

01,07

## Характер изменения фотоакустических сигналов внутри отпечатка Виккерса в металлах при воздействии внешних напряжений на примерах стали и наномеди

© А.Л. Глазов<sup>1,2</sup>, Н.Ф. Морозов<sup>2,3</sup>, К.Л. Муратиков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: klm.holo@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 14 марта 2016 г.)

Экспериментально установлено влияние внешних механических напряжений на параметры фотоакустических сигналов внутри отпечатков Виккерса в стали и наномеди. Показано, что в зависимости от ориентации отпечатка и величины приложенного к образцу напряжения изменения фотоакустических сигналов могут носить как обратимый, так и необратимый характер. При этом обратимые изменения могут достигать существенных значений на уровне десятков процентов от среднего значения сигнала от образца. Произведены теоретические оценки относительных изменений амплитуд фотоакустических сигналов для индентированных и неиндентированных областей с учетом зависимости модуля упругости металла от температуры. Показано, что ее учет позволяет качественно объяснить различия в поведении фотоакустических сигналов под действием напряжений в индентированных и неиндентированных областях.

Работа осуществлена в рамках проекта РНФ № 15-19-00182.

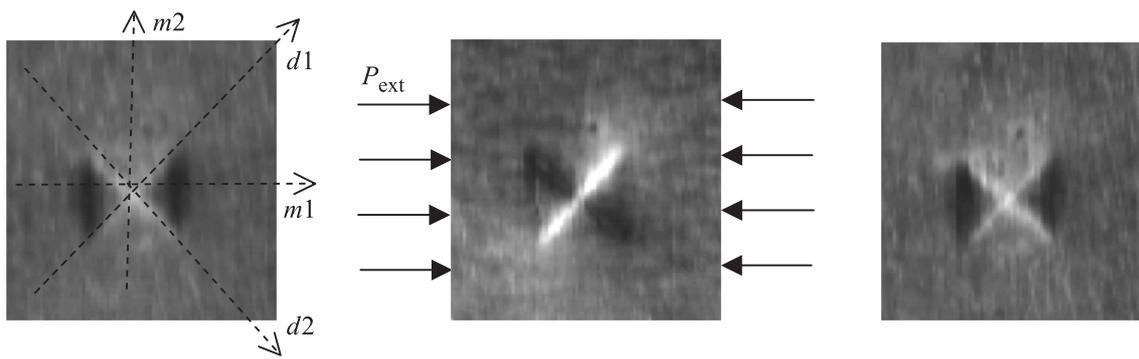
Индентирование материалов является одним из наиболее эффективных методов получения информации о физико-механических свойствах материалов. С его помощью удастся определять такие важные характеристики материалов как твердость, предел текучести, модули упругости, величину и характер распределения внутренних напряжений, а также целый ряд других характеристик [1–3]. Современные методы индентирования позволяют производить подобные измерения на макро-, микро- и наноуровнях. В настоящее время применение методов индентирования, в основном, основывается на анализе результатов, полученных с помощью диаграмм нагружения, изучения геометрических характеристик отпечатков, спектроскопических данных. Значительно меньше известно о характере изменения локальных упругих параметров материалов внутри отпечатков, полученных, например, методами акустической микроскопии [4,5]. Еще меньше информации получено об особенностях поведения локальных теплофизических и термоупругих свойств материалов в зонах отпечатков [6].

В настоящее время известно, что лазерные фотоакустические (ФА)-методы с успехом используются для диагностики локальных упругих, термоупругих и теплофизических свойств объемных материалов и тонкопленочных покрытий. Благодаря высокому пространственному разрешению они также позволяют изучать физические процессы вблизи приповерхностных дефектов различных типов [7,8]. В частности, изучение ФА-эффекта вблизи мест индентации по Виккерсу в керамиках показало чувствительность к внутренним напряжениям вбли-

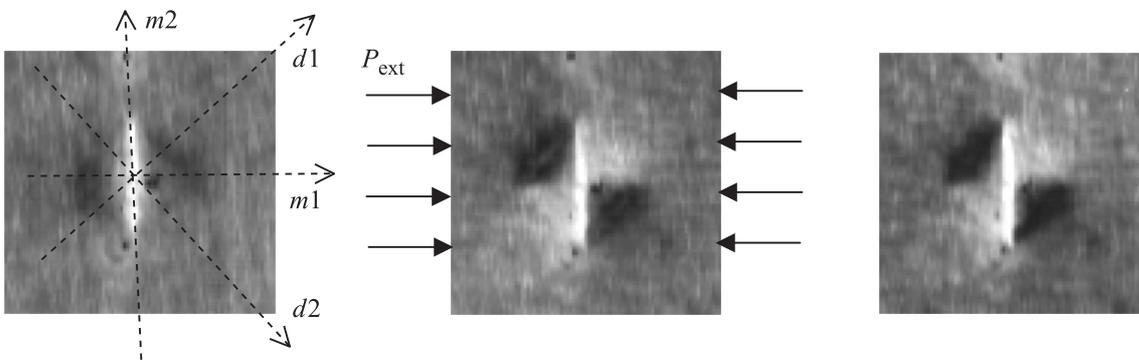
зи концов приповерхностных трещин, а также сильную зависимость ФА-сигналов в этих областях от внешних механических напряжений [9–13].

Что касается исследований особенностей поведения ФА-сигналов внутри отпечатков Виккерса в металлах, то они практически не проводились. В связи с этим основной целью настоящей работы являлось изучение особенностей проявления ФА-эффекта в областях металлов, индентированных по Виккерсу. Поскольку методы индентирования позволяют регистрировать поля внутренних напряжений [1,2], то в рамках настоящей работы в первую очередь было проведено исследование степени влияния механических напряжений на поведение ФА-сигналов в зонах индентации в металлах. Такие исследования были выполнены для образцов из инструментальной стали и наномеди. Выбор столь разных металлов объяснялся желанием выявить общие закономерности, присущие лазерному ФА-эффекту в металлах, индентированных по Виккерсу.

