

05;07;08;12

## Влияния внешней механической нагрузки на упругие напряжения вблизи радиальных трещин в $\text{Al}_2\text{O}_3\text{—SiC—TiC}$ керамике, регистрируемые фотоакустическим методом

© К.Л. Муратиков, А.Л. Глазов

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

(Поступило в Редакцию 24 сентября 2002 г. В окончательной редакции 28 января 2003 г.)

Исследован характер изменения фотоакустического сигнала вблизи концов радиальных трещин в  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{—SiC—TiC}$  керамике, индентированной по Виккерсу, под действием внешних напряжений. Предложена теоретическая модель образования фотоакустического сигнала вблизи концов вертикальных трещин. Методом лазерной сканирующей фотоакустической микроскопии получены изображения зон индентации в  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{—SiC—TiC}$  керамике. Продемонстрирована чувствительность фотоакустического метода с пьезоэлектрическим способом регистрации сигнала, как к нормальным, так и касательным напряжениям, действующим на трещину. Произведено сравнение теоретических и экспериментальных результатов по влиянию внешних напряжений на поведение фотоакустического сигнала вблизи концов радиальных трещин. Установлено их хорошее соответствие для исследованной керамики. Показана возможность оценки коэффициентов напряжений вблизи концов вертикальных трещин из данных фотоакустических экспериментов.

В настоящее время серьезное внимание уделяется изучению возможности использования фотоакустического метода для детектирования внутренних механических напряжений в твердотельных объектах различной природы. Фотоакустический метод основан на возбуждении в изучаемом объекте акустических колебаний или волн в результате поглощения энергии нестационарного оптического излучения. При этом наиболее типичный и универсальный механизм преобразования энергии оптического излучения в акустическую форму основан на термоупругом эффекте. Суть данного механизма состоит в создании переменных термоупругих деформаций вблизи области объекта, облучаемой нестационарным оптическим излучением. Термоупругие деформации создаются благодаря тепловому расширению области при нагреве во время облучения и ее сжатию в результате остывания при его отсутствии. В свою очередь переменные термоупругие деформации генерируют нестационарные термоупругие напряжения, которые трансформируются в акустические колебания всего объекта или в распространяющиеся в нем акустические волны. Регистрация акустических колебаний или волн при использовании фотоакустического метода обычно производится с помощью пьезоэлемента, подсоединенного к изучаемому объекту [1,2].

Возможность использования фотоакустического метода для регистрации внутренних напряжений отмечалась в работах [3–10]. Однако полученные в данных работах результаты касались решения конкретных прикладных задач и носили чисто демонстративный характер. В них также не было предложено каких-либо теоретических моделей, способных объяснить полученные результаты. В результате проведенные исследования не способствовали выяснению природы наблюдаемых эффектов и определению потенциальных возможностей метода.

В последующих работах нами была предложена теория фотоакустического термоупругого эффекта в деформируемых твердых телах с внутренними напряжениями [11–13]. От хорошо разработанных в настоящее время линейных теорий фотоакустического эффекта в конденсированных средах [1,2] ее отличает существенно нелинейный характер при описании термоупругих и упругих процессов в напряженных материалах.

Не останавливаясь здесь на всех деталях модели, приведем лишь ее наиболее существенные моменты. Они в первую очередь касаются выбора вида выражений для плотности термоупругой и упругой энергии напряженного материала. Выбор этих выражений позволяет определить упругие и термоупругие свойства материала путем решения соответствующих уравнений движения.

При выборе выражения для плотности термоупругой энергии в работах [11–13] нами учитывалась возможная зависимость коэффициента термоупругой связи материала от деформации. При подобном подходе плотность термоупругой энергии тела с точностью до членов первого порядка по тензору деформации может быть представлена в форме

$$W_T = -\gamma_{ik}(u_{ik} - U_{ik})\Delta T, \quad (1)$$

где  $\gamma_{ik} = \gamma_0[(1 + \beta_0 U_{ll})\delta_{ik} + \beta_1 U_{ik}]$ ,  $\gamma_0$  — коэффициент термоупругой связи для недеформированного тела;  $\beta_0$  и  $\beta_1$  — коэффициенты, определяющие зависимость термоупругой связи от начальной деформации;

$$u_{ik} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} + \frac{\partial u_l}{\partial x_i} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right)$$

— тензор общей деформации тела;  $U_{ik}$  — тензор начальной деформации тела;  $\Delta T = T - T_0$ ,  $T$  — температура, приобретенная телом в результате поглощения энергии

оптического излучения;  $T_0$  — температура окружающей среды.

Отметим, что при  $\beta_0 = \beta_1 = 0$  равенство (1) переходит в выражение для плотности термоупругой энергии изотропного твердого тела без внутренних напряжений [14].

