

01;05;07;08;12

Теоретическое и экспериментальное исследование фотоакустического и электронно-акустического эффектов в твердых телах с внутренними напряжениями

© К.Л. Муратиков, А.Л. Глазов

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

(Поступило в Редакцию 27 августа 1999 г.)

Представлены результаты теоретического и экспериментального исследования фотоакустического и электронно-акустического эффектов в твердых телах с внутренними напряжениями. В теоретической части разработан подход к описанию указанных эффектов на основе обобщенного представления термоупругой энергии твердого тела с внутренними напряжениями и нелинейной модели Мурнагана для упругой части его энергии. Приведены результаты исследования объектов с внутренними напряжениями в рамках комплексного экспериментального подхода, включающего использование методов оптической дефлекционной, термоволновой и фотоакустической микроскопии с пьезоэлектрическим способом регистрации сигнала. Показано, что подобный подход позволяет контролировать расположение деформированных областей поверхности объекта, а также оценивать степень влияния внутренних напряжений на его теплофизические и термоупругие параметры. Приведены результаты применения данного подхода к изучению зон вдавливания по Викарсу в керамике нитрида кремния.

Внутренние напряжения способны существенным образом изменять свойства материалов [1]. В связи с этим развитию методов их регистрации в различных материалах уделяется большое внимание. В настоящее время для решения данной задачи используется целый ряд методов. К ним в первую очередь можно отнести оптический [2], ультразвуковой [3], дифракции рентгеновских лучей [4] и нейтронов [5,6], магнитный [7,8], рамановской спектроскопии [9,10], механолюминесценции [11], регистрации теплового излучения при поглощении исследуемым объектом ультразвуковых колебаний [12], а также методы, основанные на использовании голографической интерферометрии [13–15]. Перечисленные методы продемонстрировали свою высокую эффективность при решении задачи регистрации внутренних напряжений в объектах различного рода. Вместе с тем большинству из них присущи серьезные ограничения, обусловленные природой используемых в них физических процессов. В приведенном списке исключение составляют лишь два последних метода, основанных на достаточно общих физических принципах и применимых к широкому кругу объектов. Однако для этих методов характерна относительно невысокая пространственная разрешающая способность. В связи с этим в последнее время серьезное внимание уделяется исследованию возможности использования фотоакустических [16–26] и электронно-акустических [27–30] эффектов для детектирования механических напряжений в твердых телах. Следует отметить, что при использовании обоих эффектов решающим моментом является преобразование энергии оптического излучения или электронного пучка в тепловую с последующей ее трансформацией в акустическую вследствие термоупругого эффекта. Поэтому при рассмотрении фотоакустического и электронно-

акустического эффектов можно отвлечься от деталей взаимодействия оптического излучения и электронного пучка с веществом и фактически ограничиться в обоих случаях рассмотрением термоупругого механизма генерации акустических колебаний в твердотельных объектах. Важным достоинством термоупругого механизма генерации звука является его универсальность [31]. В связи с этим можно считать, что фотоакустический и электронно-акустический методы регистрации внутренних напряжений также принципиально принадлежат к немногочисленной группе универсальных методов, позволяющей детектировать внутренние механические напряжения в объектах различной природы.

К настоящему времени уже получен ряд экспериментальных данных, подтверждающих такую возможность. Так, в работах [16–17,20,21,28,30] представлены экспериментальные результаты, подтверждающие возможность использования фотоакустического и электронно-акустического эффектов для обнаружения внутренних напряжений в металлах, а в работах [17–19,22–25,27] — в керамиках. Предложены также и теоретические модели возможного влияния внутренних напряжений на фотоакустический и электронно-акустический сигналы. Так, в работе [20] предложена модель образования фотоакустического и электронно-акустического сигналов, существенным образом связывающая их зависимость от механических напряжений с зависимостью от них теплофизических параметров материала. В работах [26,32] произведен анализ фотоакустического и электронно-акустического эффектов в рамках нелинейной механической модели твердого тела с учетом возможного влияния внутренних напряжений на термоупругую составляющую энергии твердого тела. Последняя модель дает правильные оценки для нелинейных механических

и акустических параметров твердых тел и позволяет объяснить фотоакустический и электронно-акустический эффекты в керамиках с внутренними напряжениями, для которых экспериментально не наблюдалось сильного влияния внутренних напряжений на теплофизические параметры [22–25]. В связи с этим основной целью данной работы является дальнейшее теоретическое и экспериментальное изучение фотоакустического и электронно-акустического эффектов в твердых телах с внутренними напряжениями.

Экспериментальное изучение вопроса о влиянии внутренних напряжений на фотоакустический и электронно-акустический эффекты представляет существенные трудности. Они связаны главным образом с необходимостью контролировать в ходе экспериментов целый ряд различных характеристик объекта. К ним в первую очередь следует отнести независимый контроль теплофизических, упругих и термоупругих параметров объекта. Кроме того, при подобных экспериментах весьма полезной оказывается информация о характере рельефа поверхности объекта, поскольку она позволяет фиксировать расположение деформированных зон образца и тем самым контролировать расположение областей с внутренними напряжениями.