Для достижения поставленной цели были получены ФА-изображения зон индентации в указанных металлах методами сканирующей лазерной ФА-микроскопии. Возбуждение тепловых и акустических волн в образцах осуществлялось с помощью аргонового лазера, излучение которого модулировалось во времени с заданной частотой и фокусировалось на поверхность образцов в пятно радиусом  $2\ \mu\text{m}$ . ФА-сигнал в образце возбуждался на резонансной частоте пьезодатчика, присоединенного к его тыльной стороне. При этом использовался пьезодатчик с резонансной частотой 142 kHz. Изображения



**Рис. 1.** Фотоакустические амплитудные изображения отпечатков Виккерса в стали У8. Нагрузка на индентор 98 N, размер изображения  $430 \times 430 \mu\text{m}$ . *a* — образец в начальном состоянии, *b* — образец под давлением 24 МПа, *c* — образец после снятия давления. Стрелками на первом изображении показаны направления изменения амплитуд фотоакустических сигналов, приведенных на рис. 3.



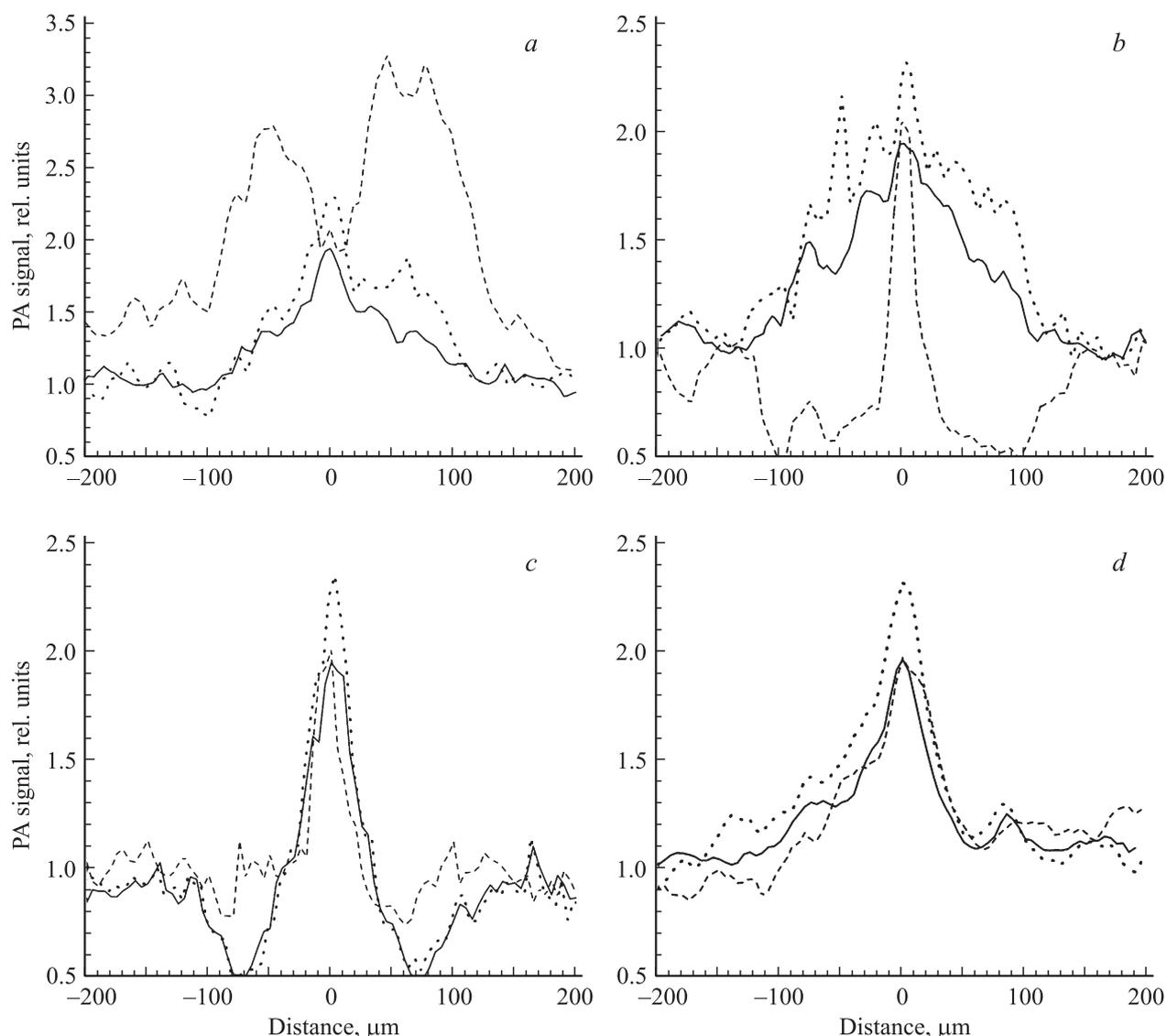
**Рис. 2.** То же, что и на рис. 1, но для отпечатка с другой ориентацией относительно направления внешнего напряжения.

индентированных участков образцов получали путем сканирования их поверхности по двум координатам с шагом  $5 \mu\text{m}$ . Перед индентированием осуществлялась полировка поверхности всех образцов, обеспечивающая оптическую однородность ее свойств. Образцы индентировались по Виккерсу с различной ориентацией отпечатков относительно направления действия внешнего напряжения. Образцы из инструментальной стали (сталь У8) были индентированы с нагрузкой 49 N, а наномеди — с нагрузкой 98 N. Наномедь, использовавшаяся для приготовления образцов, была изготовлена по технологии равноканального углового прессования со средним размером зерен около  $100 \text{ nm}$ . Заданные одноосные механические напряжения подавались на боковые поверхности исследуемых образцов.

В процессе экспериментов для каждого из отпечатков регистрировались три ФА-изображения. Первое из них соответствовало отпечатку Виккерса в исходном состоянии. Второе регистрировалось при воздействии на образец заданного внешнего напряжения, а третье — изображение отпечатка после снятия с образца внешнего напряжения. Полученная таким образом система ФА-изображений позволяла регистрировать изменение

ФА-сигналов от различных участков отпечатков под действием внешних напряжений. При этом особое внимание уделялось идентификации областей, в которых изменения ФА-сигналов носили обратимый характер и были обусловлены воздействием внешних напряжений. Области, в которых изменения ФА-сигналов носили необратимый характер, были связаны с образовавшимися в них под действием приложенных напряжений пластическими деформациями.

