

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ  
ТЕХНИКА

УДК 53.082.73

**ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МОЩНОСТИ  
ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С СОХРАНЕНИЕМ КАЧЕСТВА ПУЧКА**

© 2011 г. В. А. Тыртышный\*, А. В. Коняшкин\*\*, \*\*\*, О. А. Рябушкин\*\*, \*\*\*, \*\*\*

\* НТО "ИРЭ Полус"

Россия, 141190, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1

E-mail: ta\_val@mail.ru

\*\* Московский физико-технический институт

Россия, 141700, Долгопрудный Московской обл., Институтский пер., 9

\*\*\* Фрязинский филиал института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Россия, 141190, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1

Поступила в редакцию 25.08.2010 г.

Описывается способ измерения мощности лазерного излучения в широком диапазоне длин волн, основанный на слабом разогреве оптически прозрачного пьезоэлектрического резонатора при прохождении через него лазерного излучения. После прохождения лазерного излучения через такой резонатор качество пучка сохраняется, и оптическая мощность может быть использована в лазерных технологиях для дальнейших применений.

**ВВЕДЕНИЕ**

Измерение мощности оптического излучения основывается на взаимодействии электромагнитного поля с веществом. Наиболее широкое распространение получили фотоприемники, в которых влияние излучения обусловлено внешним или внутренним фотоэффектом, давлением света на поверхность приемника, неупругим рассеянием с преобразованием энергии излучения в тепло. Методы измерения мощности с помощью фотоприемников стандартизованы и описаны в [1–3].

Наименьшие мощности оптического излучения измеряются методом счета фотонов с помощью фотоэлектронных умножителей (ф.э.у.) и лавинных фотодиодов. В работе [4] показана возможность измерения этим методом оптической мощности от  $10^{-15}$  Вт с погрешностью 2% на длине волны излучения 1550 нм при периоде счета 50 нс.

Фотодиоды и ф.э.у., основанные на внешнем и внутреннем фотоэффекте, обладают большим динамическим диапазоном измерения и высоким быстродействием. Однако они применимы в относительно узком спектральном диапазоне и только для небольшого уровня средней оптической мощности.

Пондеромоторный метод измерения мощности излучения основан на определении давления света на поверхность фотоприемника. Измеряя давление электромагнитных волн на отражающую пластину с помощью прецизионных крутильных весов, можно определять мощность излучения от  $10^{-3}$  Вт [5]. Для измерения более высоких

оптических мощностей используются пластины с частичным френелевским отражением. Пондеромоторный метод позволяет определять мощность излучения из прямых измерений массы, длины и времени, что дает возможность осуществлять абсолютную калибровку таких измерителей. Пондеромоторные фотоприемники часто применяются для калибровки измерителей оптической мощности, основанных на других принципах.

В настоящее время одними из наиболее ярких оптических источников в ближнем и.к.-диапазоне являются волоконные лазеры, дающие в непрерывном режиме  $>10$  кВт одномодового и более 100 кВт многомодового излучения [6]. Для измерения столь высоких мощностей излучения, как правило, используются тепловые фотоприемники. В тепловых приемниках оптическая мощность определяется по изменению температуры тела, поглощающего излучение. Для калибровки таких приемников применяется метод электрического замещения. Поглощающее тело оснащается подогреваемой электрической обмоткой. Нагрев, вызванный излучением, сравнивается с нагревом, созданным электрическим током в обмотке нагревателя. При этом необходимо, чтобы условия теплообмена с окружающей средой были идентичны [7]. Тепловой метод позволяет измерять мощности излучения от  $\approx 10^{-4}$  до  $\approx 10^5$  Вт в широком спектральном диапазоне — от с.в.ч.-волн до ультрафиолета.

Применение калиброванных ослабителей, излучения позволяет измерять оптические мощности, превышающие предельные характеристики фотоприемника, с высокой чувствительностью,

например, фотодиода. Однако в этом случае из-за зависимости коэффициента ослабления от внешних условий и параметров излучения (поляризации, спектрального состава, качества пучка) падает точность измерения [7]. Особенно сильно это проявляется при измерении мощностей, превышающих 100 Вт, из-за существенного разогрева оптических элементов.

Несмотря на такое разнообразие фотоприемников, для многих из них принципиальное ограничение применимости при измерении оптической мощности состоит в ухудшении качества пучка излучения, а в большинстве случаев излучение полностью преобразуется в другие виды энергии.

Мы предлагаем новый принцип измерения оптической мощности без изменения качества пучка, основанный на пропускании лазерного излучения через пьезоэлектрический резонатор, изготовленный из оптически прозрачного кристалла.

Пьезоэлектрические резонаторы широко применяются в технике и научных исследованиях для измерения различных физических величин: давления, ускорения, деформации, массы, влажности, температуры [8]. К примеру, изменение температуры кристалла кварца по сдвигу его пьезоэлектрического резонанса можно определять с погрешностью до  $10^{-6}$  К [9, 10].

Высокая чувствительность пьезоэлектрического резонанса к внешнему разогреву позволила предложить тепловой приемник инфракрасного излучения [11]. В [11] оптическая мощность определяется по разогреву поглощающей излучение медной полости. Температура полости измеряется размещенным в ней кварцевым пьезоэлектрическим резонатором.