Для определения плотности упругой энергии деформируемого твердого тела с учетом нелинейных эффектов при деформации нами использовалась модель Мурнагана [15]. В этой модели плотность упругой энергии тела задается выражением

$$W_E = (\lambda + 2\mu) \frac{I_1^2}{2} - 2\mu I_2 + (l + 2m) \frac{I_3}{3} - 2mI_1 I_2 + nI_3, \quad (2)$$

где  $\lambda$  и  $\mu$  — коэффициенты Ламэ;  $l, m, n$  — постоянные Мурнагана;  $I_1 = u_{kk}$ ;

$$I_2 = \frac{1}{2} [(u_{kk})^2 - u_{lm}u_{lm}];$$

$$I_3 = \frac{1}{3} \left[ u_{ik}u_{il}u_{kl} - \frac{3}{2} u_{ik}u_{ik}u_{ll} + \frac{1}{2} (u_{ll})^3 \right].$$

Знание плотности энергии твердого тела позволяет написать уравнение движения элементов тела. Не останавливаясь здесь на деталях решения этого уравнения, приведем сразу окончательный результат для сигнала, регистрируемого пьезоэлементом при его подключении к тыльной стороне изучаемого объекта. В работах [11–13] нами было показано, что фотоакустический сигнал в твердых телах с остаточными деформациями в рамках данной модели определяется выражением

$$V(\omega) = V_0(\omega) \frac{1}{(1 - U_{pp})^{3/2}} \frac{1 + \beta_0 U_{pp} + \beta_1 U_{zz}}{[1 + 2U_{pp} + (4m + n)U_{zz}]^{3/2}}, \quad (3)$$

где  $V_0(\omega)$  — фотоакустический пьезоэлектрический сигнал от объекта при отсутствии начальных деформаций,  $U_{ik}$  — компоненты тензора начальных деформаций,  $l' = l/(\rho_0 c_l^2)$ ,  $m' = m/(\rho_0 c_l^2)$ ,  $n' = n/(\rho_0 c_l^2)$ ,  $\rho_0$  — плотность тела в начальном состоянии;  $c_l$  — скорость продольного звука.

В соответствии с выражением (3) влияние начальной деформации на фотоакустический сигнал не связано с наличием у материала каких-либо специальных свойств, а осуществляется только благодаря наличию у материала нелинейных термоупругих и упругих свойств. Таким образом, разрабатываемый подход носит универсальный характер и может использоваться для детектирования внутренних напряжений в различных материалах.

Целью данной работы является детальное теоретическое и экспериментальное изучение поведения фотоакустического термоупругого сигнала вблизи концов трещин в керамиках на основе разработанных представлений о фотоакустическом эффекте в напряженных

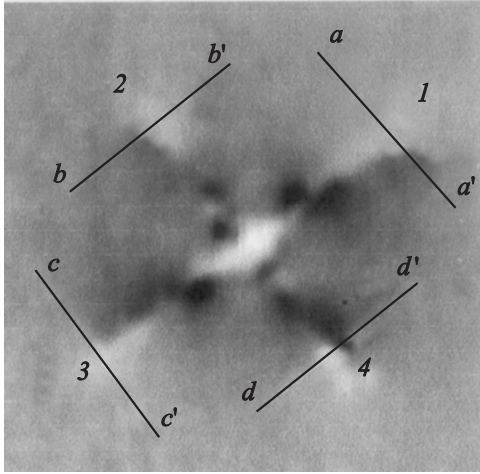
материалах. Известно, что вблизи концов трещин происходит значительная концентрация внутренних напряжений [16]. В связи с этим результаты изучения поведения фотоакустического сигнала вблизи концов трещин могут быть использованы, с одной стороны, для выяснения физических особенностей поведения фотоакустического сигнала в областях с внутренними напряжениями, а с другой стороны, для оценки возможностей использования этого эффекта для детектирования внутренних напряжений.

Существенной особенностью исследований, проведенных в данной работе, являлась возможность прикладывать к образцу внешнее механическое напряжение. В результате предлагаемый подход позволял сравнивать поведение фотоакустического сигнала при различных типах механических напряжений, действующих в образце. Предварительные результаты такого типа были получены нами в работе [17]. В данной работе приводятся результаты дальнейших более детальных исследований в этой области.

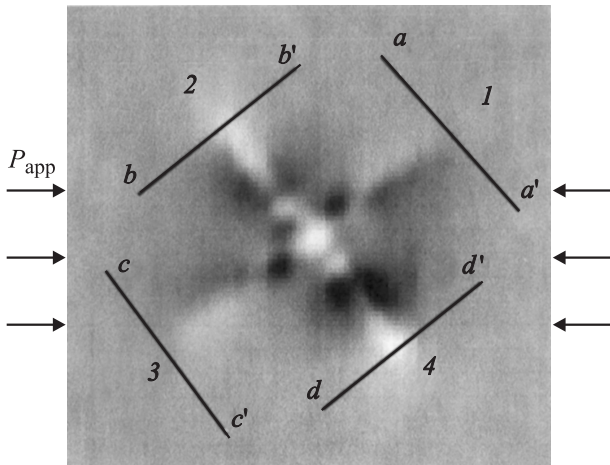
Экспериментальные исследования проводились на композиционной керамике  $Al_2O_3-SiC-TiC$ . Внутренние напряжения в керамику вводились методом индентирования по Виккерсу, который способен обеспечивать создание образцов с достаточно хорошо воспроизводимой структурой трещин и внутренних напряжений [18]. Основные параметры образцов, а также установки для проведения фотоакустических измерений были описаны нами ранее [19–21], поэтому в рамках данной работы мы специально на этих вопросах не останавливаемся.