На рис. 1 и 2 приведены примеры ФА-изображений для двух отпечатков Виккерса на инструментальной стали У8 с различной ориентацией относительно направления действия внешнего напряжения. Из представленных ФА-изображений зон индентации видно, что в характере их трансформации под действием внешних напряжений имеются существенные различия. Так, если изображение по Виккерсу, показанное на рис. 1, после снятия внешнего напряжения практически вернулось к исходному состоянию, то структура ФА-изображения отпечатка на рис. 2 после снятия напряжения почти не изменилась. Таким образом, в последнем случае изменения ФА-изображения отпечатка под действием приложенного напряжения полностью обусловлены развитием внутри него пластических деформаций. С нашей точки



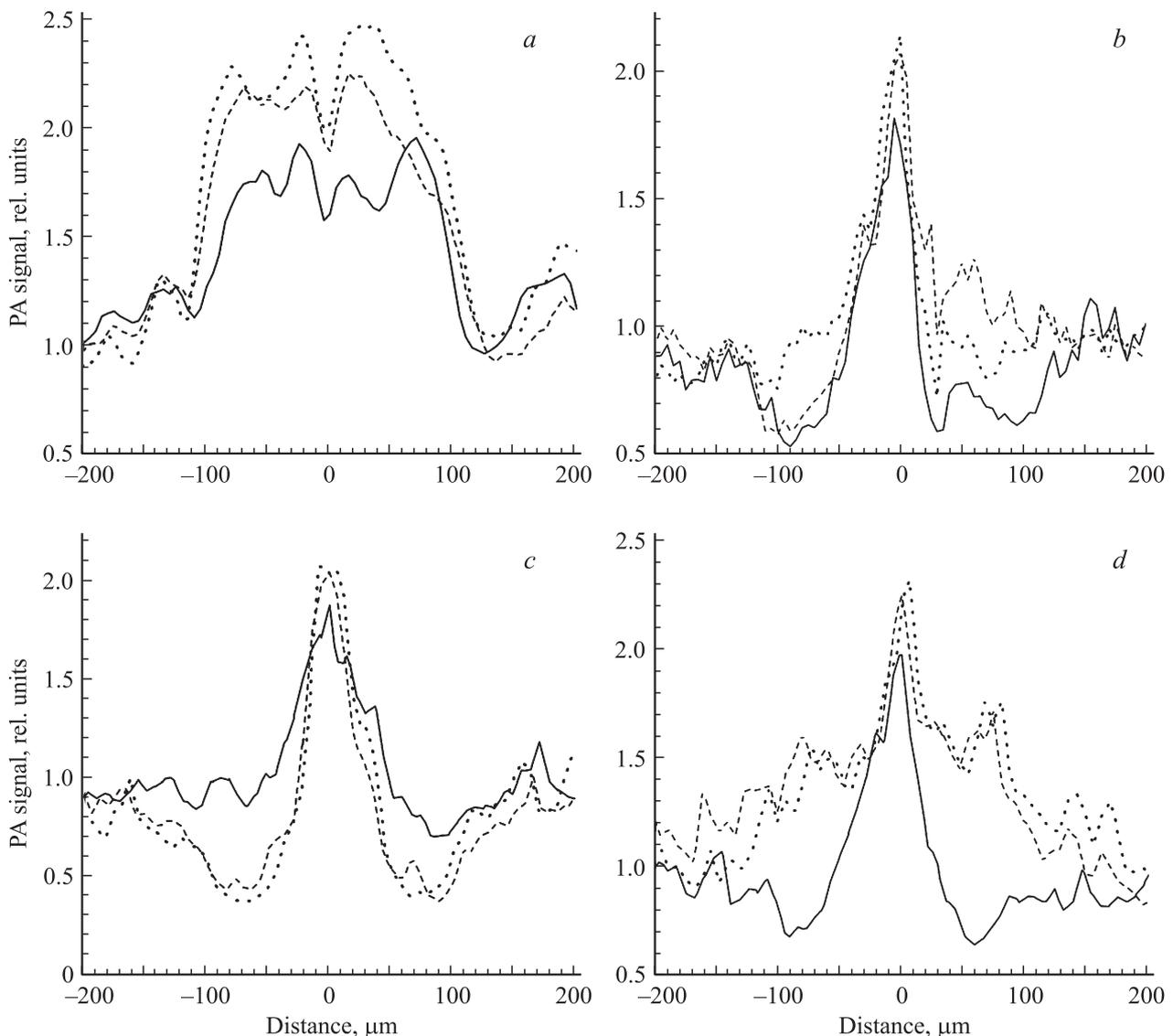
**Рис. 3.** Поведение амплитуд фотоакустических сигналов вдоль направлений, показанных на рис. 1. *a* — сечение вдоль диагонали *d1*, *b* — сечение вдоль диагонали *d2*, *c* — сечение вдоль медианы *m1*, *d* — сечение вдоль медианы *m2*. Сплошная линия соответствует начальному состоянию образца, штриховая линия соответствует образцу под нагрузкой, пунктирная линия соответствует образцу после снятия нагрузки.

зрения, наиболее интересны результаты на рис. 1, касающиеся поведения ФА-сигналов от отпечатков в первом случае. Они показывают, что внешние напряжения могут существенным образом влиять на характеристики ФА-сигналов от индентированных по Виккерсу участков в металлах, даже если их воздействие на образец носит практически упругий характер и не вызывает изменений структуры отпечатка.

Для демонстрации подобного результата на рис. 3 приведено поведение амплитуды ФА-сигнала для отпечатка на рис. 1 вдоль отмеченных на нем диагональных и медиальных направлений. Характер ее изменений вдоль указанных направлений приведен для исходного состояния, состояния при воздействии внешнего напряжения и после его снятия. Следует отметить, что некоторые

различия значений ФА-сигналов на представленных графиках могут быть связаны с неполным совпадением точек при сканировании отпечатка в исходном состоянии, под напряжением и в конечном состоянии. В этих условиях появляется определенный разброс значений ФА-сигналов из-за неоднородности локальных оптических свойств поверхности отпечатка. В целом, результаты, представленные на рис. 1 и 3, показывают, что для стали относительные изменения ФА-сигналов в области отпечатков под действием внешних напряжений могут составлять несколько десятков процентов. При этом сам отпечаток при их воздействии может не выходить за границы упругих деформаций.

