05;07;12

Определение теплофизических характеристик и параметров трещин в керамиках лазерным фотодефлекционным методом

© К.Л. Муратиков, А.Л. Глазов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 16 мая 2000 г.)

Разработана модель образования фотодефлекционного сигнала в керамиках. Рассмотрена задача генерации температурных волн лазерным излучением в керамиках с учетом возможной анизотропии их теплофизических свойств. Фотодефлекционным методом выполнены измерения теплофизических параметров на керамике нитрида кремния. Показано, что фотодефлекционный метод может быть использован для обнаружения и определения параметров подповерхностных трещин в керамиках.

Изучению и измерению теплофизических свойств современных керамик уделяется значительное внимание [1,2]. Интерес к их изучению обусловлен сочетанием таких важных свойств, как твердость, износостойкость, устойчивость к коррозии, низкая плотность и возможность использования при высоких температурах. При этом важное значение имеет как изучение свойств однородных керамик, так и диагностика образования в них возможных дефектов. Одним из наиболее важных и трудно детектируемых дефектов в керамиках являются подповерхностные трещины [3–6]. В связи с этим в данной работе разработан подход к решению указанных проблем с помощью лазерного фотодефлекционного метода [7,8]. В работе [9] был предложен модифицированный фотодефлекционный метод, основанный на использовании понятий волновой оптики и позволяющий производить теплофизические измерения в широком диапазоне температурных волн.

Особенности образования фотодефлекционного сигнала в рамках волновой оптики были проанализированы в работах [10–12]. В этих работах были подробно исследованы дифракционные эффекты зондирующего лазерного излучения на нестационарной тепловой линзе, создаваемой вблизи исследуемого объекта излучением накачки, и показана важность их учета при определении фотодефлекционного сигнала. В связи с этим в данной работе детали расчета фотодефлекционного сигнала в рамках указанной модели не рассматриваются.

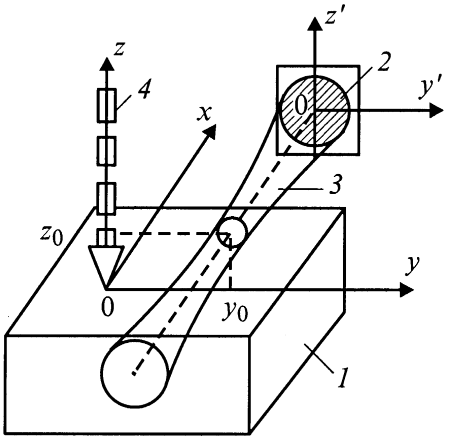

Рис. 1. Схема термофотодефлекционного эксперимента: *1* — исследуемый объект, *2* — фотодетектор, *3* — считывающий лазерный луч, *4* — греющее излучение.

Для типичной геометрии расположения лазерных пучков и образца (рис. 1) при проведении фотодефлекционных экспериментов выражения для нормальной и тангенциальной компонент фотодефлекционного сигнала в соответствии с результатами работ [10–12] могут быть представлены в виде

$$S_n = \frac{KI_0}{\lambda r\sqrt{\pi}}\frac{\partial n}{\partial T}\int\limits_0 dz\int dk_y \exp\Big[ik_y y_0 - \gamma_g z - \frac{k_y^2 r^2}{4} - \frac{(z-z_0)^2}{r^2}\Big]\,\mathrm{erfi}\Big(\frac{z-z_0}{r\sqrt{2}}\Big)\hat{T}_s(0,k_y,\omega), \quad (1)$$

$$S_t = \frac{KI_0}{2\lambda r\sqrt{\pi}}\frac{\partial n}{\partial T}\int dy\int dk_y \exp\Big[ik_y y - \gamma_g z_0 + \frac{\gamma_g^2 r^2}{4} - \frac{(y-y_0)^2}{r^2}\Big]\,\mathrm{erfi}\Big(\frac{y-y_0}{r\sqrt{2}}\Big) \times\Big[1+\mathrm{erf}\Big(\frac{z_0}{r}-\frac{\gamma_g r}{2}\Big)\Big]\hat{T}_s(0,k_y,\omega), \quad (2)$$