Индентирование исследуемых образцов производилось при различной взаимной ориентации индентора и образца. В результате для исследования могли быть выбраны области вдавливания с различной ориентацией радиальных трещин относительно направления действия внешнего напряжения. В ходе исследования сначала снималось фотоакустическое изображение участка керамики  $Al_2O_3-SiC-TiC$ , индентированной по Виккерсу, при отсутствии внешней нагрузки. Затем снималось изображение того же участка при приложении к образцу заданной механической нагрузки. Поэтому в данной работе имелась возможность регистрировать изменения фотоакустического сигнала вблизи концов радиальных трещин, образующихся в керамике при вдавливании по Виккерсу, при различной взаимной ориентации внешнего напряжения и радиальных трещин.

На рис. 1 и 2 представлены типичные фотоакустические изображения керамики  $Al_2O_3-SiC-TiC$ , демонстрирующие характер их изменения под действием нагрузки для двух различных ориентаций радиальной трещины и внешнего напряжения. На рис. 2 дополнительно отмечены направления  $aa'$ ,  $bb'$ ,  $cc'$  и  $dd'$ , перпендикулярные трещинам и проходящие вблизи их окончаний. Вдоль этих направлений производилось сравнение экспериментальных данных с теоретическими результатами, касающимися поведения фотоакустического



**Рис. 1.** Фотоакустическое изображение области керамики вблизи места индентирования по Виккерсу. Площадь изображения  $450 \times 500 \mu\text{m}^2$ . Частота модуляции возбуждающего излучения 142 kHz. Цифры — номера трещин.



**Рис. 2.** Фотоакустическое изображение той же области керамики, что и на рис. 1, но при сжимающем напряжении 170 МПа в обозначенном направлении.

сигнала вблизи концов радиальных трещин. Из представленных изображений видно, что в целом изменения происходят в различных участках, расположенных как вблизи концов радиальных трещин, так и в зонах пластических деформаций и подповерхностных боковых трещин. В данном исследовании основное внимание уделялось изучению поведения фотоакустического сигнала только вблизи концов радиальных трещин, так как структура зон пластической деформации и трещин в других областях является существенно более сложной и нуждается в дополнительной идентификации. Из представленных изображений следует, что внешнее напряжение оказывает существенно разное воздействие на поведение фотоакустических сигналов вблизи концов радиальных трещин, расположенных под разными углами к направлению действия внешнего напряжения.

При использовании для решения задачи о поведении фотоакустического сигнала вблизи концов радиальных трещин в керамиках полученного результата (3) следует учесть ряд дополнительных обстоятельств. Во-первых, остаточные деформации в керамиках даже при нагрузках, соответствующих началу разрушения, являются достаточно малыми и для большинства керамик не превышают 1.5% [22]. В связи с этим можно считать, что  $U_{xx}, U_{yy}, U_{zz} \ll 1$ . Во-вторых, в фотоакустических экспериментах с керамиками изображения формируются в относительно тонком приповерхностном слое. Для фотоакустических экспериментов с частотами модуляции 100 kHz и выше глубина проникновения тепловых волн в керамику обычно не превышает  $10 \mu\text{m}$ , что заметно меньше глубины радиальных трещин. В-третьих, следует учесть, что вблизи концов радиальных трещин внутренние напряжения направлены главным образом вдоль поверхности объекта. В связи с этим в дальнейшем будем считать, что вблизи концов радиальных трещин соблюдаются условия  $U_{xx}, U_{yy} \gg U_{zz}$  (ось  $z$  направлена по нормали к поверхности). С учетом перечисленных условий выражение (3) для фотоакустического сигнала вблизи концов радиальных трещин может быть представлено в виде

$$\Delta V(\omega) = A(U_{xx} + U_{yy}), \quad (4)$$

где  $A = V_0(\omega)(\beta_0 + 3/2 - 3l)$ .

В соответствии с современными представлениями механики разрушения пластические деформации в керамиках играют незначительную роль вплоть до момента разрушения. В керамиках пластические деформации локализованы в малых областях вблизи концов трещин [16]. Области с внутренними напряжениями имеют существенно большие размеры. В связи с этим можно считать, что остаточные деформации в этих областях связаны с внутренними напряжениями законом Гука. Для интересующих нас компонент тензора остаточных деформаций и внутренних напряжений эта связь в соответствии с законом Гука дается выражениями [16]

$$U_{xx} = \frac{\sigma_{xx} - \nu\sigma_{yy}}{E}, \quad U_{yy} = \frac{\sigma_{yy} - \nu\sigma_{xx}}{E}, \quad (5)$$

где  $\nu$  — коэффициент Пуассона,  $E$  — модуль упругости,  $\sigma_{xx}$  и  $\sigma_{yy}$  — компоненты тензора напряжений.