Пример другого поведения ФА-сигнала от отпечатка Виккерса для стали приведен на рис. 2. Этот отпечаток

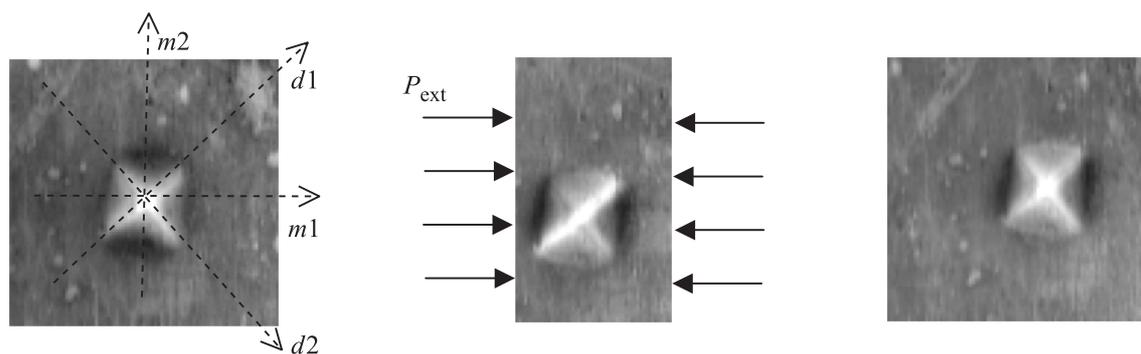


**Рис. 4.** Поведение амплитуд фотоакустических сигналов вдоль направлений, показанных на рис. 2, *a* — сечение вдоль диагонали *d1*, *b* — сечение вдоль диагонали *d2*, *c* — сечение вдоль медианы *m1*, *d* — сечение вдоль медианы *m2*. Сплошная линия соответствует начальному состоянию образца, штриховая линия соответствует образцу под нагрузкой, пунктирная линия соответствует образцу после снятия нагрузки.

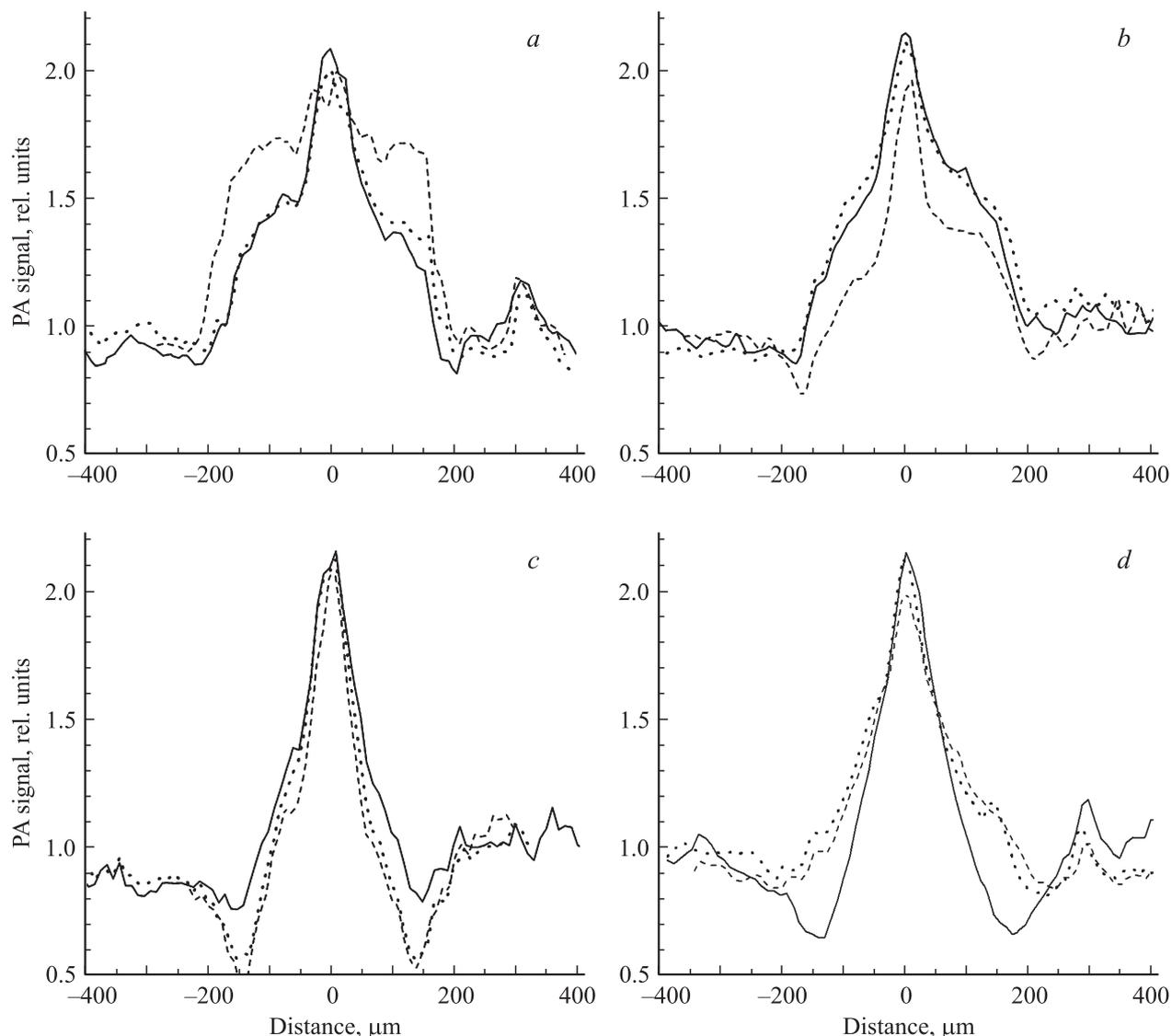
был поставлен на том же образце и с той же нагрузкой, что и отпечаток на рис. 1. Его единственное отличие от предыдущего отпечатка состояло в несколько другой ориентации относительно направления действия внешнего напряжения. Из рис. 1 и 2 видна принципиальная разница в поведении ФА сигналов в этих двух случаях. Как видно из рис. 2, ФА-изображение отпечатка в последнем случае сильно изменилось под действием внешнего напряжения, но осталось практически неизменным после его снятия с образца. Более подробно полученный результат продемонстрирован на рис. 4, на котором приведено поведение амплитуды ФА-сигнала для отпечатка на рис. 2 вдоль отмеченных на нем диагональных и медиальных направлений. Представленный результат свидетельствует о том, что под действием внешнего