В нашей работе в качестве теплового фотоприемника рассмотрен кварцевый пьезоэлектрический резонатор, через объем которого пропускается исследуемое излучение. При этом внутренний разогрев кристалла происходит за счет чрезвычайно слабого поглощения излучения. Изменение температуры кристалла пропорционально мощности проходящего через кристалл излучения. Измерение температуры осуществляется по сдвигу частоты пьезоэлектрического резонанса кристалла кварца [12].

Использование кристаллов кварца с низким содержанием примесей обеспечивает слабое поглощение и позволяет измерять высокие средние мощности излучения в широком спектральном диапазоне без искажения параметров пучка. Благодаря этому измерение можно проводить в реальном времени непосредственно в процессе использования лазерного излучения [13].

В лазерной технологии для высокоточной обработки материалов применяется излучение с низкой расходимостью. Мощные волоконные ла-

зеры, активная среда которых накачивается излучением полупроводниковых диодных лазеров, являются источниками излучения с качеством пучка, близким к идеальному. Качество пучка характеризуют параметром  $M^2$ , который показывает, во сколько раз расходимость реального пучка больше расходимости идеального гауссова пучка [14].

В работе [15] показано, что для определения качества пучка недостаточно измерения профиля распределения интенсивности, поскольку пространственное смещение в определенных пропорциях нескольких высших оптических мод может также иметь профиль распределения интенсивности, близкий к гауссову, но при этом иметь существенно большую расходимость. Для определения параметра  $M^2$  требуется измерять не только распределение интенсивности, но и искажение волнового фронта по сечению пучка или распределение интенсивности в нескольких плоскостях вблизи пространственной перетяжки [16].

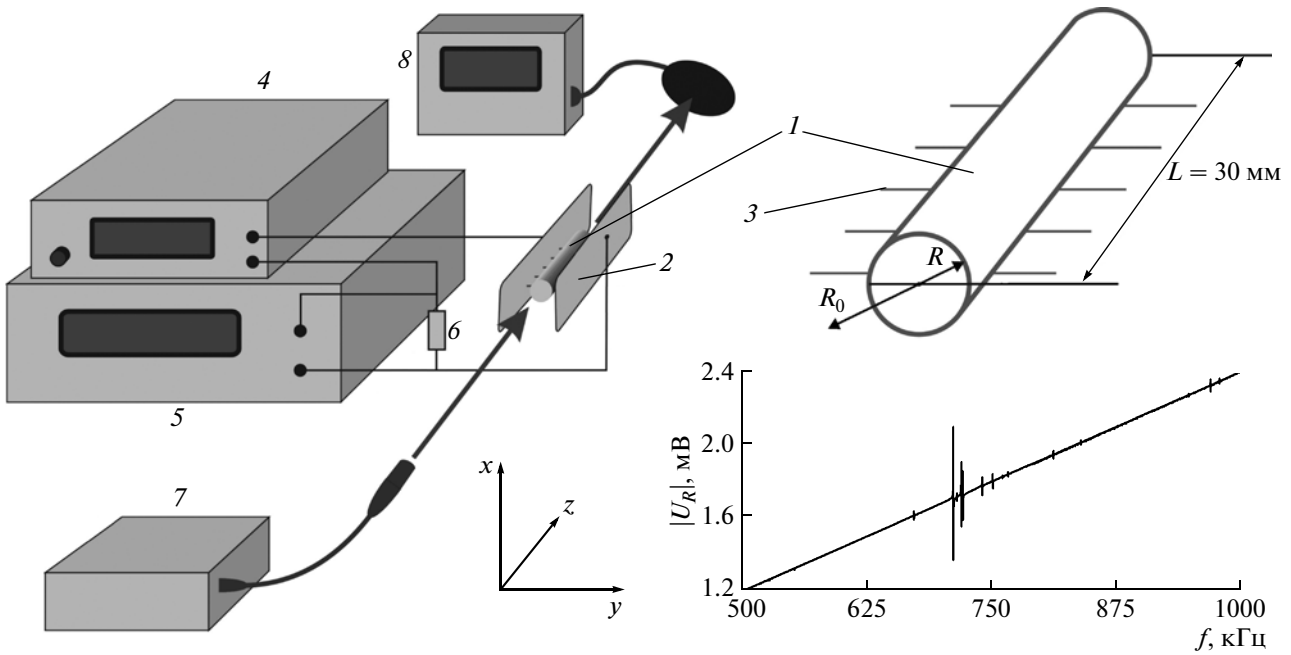
## КРИСТАЛЛ КВАРЦА

Кристаллический кварц ( $\text{SiO}_2$ ) – самый распространенный и наиболее изученный пьезоэлектрик. Он широко используется в радиоэлектронике и оптике, сочетая высокую механическую и оптическую прочность, химическую стойкость, хорошие диэлектрические и пьезоэлектрические свойства [8, 17–24]. Ниже температуры кристаллизации существует четыре модификации кристаллов кварца, из которых наибольший интерес представляет  $\alpha$ -кварц (ниже  $T = 573^\circ\text{C}$ ). Кристаллы синтетического  $\alpha$ -кварца при комнатной температуре относятся к классу 32 тригональной сингонии, параметры решетки  $a = 4.913 \text{ \AA}$ ,  $c = 5.404 \text{ \AA}$  [18]. Могут иметь левую и правую модификации [8, 17, 19]. Коэффициент оптического поглощения в видимом и ближнем и.к.-диапазоне для кварца зависит от качества кристаллов и может находиться в пределах  $\alpha \approx 10^{-6} - 10^{-2} \text{ см}^{-1}$  [25].

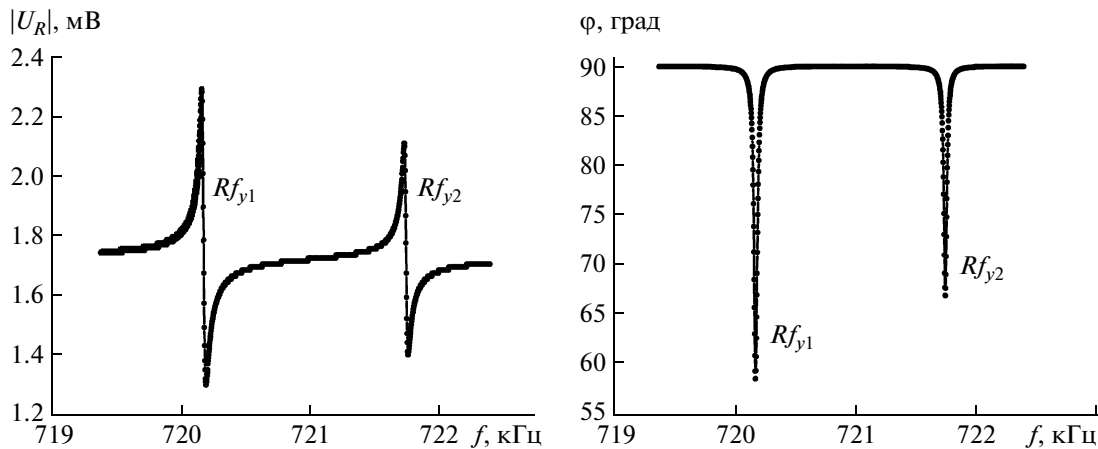
## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В нашей работе кристалл кварца цилиндрической формы ( $\varnothing(2R)3 \times 30 \text{ мм}$ , ось  $z_c$  параллельна образующим цилиндра) располагается в конденсаторе на нитях из плавленого кварца (рис. 1). На конденсатор подается напряжение с р.ч.-генератора DS345 (производства Stanford Research Systems – SRS) через малое нагрузочное сопротивление  $R_n$ . Для каждого значения частоты  $f$  р.ч.-поля регистрируются амплитуда  $|U_R|$  и фаза  $\varphi$  напряжения

$$U_R(f, t) = |U_R| \exp(i2\pi ft + i\varphi) U_R(f, t)$$



**Рис. 1.** Блок-схема экспериментальной установки. 1 – кристалл кварца, 2 – конденсатор, 3 – стеклянные нити, 4 – р.ч.-генератор, 5 – синхронный детектор, 6 – сопротивление  $R_H = 10$  Ом, 7 – волоконный лазер, 8 – измеритель оптической мощности Coherent. На вставке в правом нижнем углу показана характерная зависимость амплитуды напряжения  $|U_R|$  от частоты  $f$ .



**Рис. 2.** Амплитуда  $|U_R|$  и фаза  $\phi$  сигнала на входе синхронного детектора в зависимости от частоты при температуре кристалла кварца  $T_0 = 298$  К.

на входе синхронного детектора SR844 (SRS), что позволяет определять ток в цепи  $I(f, t) \approx U_R/R_H$  и вычислять комплексный импеданс цепи

$$Z(f) = \text{Re}|Z| + i \text{Im}Z \approx \frac{U_{\text{ген}}}{I}, \quad (1)$$

где  $U_{\text{ген}}$  – напряжение, подаваемое от р.ч.-генератора.

Сравнивая импеданс цепи с установленным в конденсатор кристаллом и без него, вычисляется импеданс кристалла.

Управление генератором и синхронным детектором производится с компьютера через интерфейс RS-232. В автоматическом режиме программно осуществляется последовательное изменение частоты генератора и считывание показаний синхронного детектора. Сразу после этого происходит запись полученных данных в текстовый файл и последующее изменение частоты генератора. Величина временной задержки между перестройкой частоты генератора и считыванием показаний с синхронного детектора подбирается такой, чтобы си-