Перейдем к более детальному рассмотрению вопроса. Начнем с анализа теории рассматриваемых явлений. В работах [20,26,32,33] в целом были сформулированы основные положения теории фотоакустического и электронно-акустического эффектов в твердых телах с внутренними напряжениями. При этом в работах [26,32,33] была учтена возможная зависимость термоупругой энергии твердого тела от деформации. Выбор этой зависимости производился на основе результатов теоретического анализа влияния деформаций на коэффициент теплового расширения твердых тел [34]. Вместе с тем из общих соображений зависимость термоупругой энергии тела от деформации может быть представлена в несколько более общей форме, учитывающей возможное влияние на нее изменений объема тела при деформировании. Такое обобщенное представление термоупругой энергии используется в данной работе. При подобном подходе плотность термоупругой энергии тела с точностью до членов первого порядка по тензору деформации, обусловленной воздействием оптического излучения или электронного пучка, может быть представлена в форме

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

где $\gamma_{ik} = \gamma_0[(1 + \beta_0 U_{ll})\delta_{ik} + \beta_1 U_{ik}]$, γ_0 — коэффициент термоупругой связи для недеформированного тела; β_0 и β_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_0 — температура окружающей среды.

Отметим, что при $\beta_0 = 0$ равенство (1) переходит в выражение для плотности термоупругой энергии, использованное в работах [26,32,33], а при $\beta_0 = \beta_1 = 0$ — для плотности термоупругой энергии изотропного твердого тела без внутренних напряжений [35].

Для определения плотности упругой энергии деформируемого твердого тела с учетом нелинейных эффектов при деформации может быть использована модель Мурнагана [36]. 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 λ и μ — коэффициенты Ламэ; l, m, n — постоянные Мурнагана; $I_1 = u_{kk}$;

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

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

Знание плотностей энергии твердого тела позволяет написать уравнение движения элементов тела. В рамках нелинейной механики [37] оно может быть представлено в виде

$$\frac{\partial P_{ik}}{\partial x_k} = \rho_0 \Delta \ddot{u}_i, \quad (3)$$

где $P_{ik} = \frac{\partial X_i}{\partial x_m} t_{km}$ — тензор Пиолы–Кирхгофа; t_{km} — тензор напряжений, связанный с плотностью внутренней энергии тела $W = W_E + W_T$ соотношением $t_{km} = \partial W / \partial u_{km}$; X_i — координаты точек деформированного тела; x_i — координаты тела в исходном недеформированном состоянии; ρ_0 — плотность тела в начальном состоянии.

Отметим, что координаты точек деформированного и недеформированного тела для рассматриваемой задачи связаны соотношением

$$X_i(x_1, x_2, x_3, t) = x_i + U_i(x_1, x_2, x_3) + \Delta u_i(x_1, x_2, x_3, t), \quad (4)$$

где U_i — компоненты вектора начальной деформации тела; Δu_i — компоненты вектора деформации, обусловленной воздействием на тело оптического излучения или электронного пучка и накладывающейся на начальную деформацию.

Дальнейшее описание задачи зависит от выбранной системы координат x_i или X_i , о которых говорят как о лагранжевых или эйлеровых координатах тела соответственно [38]. В рамках рассматриваемой задачи уравнение (3) задано в лагранжевом представлении, поэтому дальнейшее рассмотрение будет производиться именно в этом представлении. Дальнейшее решение задачи зависит также от геометрии расположения оптического излучения или электронного пучка и объекта. В данной работе для определенности геометрию задачи будем считать такой, как представлена на рис. 1.

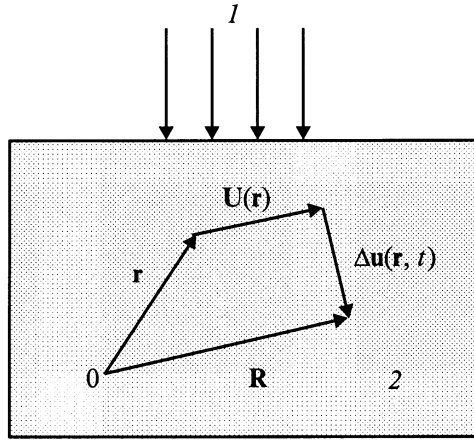


Рис. 1. Геометрия расположения образца: 1 — возбуждающее излучение или электронный пучок, 2 — образец.

В общей постановке задача генерации акустических колебаний нестационарным оптическим или электронным пучком в рамках теории термоупругости не ограничивается сформулированными положениями. К ним необходимо добавить уравнения, описывающие распространение в твердом теле нестационарных тепловых потоков. Это уравнение в принципе может быть получено способом, изложенным, например, в [35]. Однако в [35] его вывод приведен в рамках линейной теории упругости. В нелинейной теории упругости необходимо более точно учитывать различие параметров деформированного и недеформированного объектов. Поэтому приведем кратко вывод уравнения теплопроводности для рассматриваемой задачи в рамках нелинейной теории упругости.