напряжения внутри отпечатка произошла сильная пластическая перестройка. При этом ФА-сигналы, зарегистрированные от отпечатка при действии внешнего напряжения и после его снятия, практически совпадают. В этом случае информация о характере действовавших вблизи отпечатка напряжениях на основании ФА-данных полностью теряется.

С целью выяснения общих закономерностей, присущих лазерному ФА-эффекту в индентированных по Виккерсу металлах, аналогичные эксперименты были проведены и на металлах других типов. На рис. 5 представлены ФА-изображения индентированного по Виккерсу образца из наномеди. Из них видно, что характер изменений ФА-сигналов под действием напряжений внутри отпечатков для наномеди, в целом, оказывается



**Рис. 5.** Фотоакустические амплитудные изображения отпечатков Виккерса в наномедии. Нагрузка на индентор 98 N. *a* — образец в начальном состоянии (размер изображения  $900 \times 900 \mu\text{m}^2$ ), *b* — образец под давлением 37 МПа ( $900 \times 520 \mu\text{m}^2$ ), *c* — образец после снятия давления ( $900 \times 900 \mu\text{m}^2$ ). Стрелками на первом изображении показаны направления изменения амплитуд фотоакустических сигналов, приведенных на рис. 6.



**Рис. 6.** Поведение амплитуд фотоакустических сигналов вдоль направлений, показанных на рис. 5. *a* — сечение вдоль диагонали *d1*, *b* — сечение вдоль диагонали *d2*, *c* — сечение вдоль медианы *m1*, *d* — сечение вдоль медианы *m2*. Сплошная линия соответствует начальному состоянию образца, штриховая линия соответствует образцу под нагрузкой, пунктирная линия соответствует образцу после снятия нагрузки.

аналогичным случаю стали. На рис. 6 приведено поведение амплитуды ФА-сигнала для рассматриваемого отпечатка вдоль диагональных и медиальных направлений, отмеченных на рис. 5. Представленные данные получены в исходном состоянии под действием внешнего напряжения и после его снятия. Из них видно, что вдоль диагональных направлений после снятия напряжения происходит практически полное возвращение ФА-сигнала к своему значению в исходном состоянии. Данные вдоль медиальных направлений показывают присутствие вдоль них определенных пластических деформаций. Однако в соответствии с полученными результатами их образование оказывается недостаточным для появления полностью необратимых изменений ФА-сигналов, препятствующих восстановлению информации о действовавшем напряжении после его снятия.

Таким образом, представленные экспериментальные результаты для различных металлов показывают наличие общего механизма влияния напряжений на ФА-сигналы в индентированных по Виккерсу зонах.

Линейные теории образования ФА-сигналов от твердых тел по термоупругому механизму не позволяют объяснить их зависимости от механических напряжений [14,15]. Для объяснения наблюдаемой сильной зависимости ФА-сигнала в индентированных областях от приложенного к образцу напряжения необходимо использовать нелинейную модель термоупругости. Для решения подобной задачи можно воспользоваться результатами эффективного подхода, разработанного в другой области термоупругости и получившего в англоязычной литературе название Thermoelastic Stress Analysis (TSA) [16–18]. В нем с успехом используется модель термоупругости, учитывающая зависимость упругих модулей материала от температуры. Метод TSA, в частности, с успехом используется для регистрации внутренних напряжений в твердотельных объектах различной природы.

В рамках TSA к объекту прикладывается переменное механическое воздействие и по изменениям его температуры детектируют присутствующие в нем механические напряжения. Без учета зависимости модуля Пуассона от температуры, которая обычно слаба [19,20], в адиабатическом приближении в рамках TSA изменения температуры объекта связываются с присутствующими в нем механическими напряжениями соотношением [16–18]

$$\rho C \frac{\Delta T}{T_0} = - \left( \alpha + \frac{\nu}{E^2} \frac{\partial E}{\partial T} \sigma \right) \dot{\sigma} + \frac{1 + \nu}{E^2} \frac{\partial E}{\partial T} \sigma_{ii} \dot{\sigma}_{ii}, \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность материала,  $C$  — его теплоемкость,  $T_0$  — температура окружающей среды,  $\alpha$  — коэффициент теплового расширения,  $E$  — модуль упругости,  $\nu$  — коэффициент Пуассона,  $\sigma_{ii}$  — компоненты тензора напряжений,  $\sigma = \sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}$ .

В соответствии с методом TSA компоненты тензора напряжений в выражении (1) — полные напряжения, действующие в объекте. Они включают в себя как внутренние напряжения, так и заданные внешние напряжения, обусловленные воздействием внешнего источника.

В рамках рассматриваемой задачи будем считать, что внутренние напряжения зависят только от координат, а напряжения, создаваемые внешним источником (лазером), зависят от координат и от времени. Особенность рассмотрения лазерного ФА-эффекта по сравнению с TSA состоит в необходимости заменить внешние переменные механические напряжения, прикладываемые к объекту, на напряжения, генерируемые в нем нестационарным лазерным излучением по термоупругому механизму.

В соответствии с приведенными особенностями рассматриваемой задачи компоненты тензора деформаций удобно представить в следующем виде:

$$\sigma_{ik}(\mathbf{r}, t) = \sigma_{ik}^{(R)}(\mathbf{r}) + \Delta \sigma_{ik}(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

где  $\sigma_{ik}^{(R)}(\mathbf{r})$  — компоненты тензора внутренних напряжений, присутствующих в объекте;  $\Delta \sigma_{ik}(\mathbf{r}, t)$  — компоненты тензора нестационарных напряжений, обусловленные внешним воздействием.