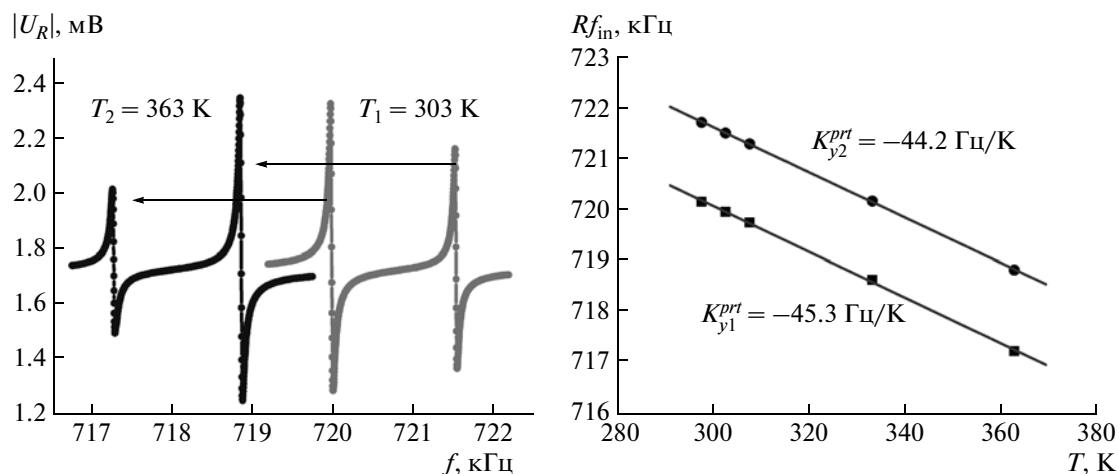


Рис. 3. Сдвиг частоты пьезоэлектрических резонансов  $Rf_{in}$  при внешнем равномерном разогреве кристалла кварца.

стема успела прийти в новое равновесное состояние ( $\approx 10$  мс).

На рис. 2 представлены частотные зависимости амплитуды напряжения  $|U_R|$  и фазы  $\varphi$  на входе синхронного детектора при температуре окружающего кристалла воздуха  $T_0 = 298$  К. Характерные пики в этих частотных зависимостях со значениями частот  $Rf_{in}$  соответствуют  $n$ -ым собственным пьезоэлектрическим модам кристалла, возбуждающимся при направлении внешнего электрического поля вдоль оси  $i$  лабораторной системы координат ( $i = x, y, z$ ). В частотном интервале 0.5–1 МГц наблюдалось  $>20$  резонансов (вставка на рис. 1) [26]. Их ширина составляет несколько десятков герц, а амплитуда может в  $\geq 1000$  раз превышать средний уровень сигнала. На рис. 2 показаны два характерных резонанса на частотах  $Rf_{y1}$  и  $Rf_{y2}$ .

### ТЕМПЕРАТУРНАЯ КАЛИБРОВКА КВАРЦЕВОГО РЕЗОНАТОРА

Для измерения оптической мощности необходимо знать начальные значения частот пьезоэлектрических резонансов для произвольной температуры кристалла  $T$ . Поэтому проведены калибровочные измерения частот  $Rf_{in}(T)$  при внешнем однородном разогреве кристалла (рис. 3). Изменение частоты пьезоэлектрического резонанса  $n$ -ой моды

$$\Delta Rf_{in} = Rf_{in}(T) - Rf_{in}(T_0)$$

пропорционально изменению температуры  $\Delta T = T - T_0$ . Из этих зависимостей определяются пьезоэлектрические термические коэффициенты  $K_{in}^{prt} = \Delta Rf_{in} / \Delta T$ . Величины этих коэффициентов зависят от возбуждаемой пьезоэлектрической моды кристалла и могут иметь как положительные, так и отрицательные значения. Эти коэффициенты не только надежно определяются эксперимен-

тально, но и рассчитываются с высокой точностью [27]. Для рассматриваемых резонансов (электрическое поле конденсатора направлено вдоль оси  $y$ ) были получены следующие значения:  $K_{y1}^{prt} = -45.3$  Гц/К и  $K_{y2}^{prt} = -44.2$  Гц/К.

Следует отметить, что из-за неоднородности электрического поля в конденсаторе при неконтролируемом смещении кристалла начальное значение частот  $Rf_{in}$  может изменяться на несколько десятков герц. Для исключения неопределенности значений  $Rf_{in}$  кристалл должен быть закреплен. Однако при фиксации кристалла значительно уменьшается добротность пьезоэлектрических резонансов и их амплитуда. Поэтому мы закрепляем кристалл с помощью специальных стеклянных нитей, которые касаются поверхности кристалла только в нескольких точках.

### КАЛИБРОВОЧНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ МОЩНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Для калибровки предложенного фотоприемника использован волоконный лазер, работающий в непрерывном режиме и дающий однодальное поляризованное излучение с длиной волны  $\lambda = 1063$  нм (рис. 4а).

Коллимированный пучок излучения имеет гауссову форму с диаметром 1.4 мм. Особое внимание мы уделили качеству пучка лазерного излучения. Для определения параметра  $M^2$  качества пучка излучение лазера фокусируется линзой с фокусным расстоянием 140 мм и сканируется профиль распределения интенсивности в нескольких плоскостях вблизи пространственной перетяжки (рис. 4б). Рассчитанное значение  $M^2$  пучка выходного излучения лазера составило  $M^2 = 1.15$ , что показывает слабое отличие используемого пучка от идеального.