где K — коэффициент пропорциональности между интенсивностью света на фотоприемнике и электрическим сигналом; I_0 — интенсивность излучения зондирующего лазера; $\partial n/\partial T$ — коэффициент, характеризующий скорость изменения показателя преломления среды вблизи объекта с температурой; λ — длина волны излучения зондирующего лазера; $\hat{T}_s(k_x,k_y,\omega)$ — фурье-образ по координатам x и y от нестационарной составляющей температуры поверхности объекта $T_s(x,y,0,\omega)$; $\omega = 2\pi f$, f — частота модуляции возбуждающего излучения; r — радиус его пучка в фокальной плоскости; $\gamma_g = \sqrt{k_y^2 + (i\omega/\kappa_g)}$, κ_g — коэффициент температуропроводности среды вблизи объекта; y_0 — поперечное

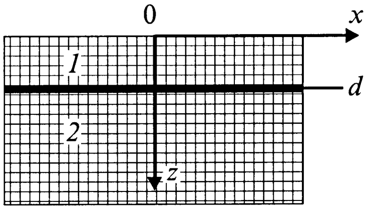

Рис. 2. Схема образца с горизонтальной трещиной на глубине d между слоями *1* и *2*.

смещение пучка зондирующего лазера относительно центра тепловой линзы; z_0 — высота его прохождения над поверхностью образца,

$$\mathrm{erfi}(x)=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^x \exp(x^2)dx, \quad \mathrm{erf}(x)=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^x \exp(-x^2)dx.$$

В соответствии с выражениями (1) и (2) для определения фотодефлекционных сигналов необходимо знать нестационарную составляющую температуры поверхности объекта. Для ее определения в свою очередь необходимо исследовать процессы генерации температурных волн и их распространения в объекте и окружающей его среде. Для анализа поведения температурных волн в объектах с подповерхностными трещинами воспользуемся двуслойной моделью (рис. 2). В этой модели предполагается, что трещина залегает на глубине $z = d$. При этом будем считать, что ширина трещины значительно меньше длины температурной волны. Тогда ее присутствие можно характеризовать с помощью некоторого теплового сопротивления, расположенного на границе $z = d$. Кроме того, для общности будем считать, что слои *1* и *2*, вообще говоря, характеризуются различными теплофизическими свойствами.

Большинство керамик по своим теплофизическим свойствам является анизотропными материалами. Более точно их обычно можно отнести к классу ортотропных материалов, для которых характерно совпадение двух главных значений тензора теплопроводности в одной из плоскостей и другое главное значение тензора теплопроводности в направлении оси, препендикулярной к этой плоскости. Расположение указанных плоскостей и осей в реальной керамике определяется направлением горячего прессования при ее изготовлении. В данной работе будем предполагать, что плоскости с одинаковыми главными значениями тензора теплопроводности расположены параллельно плоскости $z = 0$.

Для сформулированной задачи уравнения теплопроводности для газовой среды, окружающей образец, и его первой и второй областей могут быть представлены в следующем виде:

$$\rho_g C_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = K_g\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)T_g, \tag{3}$$

$$\rho_1 C_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = K_1^{(\|)}\frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} + K_1^{(\perp)}\left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2}\right) + \alpha I_p(x,y,t)e^{-\alpha z}, \tag{4}$$

$$\rho_2 C_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = K_2^{(\|)}\frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} + K_2^{(\perp)}\left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2}\right), \tag{5}$$

где ρ_g, ρ_1, ρ_2 и C_g, C_1, C_2 — плотности и удельные теплоемкости воздуха и материала образца в первой и второй областях соответственно; K_g — теплопроводность воздуха; $K_1^{(\perp)}, K_2^{(\perp)}$ и $K_1^{(\|)}, K_2^{(\|)}$ — компоненты тензора теплопроводности в плоскости (x, y) и вдоль оси z для первой и второй областей материала; α — коэффициент поглощения образцом излучения возбуждающего лазера; $I_p(x, y, t)$ — распределение интенсивности излучения возбуждающего лазера на поверхности образца.

Отметим, что в фотодефлекционных экспериментах возбуждение температурных волн в образце обычно производится излучением, сильно поглощающимся в образце. Поэтому в уравнениях (4) и (5) считается, что возбуждающее излучение полностью поглощается в первом слое объекта.

Для решения поставленной задачи помимо уравнений теплопроводности необходимо задать граничные условия. Для нашей модели граничные условия на поверхности $z = 0$ и $z = d$ могут быть записаны в следующем виде:

$$T_1 = T_g\Big|_{z=0}, \quad K_1^{(\|)}\frac{\partial T_1}{\partial z} = K_g\frac{\partial T_g}{\partial z}\Big|_{z=0},$$

$$K_1^{(\|)}\frac{\partial T_1}{\partial z} = K_2^{(\|)}\frac{\partial T_2}{\partial z}\Big|_{z=d}, \; T_1 - T_2 = -R_t K_1^{(\|)}\frac{\partial T_1}{\partial z}\Big|_{z=d}, \tag{6}$$

где R_t — тепловое сопротивление между первой и второй областями объекта.

Решение уравнений (3)–(5) удобно искать методом преобразования Фурье по координатам, лежащим в плоскости поверхности объекта, с помощью равенства

$$T(x, y, z, t) = \int dk_x \int dk_y\, e^{ik_x x + ik_y y}\, \hat{T}(k_x, k_y, z, t), \tag{7}$$

где $\hat{T}(k_x, k_y, z, t)$ — фурье-образ по координатам x и y от нестационарной составляющей температуры.

В данной работе предполагается, что возбуждение температурных волн производится под действием периодического источника тепла. Поэтому в дальнейшем будем считать, что изменение температуры со временем происходит по гармоническому закону $e^{i\omega t}$. В этом случае уравнение для фурье-образа температуры, например, для первой области образца может быть представлено в следующей форме:

$$\frac{i\omega}{\kappa_1^{(\|)}}\hat{T}_1(k_x,k_y,z,\omega)=\left[-\frac{K_1^{(\perp)}}{K_1^{(\|)}}\left(k_x^2+k_y^2\right)+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right]$$

$$\times\hat{T}_1(k_x,k_y,z,\omega)+\frac{\alpha\hat{I}_p(k_x,k_y)e^{-\alpha z}}{K_1^{(\|)}},\qquad(8)$$

где $\hat{I}_p(k_x,k_y)$ — фурье-образ распределения интенсивности излучения возбуждающего лазера на поверхности образца.

Уравнение для фурье-образов температур $\hat{T}_g$ и $\hat{T}_2$ могут быть получены аналогичным образом. Будем считать, что распределение интенсивности излучения возбуждающего лазера на поверхности образца подчиняется гауссовскому закону, т. е. имеет вид

$$I_p(x,y)=\frac{W_0}{\pi a^2}e^{-\frac{x^2+y^2}{a^2}},\qquad(9)$$

где W_0 — мощность возбуждающего лазерного пучка, a — его радиус в фокусе пучка.

Тогда фурье-образ распределения интенсивности излучения возбуждающего лазера определяется равенством

$$\hat{I}_p(k_x,k_y)=\frac{W_0}{(2\pi)^2}e^{-\frac{a^2\left(k_x^2+k_y^2\right)}{4}}.\qquad(10)$$

Для определения нестационарной составляющей температуры поверхности объекта и в соответствии с выражениями (1) и (2) нормальной и тангенциальной компонент фотодефлекционного сигнала необходимо решить уравнения теплопроводности (3)–(5) с граничными условиями (6). Решение этой задачи в явной форме может быть представлено в следующей форме:

$$\hat{T}_g(k_x,k_y,z,\omega)=Ge^{q_gz},\qquad(11)$$

$$\hat{T}_1(k_x,k_y,z,\omega)=F_1e^{q_1z}+F_2e^{-q_1z}+Ae^{-\alpha z},\qquad(12)$$

$$\hat{T}_2(k_x,k_y,z,\omega)=Se^{-q_2z},\qquad(13)$$

где

$$q_g=\sqrt{\frac{i\omega}{\kappa_g}+k_x^2+k_y^2},\quad q_{1,2}=\sqrt{\frac{i\omega}{\kappa_{1,2}^{(\|)}}+\frac{K_{1,2}^{(\perp)}}{K_{1,2}^{(\|)}}\left(k_x^2+k_y^2\right)},$$

$$G=A\left(\operatorname{ch}q_1d\,\frac{q_1K_1^{(\|)}Pe^{-\alpha d}-N\left(\alpha K_1^{(\|)}+q_gK_g\right)}{NM+q_1K_1^{(\|)}}+1\right),$$