При рассмотрении ФА-эффекта, в отличие от методик TSA, наряду с модуляцией температуры, обусловленной действием напряжений и определяемой выражением (1), необходимо дополнительно учесть модуляцию температуры вследствие непосредственного поглощения образцом излучения лазера накачки. Тогда температуру объекта можно представить в виде

$$T(\mathbf{r}, t) = T_L(\mathbf{r}, t) + \Delta T(\mathbf{r}, t), \quad (3)$$

где  $T_L(\mathbf{r}, t)$  — модуляция температуры объекта, обусловленная непосредственным поглощением лазерного излучения, а переменная температура  $\Delta T(\mathbf{r}, t)$  определяется дополнительным действием напряжений  $\Delta \sigma_{ik}(\mathbf{r}, t)$ .

В дальнейшем будем рассматривать случай периодической модуляции излучения накачки с круговой частотой  $\omega$ . Тогда в первом приближении все величины, зависящие от времени также будут изменяться во времени с этой частотой, и для них будут справедливы соотношения

$$T(\mathbf{r}, t) = \tilde{T}(\mathbf{r}, \omega) e^{i\omega t}, \quad \Delta \sigma_{ik}(\mathbf{r}, t) = \Delta \tilde{\sigma}_{ik}(\mathbf{r}, \omega) e^{i\omega t}. \quad (4)$$

С учетом указанных зависимостей для определения компонент вектора деформаций объекта можно использовать уравнение движения

$$\rho \omega^2 \tilde{u}_i + \frac{\partial \tilde{\sigma}_{ik}}{\partial x_k} = \frac{E}{1 - 2\nu} \alpha \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i}, \quad (5)$$

где  $\tilde{\sigma}_{ik} = 2\mu \tilde{u}_{ik} + \lambda \tilde{u}_{ll} \delta_{ik}$  — компоненты тензора напряжений,  $u_{ik}$  — компоненты тензора деформаций,  $\lambda$  и  $\mu$  — коэффициенты Ламэ.

Использование выражений (1) и (3) позволяет получить уравнение движения

$$\begin{aligned} & \rho \omega^2 \tilde{u}_i + \mu \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_l^2} + (\mu + \lambda + \Delta \lambda) \frac{\partial^2 \tilde{u}_l}{\partial x_i \partial x_l} + \frac{\partial \mu}{\partial x_l} \\ & \times \left( \frac{\partial \tilde{u}_l}{\partial x_i} + \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_l} \right) + \frac{\partial \lambda}{\partial x_i} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} = \frac{\alpha E}{1 - 2\nu} \left( \frac{\partial \tilde{T}_L}{\partial x_i} + \frac{\partial \Delta \tilde{T}_R}{\partial x_i} \right), \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\Delta\lambda = \left( \frac{\alpha E}{1 - 2\nu} \right)^2 \frac{T_0}{\rho C}, \quad \Delta\tilde{T}_R(\mathbf{r}, \omega) = \frac{T_0}{\rho C} \frac{1}{E} \frac{\partial E}{\partial T} \sigma_{ii}^{(R)} \frac{\partial u_i}{\partial x_i}.$$

Поправка к коэффициентам Ламэ  $\Delta\lambda$  не зависит от внутренних напряжений, присутствующих в объекте. Она связана с различием изотермических и адиабатических модулей упругости твердых тел, которое обычно мало [21] и в дальнейшем учитываться не будет. Кроме того, в уравнении движения (6) присутствуют первые производные от модулей упругости  $\mu$  и  $\lambda$  по координатам. Их появление связано с учетом в нелинейных задачах упругости зависимости модулей упругости от напряжений. Анализ таких зависимостей выполнен в ходе специальных исследований и приводит к появлению целого ряда акустоупругих эффектов [22,23]. Однако вклад подобных нелинейностей в наблюдаемые эффекты достаточно мал. Обычно он не превышает нескольких процентов [22,23]. Из представленных экспериментальных данных видно, что наблюдаемое влияние напряжений на ФА-сигналы в зонах индентации по Виккерсу является существенно более сильным и учет указанных эффектов оказывается недостаточным. В связи с этим в последующем анализе они также не будут рассматриваться.

Для последующего анализа компоненты вектора деформаций удобно представить в виде суммы

$$u_i = u_i^{(0)} + u_i^{(1)}, \quad (7)$$

где  $u_i^{(0)}$  — решение уравнения (6) при отсутствии в объекте внутренних напряжений, а компоненты вектора деформации  $u_i^{(1)}$  учитывают присутствие в нем внутренних напряжений.

Решения  $u_i^{(0)}$  соответствуют ФА-сигналам от однородных объектов и достаточно хорошо изучены [14]. Поэтому здесь мы рассмотрим только ФА-сигнал  $u_i^{(1)}$ , обусловленный присутствием внутренних напряжений. Для его определения следует учесть, что параметр  $T_0 \partial E / \partial T$  для металлов существенно меньше значений упругих модулей. Поэтому при решении уравнения (6) можно воспользоваться методом последовательных приближений. Тогда в первом приближении в температуре  $\Delta\tilde{T}_R$  можно заменить компоненты вектора деформаций  $u_i$  на компоненты  $u_i^{(0)}$ . Кроме того, поскольку приведенные на рис. 1 и 2 экспериментальные данные были получены при относительно низких частотах, при которых размеры образца были существенно меньше длины акустических волн, то можно ограничиться рассмотрением задачи в квазистатическом приближении.

С учетом указанных приближений уравнение движения (6) для деформаций  $u_i^{(1)}$  примет вид

$$\mu \frac{\partial^2 \tilde{u}_i^{(1)}}{\partial x_i^2} + (\mu + \lambda) \frac{\partial^2 \tilde{u}_i^{(1)}}{\partial x_i \partial x_i} = \frac{\alpha E}{1 - 2\nu} \frac{\partial \Delta\tilde{T}_R^{(0)}}{\partial x_i}, \quad (8)$$

где  $\Delta\tilde{T}_R^{(0)}$  получается из  $\Delta\tilde{T}_R$  заменой  $u_i$  на  $u_i^{(0)}$ .