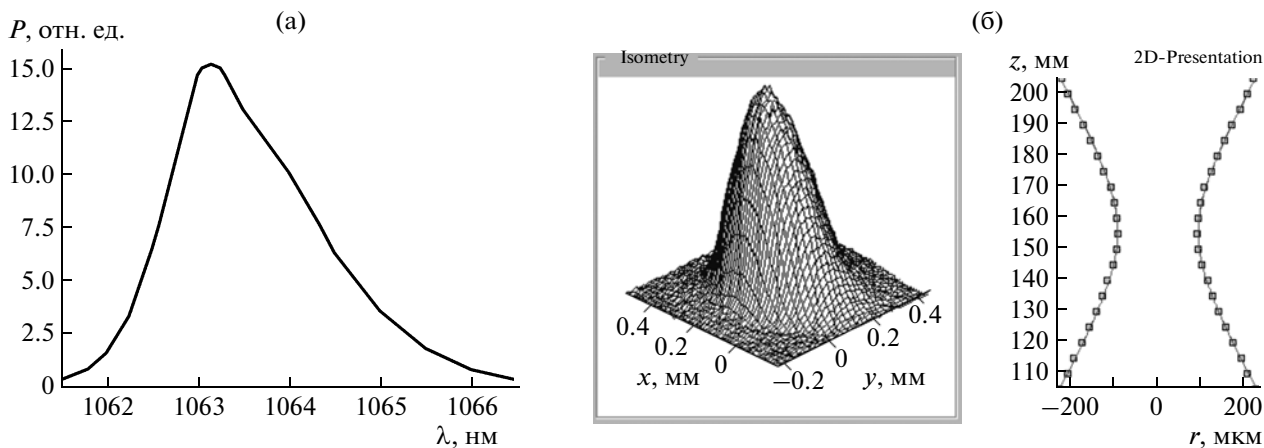


Рис. 4. а – спектр выходного излучения лазера; б – поперечное распределение интенсивности в пучке лазерного излучения и каустика лазерного пучка вблизи перетяжки.

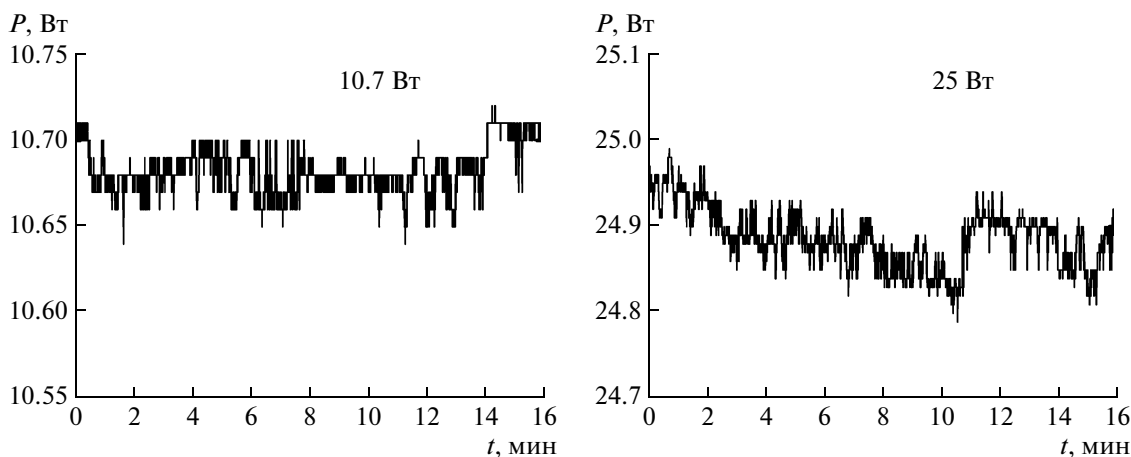


Рис. 5. Долговременная стабильность мощности излучения лазера.

Мощность выходного излучения плавно регулируется в диапазоне 0.5–70 Вт. Изменения мощности лазера со временем не превышают 1% (рис. 5).

Излучение лазера пропускается через кристалл кварца (рис. 1). Мощность излучения измеряется датчиком Coherent [28]. Измерены зависимости частот пьезоэлектрических резонансов кристалла от величины входной оптической мощности при внешней температуре  $T_0 = 298$  К. Сдвиг частоты пьезоэлектрических резонансов  $\Delta Rf_{in}(P)$  пропорционален мощности проходящего через кристалл излучения  $P$  (рис. 6). Коэффициент пропорциональности  $K_{in}^{pro} = \Delta Rf_{in}(P)/\Delta P$  – пьезорезонансный оптический коэффициент для  $n$ -ой моды. Следовательно, при внешней температуре  $T_0$  мощность излучения, проходящего через кристалл, вычисляется по формуле

$$P = \Delta Rf_{in}(P)/K_{in}^{pro}.$$

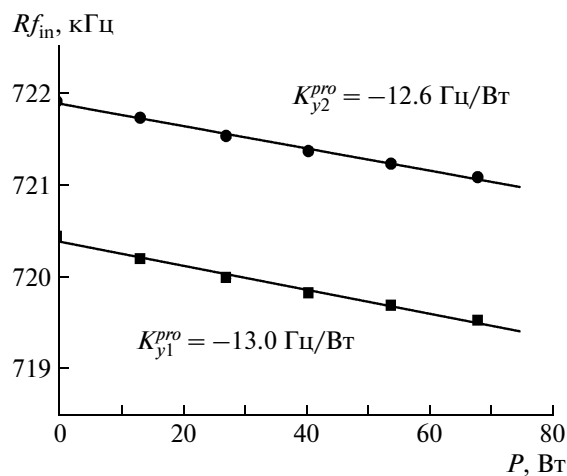


Рис. 6. Сдвиг частоты пьезоэлектрических резонансов  $\Delta Rf_{in}$  в кристалле кварца в зависимости от мощности входного излучения.