Таким образом, в соответствии с уравнениями (4) и (5) связь фотоакустического сигнала с внутренними напряжениями определяется соотношением

$$\Delta V(\omega) = A'(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}), \quad (6)$$

где

$$A' = \frac{1 - \nu}{E} A.$$

Соотношения (4) и (6) получены с помощью выражения (3), справедливого в рамках одномерной модели [9–11]. Существенным ограничением данной модели

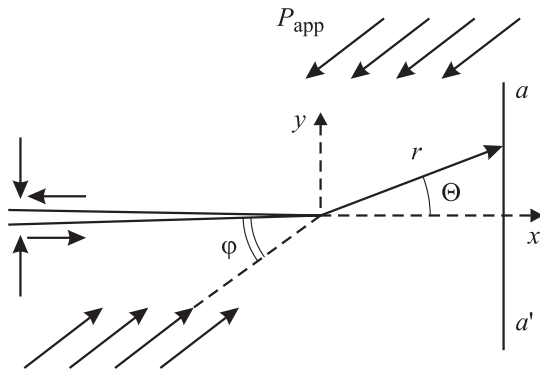


Рис. 3. Схема трещины, осей координат и направления внешней нагрузки.

является предположение о том, что генерация тепловых волн в объекте осуществляется не сфокусированным лазерным пучком, а излучением, равномерно распределенным по его поверхности. Поэтому, строго говоря, соотношения (4) и (6) неприменимы к анализу изображений, полученных фотоакустическим методом вблизи концов радиальных трещин. Однако из соображений симметрии понятно, что в условиях, когда остаточные деформации ориентированы главным образом параллельно поверхности объекта, в первом порядке теории возмущений зависимость фотоакустического сигнала от деформаций может иметь только вид, даваемый выражением (4). При этом конкретный вид коэффициента пропорциональности  $A$  остается неизвестным. Поскольку в рамках данного исследования его конкретный вид нам не нужен, то для фотоакустического сигнала вблизи концов радиальных трещин мы будем использовать выражения (4) и (6).

Из выражения (6) прежде всего следует, что зависимость фотоакустического сигнала от напряжений определяется теми же величинами, что и сигнала в случае SPATE<sup>1</sup> метода. В соответствии с результатами работы [23] SPATE сигнал также пропорционален сумме  $\sigma_{xx} + \sigma_{yy}$ , хотя он определяется совершенно другими физическими процессами. Различия в этих процессах имеют принципиальное значение для определения пространственной разрешающей способности обоих методов. Так, если пространственное разрешение SPATE метода лежит в миллиметровом диапазоне, то фотоакустический метод способен обеспечивать микронное разрешение.

Ранее уже отмечалось, что за образование фотоакустического сигнала вблизи концов вертикальных трещин в наших исследованиях ответствен тонкий приповерхностный слой образца. При проведении исследований подобного рода глубина радиальных трещин обычно существенно превышает длину возбуждаемых в образце температурных волн. Таким образом, в проводимых

нами фотоакустических экспериментах радиальные трещины приближенно можно рассматривать как плоские вертикальные трещины в толстых пластинах. Компоненты тензора напряжения  $\sigma_{xx}$  и  $\sigma_{yy}$  вблизи концов таких трещин с учетом прикладываемой к образцу внешней нагрузки (рис. 3) даются соотношениями [24]

$$\sigma_{xx} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\Theta}{2} \left( 1 - \sin \frac{\Theta}{2} \sin \frac{3\Theta}{2} \right) - \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\Theta}{2} \left( 2 + \cos \frac{\Theta}{2} \cos \frac{3\Theta}{2} \right), \quad (7a)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\Theta}{2} \left( 1 + \sin \frac{\Theta}{2} \sin \frac{3\Theta}{2} \right) + \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\Theta}{2} \cos \frac{\Theta}{2} \cos \frac{3\Theta}{2}, \quad (7b)$$

где  $K_I$  и  $K_{II}$  — коэффициенты интенсивности напряжений трещины, характеризующие ее поведение относительно нормальной и касательной к берегам трещины составляющих напряжения;  $r$  — расстояние от конца трещины до точки наблюдения;  $\Theta$  — угол между направлением трещины и направлением на точку наблюдения.

Коэффициенты интенсивности напряжений для трещин в общем случае определяются суммарным воздействием как полей остаточных напряжений, так и полей напряжений, задаваемых внешней нагрузкой. Поэтому  $K_I$  и  $K_{II}$  для рассматриваемой задачи можно представить в виде

$$K_I = K_I^{(0)} + K_I^{(1)}, \quad K_{II} = K_{II}^{(0)} + K_{II}^{(1)}, \quad (8)$$

где  $K_I^{(0)}$  и  $K_{II}^{(0)}$  — коэффициенты интенсивности напряжений трещины относительно внутренних напряжений;  $K_I^{(1)}$  и  $K_{II}^{(1)}$  — коэффициенты интенсивности напряжений, характеризующих распределение напряжений под действием внешних нагрузок.