$$A=\frac{\alpha\hat{I}_p}{K_1^{(\|)}}\,\frac{1}{\frac{i\omega}{\kappa_1^{(\|)}}+\frac{K_1^{(\perp)}}{K_1^{(\|)}}\left(k_x^2-k_y^2\right)-\alpha^2},$$

$$F_1=\frac{1}{2}\,\frac{A}{NM+q_1K_1^{(\|)}}\Big[\left(\alpha K_1^{(\|)}+q_gK_g\right)\left(1-Ne^{-q_1d}\right)$$

$$+Pe^{-\alpha d}\left(M+q_1K_1^{(\|)}e^{-q_1d}\right)\Big],$$

$$F_2=\frac{1}{2}\,\frac{A}{NM+q_1K_1^{(\|)}}\Big[-\left(\alpha K_1^{(\|)}+q_gK_g\right)\left(1+Ne^{q_1d}\right)$$

$$+Pe^{-\alpha d}\left(q_1K_1^{(\|)}e^{q_1d}-M\right)\Big],$$

$$S=-\frac{q_1K_1^{(\|)}}{q_2K_2^{(\|)}}\,\frac{MA}{NM+q_1K_1^{(\|)}}\,e^{q_2d}\operatorname{ch}q_1d\left(\frac{\alpha K_1^{(\|)}+q_gK_g}{M}\right.$$

$$\left.+Pe^{-\alpha d}\right)+\frac{\alpha AK_1^{(\|)}}{q_2K_2^{(\|)}}\,e^{-(\alpha+q_2)d},$$

$$M=q_gK_g\operatorname{ch}q_1d+q_1K_1^{(\|)}\operatorname{sh}q_1d,$$

$$N=\operatorname{sh}q_1d+\left(1+R_tq_2K_2^{(\|)}\right)\frac{q_1K_1^{(\|)}}{q_2K_2^{(\|)}}\operatorname{ch}q_1d,$$

$$P=\frac{\alpha K_1^{(\|)}}{q_2K_2^{(\|)}}\left(1+R_tq_2K_2^{(\|)}\right)-1.$$

Нестационарная составляющая температуры поверхности объекта может быть определена из уравнений (11) и (12), если в них положить $z=0$. К сожалению, получающиеся при этом для фотодефлекционного сигнала выражения являются достаточно сложными и не могут быть выражены в аналитической форме. В связи с этим нами была разработана компьютерная программа для определения нормальной и тангенциальной компонент фотодефлекционного сигнала.

Поставленная задача может быть решена также в рамках понятий теории рассеяния температурных волн. Для этого необходимо ввести понятия падающей, прошедшей и отраженной температурных волн, а также определить коэффициенты отражения и пропускания температурных волн на границах раздела [15]. В данном рассмотрении обобщим результаты работы [13] на случай, когда излучение возбуждающего лазера проникает в образец, а также когда на границе областей образца имеется тепловое сопротивление.

В общем случае падающая и отраженная вдоль оси z от границы $z=d$ волны, а также волна, прошедшая во вторую область образца, могут быть определены с помощью равенства

$$\hat{I}_1(k_x,k_y,z)=C_Ie^{q_1z}\quad\text{при}\quad 0\leqslant z\leqslant d,\qquad(14)$$

$$\hat{R}_1(k_x,k_y,z)=C_Re^{-q_1z}\quad\text{при}\quad 0\leqslant z\leqslant d,\qquad(15)$$

$$\hat{T}_2(k_x,k_y,z)=C_Te^{q_2z}\quad\text{при}\quad d\leqslant z\leqslant\infty,\qquad(16)$$

где C_I,C_R,C_T — некоторые коэффициенты, зависящие от компонент волнового вектора k_x и k_y.

В соответствии с этими выражениями падающая волна определяется равенством (14), отраженная — (15) и прошедшая — (16). Результирующая температурная волна в первом слое может быть представлена с помощью выражений (14) и (15) в виде

$$\hat{T}_1(k_x,k_y,z)=C_I\,e^{q_1z}+C_R\,e^{-q_1z}.\qquad(17)$$

В соответствии с определением коэффициенты отражения и пропускания температурных волн [13] задаются с помощью равенств

$$\hat{R}_{12}(k_x, k_y) = \frac{\hat{R}_1(k_x, k_y, d)}{\hat{I}_1(k_x, k_y, d)} = \frac{C_R}{C_I}, \tag{18}$$

$$\hat{T}_{12}(k_x, k_y) = \frac{\hat{T}_2(k_x, k_y, d)}{\hat{I}_1(k_x, k_y, d)} = \frac{C_T}{C_I}. \tag{19}$$

С использованием граничных условий (6) и уравнений (16), (17) эти выражения в явном виде могут быть представлены в следующей форме:

$$\hat{R}_{12} = \frac{1 - \xi_{12}(1 - R_t q_1 K_1^{(\|)})}{1 + \xi_{12}(1 + R_t q_1 K_1^{(\|)})},$$

$$\hat{T}_{12} = \frac{2}{1 + \xi_{12} + R_t q_2 K_2^{(\|)}}, \tag{20}$$

где

$$\xi_{12} = \frac{q_2 K_2^{(\|)}}{q_1 K_1^{(\|)}}.$$

Для случая $R_t = 0$ эти выражения совпадают с результатами работы [15], в которой были найдены коэффициенты отражения и пропускания температурных волн от плоской границы раздела при отсутствии теплового сопротивления.

Температура поверхности объектов может быть найдена с учетом эффекта многократного отражения температурных волн от границ раздела $z = 0$ и $z = d$, а также их интерференции на границе $z = 0$ [13]. При использовании такого подхода температура поверхности объекта может быть определена с помощью равенства

$$\hat{T}_1(k_x, k_y, 0, \omega) = \frac{\alpha \hat{I}_p \hat{T}_{1g}}{2q_1 K_1^{(\|)}(1 - \hat{R}_{1g}\hat{R}_{12}\, e^{-2q_1 d})} \times \int_0^d dz \Big[e^{-q_1 z} + \hat{R}_{12}\, e^{-q_1(2d - z)}\Big], \tag{21}$$

где

$$\hat{T}_{1g} = \frac{2}{1 + \xi_{1g}}, \quad \xi_{1g} = \frac{q_g K_g}{q_1 K_1^{(\|)}}, \quad \hat{R}_{1g} = \frac{1 - \xi_{1g}}{1 + \xi_{1g}}.$$

После подстановки значений коэффициентов пропускания и отражения (20) в выражение (21) температуру поверхности образца получим в следующем виде:

$$\hat{T}_1(k_x, k_y, 0, \omega) = \frac{\alpha \hat{I}_p}{(\alpha^2 - q_1^2) K_1^{(\|)}} \times \frac{\begin{gathered}(r-1)[1 + \xi_{12}(1 + R_t)][1 - e^{-(\alpha + q_1)d}] + \\ +(r+1)[1 + \xi_{12}(R_t - 1)][e^{-2q_1 d} - e^{-(\alpha + q_1)d}]\end{gathered}}{\begin{gathered}(1 + \xi_{1g})[1 + \xi_{12}(1 + R_t)] + \\ +(1 - \xi_{1g})[1 + \xi_{12}(R_t - 1)]e^{-2q_1 d}\end{gathered}}, \tag{22}$$

где $r = \alpha / q_1$.

Отметим, что выражение (22) для температуры поверхности образца совпадает с соответствующей температурой, получаемой путем прямого решения уравнений теплопроводности (3)–(5) и даваемой равенствами (11) или (12). При $R_t = 0$ выражение (22) совпадает с результатом, полученным ранее в работе [13]. Кроме того, отметим, что сформулированный подход помимо температуры поверхности объекта позволяет также найти коэффициенты отражения и прохождения температурных волн через границу раздела в образце при наличии у нее теплового сопротивления.

При известном значении фурье-образа температуры поверхности объекта, даваемом выражениями (12) или (22), в соответствии с равенствами (1) и (2) можно найти нормальную и тангенциальную компоненты фотодефлекционного сигнала. Возможность определения фотодефлекционного сигнала может быть использована для решения нескольких задач.