Мощность излучения при произвольной внешней температуре, отличающейся от  $T_0$  на  $\Delta T$ , с учетом температурной калибровки можно определить по следующей формуле:

$$P = [\Delta R f_{in}(\Delta T, P) - K_{in}^{prt} \Delta T] / K_{in}^{pro}. \quad (2)$$

Обобщим полученные результаты калибровки для измерения мощности излучения с произвольным спектральным составом и профилем распределения интенсивности в пучке. Рассмотрим для этого модель разогрева кристалла лазерным излучением.

### МОДЕЛЬ РАЗОГРЕВА ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА ИЗ КВАРЦА

Разогрев, обусловленный поглощением лазерного излучения, оказывается неоднородным по объему кристалла [29]. Для оценки степени неоднородности разогрева кристалла кварца воспользуемся математической моделью.

Так как изменением мощности излучения по длине кристалла вследствие малости коэффициента поглощения можно пренебречь, будем считать, что выделение тепла происходит неоднородно только по радиусу цилиндра. Кристалл пассивно охлаждается окружающим воздухом. Площадь боковой поверхности цилиндра гораздо больше площади его оснований. Поэтому для простоты будем учитывать теплообмен с воздухом только через боковую поверхность цилиндра. В этом случае задача сводится к определению установившегося радиального распределения температуры в кристалле и окружающем воздухе.

Стационарное уравнение теплопроводности в цилиндрических координатах [30] внутри кристалла записывается в виде:

$$\frac{\partial^2 T(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T(r)}{\partial r} + \frac{\alpha P}{\pi w^2 \chi_1} \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) = 0, \quad (3)$$

где  $T(r)$  – радиальное распределение температуры,  $\alpha = 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$  – коэффициент поглощения используемого кристалла кварца ( $\lambda = 1064 \text{ нм}$ ),  $P$  – мощность входного излучения,  $w$  – радиус пучка излучения,  $\chi_1 = 11.4 \text{ Вт}/(\text{К} \cdot \text{м})$  – коэффициент теплопроводности кристалла кварца в направлении, перпендикулярном оси  $z_c$ .

Граничное условие на боковой поверхности цилиндра:

$$\chi_1 \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R} + H(T(R) - T^*) = 0, \quad (4)$$

где  $T^*$  – температура воздуха вблизи поверхности кристалла;  $H$  – коэффициент поверхностной теплопередачи, зависящий не только от качества обработки поверхности, но и условий охлаждения. В нашем случае его значение  $H \approx 10 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$  подбиралось таким, чтобы расчетная величина разогрева кристалла соответствовала результатам

измерения. Радиус кристалла кварца  $R = 1.5 \text{ мм}$ . В этом случае радиальное распределение температуры внутри кристалла ( $r \leq R$ ):

$$T(r) = T^* + \frac{\alpha P}{2\pi} \left[ \frac{1}{RH} \left( 1 - \exp\left(-\frac{R^2}{w^2}\right) \right) + \frac{1}{\chi_1} \int_r^R \left( 1 - \exp\left(-\frac{r'^2}{w^2}\right) \right) \frac{dr'}{r'} \right]. \quad (5)$$

Определим распределение температуры в окружающем кристалл воздухе. Будем считать, что тепло отводится от кристалла за счет теплопроводности воздуха. Коэффициент теплопроводности воздуха  $\chi_2 = 0.025 \text{ Вт}/(\text{К} \cdot \text{м})$ .

Тепловой поток  $j_T$  через поверхность произвольного цилиндра, окружающего кристалл ( $r \geq R$ ):

$$j_T = -2\pi r \chi_2 \frac{\partial T(r)}{\partial r} L = \alpha P L, \quad (6)$$

где  $L$  – длина кристалла.

Тогда, если температура воздуха на некотором расстоянии  $R_0 = 3 \text{ мм}$  от оси кварцевого цилиндра близка к комнатной ( $T(R_0) = 293 \text{ К}$ ), распределение температуры в окружающем кристалл воздухе ( $R_0 \geq r > R$ ):

$$T(r) = T(R_0) + \frac{\alpha P}{2\pi \chi_2} \ln(R_0/r). \quad (7)$$

Из полученных зависимостей можно определить величину разогрева кристалла  $T(R) - T(R_0)$  (формула (8)) и перепад температуры  $T(0) - T(R)$  внутри кристалла кварца (формула (9)):

$$T(R) - T(R_0) = \frac{\alpha P}{2\pi} \left[ \frac{1}{\chi_2} \ln(R_0/R) + \frac{1}{RH} \left( 1 - \exp\left(-\frac{R^2}{w^2}\right) \right) \right] \approx \frac{\alpha P}{2\pi} \left( \frac{1}{\chi_2} \ln(R_0/R) + \frac{1}{RH} \right), \quad (8)$$

$$T(0) - T(R) = \frac{\alpha P}{2\pi \chi_1} \int_0^R \left( 1 - \exp\left(-\frac{r'^2}{w^2}\right) \right) \frac{dr'}{r'} \approx \frac{\alpha P}{2\pi \chi_1}. \quad (9)$$

Характерные значения при мощности излучения  $70 \text{ Вт}$  и диаметре пучка  $1.4 \text{ мм}$  составляют:  $T(R) - T(R_0) \approx 20 \text{ К}$  и  $T(0) - T(R) \approx 0.03 \text{ К}$ .

Отношение величины разогрева кристалла к перепаду температуры в кристалле не зависит от мощности входного излучения (10), при  $H = 10 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$  и диаметре пучка  $2w = 1.4 \text{ мм}$  имеет значение  $\approx 600$

$$\frac{(T(R) - T(R_0))}{(T(0) - T(R))} = \chi_1 \left( \frac{1}{\chi_2} \ln(R_0/R) + \frac{1}{RH} \right). \quad (10)$$

При многократном уменьшении диаметра пучка (рис. 7) перепад температуры внутри кристалла растет, но остается пренебрежимо мал по сравнению с величиной разогрева кристалла относительно окружающего воздуха. Сдвиг пьезоэлектрического резонанса определяется мощностью проходящего излучения и чрезвычайно слабо

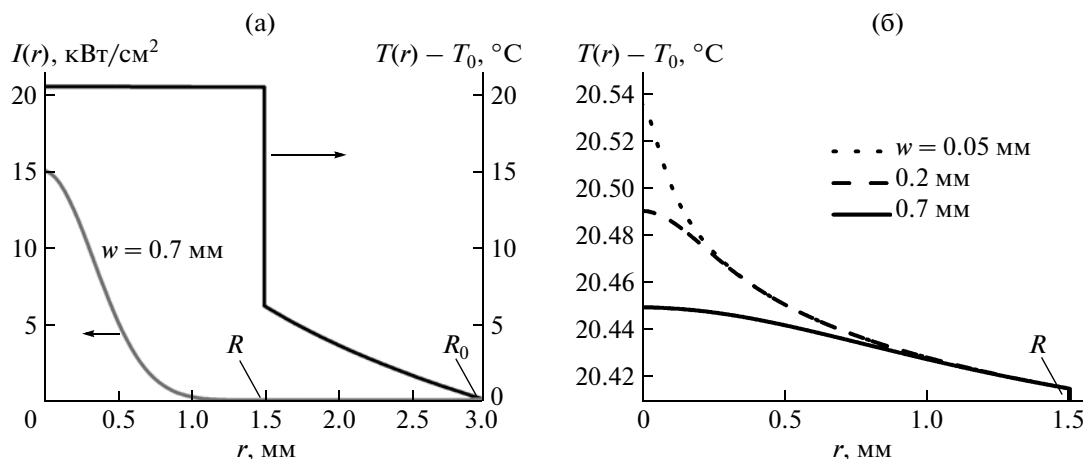


Рис. 7. Радиальное распределение температуры: а – в кристалле и окружающем воздухе при мощности входного излучения  $P = 70$  Вт и радиусе пучка входного излучения  $w = 0.7$  мм; б – в кристалле при  $P = 70$  Вт и различных радиусах пучка излучения  $w$ .

зависит от распределения интенсивности внутри кристалла. Следовательно, пьезоэлектрический резонатор может быть использован для прецизионных измерений мощности излучения с произвольным профилем распределения интенсивности в пучке.

Для измерения мощности излучения с произвольным спектральным составом требуется проводить дополнительную калибровку пьезоэлектрического резонатора или учитывать зависимость коэффициента поглощения кристалла  $\alpha$  от длины волны  $\lambda$ . Из рассмотренной модели следует, что величина разогрева пропорциональна  $\alpha(\lambda)$ .

Известно, что внешнее давление на кристалл меняет значение частот пьезоэлектрических резонансов. Поэтому оценим величину давления света на поверхность кристалла:

$$D = 2\beta(P/\pi w^2 c). \quad (11)$$

Давление  $D$ , создаваемое излучением мощностью  $P = 70$  Вт с диаметром пучка  $2w = 1.4$  мм на поверхность с коэффициентом отражения  $\beta = 4\%$  пьезоэлектрического резонатора, имеет значение  $\sim 10$  мПа. Это приводит к сдвигу частот пьезоэлектрических резонансов  $Rf_{in}$  на  $\leq 10^{-3}$  Гц. Таким образом, влияние давления света на частоты пьезоэлектрических резонансов по сравнению с разогревом кристалла излучением пренебрежимо мало.

### ВЫВОДЫ

Максимальный разогрев исследуемого резонатора при мощности проходящего через кристалл излучения 70 Вт составил  $\approx 20$  К. Пропорциональная зависимость сдвига резонансной частоты от разогрева кристалла кварца сохраняется до температуры  $\approx 600$  К, что позволяет экстраполиро-

вать калибровочный график до уровня мощности  $\approx 1.3$  кВт. Для измерения мощностей  $> 1$  кВт требуется дополнительная калибровка или использование более чистых кристаллов с меньшим значением коэффициента поглощения. Для повышения точности измерения на низких мощностях можно использовать кристаллы с большим коэффициентом оптического поглощения и пьезоэлектрические моды, более чувствительные к изменению температуры.

Пьезоэлектрический резонатор позволяет измерять мощность излучения в широком спектральном диапазоне без искажения параметров пучка при произвольной внешней температуре. Это дает возможность его использования в лазерных технологиях для непрерывного контроля мощности в процессе работы.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- ГОСТ Р ИСО 11554-2008 Оптика и фотоника. Лазеры и лазерные установки (системы). Методы испытаний лазеров и измерений мощности, энергии и временных характеристик лазерного пучка.
- ГОСТ 25786-83 Лазеры. Методы измерений средней мощности, средней мощности импульса, относительной нестабильности средней мощности лазерного излучения.
- Optics and optical instruments – Lasers and laser-related equipment – Test methods for laser beam parameters. Power, energy and temporal characteristics. ISO 11554: 1998.
- Рудницкий В.Б., Сумкин В.Р., Шеховцева В.А. // Спецвыпуск “Фотон-Экспресс”. 2005. № 6. С. 109.
- Свич В.А., Дюбко С.Ф., Кузьмичев В.М., Шульга В.М. // Физическая инженерия поверхности. 2004. Т. 2. № 1–2. С. 79.

6. *Fomin V., Abramov M., Ferin A. et al.* // V Intern. Symp. High-Power Fiber Lasers and Their Applications. SPb. Russia. TuSu-1.3. 2010.
7. *Эпштейн М.И.* Измерения оптического излучения в электронике. М.: Энергия, 1975.
8. *Глюкман Л.И.* Пьезоэлектрические кварцевые резонаторы: 3-е издание. М.: Радио и связь, 1981.
9. *Smith W., Spencer W.* // Rev. Sci. Instrum. 1963. V. 34. P. 268.
10. *Шмелев О.Я., Прокопьев В.И.* // ПТЭ. 1985. № 5. С. 209.
11. *Королев В.Ф., Шмелев О.Я.* // ПТЭ. 2005. № 2. С. 158.
12. *Коняшкин А.В., Доронкин А.В., Тыртышный В.А., Рябушкин О.А.* // ПТЭ. 2009. № 6. С. 60.
13. *Тыртышнуу В.А., Коныашкин А.В., Рыбушкин О.А.* // V Intern. Symp. High-Power Fiber Lasers and Their Applications. SPb. Russia. TuSu-p03. 2010.
14. *Johnston T.F. (Jr.)* // Laser Focus. May 1990. P. 173.
15. *Roundy C.* // Laser Focus World. 1999. V. 12. P. 119.
16. *Sheldakova J.V., Kudryashov A.V., Zavalova V.Y., Cherezova T.Y.* // Proc. SPIE. 2007. V. 6452. P. 645207.
17. *Блистанов А.А.* Кристаллы квантовой и нелинейной оптики. М.: МИСИС, 2000.
18. *Бойкий Г.Б.* Кристаллохимия. 3-е издание М.: Наука, 1971.
19. *Brice J., Mater J.* // J. Mat. Sci. 1980. V. 15. P. 161.
20. *Зеленка И.* Пьезоэлектрические резонаторы на объемных и поверхностных акустических волнах. М.: Мир, 1990.
21. *Bottom V.E.* // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. № 4. P. 1493.
22. *Cook R.K., Weissler P.G.* // Phys. Rev. 1950. V. 80. № 4. P. 712.
23. *Ogi H., Ohmori T., Nakamura N., Hirao M.* // J. Appl. Phys. 2006. V. 100. P. 053511.
24. *Tarumi R., Nakamura K., Ogi H., Hira M.* // J. Appl. Phys. 2007. V. 102. P. 113508.
25. *Hild S., Luck H., Winkler W. et al.* // Appl. Opt. 2006. V. 45. № 28. P. 7269.
26. *Konyashkin A.V., Doronkin A.V., Tyrtshnyy V.A. et al.* // Proc. SPIE Optics+Photonics (Ninth International Conference on Solid State Lighting), San Diego California, USA, (2–6 August 2009). P. 7422-41.
27. *Мясников Д.В., Коняшкин А.В., Рябушкин О.А.* // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 13. С. 103.
28. <http://www.coherent.com/Lasers/index.cfm?fuseaction=show.page&id=1023&loc=830>.
29. *Myasnikov D.V., Doronkin A.V., Konyashkin A.V., Ryabushkin O.A.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2010. V. 214. P. 012063.
30. *Карслоу Г., Егер Д.* Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.