В соответствии с равенствами (7) и (8) фотоакустический сигнал (6) вблизи концов радиальных трещин можно представить в виде

$$\Delta V(\omega) = A' \frac{2}{\sqrt{2\pi r}} \left[ \left( K_I^{(0)} + K_I^{(1)} \right) \cos \frac{\Theta}{2} - \left( K_{II}^{(0)} + K_{II}^{(1)} \right) \sin \frac{\Theta}{2} \right]. \quad (9)$$

Коэффициенты интенсивности напряжений для полей остаточных напряжений, создаваемых вблизи концов радиальных трещин при индентировании образца по Виккерсу с нагрузкой  $P$ , определяются выражениями

$$K_I^{(0)} = \chi \frac{P}{L^{3/2}}, \quad K_{II}^{(0)} = 0, \quad (10)$$

где  $\chi$  — безразмерный коэффициент, определяемый формой трещины;  $L$  — длина трещины.

<sup>1</sup> Общепринятое в англоязычной литературе сокращение от Stress Pattern Analysis by measurement of Thermal Emission.

Коэффициенты интенсивности напряжений для трещины, находящейся под воздействием внешней нагрузки, определяются величиной этой нагрузки и углом между трещиной и направлением действия нагрузки. Для случая плоских вертикальных трещин такая связь определяется равенствами [24]

$$K_I^{(1)} = K_I' \sin^2 \phi, \quad K_{II}^{(1)} = K_{II}' \sin \phi \cos \phi, \quad (11)$$

где  $\phi$  — угол между направлением трещины и направлением действия внешней нагрузки;  $K_I'$  и  $K_{II}'$  — значения коэффициентов интенсивности напряжений, характеризующие трещину и не зависящие от угла  $\phi$ .

Таким образом, с учетом равенств (9)–(11) фотоакустический пьезоэлектрический сигнал вблизи конца трещины может быть описан с помощью выражения

$$\Delta V(\omega) = A' \frac{2}{\sqrt{2\pi r}} \left[ \left( K_I^{(0)} + K_I' \sin^2 \phi \right) \cos \frac{\Theta}{2} - K_{II}' \sin \phi \cos \phi \sin \frac{\Theta}{2} \right]. \quad (12)$$

Выражение (12) описывает особенности поведения фотоакустического сигнала вблизи концов радиальных трещин с учетом внутренних и внешних напряжений, действующих на трещину. Для проверки приведенной модели формирования фотоакустического сигнала вблизи концов радиальных трещин было выполнено сравнение теоретических результатов, следующих из выражения (12), с экспериментальными данными, полученными из фотоакустических изображений мест индентации по Виккерсу в  $Al_2O_3-SiC-TiC$  керамике.

В работе [25] нами было детально проанализировано теоретическое и экспериментальное поведение фотоакустических сигналов для радиальных трещин, расположенных почти перпендикулярно или параллельно направлению действия внешней нагрузки. В этой работе было показано, что для трещин, расположенных перпендикулярно направлению действия внешней нагрузки, поведение фотоакустического сигнала соответствует случаю нормальных напряжений, а для трещин, параллельных внешней нагрузке, — случаю касательных напряжений, причем оба случая хорошо описываются выражением (12). Кроме того, в этой работе было показано, что данные фотоакустических экспериментов для  $Al_2O_3-SiC-TiC$  керамики дают хорошее количественное соответствие между коэффициентами интенсивности напряжений, определяющими воздействие на трещину внутренних и внешних напряжений.

В связи с этим в данной работе основное внимание было уделено сравнению теоретических и экспериментальных результатов для трещин, расположенных под некоторым углом относительно направления действия внешней нагрузки. С этой целью нами были получены фотоакустические изображения мест индентации по Виккерсу, для которых направления радиальных трещин заметно отличаются от направления действия внешней

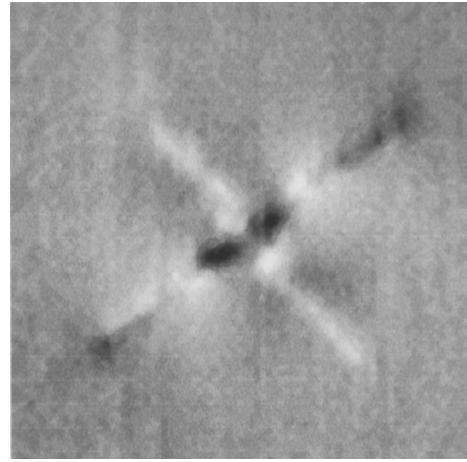
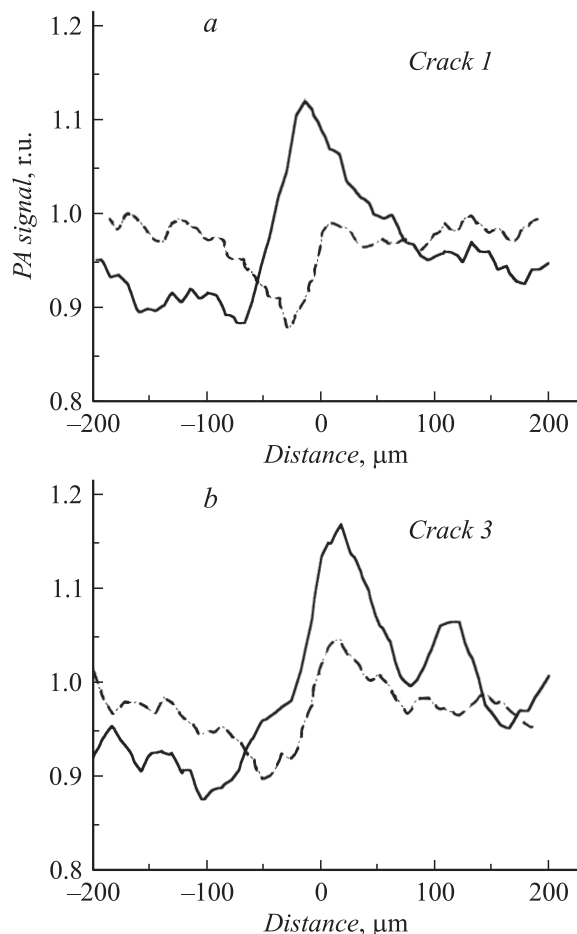


