых перемещений (рис. 2б). Для наглядности при изображении деформированной конфигурации кристалла перемещения в направлении вертикальной оси были увеличены в 100 раз.

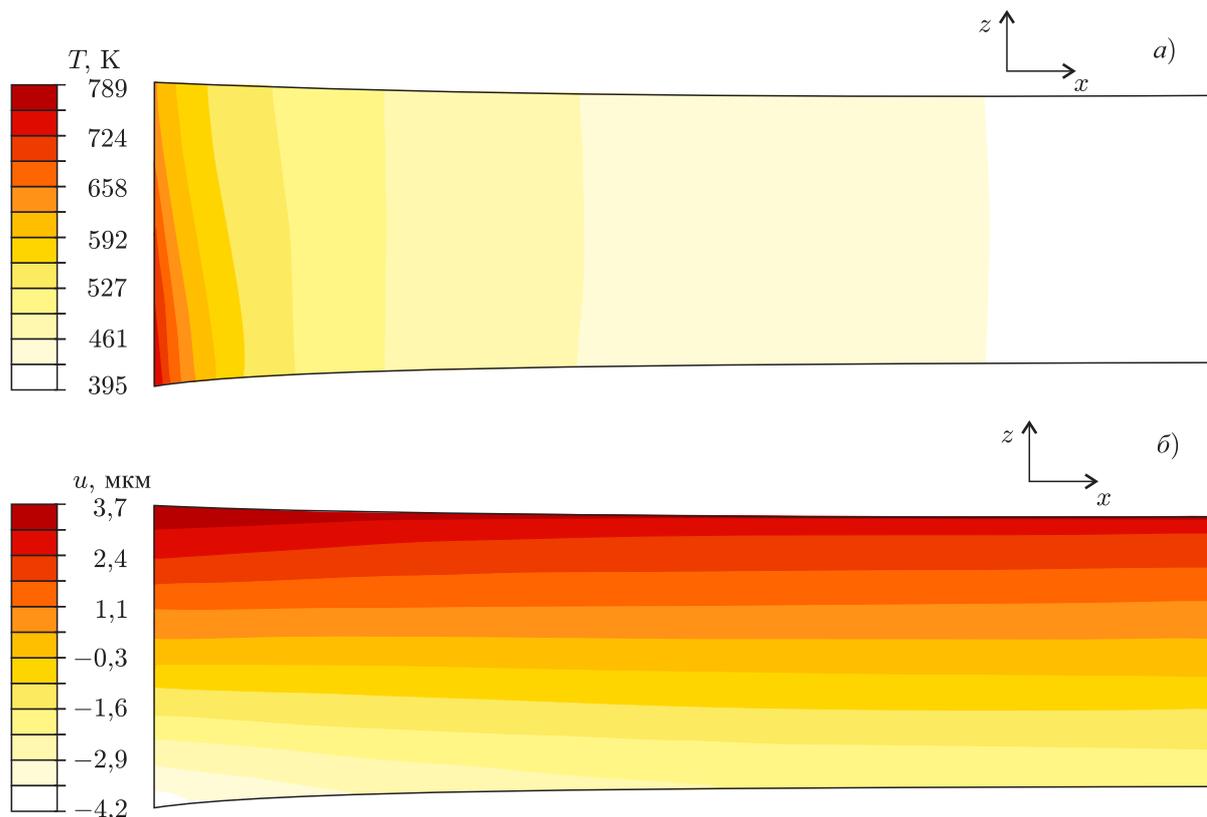


Рис. 2. Результат моделирования в «SIMULIA ABAQUS» полей температур (а) и осевых смещений (б)

Для дальнейшего анализа полученные данные аппроксимировались аналитическими функциями. Для распределения температуры использовалось выражение

$$T(r, z) = a \exp\left(-\frac{r^2}{w_1} - \frac{z}{w_2}\right) + b. \quad (8)$$

Для оценки кривизны деформированного кристалла формы его верхней и нижней поверхностей описывались полиномами вида

$$l(r) = \sum_{n=0}^4 a_{2n} r^{2n}. \quad (9)$$

Решение задач аппроксимации проводилось с использованием библиотеки «lmfit» языка программирования «Python». Пример результата аппроксимации температурного поля в кристалле показан на рис. 3.