Во-первых, полученные результаты могут бытьо использованы для определения значений температуропроводности объекта фотодефлекционным методом. В данной работе они использованы для определения теплофизических параметров керамики нитрида кремния. Для решения этой задачи экспериментально снималась зависимость нормальной и тангенциальной компонент фотодефлекционного сигнала от частоты возбуждающего излучения или расстояния между пучками возбуждающего и считывающего лазеров. После этого с помощью выражений (1) и (2) производился компьютерный расчет фотодефлекционных сигналов и путем варьирования значений температуропроводностей $\kappa^{(\perp)}$ и $\kappa^{(\|)}$ находилась наименьшая среднеквадратичная ошибка между измеренными и теоретическими результатами. Подобная процедура ранее нами была апробирована на различных объемных материалах и тонких пленках [14,15].

В ходе экспериментов на керамике нитрида кремния для возбуждения температурных волн в образцах использовалось излучение аргонового лазера с длиной волны $\lambda = 0.512\,\mu$m, сфокусированное на поверхность образца в пятно с радиусом около $2\,\mu$m. В качестве считывающего использовался He–Ne лазер с длиной волны $\lambda = 0.6328\,\mu$m. Радиус пучка считывающего лазера в области перетяжки составлял $42\,\mu$m, а сам пучок проходил над поверхностью образца примерно на высоте $160\,\mu$m. На рис. 3 представлены результаты экспериментальных измерений и теоретических расчетов поведения нормальной составляющей фотодефлекционного сигнала в зависимости от частоты модуляции возбуждающего излучения. На рис. 4 и 5 представлены аналогичные результаты для зависимости нормальной и тангенциальной составляющих фотодефлекционного сигнала от расстояния между считывающим и возбуждающим лазерными пучками при фиксированной частоте модуляции возбуждающего излучения. Минимальное значение среднеквадратичной ошибки для отклонения между теоретическими и экспериментальными результатами как для случая нормальной, так и тангенциальной компонент

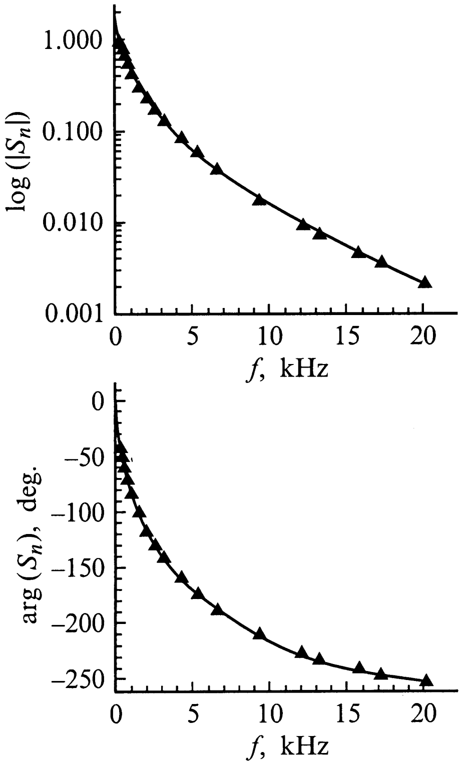

Рис. 3. Зависимость амплитуды и фазы нормальной компоненты фотодефлекционного сигнала от частоты модуляции греющего излучения. ▲ — данные эксперимента, сплошная кривая — теоретический результат после подгонки модельных параметров для однородного образца.

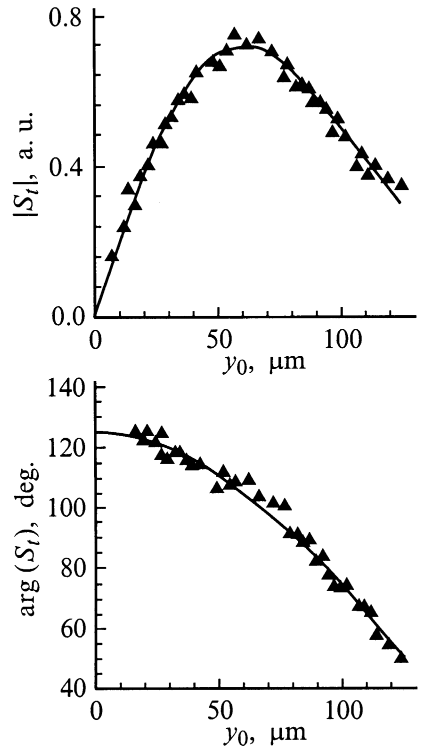

Рис. 5. То же, что и на рис. 3, для тангенциальной компоненты фотодефлекционного сигнала. Частота модуляции греющего излучения 9825 Hz.

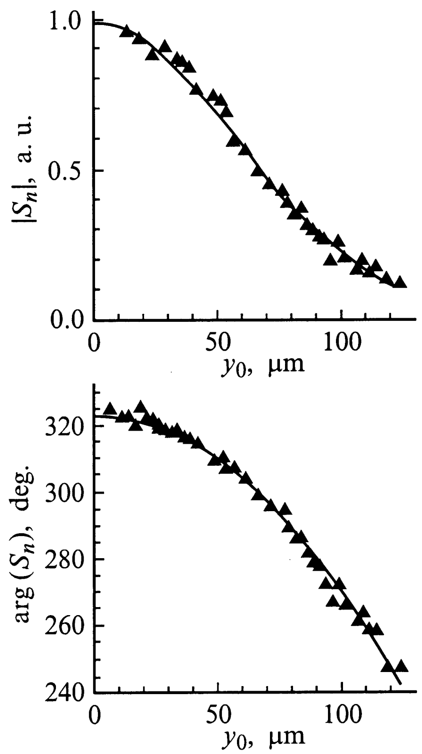

Рис. 4. То же, что и на рис. 3. Частота модуляции греющего излучения 9825 Hz.

фотодефлекционного сигнала достигалось при значениях $\kappa^{(\perp)} = 0.18\,\text{cm}^2/\text{s}$ и $\kappa^{(\parallel)} = 0.13\,\text{cm}^2/\text{s}$. Отметим, что полученные результаты находятся в хорошем количественном соответствии с известными из литературы [2] данными для керамики нитрида кремния $\kappa^{(\perp)} = 0.169\,\text{cm}^2/\text{s}$ и $\kappa^{(\parallel)} = 0.1237\,\text{cm}^2/\text{s}$.

Во-вторых, данные фотодефлекционных измерений могут быть использованы для определения параметров подповерхностных трещин в керамиках. Для исследования этого вопроса были проведены фотодефлекционные эксперименты на керамиках, индентированных по методу Виккерса. Индентирование приводит к образованию в керамике подповерхностных боковых трещин [5]. Для оценки их влияния на фотодефлекционный сигнал были проведены эксперименты на керамике нитрида кремния, индентированной по Виккерсу с нагрузкой 98 N. При этом длина стороны отпечатка составляла $72\,\mu$m. Измерение фотодефлекционного сигнала производилось на расстоянии $60\,\mu$m от центра отпечатка, отсчитанном вдоль медианы между радиальными трещинами. Для указанной точки было выполнено измерение нормальной составляющей фотодефлекционного сигнала в зависимости от частоты модуляции возбуждающего излучения. Результаты измерений и теоретических расчетов показаны на рис. 6. При этом минимальная среднеквадратичная ошибка была достигнута при $R_t \cong 0.27\,\text{cm}^2\text{K/W}$ и $d = 22\,\mu$m. Если использовать соотношение $R_t = d/K_g$, которое справедливо при длине

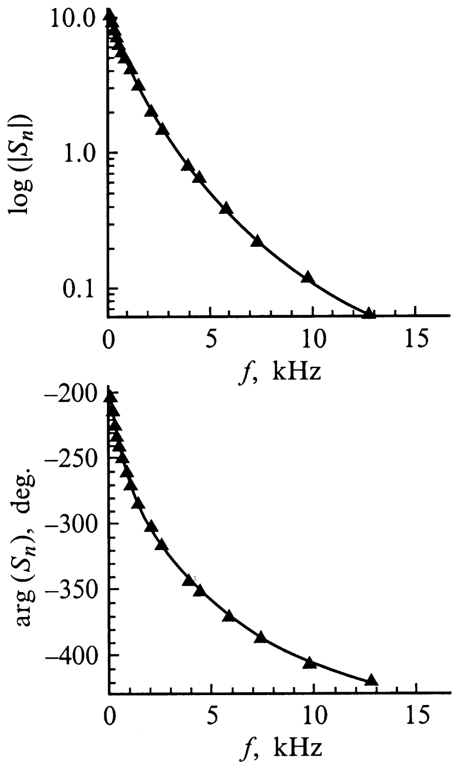

Рис. 6. Зависимость амплитуды и фазы нормальной компоненты. ▲ — данные эксперимента, кривая — теоретический результат после подгонки модельных параметров для образца с горизонтальной трещиной.

температурных волн много больше ширины трещины, то для ширины трещины получим значение $0.6\,\mu$m. Полученный результат хорошо согласуется с типичными для керамик значениями, характеризующими степень раскрытия трещин [16].

При решении двух предыдущих задач в ходе теоретического анализа фотодефлекционного сигнала для простоты делалось предположение о том, что излучение возбуждающего лазера полностью поглощается на поверхности образца. Однако поскольку в известной нам литературе отсутствуют какие-либо данные о коэффициенте поглощения излучения аргонового лазера в керамике нитрида кремния, то нами было проведено дополнительное исследование этого вопроса для оценки величины коэффициента поглощения излучения с длиной волны $\lambda = 0.512\,\mu$m в этой керамике.

С этой целью были выполнены измерения нормальной и тангенциальной компонент фотодефлекционного сигнала для керамики нитрида кремния в широком диапазоне частот модуляции возбуждающего излучения от 1 до 20 kHz. Теоретический анализ полученных экспериментальных результатов осуществлялся на основе выражений (1) и (2) путем минимизации среднеквадратичных отклонений при варьировании коэффициента поглощения света в этих выражениях. В результате выполнения описанной процедуры нами было получено, что коэффициент поглощения излучения аргонового лазера в керамике нитрида $\alpha > 3 \cdot 10^3\,\mathrm{cm}^{-1}$. Анализ степени влияния коэффициента поглощения излучения возбуждающего лазера на результаты фотодефлекционных измерений теплофизических параметров и параметров подповерхностных боковых трещин показывает, что при такой величине α учет проникновения света в керамику практически не влияет на полученные результаты. В связи с этим при проведении фотодефлекционных измерений на керамике нитрида кремния с генерацией температурных волн излучением с $\lambda = 0.512\,\mu$m характер возбуждения температурных волн может рассматриваться как чисто поверхностный процесс.

Таким образом, полученные в данной работе теоретические и экспериментальные результаты показывают, что фотодефлекционные измерения могут быть использованы для определения теплофизических параметров современных керамик, а также определения и оценки параметров подповерхностных трещин.

Список литературы

[1] *Hasselman D.P.H., Johnson L.F., Bentsen L.D.* et al. // Am. Ceram. Soc. Bull. 1987. Vol. 66. N 5. P. 799–806.
[2] *Chudecki J.F.* // Bull. Am. Ceram. Soc. 1990. Vol. 69. N 7. P. 1113–1115.
[3] *Grice K.R., Inglehart L.J., Favro L.D.* et al. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 11. P. 6245–6255.
[4] *Rantala J., Hartikainen J., Jaarinen J.* // Appl. Phys. A. 1990. Vol. 50. P. 465–471.
[5] *Cook R.F., Pharr G.M.* // J. Am. Ceram. Soc. 1990. Vol. 73. N 4. P. 787–817.
[6] *Bashkansky M., Duncan M.D., Kahn M.* et al. // Opt. Lett. 1997. Vol. 22. N 1. P. 61–63.
[7] *Jackson W.B., Amer N.M., Boccara A.C., Fournier D.* // Appl. Opt. 1981. Vol. 90. N 8. P. 1333–1344.
[8] *Aamodt L.C., Murphy J.C.* // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 8. P. 4903–4914.
[9] *Glazov A.L., Muratikov K.L.* // Opt. Commun. 1991. Vol. 84. N 5–6. P. 283–289.
[10] *Глазов А.Л., Муратиков К.Л.* // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 4. С. 160–166.
[11] *Глазов А.Л., Муратиков К.Л.* // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 4. С. 118–127.
[12] *Glazov A.L., Muratikov K.L.* // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. N 6. P. 3279–3284.
[13] *Bennet C.A., Patty R.R.* // Appl. Opt. 1982. Vol. 21. P. 49–54.
[14] *Glazov A.L., Muratikov K.L., Walther H.G.* // High Temperatures-High Pressures. 1999. Vol. 31. P. 69–73.
[15] *Glazov A.L., Muratikov K.L.* // Opt. Eng. 1997. Vol. 36. N 2. P. 358–362.
[16] *Pezzotti G., Muraki N., Maeda B.* et al. // J. Am. Ceram. Soc. 1999. Vol. 82. N 5. P. 1249–1256.