В соответствии с [35] скорость генерации или поглощения тепла в единице объема связана с плотностью энтропии S соотношением $T \partial S / \partial t$. Поэтому для произвольного элемента объема деформированного тела справедливо уравнение

$$\int dV T \frac{\partial S}{\partial t} = - \int dV \operatorname{div} \mathbf{Q} + \int dV w, \quad (5)$$

где \mathbf{Q} — вектор плотности потока тепла в твердом теле с начальными деформациями; w — плотность энергии, выделяющейся в теле за счет действия внешних источников (оптического излучения или электронного пучка).

Плотность энтропии деформированного тела с учетом воздействия оптического или электронного возбуждения может быть представлена в виде

$$S(\mathbf{R}, T, t) = S_0(\mathbf{U}, T) + \Delta S(\mathbf{R}, T, t), \quad (6)$$

где векторы \mathbf{R} и \mathbf{U} определяются компонентами (X_1, X_2, X_3) и (U_1, U_2, U_3) соответственно; $S_0(\mathbf{U}, T)$ — плотность энтропии тела с начальной деформацией; $\Delta S(\mathbf{R}, T, t)$ — изменение плотности энтропии тела, обусловленное внешним возбуждающим воздействием.

Плотность термоупругой энергии тела (1) по своему термодинамическому смыслу представляет собой изменение плотности его свободной энергии ΔF . Поэтому изменение энтропии ΔS может быть найдено с помощью соотношений

$$\Delta S = - \frac{\partial \Delta F}{\partial T} = - \frac{\partial W_T}{\partial T} = \gamma_{ik} \Delta u_{ik}, \quad (7)$$

где $\Delta u_{ik} = u_{ik} - U_{ik}$.

Плотность энтропии S_0 тела с начальной деформацией при заданном его объеме связана с температурой выражением

$$S_0 = \rho C_V \ln T, \quad (8)$$

где C_V — теплоемкость тела с начальной деформацией.

Для перехода в уравнении (5) к координатам недеформированного тела можно воспользоваться соотношением $\rho dV = \rho_0 dV_0$ [38] (dV_0 — элемент объема тела в недеформированном состоянии). Кроме того, необходимо использовать связь [39] между интегралами по объему для тепловых потоков деформированного и недеформированного тела

$$\int dV \operatorname{div} \mathbf{Q} = \int dV_0 \operatorname{div} \mathbf{q}, \quad (9)$$

где \mathbf{q} — вектор плотности потока тепла, отнесенного к единице площади недеформированного тела.

Компоненты потока тепла \mathbf{q} в твердом теле с начальными деформациями могут быть заданы в форме [39]

$$q_i = -K_{ik} \frac{\partial T}{\partial x_k}, \quad (10)$$

где K_{ik} — тензор теплопроводности тела с начальными деформациями.

Следует отметить, что в соответствии с полевыми теориями нелинейной механики [20,39] тензор теплопроводности K_{ik} в общем случае имеет структуру

$$K_{ik} = (K_0 \delta_{ik} + K_1 U_{ik} + K_2 U_{il} U_{lk}), \quad (11)$$

где величины K_0 , K_1 и K_2 должны рассматриваться как скалярные функции от трех инвариантов тензора начальной деформации, температуры, свертки ее первых производных по координатам с тензором начальной деформации [20,39].

С помощью уравнений (5)–(10), а также указанных правил можно получить уравнение теплопроводности для тела с начальными деформациями в исходной координатной системе, т.е. в представлении Лагранжа. На основании сформулированных результатов из (5) оно может быть получено в виде

$$\begin{aligned} \rho_0 c_v \frac{\partial \Delta T}{\partial t} + \gamma_0 T \frac{\rho_0}{\rho} [(1 + \beta_0 U_{pp}) \delta_{ik} + \beta_1 U_{ik}] \frac{\partial \Delta u_{ik}}{\partial t} \\ = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K_{ik} \frac{\partial \Delta T}{\partial x_k} \right) + \frac{\rho_0}{\rho} W. \end{aligned} \quad (12)$$

Отметим, что все величины в уравнении (12) предполагаются выраженными в лагранжевых координатах, соответствующих положению точек недеформированного тела. Влияние деформаций на теплоемкость твердых тел обычно мало и обсуждается в работе [40]. Во втором члене левой части уравнения (12) деформации Δu_i в данной работе считаются малыми величинами. Поэтому, ограничиваясь в нем величинами первого порядка малости, можно положить $T \cong T_0$. Плотность ρ в уравнении (12) с точностью до членов первого порядка малости по начальным деформациям тела может быть определена с помощью равенства $\rho \cong (1 - U_{ii})\rho_0$. Если в уравнении (12) положить $\beta_0 = \beta_1 = 0$, $\rho = \rho_0$, $K_{ik} = K\delta_{ik}$, то оно переходит в хорошо известное уравнение теплопроводности для изотропных тел [35].

Второй член в левой части уравнения (12) описывает дилатационные процессы в твердом теле при деформации. Они играют важную роль в процессах эмиссии инфракрасного излучения твердыми телами при деформации [12], но обычно оказывают малое влияние на фотоакустические и электронно-акустические эффекты в них. Поэтому при рассмотрении фотоакустических и электронно-акустических процессов в твердых телах этот член обычно не учитывается.