Результаты аппроксимации верхней и нижней поверхностей кристалла в области максимальной интенсивности воздействующего излучения показаны на рис. 4а и б соответственно. Маркеры соответствуют узловым значениям, полученным при численном моделировании в «SIMULIA

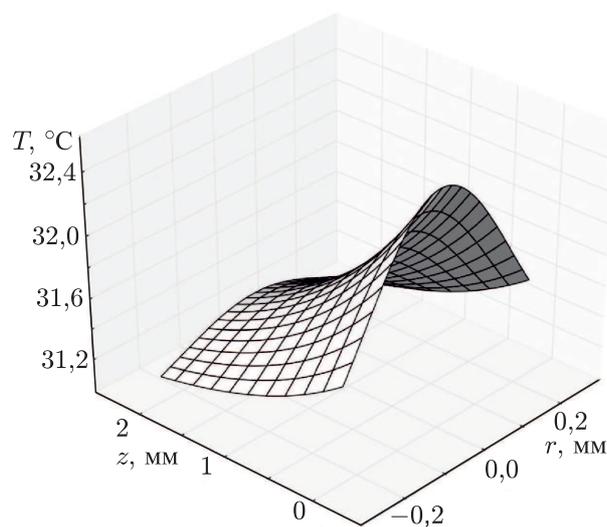


Рис. 3. Результат аппроксимации температурного поля в кристалле

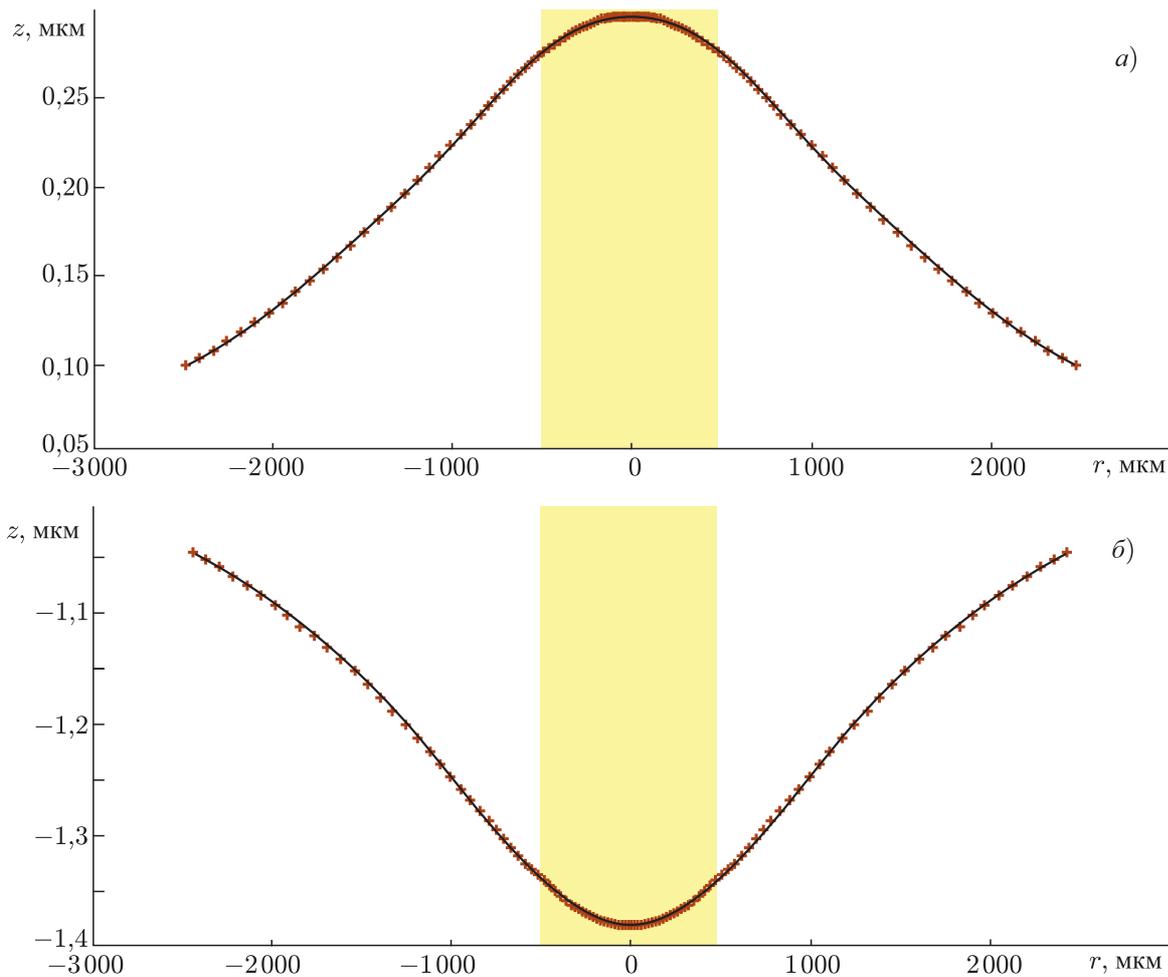


Рис. 4. Результат аппроксимации верхней (а) и нижней (б) поверхностей кристалла в области воздействия излучения. На панели а отсчёт ведётся от значения  $z = 2101$  мкм

ABAQUS», сплошная линия — аналитическая кривая. Область, соответствующая радиусу лазерного пучка (в указанном примере радиус его составляет 0,5 мм), на рисунке выделена жёлтым цветом.

Следует отметить, что в данной работе не учитывались какие-либо поляризационные эффекты, как при вычислении температур, так и при дальнейшей оценке фокусных расстояний тепловых линз.

### 3. ОЦЕНКА ФОКУСНОГО РАССТОЯНИЯ ТЕПЛОВЫХ ЛИНЗ

Оценка фокусного расстояния тепловых линз в кристаллах Cr: CdSe и Cr: ZnSe проводилась при помощи метода матричной оптики [19]. Радиальное распределение температуры, определяемое выражением (8), в окрестности центра кристалла было аппроксимировано квадратичной функцией в области с радиусом, равным радиусу светового пучка  $a$ :

$$T_{ap}(r, z) = T(0, z) + k(z)r^2, \tag{10}$$

где

$$k(z) = \frac{3}{a^3} \left[ \int_0^a T(r, z) dz - T(0, z) a \right], \quad (11)$$

значение температуры вдоль оси системы равно  $T_{\text{ap}}(0, z) = T(0, z)$ .

Исходя из формулы термооптического эффекта, зависимость показателя преломления  $n$  от температуры можно представить в виде

$$n = \bar{n} + (dn/dT) T, \quad (12)$$

где  $\bar{n}$  — коэффициент преломления при комнатной температуре. Подставив в (12) выражение (10), получим выражение для коэффициента преломления

$$n(r, z) = \bar{n} + (dn/dT) [T(0, z) + k(z)r^2]. \quad (13)$$

Вычисление разности между коэффициентом преломления, полученным по формуле (13), и коэффициентом преломления, вычисленным с использованием распределения температуры  $T(r, z)$ , показало их хорошую согласованность. На основании этого для описания прохождения излучения через кристалл применялось приближение линзоподобной среды с квадратичным распределением показателя преломления по радиусу [19]. Матрица прохождения излучения через подобную среду с показателем преломления  $n(r, z) = n_0 + n_s r^2/2$  имеет вид

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{n_s/n_0} z) & -\sqrt{n_s n_0} \sin(\sqrt{n_s/n_0} z) \\ (\sqrt{n_s n_0})^{-1} \sin(\sqrt{n_s/n_0} z) & \cos(\sqrt{n_s/n_0} z) \end{pmatrix}, \quad (14)$$

где  $z$  — расстояние, пройденное внутри среды,

$$n_0(z) = \bar{n} + (dn/dT) T(0, z), \quad (15)$$

$$n_s(z) = (dn/dT) k(z), \quad (16)$$

При этом изменение показателя преломления вдоль оптической оси  $z$  аппроксимировалось ступенчатой функцией.

Влияние деформирования торцов кристалла на распространение излучения учитывалось при помощи матриц сферической границы раздела сред. Радиусы кривизны торцов определялись через вторую производную от функции кривизны деформированного кристалла:

$$R_\beta = \left| \frac{d^2 l_\beta(r)}{dr^2} \right|^{-1}, \quad (17)$$

где  $\beta = f, b$  для ближнего и дальнего по отношению к источнику накачки торцов кристалла соответственно.

Для определения фокусного расстояния тепловой линзы весь кристалл был разделён на 8 частей (см. рис. 5). Два выпуклых торца описывались матрицами сферической границы раздела сред с разными показателями преломления:

$$\mathbf{L}_f = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ (1 - n_f)/R_f & 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{L}_b = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ (n_b - 1)/R_b & 1 \end{pmatrix}, \quad (18)$$

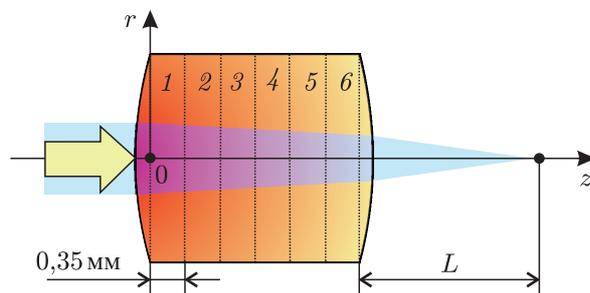


Рис. 5. Схема соответствия матриц фрагментам кристалла. Большая стрелка слева обозначает накачку

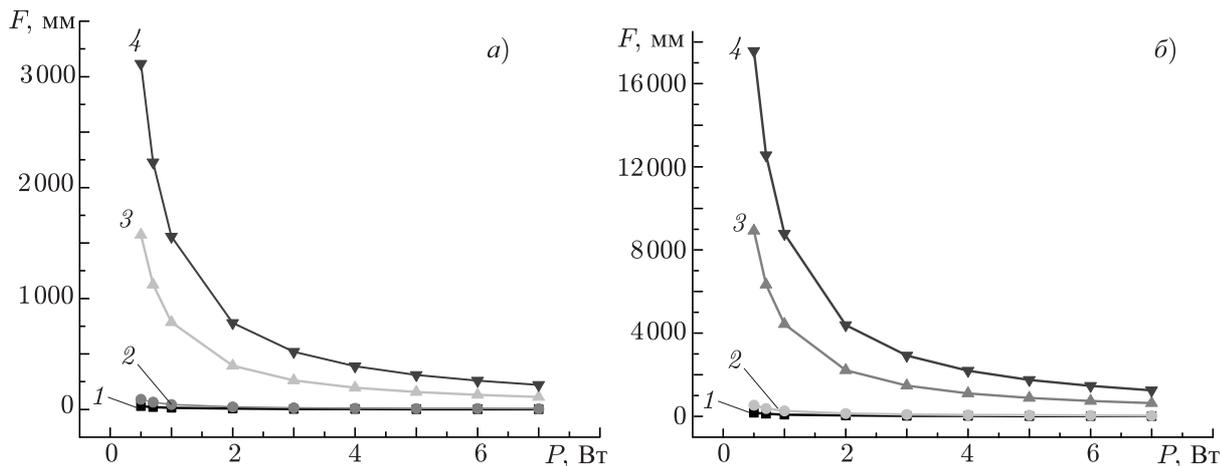


Рис. 6. Зависимости фокусных расстояний для кристаллов Cr:ZnSe (а) и Cr:ZnSe (б) от мощности поглощаемого излучения и радиуса пучка: кривая 1 соответствует значению  $a = 0,05$  мм, 2 — 0,10 мм, 3 — 0,50 мм и 4 — 0,70 мм

где  $n_f = n(r = 0, z = 0)$  для ближнего к источнику накачки торца ( $z = 0$ ) и  $n_b = n(r = 0, z = 2,1$  мм) для дальнего торца ( $z = 2,1$  мм). Граница  $z = 0$  совпадала с границей ближнего торца кристалла в отсутствие нагрева (см. рис. 5).

Внутри кристалл был разделён на 6 слоёв с толщинами по 0,35 мм. Для каждого из слоёв была определена матрица прохождения  $G_j$  ( $j = 1, \dots, 6$ ), где коэффициенты преломления определялись в начале каждого слоя. Например, для третьего слоя матрица прохождения равнялась

$$G_3 = \begin{pmatrix} \cos \left[ \sqrt{\frac{n_s(z_1)}{n_0(z_1)}} (z_2) \right] & -\sqrt{n_s(z_1) n_0(z_1)} \sin \left[ \sqrt{\frac{n_s(z_1)}{n_0(z_1)}} (z_2) \right] \\ \frac{1}{\sqrt{n_s(z_1) n_0(z_1)}} \sin \left[ \sqrt{\frac{n_s(z_1)}{n_0(z_1)}} (z_2) \right] & \cos \left[ \sqrt{\frac{n_s(z_1)}{n_0(z_1)}} (z_2) \right] \end{pmatrix}, \quad (19)$$

где  $z_1 = 0,7$  мм,  $z_2 = 0,35$  мм.

Общая матрица прохождения излучения через кристалл выглядела следующим образом:

$$O = L_b G_6 G_5 G_4 G_3 G_2 G_1 L_f. \quad (20)$$

Для нахождения фокусного расстояния была выбрана опорная плоскость на расстоянии  $L$  после кристалла. Матрица прохождения лучей до опорной плоскости имела вид

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & F \\ 0 & 1 \end{pmatrix} O. \quad (21)$$

Для нахождения фокусного расстояния решалось уравнение  $A(F) = 0$ , где значение  $F$  определяло расстояние, на котором фокусируются лучи после прохождения кристалла.

Результаты вычисления фокусных расстояний по формуле (21) при различных значениях мощностей  $P$  и радиусов  $a$  пучка накачки представлены в табл. 2 и 3 для кристаллов Cr:ZnSe и Cr:ZnSe соответственно. В столбцах с номером 1 показаны результаты вычислений с учётом кривизны торцов ( $F_1$ ), а в столбцах с номером 2 — без её учёта ( $F_2$ ), т. е. когда торцы кристалла считались плоскими и матрицы  $L_b$  и  $L_f$  в выражении (20) отсутствовали. Видно, что фокусные расстояния тепловых линз в Cr:ZnSe, образующихся при возбуждении, значительно меньше

аналогичных фокусных расстояний для кристалла Cr:ZnSe, несмотря на то, что в имеющихся образцах коэффициент поглощения кристалла Cr:ZnSe превосходил коэффициент поглощения для Cr:CdSe. Это связано с относительно высокой теплопроводностью Cr:ZnSe и одновременно с меньшим, чем у Cr:CdSe, термооптическим коэффициентом.

На рис. 6 показаны зависимости фокусных расстояний  $F_1$  от радиуса пучка и мощности поглощённого излучения для Cr:CdSe (рис. 6а) и Cr:ZnSe (рис. 6б). Они полностью соответствуют предварительным оценкам [2].

Из таблиц видно, что разница между фокусными расстояниями с учётом и без учёта вклада деформации торцов уменьшается с возрастанием мощности. Если, однако, рассматривать процентное соотношение  $J = |(F_1 - F_2)/F_1| \cdot 100$  %, то окажется, что в случае фиксированного радиуса пучка при разных мощностях процентный вклад деформации торцов приблизительно одинаковый. Чем больше при этом радиус пучка накачки, тем существеннее влияние деформации торцов. Средние арифметические значения  $J$  при разных радиусах пучка показаны в последних строках табл. 2 и 3.

Таблица 2. Результаты моделирования для кристалла Cr:CdSe

	$F$ , мм							
	$a = 0,05$ мм		$a = 0,1$ мм		$a = 0,5$ мм		$a = 0,7$ мм	
$P$ , Вт	1	2	1	2	1	2	1	2
0,5	29,12	30,44	90,88	96,83	1 574,61	1 803,53	3 117,15	3 637,89
0,7	20,69	21,63	64,80	69,05	1 124,57	1 288,15	2 226,28	2 598,41
1,0	14,37	15,03	45,25	48,22	787,05	901,61	1 558,18	1 818,80
2,0	6,99	7,32	22,43	23,92	393,26	450,65	778,71	909,26
3,0	4,53	4,75	14,82	15,82	261,99	300,33	518,89	606,08
4,0	3,30	3,47	11,02	11,77	196,36	225,17	388,98	454,50
5,0	2,56	2,70	8,74	9,34	156,98	180,08	311,04	363,55
6,0	2,07	2,18	7,22	7,72	130,73	150,01	259,07	302,91
7,0	1,72	1,81	6,13	6,56	111,98	128,54	221,96	259,60
$J$	5 %		6,8 %		14,5 %		16,8 %	

Таблица 3. Результаты моделирования для кристалла Cr:ZnSe

	$F$ , мм							
	$a = 0,05$ мм		$a = 0,1$ мм		$a = 0,5$ мм		$a = 0,7$ мм	
$P$ , Вт	1	2	1	2	1	2	1	2
0,5	169,67	178,47	533,53	573,53	8 922,72	10 284,44	17 568,81	20 797,86
0,7	121,38	127,37	380,83	409,56	6 334,47	7 345,98	12 548,55	14 855,57
1,0	84,76	89,04	266,50	286,58	4 433,75	5 142,12	8 783,40	10 398,86
2,0	42,14	44,33	133,03	143,11	2 216,35	2 570,94	4 390,59	5 199,35
3,0	27,96	29,42	88,56	95,28	1 477,19	1 713,88	2 926,43	3 466,18
4,0	20,87	21,97	66,32	71,37	1 107,61	1 285,35	2 194,27	2 599,59
5,0	16,62	17,50	52,97	57,02	885,86	1 028,24	1 754,99	2 079,65
6,0	13,78	14,52	44,08	47,45	738,04	856,83	1 462,14	1 733,01
7,0	11,76	12,39	37,72	40,62	632,44	734,39	1 252,97	1 485,42
$J$	5,2 %		7,5 %		16 %		18,5 %	

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе с использованием программного обеспечения «SIMULIA ABAQUS» было проведено моделирование процесса нагрева в стационарном режиме активных элементов Cr: CdSe и Cr: ZnSe в результате воздействия на них накачивающего лазерного излучения. На основании полученных данных о температурном распределении внутри кристаллов и их тепловом расширении при помощи метода матричной оптики были определены фокусные расстояния тепловых линз, которые образуются в этих кристаллах под воздействием излучения накачки для разных значений его мощности и радиуса пучка. Из полученных результатов видно, что при аналогичных физических условиях оптическая сила тепловых линз, образующихся в кристалле Cr: CdSe, приблизительно в 6 раз превосходит силу линз, образующихся в кристалле Cr: ZnSe, который имеет такие же геометрические размеры.

Показано, что при образовании тепловой линзы для обоих кристаллов вклад тепловых деформаций существенно ниже, чем вклад термооптического эффекта. При этом процентное соотношение вкладов обоих эффектов приблизительно одинаково для различных мощностей накачки при одном и том же радиусе её пучка. При этом влияние тепловой деформации на фокусное расстояние тепловой линзы возрастает при увеличении радиуса пучка.

Следует отметить, что результаты моделирования были получены для элементов, не имеющих дефектов кристаллической структуры, с равномерным распределением ионов Cr по объёму. Для материалов с неоднородным легированием, например односторонним, распределения температур внутри активного элемента, а также фокусное расстояние наведённых тепловых линз зависят от ориентации допированного слоя относительно источника накачки. Наличие дефектов или поглощающих примесей может привести к возникновению концентраторов напряжений при тепловом расширении, что создаст дополнительные aberrации, а в предельном случае приведёт к разрушению материала.

Для уменьшения влияния тепловых эффектов, возникающих в активных средах при возбуждении, применяют различные системы пассивного или активного охлаждения, а в некоторых случаях адаптивную оптику. Проведённые предварительные эксперименты по получению лазерной генерации на кристалле Cr: ZnSe показали, что применение активной водяной системы охлаждения лазерной среды повысило уровень мощности выходного излучения более чем в 5 раз по отношению к системе с пассивным охлаждением, а также улучшило стабильность генерации и модовый состав выходного излучения.

Исследование характеристик тепловых линз в халькогенидных материалах выполнено за счёт Российского научного фонда (проект 14-12-00510). Моделирование процессов нагрева изученных образцов выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (государственное задание 3.1358.2017/4.6).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тарасов Л. В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. М.: Радио и связь, 1981. 440 с.
2. Зверев Г. М., Голяев Ю. Д. Лазеры на кристаллах и их применение. М.: Радио и связь, 1994. 312 с.
3. Миловский Н. Д., Таланов В. И. Влияние конфигурации резонатора на «порог» генерации оптического квантового генератора. Горький: Горьковский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, 1965. 50 с.

4. Mirov S., Fedorov V., Moskalev I., et al. // J. Luminescence. 2013. V. 133. P. 268.
5. Webb C. E., Jones J. D. C. Handbook of laser technology and applications. Abingdon, UK: Taylor & Francis, 2003. P. 2752.
6. von Philipsborn H. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. P. 955.
7. Sorokina I. T. // Optical Materials. 2004. V. 26. P. 395.
8. Doroshenko M. E., Koranda P., Jelinková H., et al. // Laser Physics Lett. 2007. V. 4. P. 503.
9. Акимов В. А., Козловский В. И., Коростелин Ю. В. и др. // Квант. электрон. 2008. Т. 38, № 3. С. 205.
10. Губин М. А., Киреев А. Н., Коростелин Ю. В. и др. // Краткие сообщения по физике. 2011. Т. 38, № 7. С. 34.
11. Sorokina I. T., Sorokin E. // Proc. Advanced Solid-State Lasers. Munich: OSA, 2001. V. 50. P. 157.
12. Cizmeciyan M. N., Kim J. W., Bae S., et al. // Optics Lett. 2013. V. 38, No. 3. P. 341.
13. Beasley J. D. // Appl. Opt. 1994. V. 33. P. 1000.
14. <http://www.elan-optics.com/eng/47.html>.
15. Weber M. J. Handbook of Optical Materials. Boca Raton, USA: CRC Press, 2002. P. 512.
16. Yahya K. A., Hussein O. A., Mustafa O. H. // Adv. Appl. Sci. Res. 2013. V. 4. P. 400.
17. Кухлинг Х. Справочник по физике. М.: Мир, 1982. 520 с.
18. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М.: Наука, 1965. 204 с.
19. Джеррард А., Бёрч Дж. М. Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978. 343 с.

Поступила в редакцию 1 июля 2016 г.; принята в печать 30 июня 2017 г.

#### **MODELING OF THERMAL LENSES IN CHALKOGENIDE Cr:CdSe AND Cr:ZnSe ACTIVE MEDIA**

*A. Yu. Konstantinov, O. V. Martynova, and A. P. Zinovyev*

We evaluate thermal aberrations in chalcogenide Cr:CdSe and Cr:ZnSe crystals exposed to continuous electromagnetic radiation at a wavelength of 1907 nm. Using the Simulia Abaqus software suite, we simulated numerically deformation of such materials during their heating due to absorption of part of the radiation. On the basis of the obtained results, the matrix optics method was used to calculate the focal distances of the lenses induced in crystalline media.