Способ решения подобных задач термоупругости в квазистатическом приближении был рассмотрен в работах [24,25]. В них с использованием аппарата тензорных функций Грина было показано, что для объектов со свободной границей, занимающих полупространство  $z > 0$ , решение уравнения (8) может быть представлено в форме

$$\tilde{u}_i^{(1)}(\mathbf{r}, \omega) = \tilde{f}_i^{(1)}(\mathbf{r}, \omega) + \iint dx' dy' G_{ik}(x - x', y - y', z) \tilde{P}_k^{(\text{eff})}(x', y', \omega), \quad (9)$$

где

$$\tilde{f}_i^{(1)} = \frac{\partial \tilde{f}^{(1)}}{\partial x_i},$$

$$\tilde{f}^{(1)}(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{(1 + \nu)\alpha}{4\pi(1 - \nu)} \int d^3r' \frac{\Delta\tilde{T}_R^{(0)}(\mathbf{r}', \omega)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}.$$

Компоненты вектора  $\tilde{P}_i^{(\text{eff})}$  представляют собой компоненты некоторой эффективной силы, действующей на поверхности образца  $z = 0$  и обусловленной температурой  $\Delta\tilde{T}_R^{(0)}$ . Их связь с функцией  $f$  определяется выражениями

$$\tilde{P}_x^{(\text{eff})} = 2\mu \frac{\partial^2 \tilde{f}^{(1)}}{\partial x \partial z}, \quad \tilde{P}_y^{(\text{eff})} = 2\mu \frac{\partial^2 \tilde{f}^{(1)}}{\partial y \partial z},$$

$$\tilde{P}_z^{(\text{eff})} = 2\mu \frac{\partial^2 \tilde{f}^{(1)}}{\partial z^2} - \frac{\alpha E}{1 - \nu} \Delta\tilde{T}_R^{(0)}. \quad (10)$$

Компоненты тензорной функции Грина в выражении (9) совпадают с аналогичными компонентами задачи линейной теории упругости. В работе [21] приведены выражения для отдельных компонент функции Грина  $G_{ik}$  для объекта со свободной поверхностью. Поскольку для расчета компонент вектора деформации необходимо использовать все компоненты тензорной функции Грина, то приведем полностью выражения для них в явном виде

$$G_{xx} = \frac{1 + \nu}{2\pi E} \left\{ \frac{2(1 - \nu)r + z}{r(r + z)} + \frac{[2r(\nu r + z) + z^2]x^2}{r^3(r + z)^2} \right\},$$

$$G_{xy} = \frac{1 + \nu}{2\pi E} \frac{[2r(\nu r + z) + z^2]xy}{r^3(r + z)^2},$$

$$G_{xz} = \frac{1 + \nu}{2\pi E} \left\{ \frac{xz}{r^3} - \frac{(1 - 2\nu)x}{r(r + z)} \right\},$$

$$G_{zx} = \frac{1 + \nu}{2\pi E} \left\{ \frac{xz}{r^3} + \frac{(1 - 2\nu)x}{r(r + z)} \right\},$$

$$G_{zz} = \frac{1 + \nu}{2\pi E} \left\{ \frac{2(1 - \nu)}{r} + \frac{z^2}{r^3} \right\}. \quad (11)$$

Компонеты функции Грина  $G_{yx}$  определяются равенством  $G_{yx} = G_{xy}$ , а компоненты  $G_{yy}$ ,  $G_{yz}$  и  $G_{zy}$  получаются из  $G_{xx}$ ,  $G_{xz}$  и  $G_{zx}$  заменой  $x$  на  $y$ . Таким образом, выражения (9), (10) и (11) полностью решают задачу

об определении вектора термоупругих деформаций в координатном пространстве.

Следует отметить, что деформации  $u_i^{(0)}$ , возникающие при воздействии лазерного излучения на однородный образец без внутренних напряжений, также могут быть определены из выражений (9) после замены температуры  $\Delta \tilde{T}_R^{(0)}$  на температуру  $T_L$ . Таким образом, они позволяют определить как деформации объекта, обусловленные внутренними напряжениями, так и деформации однородного образца без внутренних напряжений. Тем самым они делают возможным сравнение ФА-сигналов от однородного образца и аналогичного образца с внутренними напряжениями. Теоретический анализ и экспериментальные результаты показывают, что в образцах без отпечатка по Виккерсу присутствие механических напряжений слабо сказывается на параметрах ФА-сигналов.

Полученные теоретические результаты позволяют выяснить причину появления сильной зависимости ФА-сигнала от внешних и внутренних напряжений в твердых телах в зоне отпечатка по Виккерсу. Для этого необходимо произвести сравнение амплитуд ФА-сигналов от однородного образца  $S^{(0)}$  и ФА-сигнала от индентированной зоны  $S^{(1)}$ . В области относительно низкочастотных акустических колебаний, использовавшихся в работе, можно считать, что ФА-сигнал от образца регистрировался в режиме акселерометра. Тогда с учетом гармонического закона изменения во времени лазерного излучения для оценки отношения рассматриваемых ФА-сигналов можно использовать соотношения

$$\frac{S^{(1)}(t)}{S^{(0)}(t)} \approx \frac{\rho \ddot{u}_z^{(1)}(t)}{\rho \ddot{u}_z^{(0)}(t)} = \frac{u_z^{(1)}(\omega)}{u_z^{(0)}(\omega)}, \quad (12)$$

где  $u_z^{(0)}(\omega)$  и  $u_z^{(1)}(\omega)$  — амплитуды колебаний поверхности образца.