В соответствии со сформулированными условиями определение тепловых потоков в общем случае представляет сложную математическую задачу. Ее дальнейшее упрощение может производиться на основе дополнительных экспериментальных данных, касающихся поведения теплофизических свойств материала при воздействии на него механических напряжений. Так, в работах [22–25] для керамики нитрида кремния с использованием нескольких фототермических методов было показано, что остаточные напряжения слабо влияют на ее теплофизические свойства.

В данной работе исследования влияния внутренних напряжений на фотоакустический эффект ограничиваются только случаем керамики нитрида кремния. Поэтому в соответствии с экспериментальными результатами работ [22–25] будем считать, что появление в объекте внутренних напряжений не приводит к заметным изменениям теплофизических параметров. Кроме того, будем считать, что возбуждающее излучение промодулировано во времени по гармоническому закону и поверхность образца освещается равномерно. Тогда при поверхностном характере поглощения излучения образцом, нестационарная составляющая температуры внутри него будет определяться выражением

$$\Delta T(z, t) = \Delta T_s e^{-\sigma z + i\omega t}, \quad (13)$$

где $\sigma = (1 + i)\sqrt{\omega/2\kappa}$, κ — температуропроводность образца, ΔT_s — амплитуда колебаний температуры поверхности образца, ω — круговая частота модуляции возбуждающего излучения.

Знание распределения температуры в образце позволяет найти с помощью уравнения (3) смещения поверхности образца под действием возбуждающего излучения и найти фотоакустический сигнал, регистрируемый пьезоэлектрическим способом. Подробная схема подобных расчетов приведена в работах [26,32,33]. Поэтому, не останавливаясь на деталях вычислений, приведем сразу окончательный результат для фотоакустического сигнала с пьезоэлектрическим способом регистрации для случая, когда термоупругая энергия образца определяется выражением (1). Тогда для фотоакустического сигнала $V(\omega)$ для объекта с однородными начальными деформациями $U_i = A^{(i)}x_i$ ($A^{(i)}$ — произвольные коэффициенты, характеризующие деформацию в различных направлениях) получим следующий результат:

$$V(\omega) = V_0(\omega) \frac{1 + \beta_0 U_{pp} + \beta_1 U_{33}}{\sqrt{1 + A^3 [1 + 2U_{pp} + (4m' + n')U_{33}]^{3/2}}}, \quad (14)$$

где $V_0(\omega)$ — фотоакустический пьезоэлектрический сигнал от объекта при отсутствии начальных деформаций [41];

$$l' = \frac{l}{\rho_0 c_l^2}, \quad m' = \frac{m}{\rho_0 c_l^2}, \quad n' = \frac{n}{\rho_0 c_l^2}, \quad c_l = \sqrt{\frac{3K + 4\mu}{3\rho_0}}.$$

Выражение (14) показывает, что зависимость фотоакустического пьезоэлектрического сигнала от внутренних напряжений оказывается обусловленной нелинейными упругими и термоупругими свойствами среды. При выводе выражения (14) не делалось каких-либо специальных предположений о характере взаимодействия излучения с веществом, поэтому этот результат справедлив и для электронно-акустического сигнала при условии, что он обусловлен термоупругим механизмом. Отметим, что при $\beta_1 = 0$ выражение (14) переходит в соответствующий результат для фотоакустического сигнала, полученный в работах [26,32,33].

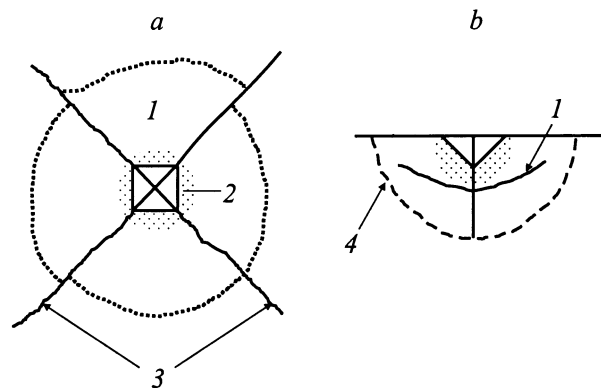


Рис. 2. Схема отпечатка и системы трещин в керамике: 1 — подповерхностные горизонтальные трещины, 2 — зона пластической деформации, 3 — радиальные трещины, 4 — подповерхностные медиальные трещины; а — вид сверху, б — сечение.

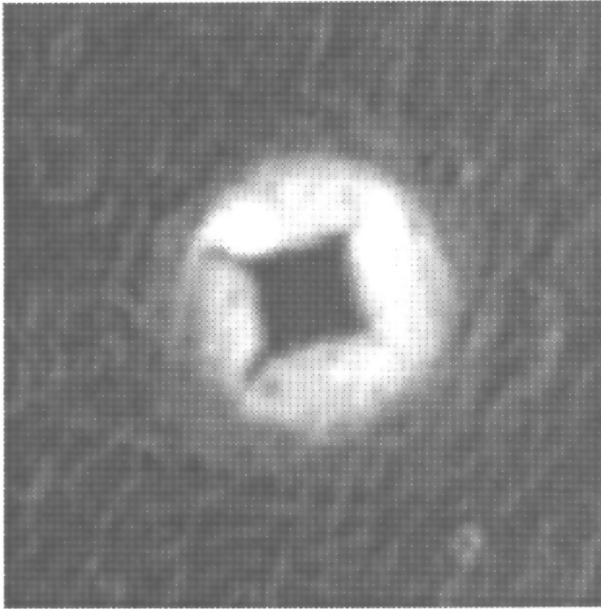


Рис. 3. Дефлекционное оптическое изображение области керамики нитрида кремния вблизи зоны вдавливания по Виккерсу. Нагрузка 98 N. Размер изображения $500 \times 500 \mu\text{m}$.

В экспериментальной части данной работы исследовалась керамика нитрида кремния. Основная особенность экспериментального подхода состоит в использовании нескольких фототермических и фотоакустических методов в сочетании с оптическим дефлекционным методом [42]. Подобный подход позволяет независимым образом контролировать теплофизические, упругие и термоупругие параметры объекта. В свою очередь оптический дефлекционный метод оказывается весьма полезным для определения рельефа поверхности объекта и, в частности, положения пластически деформированных областей.

Экспериментальное исследование воздействия внутренних напряжений на теплофизические и упругие параметры материалов в данной работе производилось на образцах керамики нитрида кремния, вдавленных по методу Виккерса. Метод вдавливания по Виккерсу является одним из наиболее надежных и воспроизводимых методов создания в образцах напряжений и трещин [43]. Общая структура области, образующейся в керамике вблизи места вдавливания по Виккерсу, представлена на рис. 2. Результаты фотодифракционных и фоторефлексионных измерений, а также полученные этими методами термоволновые изображения зон вдавливания по Виккерсу в керамике нитрида кремния были подробно изложены ранее [22–25]. Поэтому в данной работе приведены только оптические дефлекционные изображения участков, расположенных вблизи мест вдавливания по Виккерсу. Типичный пример подобного рода изображений представлен на рис. 3. В соответствии с полученными изображениями максимальная деформация поверх-

ности достигалась непосредственно в зоне пластической деформации вблизи места вдавливания. Например, для нагрузки вдавливания 196 N она составляла $3\text{--}4 \mu\text{m}$. Что касается изменений рельефа поверхности керамики вдали от места вдавливания, то они связаны с деформацией поверхности в результате образования в керамике боковых подповерхностных трещин при вдавливании по Виккерсу [43].

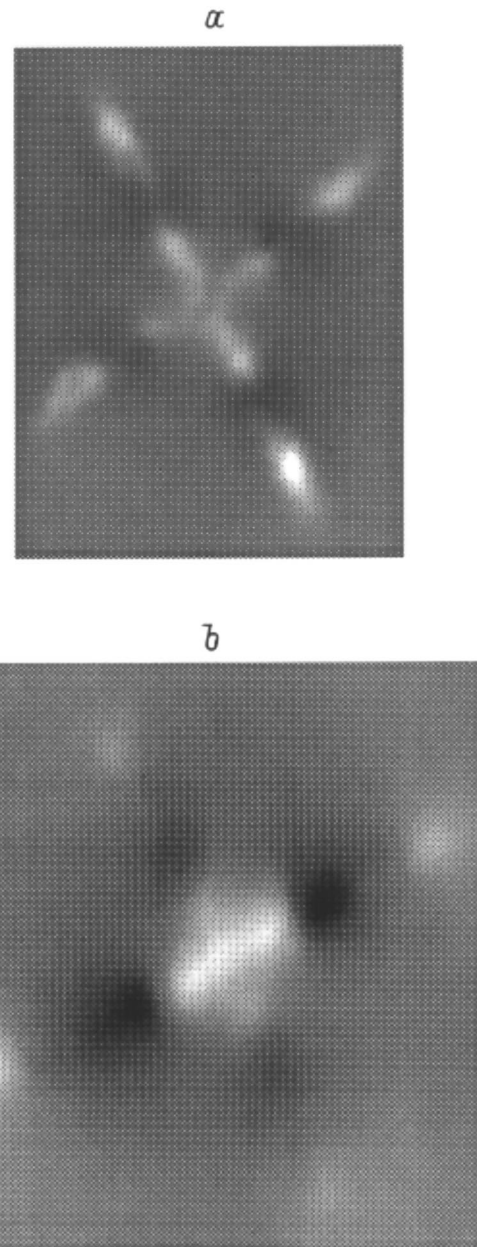


Рис. 4. Область керамики нитрида кремния вблизи зоны вдавливания по Виккерсу. Изображение получено фотоакустическим методом с пьезоэлектрическим способом регистрации сигнала. Нагрузка 98 N. Частота модуляции возбуждающего излучения 113 kHz. *a* — старый отпечаток, размер изображения $240 \times 320 \mu\text{m}$; *b* — новый отпечаток, размер изображения $380 \times 400 \mu\text{m}$.

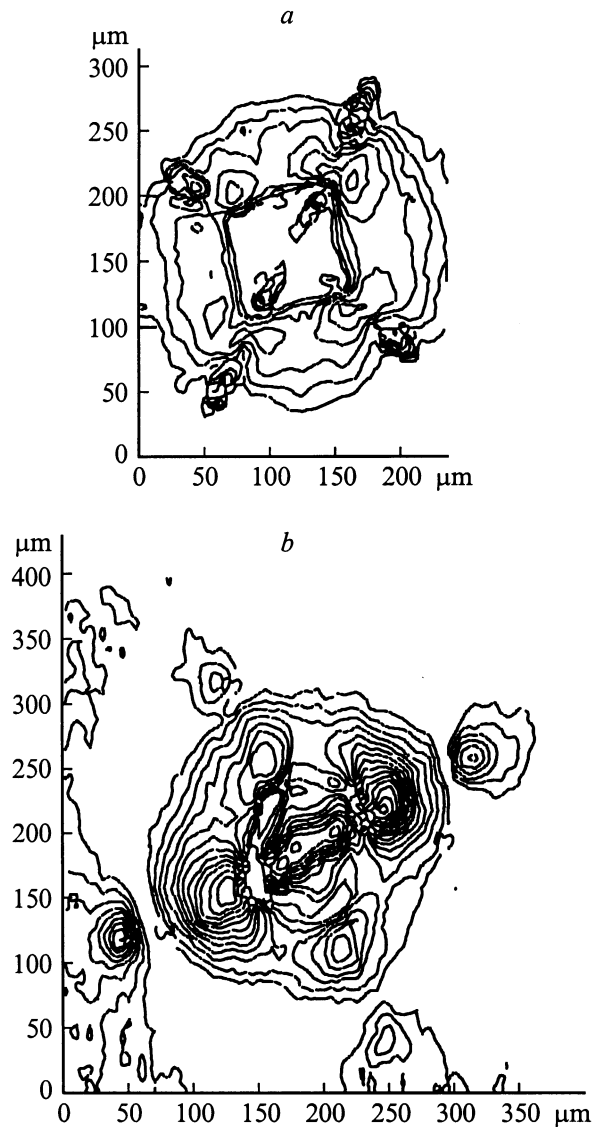


Рис. 5. Наложение двух изображений области керамики нитрида кремния вблизи зоны вдавливания по Виккерсу, полученных фотоакустическим и оптическим методами и представленных в виде топограмм. *a* и *b* — то же, что и на рис. 4.

В данной работе были проведены детальные исследования зон вдавливания фотоакустическим методом с пьезоэлектрическим способом регистрации сигнала. В частности, были проведены исследования как старых, возрастом около пяти лет, так и новых, сделанных за несколько дней до измерений, зон вдавливания. На рис. 4 показаны изображения старых и новых зон вдавливания по Виккерсу, полученные фотоакустическим методом. Прежде всего следует отметить, что полученные изображения по структуре оказались очень близкими к изображениям, полученным на вдавленных по Виккерсу керамиках электронно-акустическим методом [27]. Данный результат подтверждает теоретический вывод о совпадении механизмов образования фотоакустического и электронно-акустического сигналов.

Вместе с тем следует подчеркнуть заметное различие в структуре фотоакустических изображений старых и новых зон вдавливания. Это различие становится особенно отчетливым, если наложить соответствующие фотоакустические и оптические дефлекционные изображения, построенные в виде топограмм. Примеры подобного рода наложенных изображений представлены на рис. 5. Из них видно, что для новых вдавливаний области с максимальными значениями фотоакустических сигналов находятся вблизи концов радиальных трещин. Для старых вдавливаний области с максимальными значениями фотоакустических сигналов находятся заметно ближе к его центру и примерно соответствуют месту пересечения радиальных и подповерхностных боковых трещин. Следует также отметить, что и сами значения фотоакустических сигналов в максимуме в последнем случае оказываются несколько больше.

Объяснение подобного рода особенностей, по-видимому, может состоять в том, что со временем происходит постепенная релаксация напряжений вблизи концов радиальных трещин. Вместе с тем вблизи места пересечения радиальных трещин с подповерхностными боковыми происходит постепенное развитие последних с их приближением к поверхности. Это обстоятельство хорошо коррелирует с известным для керамики нитрида кремния результатом о том, что под действием механических напряжений в ее объеме практически не происходит перемещений дислокаций и вместе с тем может наблюдаться заметное их перемещение вдоль поверхностей разрушения [44].

Для более детального анализа этого вопроса был исследован характер поведения максимального значения фотоакустического сигнала (ФАС) вблизи концов трещин обоих типов от нагрузки вдавливания. Результаты подобных измерений показаны на рис. 6. Из них видно,

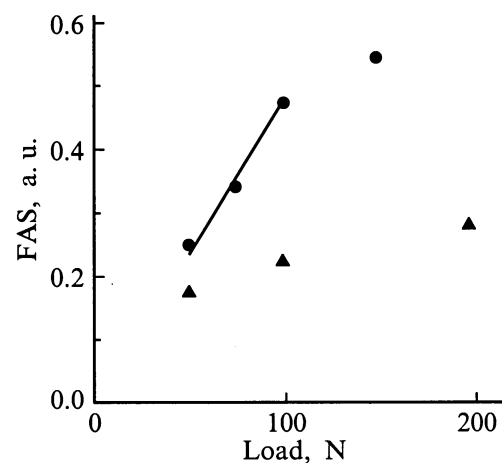


Рис. 6. Поведение максимальной величины ФАС с пьезоэлектрическим способом регистрации в зависимости от величины нагрузки. Частота модуляции возбуждающего излучения 98 kHz. ● — для старых вдавливаний по Виккерсу. ▲ — для новых вдавливаний по Виккерсу.

что с увеличением нагрузки вначале происходит рост фотоакустического сигнала, а затем наблюдается его постепенное насыщение. Подобное поведение фотоакустического сигнала может быть связано с тем, что увеличение длины трещины способствует росту напряжения на его концах [45]. Поэтому при определенной нагрузке вдавливания напряжение на концах трещин достигает предельного значения, соответствующего пределу прочности материала. После этого дальнейший рост напряжения становится невозможным и происходит насыщение фотоакустического сигнала.

Выражение (14) и представленные на рис. 6 данные позволяют получить оценку для верхней границы значений параметров β_0 , β_1 , l , m , n . При этом следует учесть, что максимальные возможные деформации в современных керамиках, не приводящие к их разрушению, удовлетворяют условию $U_{\max} \leq 1\%$ [46]. Тогда для объяснения изменений фотоакустического сигнала на уровне 10% в соответствии с выражением (14) следует считать, что $\beta_0 \cong \beta_1 \cong 10$ и $l, m, n \leq 10\rho_0 c_1^2$. В работе [34] для коэффициента β была получена теоретическая оценка, дающая для него значение порядка единицы. Однако в этой работе рассматривался случай только металлов. Что касается величин l, m, n , то полученные для них значения на основании оценок с помощью выражения (14) лежат в правильном диапазоне параметров Мурнагана [36]. Вместе с тем выражение (14) позволяет качественно объяснить и различие в величинах фотоакустических сигналов, наблюдаемое вблизи концов радиальных и подповерхностных боковых трещин. Так, в случае подповерхностных боковых трещин основной компонентой тензора деформации, дающей вклад в фотоакустический сигнал, является компонента U_{33} . В случае радиальных трещин основные деформации вблизи их концов связаны с U_{11} , U_{22} . Деформации U_{11} , U_{22} приводят также и к деформациям типа U_{33} , но их связь осуществляется через коэффициент Пуассона. Коэффициент Пуассона для керамики нитрида кремния примерно равен 0.26 [44]. Поэтому в соответствии с выражением (14) деформации вблизи концов радиальных трещин оказывают несколько меньшее влияние на фотоакустический сигнал по сравнению со случаем подповерхностных боковых трещин.

Таким образом, приведенные теоретические и экспериментальные результаты показывают, что фотоакустические и электронно-акустические эффекты в твердых телах с внутренними напряжениями могут быть описаны в рамках нелинейной теории упругости и термоупругости. При этом важным достоинством фотоакустического и электронно-акустического методов регистрации внутренних напряжений является их универсальность, поскольку в соответствии с представленной теорией их чувствительность к внутренним напряжениям основывается на общих линейных упругих свойствах твердых тел.

Список литературы

- [1] Биргер И.А. Остаточные напряжения. М.: МАШГИЗ, 1963. 232 с.
- [2] Александров А.Я., Ахметаянов М.Х. Поляризационно-оптические методы механики деформируемого тела. М.: Наука, 1974. 576 с.
- [3] Pao Y.H., Sachse W. // Physical Acoustics. XVII. Academic Press, 1984. P. 61–143.
- [4] Eigenmann B., Scholtes B., Macherauch E. // Materials and Sci. Eng. 1989. Vol. A118. P. 1–17.
- [5] Daymond M.R., Bourke M.A.M., Von Dreele R.B. et al. // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 82. N 4. P. 1554–1562.
- [6] Ceretti M., Braham C., Lebrun J.L. et al. // Exp. Techniques. 1996. Vol. 20. N 3. P. 14–18.
- [7] Горкунов Э.С., Тартачная М.В. // Зав. лаб. 1993. Т. 59. № 7. С. 22–25.
- [8] Lo C.C.H., Tang F., Shi Y. et al. // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 85. N 8. Pt 2A. P. 4595–4597.
- [9] Iwaoka T., Yokogama S., Osaka Y. // Jap. J. Appl. Phys. 1984. Vol. 24. N 1. P. 112–113.
- [10] Bowden M., Gardiner D.J. // Appl. Spectr. 1997. Vol. 51. N 9. P. 1405–1409.
- [11] Xu C.N., Watanabe T., Akiyama M., Zheng X.G. // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 74. N 17. P. 2414–2416.
- [12] Wong A.K., Jones R., Sparrow J.G. // J. Phys. Chem. Solids. 1987. Vol. 48. N 8. P. 749–753.
- [13] Черышев Г.Н., Попов А.Л., Козинцев В.М., Пономарев И.И. Остаточные напряжения в деформируемых твердых телах. М.: Наука, Физматлит, 1996. 240 с.
- [14] Pechersky M.J., Miller R.F., Vikram C.S. // Opt. Eng. 1995. Vol. 34. N 10. P. 2964–2971.
- [15] Vikram C.S., Pechersky M.J., Feng C., Engelhaupt D. // Exp. Techniques. 1996. Vol. 20. N 6. P. 27–30.
- [16] Kasai M., Sawada T. // Photoacoustic and Photothermal Phenomena II. Springer Series in Optical Sciences. Springer Verlag, 1990. Vol. 62. P. 33–36.
- [17] Burbelo R.M., Gulyaev A.L., Robur L.I. et al. // J. de Physique. 1994. C7, Vol. 4. P. 311–314.
- [18] Rose D.N., Bryk D.C., Arutunian G. et al. // Ibid. P. 599–602.
- [19] Zhang H., Gissing S., Weides G., Netzekmann U. // Ibid. P. 603–606.
- [20] Qian M. // Chinese J. Acoust. 1995. Vol. 14. N 2. P. 97–106.
- [21] Burbelo R.M., Zhabitenko M.K. // Progress in Natural Science. London; Washington: Taylor & Francis, 1996. Suppl. Vol. 6. P. 720–723.
- [22] Муратиков К.Л., Глазов А.Л., Роуз Д.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 5. С. 44–52.
- [23] Муратиков К.Л., Глазов А.Л., Роуз Д.Н., Думар Д.Е. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 21. С. 40–48.
- [24] Muratkov K.L., Glazov A.L., Rose D.N., Dumar J.E. // Proc. 10th Intern. Conf. "Photoacoustic and Photothermal Phenomena". 10 ICPPP (AIP Conf. Proc. 463). Rome, 1998. P. 187–189.
- [25] Muratkov K.L., Glazov A.L., Rose D.N., Dumar J.E. // Proc. 3^d Intern. Congress on Thermal Stresses. Thermal Stresses'99. Cracow, 1999. P. 669–672.
- [26] Муратиков К.Л. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 13. С. 82–88.
- [27] Cantrell J.H., Qian M., Ravichandran M.V., Knowles K.W. // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 57. N 18. P. 1870–1872.

- [28] *Yin Q.R., Zhang B.Y., Yang Y. et al.* // Progress in Natural Science. London; Washington: Taylor & Francis, 1996. Suppl. Vol. 6. P. 115–118.
- [29] *Jiang F., Kojima S., Zhang B., Yin Q.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1998. Vol. 37. Pt 1. N 5B. P. 3128–3131.
- [30] *Gillet Y., Bissieux C.* // Proc. 10th Intern. Conf. "Photoacoustic and Photothermal Phenomena". 10 CPPP. Rome, 1998. P. 131–132.
- [31] *Лямиев Л.М.* Радиационная акустика. М.: Наука, 1996. 304 с.
- [32] *Muratikov K.L.* // Ibid. P. 478–480.
- [33] *Муратиков К.Л.* // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 7. С. 59–63.
- [34] *Гарбер Р.И., Гиндин И.А.* // ФТТ. 1961. Т. III. Вып. 1. С. 176–177.
- [35] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости. М.: Наука, 1987. 246 с.
- [36] *Лурье А.И.* Нелинейная теория упругости. М.: Наука, 1980. 512 с.
- [37] *Tokioka T., Saito M.* // J. Acoust. Soc. Am. 1969. Vol. 45. N 5. P. 1241–1246.
- [38] *Петрашень Г.И.* Распространение волн в анизотропных упругих средах. Л.: Наука, 1980. 280 с.
- [39] *Грин А., Адкинс Дж.* Большие упругие деформация и нелинейная механика сплошной среды. М.: Мир, 1965. 455 с.
- [40] *Kim K.Y.* // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. N 9. P. 6245–6254.
- [41] *Jackson W., Amer N.M.* // J. Appl. Phys. 1980. Vol. 51. N 6. P. 3343–3353.
- [42] *Rosete-Aquilar M., Diaz-Uribe R.* // Appl. Opt. 1993. Vol. 32. N 25. P. 4690–4697.
- [43] *Cook R.F., Pharr G.M.* // J. Am. Ceram. Soc. 1990. Vol. 73. N 4. P. 787–817.
- [44] *Miller D.G., Andersson C.A., Singhal S.C. et al.* AMMRC CTR 76-32. V. IV. Watertown (Massachusetts), 1976. 240 p.
- [45] *Седов Л.И.* Механика сплошной среды. Т. 2. М.: Наука, 1970. 568 с.
- [46] *Mackin T.J., Purcell T.E.* // Exp. Techniques. 1996. Vol. 20. N 2. P. 15–20.