Рис. 4. Разность изображений, представленных на рис. 2 и 1.

нагрузки или перпендикулярно к нему. Фотоакустические изображения для таких мест индентации были получены как при отсутствии внешней нагрузки, так и при ее воздействии. При этом для более четкого выделения эффектов, связанных с воздействием внешней нагрузки, из изображений с нагрузкой осуществлялось вычитание изображений без нагрузки. На рис. 4 в качестве примера показано фотоакустическое изображение такого типа места индентации по Виккерсу, в котором радиальные трещины 1 и 3 расположены под углом примерно  $39^\circ$ , а трещины 2 и 4 — под углом  $47^\circ$  по отношению к внешнему напряжению. Для анализа поведения фотоакустического сигнала под воздействием нормальных и касательных напряжений нами использовался подход, предложенный в работе [25]. В этом подходе основное внимание уделяется исследованию поведения фотоакустического сигнала вдоль направлений, перпендикулярных к трещинам. Эти направления для всех радиальных трещин вблизи их концов указаны на рис. 2. Примеры поведения фотоакустического сигнала вдоль отмеченных направлений для трещин 1 и 3 в непосредственной близости от их окончаний представлены на рис. 5.

Имеющиеся экспериментальные результаты позволяют установить количественные соотношения между коэффициентами интенсивности напряжений различных типов для рассматриваемых трещин. Так, для трещины 1 хорошее соответствие между экспериментальными и теоретическими данными имеет место при отношении коэффициентов интенсивности напряжений  $K_I/K_{II} = 1.13$ , а для трещины 3 — при  $K_I/K_{II} = 1.25$ . Приведенные значения для отношений коэффициентов интенсивности напряжений показывают, что в соответствии с разработанной теоретической моделью образования фотоакустического сигнала нормальные и касательные напряжения вблизи концов данных трещин оказывают примерно одинаковое влияние на его величину.



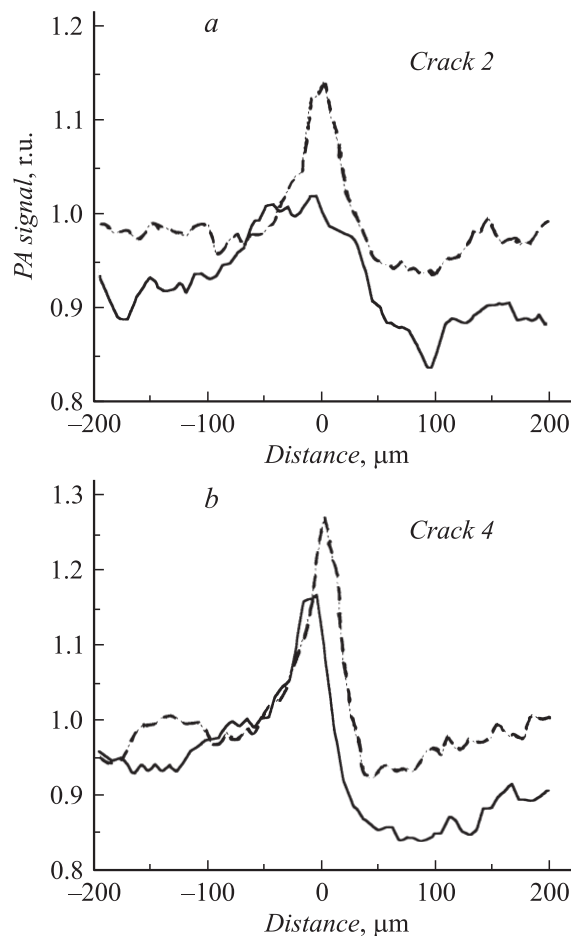
**Рис. 5.** Распределение фотоакустического сигнала вблизи конца трещины 1 (а) и 3 (б) вдоль линии, перпендикулярной направлению трещины. Сигнал нормирован на среднее значение от образца. — — для свободного образца, — — — — для образца под нагрузкой.

Знание указанных отношений для двух трещин позволяет также оценить отношение  $K'_I/K'_{II}$ , являющееся характеристикой трещины и не зависящее от угла  $\phi$ . С учетом найденных значений для отношений  $K_I/K_{II}$  и угла  $\phi$  для трещины 1 получим  $K'_I/K'_{II} = 1.36$ , а для трещины 3  $K'_I/K'_{II} = 1.54$ . Последний результат достаточно хорошо соответствует теории прямолинейных трещин в толстых пластинах [24], из которой следует точное равенство этих величин.

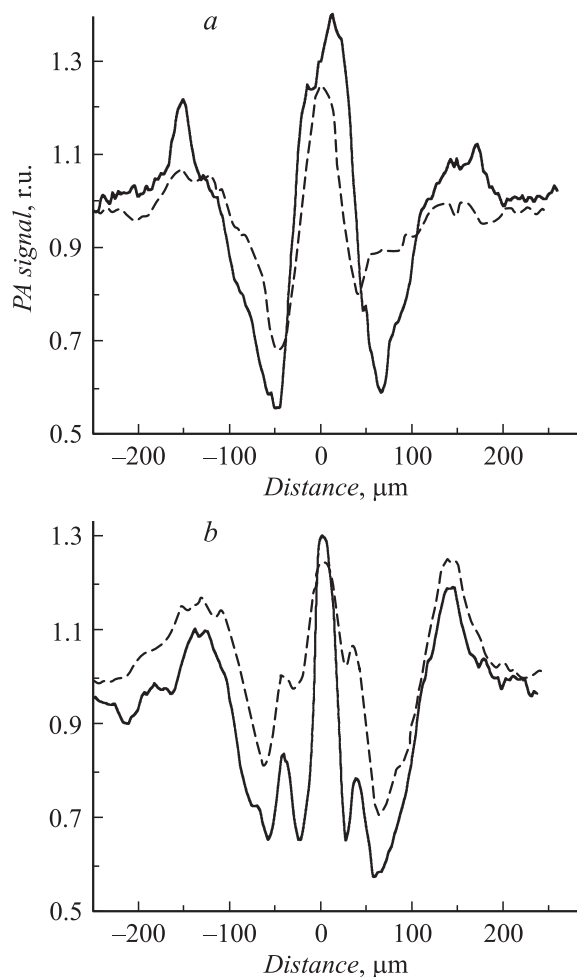
Перейдем теперь к рассмотрению ситуации с трещинами 2 и 4. Поскольку данные трещины расположены примерно под такими же углами, что и трещины 1 и 3, то и поведение фотоакустического сигнала вблизи их концов должно носить близкий характер. Вместе с тем из рис. 5 и 6 видно, что в поведении фотоакустических сигналов вблизи концов этих трещин имеются принципиальные отличия. Так, прежде всего видно, что если для трещин 1 и 3 действие внешних напряжений приводит к уменьшению фотоакустического сигнала, то

для трещин 2 и 4 — к его увеличению, причем главным образом за счет воздействия нормальной составляющей напряжения.

Сложившуюся ситуацию позволяет прояснить более детальный анализ фотоакустического изображения. Из него видно, что на границе отпечатка по Виккерсу вдоль его диагонали по направлению трещин 2 и 4 имеются две яркие области, которые отсутствуют вдоль диагонали по направлению трещин 1 и 3. Для большей наглядности поведение фотоакустического сигнала вдоль трещин 1 и 3, 2 и 4 приведено на рис. 7. На рис. 7 положение максимальных значений фотоакустического сигнала в этих областях отмечено стрелками. Причем в соответствии с рис. 7 наблюдается существенное изменение яркости этих областей при изменении внешней нагрузки. Поведение фотоакустического сигнала подобного рода свидетельствует о том, что под действием внешнего сжимающего напряжения происходит частичное закрытие трещин и в указанных областях ее берега смыкаются. В результате внутри трещины на отдельных участках, на которых ее берега налегают друг на друга, могут образовываться своеобразные „мостики“. Подобного рода явление в керамиках ранее отмечалось и исследовалось в целом ряде работ [26–28]. Эффект налегания



**Рис. 6.** То же, что на рис. 5, для трещин 2 (а) и 4 (б).



**Рис. 7.** Распределение фотоакустического сигнала вдоль трещин 1,3 (а) и 2,4 (б). — — для свободного образца, - - - - для образца под нагрузкой.

берегов трещин существенно усложняет ситуацию и не может быть полностью учтен в рамках предложенной модели. Он приводит к перераспределению напряжений вблизи трещины. Однако в первом приближении эффект налегания берегов в отдельной области трещины может рассматриваться как уменьшение ее эффективной длины. В соответствии с выражением (10) уменьшение длины трещины способствует увеличению нормальных напряжений вблизи ее концов. В нашем случае имеет место уменьшение длины трещины примерно вдвое, что соответствует величине наблюдаемого эффекта.

Таким образом, предложенная в работе теоретическая модель образования фотоакустического пьезоэлектрического сигнала хорошо объясняет особенности его поведения вблизи концов радиальных трещин. Она воспроизводит особенности изменений полей внутренних напряжений вблизи концов радиальных трещин как под действием нормальных, так и касательных внешних напряжений. Полученные результаты показывают возможность использования фотоакустического пьезоэлектри-

ческого метода для изучения распределений внутренних напряжений вблизи приповерхностных трещин в керамиках. При этом результаты, получаемые с помощью фотоакустического метода при приложении внешней нагрузки к образцу, могут быть использованы для выяснения особенностей поведения трещин под действием внешней нагрузки и получения информации о коэффициентах интенсивности напряжений вблизи концов трещин.

В заключение авторы выражают благодарность U.S. Civillian Reserch and Development Foundation (CRDF) за поддержку данной работы в рамках гранта RP1-2366-ST-02 и РФФИ.

## Список литературы

- [1] Гусев В.Е., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.
- [2] Лямшев Л.М. Радиационная акустика. М.: Наука, 1996. 304 с..
- [3] Kasai M., Sawada T. // Photoacoustic and Photothermal Phenomena II. Springer Series in Optical Sciences. Springer Verlag, 1990. Vol. 62. P. 33–36.
- [4] Cantrell J.H., Qian M., Ravichandran M.V., Knowles K.W. // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 57. N 18. P. 1870–1872.
- [5] Zhang H., Gissinger S., Weides G., Netzelmann U. // J. de Physique. 1994. C7. Vol. 4. P. 603–606.
- [6] Burbelo R.M., Gulyaev A.L., Robur L.I., Zhabitenko M.K., Atamanenko B.A., Kryl Ya.A. // J. de Physique. 1994. C7. Vol. 4. P. 311–314.
- [7] Rose D.N., Bryk D.C., Arutunian G., Dumar J.E., Slavin M.J. // J. de Physique. IV. 1994. C7. Vol. 4. P. 599–602.
- [8] Burbelo R.M., Zhabitenko M.K. // Progress in Natural Science. London and Washington: Taylor & Francis, 1996. Suppl. Vol. 6. P. 720–723.
- [9] Jiang F., Kojima S., Zhang B., Yin Q. // Jap. J. Appl. Phys. 1998. Vol. 37. Pt 1. N 5B. P. 3128–3131.
- [10] Муратиков К.Л., Глазов А.Л., Роуз Д.Н., Думар Д.Е. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 5. С. 44–52.
- [11] Муратиков К.Л. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 13. С. 82–88.
- [12] Muratikov K.L. // Proc. 10<sup>th</sup> Intern. Conf. „Photoacoustic and Photothermal Phenomena“. 10 ICPPP. (AIP Conference Proc. N 463). Rome, 1998. P. 478–480.
- [13] Муратиков К.Л. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 7. С. 59–63.
- [14] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 246 с.
- [15] Лурье А.И. Нелинейная теория упругости. М.: Наука, 1980. 512 с.
- [16] Lawn B.R., Wishaw T.R. Fracture of Brittle Solids Cambridge: Cambridge University Press, 1975. 204 p.
- [17] Муратиков К.Л., Глазов А.Л., Роуз Д.Н., Думар Д.Е. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 9. С. 48–57.
- [18] Cook R.F., Pharr G.M. // J. Am. Ceram. Soc. 1990. Vol. 73. N 4. P. 787–817.
- [19] Muratikov K.L., Glazov A.L., Rose D.N., Dumar J.E. // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 88. N 5. P. 2948–2955.
- [20] Муратиков К.Л., Глазов А.Л., Николаев В.И., Роуз Д.Н., Думар Д.Е. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 12. С. 33–41.

- [21] *Muratikov K.L., Glazov A.L., Rose D.N., Dumar J.E.* // Proc. 4<sup>th</sup> Intern. Congress on Thermal Stresses. Thermal Stresses'01. Osaka, 2001. P. 85–88.
- [22] *Mackin T.J., Purcell T.E.* // Exp. Techniques. 1996. Vol. 20. N 2. P. 15–20.
- [23] *Stanley P., Dulieu-Smith J.M.* // Exp. Techniques. 1996. Vol. 20. N 2. P. 21–23.
- [24] *Седов Л.М.* Механика сплошной среды. М.: Наука, 1970. 568 с.
- [25] *Муратиков К.Л., Глазов А.Л., Роуз Д.Н., Думар Д.Е.* // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 9. С. 48–57.
- [26] *Bennison S.J., Lawn B.R.* // Acta Metall. 1989. Vol. 37. N 10. P. 2659–2671.
- [27] *Swanson P.L., Fairbank C.J., Lawn B.R., Mai Y.W., Hockey B.J.* // A. Am. Ceram. Soc. 1987. Vol. 70. N 4. P. 279–289.
- [28] *Li C.W., Lee D.J., Lui S.C.* // J. Am. Ceram. Soc. 1992. Vol. 75. N 7. P. 1777–1785.