Выражения (9) и (12) позволяют оценить отношение амплитуд ФА-сигналов  $S^{(1)}/S^{(0)}$ . Для этого необходимо учесть, что выражения (9) были получены для образцов с плоской поверхностью. В индентированной по Виккерсу зоне геометрия поверхности отличается от плоской, и необходимо дополнительно принять во внимание эффект концентрации напряжений вблизи измененной формы поверхности тела [26]. Его необходимо учесть как для присутствующих в образце внутренних напряжений, так и для напряжений, генерируемых лазерным излучением. Для выполнения указанной оценки  $u_z^{(1)}$  в выражении (12) следует произвести замену  $\partial \tilde{u}_l / \partial x_l \approx (1 - \nu) \sigma_{ll}' / E$  и  $\sigma_{ll}^{(R)}$  на  $\sigma_{ll}^{(R)'}$ , где штрих означает, что напряжение уже относится не к плоской, а к индентированной зоне.

При оценке деформации  $u_z^{(0)}$  можно считать, что  $\alpha T_L \approx (1 - 2\nu) \sigma_{ll} / E$ , где  $\sigma_{ll}$  — напряжение, генерируемое в объекте с плоской поверхностью. Далее необходимо учесть, что представленные на рис. 1 ФА-изображения были получены при частоте модуляции 142 kHz. Коэффициент температуропроводности для стали У8

можно принять равным  $0.128 \text{ cm}^2/\text{s}$ . На указанной частоте такой температуропроводности соответствует длина тепловой волны около  $5 \mu\text{m}$ . Поскольку тепловые волны быстро затухают, то при оценке интегралов в выражениях типа (9) их и связанные с ними напряжения  $\sigma_{ll}$  и  $\sigma_{ll}'$  можно считать сильно локализованными, а остальные функции — медленно меняющимися по сравнению с ними.

Сделанные предположения позволяют получить оценку для отношения амплитуд ФА-сигналов

$$\frac{S^{(1)}}{S^{(0)}} \approx \frac{\alpha T_0}{\rho C} \frac{1}{E} \frac{\partial E}{\partial T} \sigma_{ll}^{(R)'}. \quad (13)$$

В соответствии с рис. 1 наиболее сильные изменения ФА-сигналов под действием напряжений в металлах происходят на диагоналях отпечатка. Кривизна деформированной поверхности в этой области достигает максимума. Для оценки степени ее влияния на ФА-сигнал необходимо учесть эффект усиления напряжений вблизи искривленной поверхности. В соответствии с результатами работы [26] коэффициент усиления напряжений под V-образным надрезом поверхности с радиусом кривизны  $r$  определяется выражением

$$K = a + 2 \left[ 1 - b \tanh \left( c \ln \left( \frac{r}{l} \right) \right) \right] \left( \frac{r}{l} \right)^{-d}, \quad (14)$$

где  $a = 1.065$ ,  $l$  — глубина отпечатка, а параметры  $b$ ,  $c$  и  $d$  определяются углом между сторонами надреза.

Знание коэффициентов концентрации напряжений позволяет связать напряжения  $\sigma_{ll}^{(R)'}$ ,  $\sigma_{ll}'$ ,  $\sigma_{ll}$  соотношениями  $\sigma_{ll}^{(R)'}/\sigma_{ll}' \approx K \sigma_{ll}^{(R)}/\sigma_{ll}'$ ,  $\sigma_{ll}'/\sigma_{ll} \approx K \sigma_{ll}'/\sigma_{ll}$ . Тогда оценку для отношения амплитуд ФА-сигналов (13) можно переписать в виде

$$\frac{S^{(1)}}{S^{(0)}} \approx \frac{\alpha T_0}{\rho C} \frac{1}{E} \frac{\partial E}{\partial T} \sigma_{ll}^{(R)} K^2. \quad (15)$$

В соответствии с выражением (15) эффект концентрации напряжений на диагоналях отпечатка по Виккерсу играет важную роль при формировании вблизи них ФА-сигналов. Он значительно усиливает вклад в ФА-сигнал составляющей, обусловленной присутствующими в металле механическими напряжениями. Так, если ФА-сигнал вблизи диагонали отпечатка в образце при отсутствии в нем напряжений усиливается примерно в  $K$  раз относительно ФА-сигнала от образца с плоской поверхностью, то вклад от присутствующих в нем напряжений усиливается в  $K^2$  раз.

Коэффициент усиления напряжений в выполненных экспериментах мог достигать значительных величин. Так, при оценке радиуса кривизны ребер пирамидки Виккерса обычно принимается значение порядка  $100 \text{ nm}$  [27]. Из рис. 1 следует, что длина стороны отпечатка в случае стали составляла около  $140 \mu\text{m}$ . Такой длине стороны отпечатка Виккерса при угле между его гранями  $136^\circ$  соответствует глубина отпечатка  $l$  около  $10 \mu\text{m}$ . В соответствии с выражением (14) в этих условиях коэффициент усиления напряжений на диагоналях

отпечатка по Виккерсу может достигать значений порядка 40. Для стали У8 значение  $\partial E/\partial T \approx -50 \text{ МПа}/^\circ\text{C}$ . Тогда с учетом усиления ФА-сигнала, в соответствии с равенством (15), внешнее напряжение 24 МПа на диагоналях отпечатка должно вызывать изменение ФА-сигнала на несколько десятков процентов относительно среднего уровня сигнала от образца. В соответствии с результатами, представленными на рис. 3 и 4, это значение достаточно хорошо согласуется с экспериментально зарегистрированными изменениями амплитуд ФА-сигналов вблизи диагоналей отпечатков в металлах, происходящих под действием внешних напряжений.

Следует отметить, что зафиксированная значительная пластическая деформация внутри отпечатка на рис. 2 косвенно подтверждает наличие значительного усиления напряжений. Так, при коэффициенте усиления напряжений порядка 40 и приложенном внешнем напряжении 24 МПа напряжение, действующее на диагонали отпечатка на рис. 2, перпендикулярной направлению внешнего напряжения, должно составлять около 900 МПа. Это значение близко к пределу текучести стали У8.

Выполненные оценки касались образцов из стали. Вместе с тем все приведенные аргументы и количественные оценки с незначительными изменениями могут быть использованы и для образцов из наномеди. Таким образом, представленные экспериментальные и теоретические результаты, касающиеся сильного влияния механических напряжений на поведение ФА-сигналов в индентированных зонах в металлах, должны носить достаточно общий характер. Выполненный анализ также демонстрирует трудности регистрации внутренних напряжений в металлах в обычных ФА-экспериментах. