

# Экспериментальное определение и теоретическая модель эквивалентной температуры нелинейно-оптических кристаллов, взаимодействующих с мощным лазерным излучением

О.А.Рябушкин, Д.В.Мясников

*Представлены результаты использования резонансной ультразвуковой спектроскопии для исследования изменения температуры кристаллов в процессе их взаимодействия с мощным лазерным излучением. В основу измерения неоднородной температуры кристалла положена калиброванная при однородной температуре  $\theta$  частота  $n$ -й моды пьезоэлектрического резонанса  $Rf_n(\theta)$  и её изменение  $\Delta Rf_n(P_{in})$  при воздействии на кристалл лазерного излучения со средней мощностью  $P_{in}$ . Пространственно неоднородному распределению термодинамической температуры в кристалле при фиксированной мощности лазерного излучения  $P_{in}$  поставлена в соответствие эквивалентная температура  $\theta_{eq}(P_{in})$ , определенная в этой работе. Представлена математическая модель, обосновывающая корректность ее введения. Этот параметр может быть использован для исследования любых пьезоэлектрических кристаллов, взаимодействующих с лазерным излучением.*

**Ключевые слова:** мощное лазерное излучение, нелинейно-оптические кристаллы, эквивалентная температура.

## 1. Введение

Для управления как временными, так и пространственными параметрами излучения, а также для преобразования частоты лазерного излучения в лазерных и оптико-электронных устройствах широко используются нелинейные кристаллы. Достижение в последние годы высоких импульсных и средних мощностей излучения делает актуальным исследование взаимодействия излучения с этими кристаллами. При этом необходимо исследовать как изменения свойств среды, так и характеристики процесса, например нелинейно-оптического преобразования частоты, для которого условие фазового синхронизма выполняется в ограниченном диапазоне температур, определяемом температурной шириной синхронизма [1].

Процесс распространения излучения в материальных средах всегда сопровождается его поглощением и, как следствие, изменением температуры среды, анализ характера и скорости изменения которой может дать ценную информацию о характере изменения и развития процесса взаимодействия. Однако до настоящего времени не разработаны прецизионные методы контроля температуры кристаллов, взаимодействующих с мощным лазерным излучением. Отсутствие возможности бесконтактного из-

мерения температуры нелинейно-оптического кристалла при воздействии на него мощного излучения значительно ограничивает возможности контроля поглощаемой кристаллом оптической мощности. Бесконтрольное повышение поглощаемой мощности в таких условиях затрудняет не только исследования механизмов образования и развития дефектов, но и функциональное (в зависимости от падающей мощности) определение порогов оптического разрушения кристаллов. За более чем сорокалетнюю историю исследований механизмов лазерного разрушения в таких кристаллах, как кварц [2–4], дигидрофосфат калия [5–7], ниобат лития [8–12], титанилфосфат калия [13–17] и многих других [18–24], было установлено, что деградация любого из этих кристаллов неизбежно сопровождается его неоднородным разогревом, нелинейно возрастающим с увеличением мощности лазерного излучения [2–24].

Для экспериментального исследования порога лазерного разрушения нелинейно-оптических кристаллов используются разрушающие методы измерений [25]. Но, очевидно, конечный результат разрушения кристалла в процессе его эксплуатации может быть определен по характеру изменения свойств среды, в частности скорости изменения его температуры.

Предлагаемый нами бесконтактный способ измерения температуры для исследований как традиционных, так и новых нелинейно-оптических кристаллов позволит в ряде случаев тщательно контролировать условия синхронизма, а в других – проводить раннюю диагностику для определения начала разрушения. Тем более что при каком-либо изменяющемся параметре лазерного излучения (мощность, интенсивность, длительность импульса, длина волны и т.д.) исследование разрушения кристаллов многократно повторяют (статистический метод) [25]. Первый шаг в этом направлении сделан в работе [24], где приведены результаты бесконтактного измерения температуры твердых образцов (в том числе кристаллов DKDP). Необходимо отметить, что эксперимент [24] про-

О.А.Рябушкин. Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, НТО «ИРЭ-Полус», Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Акад. Введенского, 1; Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 10, e-mail: goa228@mail.ru  
Д.В.Мясников. НТО «ИРЭ-Полус», Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Акад. Введенского, 13; Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 10; e-mail: danila-m@mail.ru

Поступила в редакцию 20 мая 2011 г., после доработки – 15 марта 2012 г.

водился в экстремальных условиях, в которых центральная область кристалла разогревалась лазерным излучением до чрезвычайно высоких (6000–12000 К) температур. Естественно, что при такой температуре в этой области атомы кристалла ионизируются, а ионы и электроны образуют плазменный шнур.

Прецизионное измерение температуры при взаимодействии лазерного излучения с нелинейно-оптическими кристаллами необходимо и по другой, не менее важной, причине. Калориметрический метод измерения коэффициентов оптического поглощения кристаллов (международный стандарт [26]) основывается на традиционном измерении неоднородной температуры воздуха [27–32], окружающего неоднородно разогретый кристалл. Точность такого метода ограничивается изменением температуры воздуха в заданной пространственной точке и чувствительностью термодатчика (термопара, термисторы и т. д.). При этих измерениях необходимо знать координаты термодатчика, расположенного вблизи разогретого кристалла, а также правильно выбрать модель теплообмена кристалла с окружающим воздухом. Очевидно, что точность калориметрического метода значительно возрастёт при измерении температуры как самого кристалла, так и окружающего воздуха. Более того, при увеличении мощности лазерного излучения, воздействующего на кристалл, проявляется и действие нелинейного оптического поглощения. Без измерения температуры кристалла в этих условиях вычисленные коэффициенты поглощения и коэффициенты теплообмена, а также их зависимости от мощности лазерного излучения становятся неточными.

Хорошо известно, что нелинейно-оптические кристаллы обладают пьезоэлектрическими свойствами. В таких кристаллах из-за обратного пьезоэлектрического эффекта радиочастотное (РЧ) поле может возбуждать акустические колебания. При совпадении частоты внешнего РЧ поля ( $f_g$  – частота генератора) с собственной частотой  $n$ -й моды акустических колебаний ( $f_g = Rf_n$ ) наблюдается пьезоэлектрический резонанс. Для регистрации пьезоэлектрических резонансов нелинейно-оптических кристаллов при воздействии лазерного излучения нами был разработан экспериментальный стенд, на котором контроль температуры кристалла и окружающего воздуха осуществлялся с погрешностью менее 10 мК [33–35]. Оказалось, что резонансные частоты нелинейно-оптических кристаллов чувствительны к поглощению даже чрезвычайно слабого оптического излучения. Необходимо отметить, что в 1990-е годы уже делались попытки использовать высокую чувствительность пьезоэлектрических резонансов к оптическому излучению для определения малых коэффициентов поглощения кристаллов [36, 37]. К сожалению, поспешные выводы работы [37] ограничили применимость пьезорезонансного метода регистрации изменения температуры кристалла воздействием лазерного излучения исключительно малой мощности (менее 30 мВт). Наши исследования доказывают, что возможность точного измерения температуры нелинейно-оптических кристаллов акусторезонансными методами при воздействии лазерного излучения ограничивается сверху только мощностями, приводящими к разрушению кристаллов. После проведённых нами предварительных исследований появилась возможность разработки акусторезонансных методов исследования взаимодействия ла-

зерного излучения с кристаллами. Более того, появилась реальная возможность прецизионной бесконтактной ранней диагностики деградации кристаллов, взаимодействующих с мощным лазерным излучением [33, 38].

## 2. Эксперимент

Упрощённая схема измерительного стенда представлена на рис. 1. Экспериментально были исследованы кристаллы  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{KTiOPO}_4$ ,  $\text{KH}_2\text{PO}_4$ ,  $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{LiB}_3\text{O}_5$ , что подтвердило возможность использования стенда и разработанной методики для сред с различными группами точечной симметрии.

Подробное описание этого стенда и методика стационарных исследований даны в [34, 35]. Исследуемый нелинейно-оптический кристалл  $C_r^m$  размещается в центре конденсатора из плоских металлических пластин. Для контроля температуры электродов и температуры воздуха внутри конденсатора, вблизи электродов, мы расположили дополнительные терморезонаторы КТ1 и КТ2 из кварцевых кристаллов с малыми поперечными размерами (рис. 1, справа). Пьезоэлектрические резонансы от основного кристалла и терморезонаторов определяются по спектральным особенностям полного сопротивления цепи, содержащей конденсатор, включенного последовательно в цепь с генератором нагрузочного сопротивления  $R_{\text{load}} = 47$  Ом. Исследуемый кристалл кварца имел форму прямоугольного параллелепипеда с полированными гранями (параллельными кристаллографическим осям) со следующими размерами:  $L_x = 2.9$  мм,  $L_y = 2.9$  мм и  $L_z = 11.4$  мм; размеры кварцевых терморезонаторов:  $L_x = 1.0$  мм,  $L_y = 1.0$  мм и  $L_z = 11.0$  мм.

На рис. 2 приведен РЧ спектр модуля напряжения  $|U_{\text{ad}}|$  на нагрузочном сопротивлении  $R_{\text{load}}$ , измеренный при температуре окружающего воздуха  $\theta_a = 20^\circ\text{C}$  для основного кристалла кварца и терморезонаторов. В спектре присутствует ряд ярко выраженных резонансов с высокой добротностью, однако к исследуемому кристаллу  $C_r^m$  в этом диапазоне (1.4–2.0 МГц) относятся только несколько линий, одна из которых, с резонансной частотой  $Rf_0 = 1527594$  Гц, исследуется более подробно. Выбранные частоты вспомогательных терморезонаторов таковы:  $Rf_1(\text{КТ1}) = 1772000$  Гц,  $Rf_1(\text{КТ2}) = 1865000$  Гц. Стоит отметить, что информативность спектров определяется не только значениями резонансных частот, но и спектральной формой линии  $|U_{\text{ad}}(f_g)|$ .

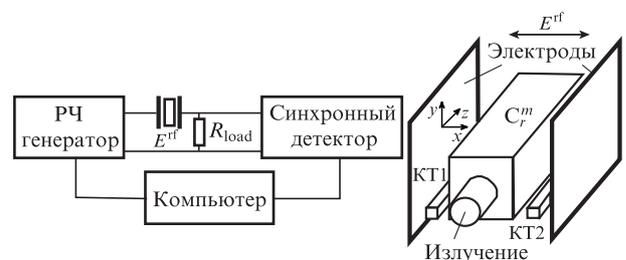


Рис. 1. Упрощённая схема экспериментальной установки: слева – электрическая схема для измерения радиочастотного адмитанса (импеданса) нелинейно-оптического кристалла ( $E^{\text{rf}}$  – напряжённость электрического поля в плоском конденсаторе), справа – схема для измерения неоднородного разогрева лазерным излучением нелинейно оптического кристалла  $C_r^m$  (КТ1 и КТ2 – кварцевые терморезонаторы).

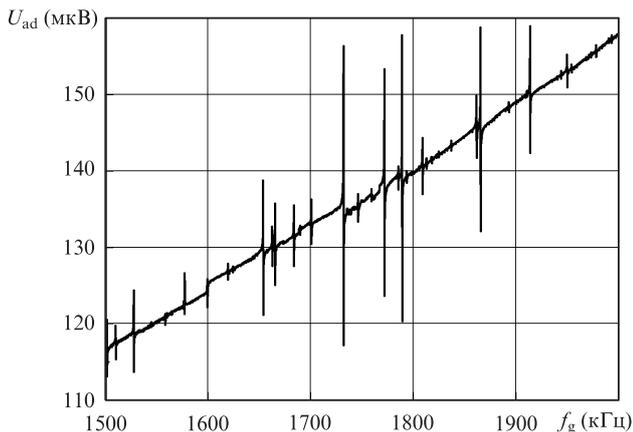


Рис.2. Радиочастотный спектр напряжения  $U_{ad}$ , пропорционального адмитансу конденсатора с кварцевым кристаллом  $C_r^m$  и кварцевыми терморезонаторами КТ1 и КТ2, измеренный при однородной температуре окружающего воздуха  $\theta_a$ .

### 3. Расчет эквивалентной температуры кристалла

При однородном разогреве предварительно (без воздействия лазерного излучения) калибруются наиболее чувствительные к температуре пьезоэлектрические резонансы как исследуемого кристалла, так и терморезонаторов. Для всех исследуемых кристаллов зависимость сдвига резонансной частоты  $Rf_n$  от температуры в диапазоне 290–420 К оказалась линейной. При температурной калибровке определяются пьезоэлектрические резонансно-термические коэффициенты  $K_n^{prt} = \partial Rf_n / \partial \theta$  основного и вспомогательных кристаллов [33]. В исследуемом диапазоне температур пьезоэлектрические резонансно-термические коэффициенты имели следующие значения:  $K_9^{prt}(C_r^m) = -47.5$  Гц/К,  $K_1^{prt}(КТ1) = +36$  Гц/К,  $K_1^{prt}(КТ2) = +15$  Гц/К.

Под действием лазерного излучения мощностью  $P_{in}$  резонансные частоты основного и вспомогательных кристаллов ( $Rf_9(C_r^m), Rf_1(КТ1), Rf_1(КТ2)$ ) изменяются. Из функциональной зависимости частоты пьезоэлектрического резонанса от мощности  $P_{in}$  определяются пьезорезонансные оптические коэффициенты  $K_n^{pro} = \partial Rf_n / \partial P_{in}$ . Коэффициент  $K_n^{pro}$  основного кристалла зависит прежде всего от коэффициента оптического поглощения кристалла  $\alpha$  и от условий теплообмена кристалла с воздухом [33]. При больших мощностях  $P_{in}$  в случае нелинейного преобразования коэффициент  $K_n^{pro}$  может зависеть от мощности лазерного излучения. Коэффициенты  $K^{pro}$  дополнительных термодатчиков КТ1 и КТ2 зависят от их близости к основному кристаллу. Точность определения температуры неоднородно разогретого воздуха с их помощью увеличивается при уменьшении размера термодатчика. Оказалось, что спектральные зависимости формы линий исследуемых пьезоэлектрических резонансов в кварце при однородном разогреве в отсутствие лазерного излучения и при неоднородном разогреве лазерным излучением в исследуемом диапазоне изменения мощности (0–12 Вт) функционально идентичны [34]. На этом основании мы предлагаем характеризовать неоднородный разогрев кристалла лазерным излучением с помощью эквивалентной температуры разогрева  $\Delta\theta_{eq}(P_{in})$ , определяемой следующим образом [33]:

$$\Delta\theta_{eq}(P_{in}) = \frac{\Delta Rf_n(P_{in})}{K_n^{prt}}. \tag{1}$$

Эквивалентная температура кристалла

$$\theta_{eq}(P_{in}) = \theta_a + \Delta\theta_{eq}(P_{in}). \tag{2}$$

Распределение температуры подчиняется уравнению теплопроводности

$$\kappa \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \theta + \alpha I(x, y) = 0, \tag{3}$$

где  $\kappa(x, y)$  – теплопроводность среды (кристалла ( $\kappa_c$ ) либо воздуха ( $\kappa_a$ ));  $I(x, y)$  – пространственное распределение интенсивности излучения. Здесь мы не учитываем тензорный характер коэффициента теплопроводности, что, в частности, связано со значительным разбросом встречающихся в литературе значений различных компонент тензора для исследуемых кристаллов. Следует отметить, что это не влияет на общие выводы работы, а тензорный характер коэффициента теплопроводности может быть легко учтён, поскольку уравнение (3) решается численно.

В стандартизованном методе лазерной калориметрии используемая модель разогрева основывается на конвективном теплообмене кристалл–воздух [27–32]. В предлагаемой (упрощённой) модели мы также используем конвективный теплообмен. Кристалл предполагается достаточно длинным, для того чтобы можно было пренебречь температурными эффектами на торцах и считать распределение температуры по оси  $z$  однородным. Уравнение (3) дополняется конвективным граничным условием на границе кристалл–воздух [33]

$$-\kappa_a \frac{\partial \theta}{\partial n} = h^T (\theta_{in} - \theta_{out}), \tag{4}$$

где  $\theta_{in}$  – температура кристалла вблизи границы;  $\theta_{out}$  – температура воздуха вблизи границы;  $n$  – нормаль к границе кристалл–воздух;  $h^T$  – коэффициент теплообмена. Кроме того, на внешней границе расчётной области, которая обычно совпадает с внутренней областью конденсатора, ставится граничное условие первого типа  $\theta = \theta_0$ .

Вычисления резонансных частот пьезоэлектрических кристаллов на протяжении последних 50 лет являются самостоятельной задачей математической физики. Основополагающие работы в этой области относятся к 1970-м годам. В первую очередь следует упомянуть работы Эр Ниссэ [39], Тьерстена [40], Холланда [41], Демареста [42] и Оно [43], обзор вариационных методов для подобных задач дан в [44]. Для численного анализа используется вариационная формулировка задачи. Тьерстен предлагает метод исключения начальных и граничных условий посредством прибавления к действию имеющихся ограничений (записаны в виде уравнений), умноженных на неопределённые множители Лагранжа. Данный метод с некоторыми модификациями часто применяется для подобных задач. Ниже он изложен в сокращённом варианте (подробный алгоритм вычислений частоты пьезоэлектрических резонансов и температурной зависимости этих частот в условиях однородного разогрева приведен в работах [38, 45] и диссертациях [46, 47]). Собственные моды

пьезоэлектрического резонанса кристаллов находятся в зависимости от лагранжиана системы [43]

$$L_0(u_i, \varphi) = \iiint \left[ \frac{1}{4} c_{ijkl} (u_{i,j} + u_{j,i}) (u_{k,l} + u_{l,k}) + 2e_{ijk} (u_{i,j} + u_{j,i}) \varphi_{,k} - \varepsilon_{ij} \varphi_{,i} \varphi_{,j} - \rho \omega^2 \sum u_i^2 \right] d\Omega. \quad (5)$$

Здесь  $c_{ijkl}$  – тензор упругих констант образца;  $e_{ijk}$  – тензор пьезоэлектрических модулей;  $\varepsilon_{ij}$  – тензор диэлектрической проницаемости;  $\rho$  – плотность образца;  $\omega = 2\pi R f_n$  – частота собственных колебаний точек образца, подлежащая определению;  $u_i(x, y, z)$  – компоненты механического смещения точек образца;  $\varphi$  – электрический потенциал;  $\Omega$  – объём кристалла.  $F_{,j} = \partial F / \partial x_j$  – наиболее часто используемый способ записи производных. Для получения численного решения задачи (5) неизвестные функции  $u_i(x, y, z)$ ,  $\varphi(x, y, z)$  необходимо разложить по некоторому набору базисных функций  $\{\psi_p\}$ . В результате лагранжиан оказывается зависящим от коэффициентов разложения  $C_p^i$ , а уравнения для собственных мод получаются его дифференцированием по компонентам:

$$\begin{cases} C^{\varphi} = -D^{-1} \Pi^T C^u, \\ (\Gamma - \Pi D^{-1} \Pi^T) C^u = \omega^2 I C^u, \end{cases}$$

$$\Gamma_{pq}^{ik} = \iiint c_{ijkl} \frac{\partial \psi_p}{\partial x_j} \frac{\partial \psi_q}{\partial x_l} d\Omega, \quad \Pi_{pq}^i = \iiint e_{ijl} \frac{\partial \psi_p}{\partial x_j} \frac{\partial \psi_q}{\partial x_l} d\Omega, \quad (6)$$

$$D_{pq} = \iiint \varepsilon_{ijl} \frac{\partial \psi_p}{\partial x_j} \frac{\partial \psi_q}{\partial x_l} d\Omega, \quad I_{pq} = \iiint \rho \psi_p \psi_q d\Omega.$$

После нахождения собственных частот и пространственных распределений функций  $u_i$ ,  $\varphi$  пьезорезонансные термические коэффициенты вычисляются при известной температурной зависимости упругих констант.

Вычисление частот пьезоэлектрических резонансов при неоднородном разогреве кристалла требует дополнительных приближений (ограничений). Рассмотрим эту задачу более подробно. Неоднородное распределение температуры внутри кристалла приводит к дополнительному сдвигу его резонансных частот, поскольку при таком разогреве появляется пространственная зависимость упругих констант. Пусть

$$c_{ijkl}(x, y, z) = c_{ijkl}^0 + c_{ijkl}^1 \delta\theta(x, y, z), \quad (7)$$

где индекс «0» относится к значению параметра при однородной температуре  $\theta_0$ , а индекс «1» – к температурной производной соответствующего параметра;

$$\delta\theta(x, y, z) = \theta(x, y, z) - \theta_0. \quad (8)$$

Упругий тензор в (6) записывается в виде

$$\Gamma_{pq}^{ik} = \Gamma_{pq}^{ik,0} + c_{ijkl}^1 \iiint \delta\theta(\mathbf{r}) \frac{\partial \psi_p}{\partial x_j} \frac{\partial \psi_q}{\partial x_l} d\Omega. \quad (9)$$

Можно подсчитать, что при максимальном порядке полиномов разложения  $N = 20$  число базисных функций составляет около 1800. В этом случае для каждой пары

индексов  $j, l$  количество интегралов, которые необходимо подсчитать в (9), превышает три миллиона, что практически трудно реализуемо.

Разложим рассчитанное температурное распределение по базисным функциям, которые предполагаются ортонормированными:

$$\begin{aligned} \delta\theta(x, y) &= \sum_{r_x r_y} \delta\theta_{r_x r_y} \psi_{r_x}(x) \psi_{r_y}(y), \\ \delta\theta_{r_x r_y} &= \int_{-L_x/2}^{L_x/2} \int_{-L_y/2}^{L_y/2} \delta\theta(x, y) \psi_{r_x}(x) \psi_{r_y}(y) dy dx. \end{aligned} \quad (10)$$

Тогда добавка в правой части (9)

$$\begin{aligned} (\delta\Gamma_{pq}^{ik})_{\text{opt}} &= c_{ijkl}^1 \iiint \delta\theta_{r_x r_y} \psi_{r_x}(x) \psi_{r_y}(y) \frac{\partial \psi_p}{\partial x_j} \frac{\partial \psi_q}{\partial x_l} d\Omega \\ &= c_{ijkl}^1 \delta\theta_{r_x r_y} V_{pqr}^{jl}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$V_{pqr}^{jl} = \iiint \psi_{r_x}(x) \psi_{r_y}(y) \frac{\partial \psi_p}{\partial x_j} \frac{\partial \psi_q}{\partial x_l} d\Omega.$$

Обозначим также

$$B_{pq}^{jl} = \iiint \frac{\partial \psi_p}{\partial x_j} \frac{\partial \psi_q}{\partial x_l} d\Omega. \quad (12)$$

После определения  $\Gamma$  вычисляется (например, по теории возмущений) соответствующей данной мощности излучения  $P_{\text{in}}$  сдвиг резонансной частоты. Этому сдвигу можно поставить в соответствие однородное изменение температуры, дающее такой же по величине сдвиг. Данное изменение температуры мы и называем эквивалентной температурой разогрева кристалла. Вычисления по теории возмущений дают следующее выражение для эквивалентной температуры разогрева:

$$\Delta\theta_{\text{eq}}(P_{\text{in}}) = \frac{c_{ijkl}^1 \delta\theta_{r_x r_y}(P_{\text{in}}) C_{p,n}^i V_{pqr}^{jl} C_{q,n}^k}{c_{ijkl}^1 C_{p,n}^i B_{pq}^{jl} C_{q,n}^k}. \quad (13)$$

Возможность расчёта эквивалентной температуры кристалла приводит к алгоритму определения коэффициентов  $\alpha$ ,  $h^T$  (изначально неизвестных). Для их нахождения необходимо решить обратную задачу последовательного уточнения коэффициентов, дающих такое распределение температуры в кристалле и окружающем воздухе, при котором эквивалентные температуры основного и вспомогательных кристаллов совпадают (с заданной точностью) с измеренными. Здесь необходимо подчеркнуть, что решение обратной задачи представляет скорее академический интерес. На практике коэффициенты  $\alpha$ ,  $h^T$  находятся из кинетических измерений эквивалентной температуры кристаллов калориметрическим методом (наши эксперименты по кинетике эквивалентной температуры нелинейно-оптических кристаллов в условиях нестационарного разогрева описаны в [47]).

Были проведены вычисления эквивалентной температуры для различных мод одного и того же основного кристалла кварца (при различных фокусировках лазерного излучения), а также для других нелинейно оптических кристаллов. Расчёты показывают, что вычисляемая по фор-

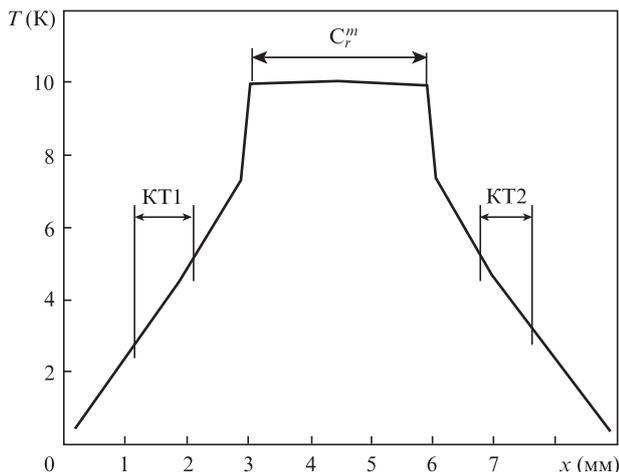


Рис.3. Термодинамическая (расчетная) неоднородная температура основного кристалла  $C_r^m$  и температура окружающего кристалл воздуха. Вычисления проведены для излучения коллимированного лазерного пучка (диаметр 1.5 мм, параметр  $M^2 = 1$  (гауссово распределение)).

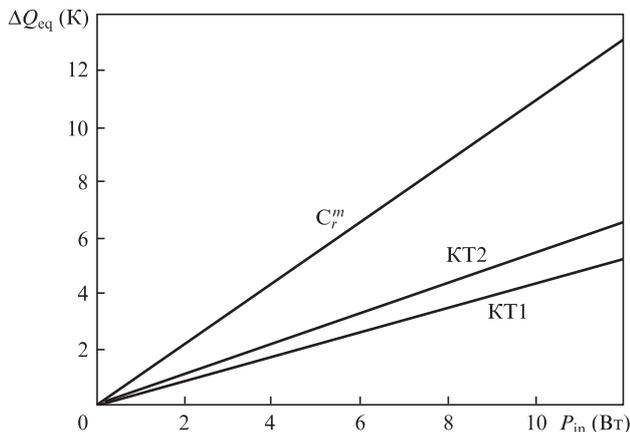


Рис.4. Линейный рост эквивалентной температуры разогрева основного кристалла  $C_r^m$  и терморезонаторов КТ1 и КТ2 с мощностью  $P_{in}$  лазерного излучения, падающего на кристалл.

муле (13) эквивалентная температура разогрева и сама эквивалентная температура  $\theta_{eq} = \theta_a + \Delta\theta_{eq}$  всегда находится между минимальным ( $\theta_{min}$ ) и максимальным ( $\theta_{max}$ ) значениями термодинамической температуры основного кристалла кварца (рис.3, 4). Наблюдаемое на рис.4 различие графиков эквивалентных температур разогрева терморезонаторов КТ1 и КТ2 определяется невозможностью их точной (симметричной) установки вблизи основного кристалла, что лишний раз доказывает необходимость измерения эквивалентной температуры основного кристалла. Для исследуемого кристалла найденные значения  $\alpha$ ,  $h^T$  в диапазоне  $P_{in} = 0 - 12$  Вт не зависят от  $P_{in}$  и составляют:  $\alpha = 0.7 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ,  $h^T = 55 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ . Традиционные calorimetric измерения этих коэффициентов (в пределах экспериментальных ошибок) дали аналогичные результаты.

#### 4. Заключение

Таким образом, экспериментально измеряемое изменение частоты пьезоэлектрического резонанса нелинейно-оптического кристалла позволяет характеризовать неод-

нородную температуру кристалла в условиях воздействия мощного излучения. Определяемая нами эквивалентная температура, как показывают расчёты, находится в узком интервале между максимальным и минимальным значениями термодинамической температуры. Необходимо подчеркнуть, что погрешность значений полученных в эксперименте параметров определяется не точностью измерения частоты пьезоэлектрических резонансов, которая остаётся исключительно высокой, а точностью определения формы, геометрических размеров и некоторых (необходимых) физических параметров образца. К сожалению, необходимые параметры даже кристалла кварца (не говоря уже об остальных нелинейно-оптических кристаллах) в литературе даны с недостаточно высокой ( $\leq 1\%$ ) точностью.

Следует подчеркнуть, что известное из литературы множество механизмов деградации нелинейно-оптических кристаллов, приводящих к разрушению [2–24], определяет чрезвычайную сложность (а может быть, и невозможность) построения общей, единой для всех кристаллов, теоретической модели распределения неоднородной температуры внутри сильно разогретого кристалла. В то же время есть принципиальная возможность поиска таких пьезорезонансных мод неоднородно разогретого кристалла (с большим градиентом температуры внутри него), которые позволили бы экспериментально измерять этот градиент. Наши эксперименты показывают, что в пьезоэлектрических кристаллах существует множество как объемных, так и поверхностных акустических мод. При удачном выборе и правильной идентификации этих мод [39] можно будет отобрать те, которые усреднение термодинамической температуры осуществляют только в ограниченной пространственной области кристалла.

Отметим также, что область применения результатов исследований, представленных в этой работе, не ограничивается научно-академическими задачами, такими как исследования механизмов лазерного разрушения кристаллов. Для ряда практических применений полученные в этой работе результаты по определению в реальном масштабе времени коэффициентов оптического поглощения и теплообмена с окружающим воздухом кристаллов используются в некоторых устройствах нелинейного преобразования частоты лазерного излучения [46, 47].

1. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика* (М.: Физматлит, 2004).
2. Giuliano C.R. *Appl. Phys. Lett.*, **5** (7), 137 (1964).
3. Olness D. J. *Appl. Phys.*, **39** (1), 6 (1968).
4. Bloembergen N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **10** (3), 375 (1974).
5. Бредихин В.И. и др. *ЖЭТФ*, **48** (5), 888 (1978).
6. Reyne S. *Opt. Express*, **17** (24), 21652 (2009).
7. Hebert D. *J. Appl. Phys.*, **109**, 123527 (2011).
8. Bryan D.A. *Appl. Phys. Lett.*, **44**, 847 (1984).
9. Yamamoto J.K. *Appl. Phys. Lett.*, **61** (18), 2156 (1992).
10. Furukawa Y. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **77** (16), 2494 (2000).
11. Schwesyg J.R. et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **28** (8), 1973 (2011).
12. Schwesyg J.R. *Thesis Dr. rer. nat.* (Bonn, Friedrich-Wilhelms-Universität, 2011).
13. Driscoll T.A., Hoffman H.J., Stone R.E. *J. Opt. Soc. Am. B*, **3** (5), 683 (1986).
14. Perkins P.E., Fahlen T.S. *J. Opt. Soc. Am. B*, **4** (7), 1066 (1987).
15. Tyminski J.K. *J. Appl. Phys.*, **70**, 5570 (1991).
16. Satyanarayan M.N., Bhat H.L. *J. Korean Phys. Soc.*, **32**, S420 (1998).
17. Hildenbrand A. et al. *Appl. Opt.*, **48** (21), 4253 (2009).
18. Маненков А.А., Прохоров А.М. *УФН*, **148** (1), 179 (1986).

19. Shen X.A., Jones S.C., Braunlich P. *Phys. Rev. Lett.*, **62** (23), 2711 (1989).
20. Колдунов М.Ф., Маненков А.А., Покотило И.Л. *Квантовая электроника*, **25** (9), 833 (1998).
21. Boulanger B. et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35** (3), 281 (1998).
22. Martin L.P., Norton M.A., Thomas G. *Appl. Phys. Lett.*, **78** (22), 3403 (2001).
23. Wood R.M. *Laser-Induced Damage of Optical Materials* (Geneva: IOP Publ., 2003).
24. Carr C.W. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **92** (8), 087401 (2004).
25. *ISO 11254-2: Determination of Laser-induced Threshold of Optical Surfaces S-on-1 Test* (Geneva: IOS, 2001).
26. *ISO 11551: Test Method for Absorptance of Optical Laser Components* (Geneva: IOS, 2003).
27. Pinnow D.A., Rich T.C. *Appl. Opt.*, **12** (5), 984 (1973).
28. Bernal E. *Appl. Opt.*, **14** (2), 314 (1975).
29. Severin P.J. *Appl. Opt.*, **18** (10), 1546 (1979).
30. Willamowsky U., Ristau D., Welsch F. *Appl. Opt.*, **37** (36), 8362 (1998).
31. Turri G. et al. *Opt. Eng.*, **46** (6), 064002 (2007).
32. Wang Y. Li B. *Appl. Opt.*, **50** (9), 264 (2011).
33. Ryabushkin O. A., Myasnikov D. V., Konyashkin A. V., Tyrtysynny V. A. *J. Europ. Opt. Soc. – Rapid Publ.*, **6**, 1100 (2011).
34. Коняшкин А.В., Доронкин А.В., Тыртышный В.А., Рябушкин О.А. *ПТЭ*, **6**, 60 (2009).
35. Тыртышный В.А., Коняшкин А.В., Рябушкин О.А. *ПТЭ*, **2**, 93 (2011).
36. Yu C. et al. *J. Acoust. Soc. Am.*, **91** (2), 868 (1992).
37. Bezancon F. et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37** (11), 1396 (2001).
38. Myasnikov D.V., Konyashkin A.V., Ryabushkin O.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7994**, 79941R (2010).
39. Eer Nisse P. *IEEE Trans. Son. Ultrason.*, **SU-14** (4), 153 (1967).
40. Tiersten H.F. *J. Math. Phys.*, **9** (9), 1445 (1968).
41. Holland R. *J. Acoust. Soc. Am.*, **43** (5), 988 (1968).
42. Demarest H. *J. Acoust. Soc. Am.*, **49** (3), 768 (1971).
43. Ohno I. *J. Phys. Earth*, **24**, 355 (1976).
44. Altay G., Dökmeci M.C. *Mech. Adv. Mat. Struct.*, **14** (7), 549 (2007).
45. Мясников Д.В., Коняшкин А.В., Рябушкин О.А. *Письма в ЖТФ*, **36** (13), 103 (2010).
46. Коняшкин А.В. *Автореферат канд. дисс.* (МФТИ, Долгопрудный, 2010).
47. Мясников Д.В. *Автореферат канд. дисс.* (МФТИ, Долгопрудный, 2011).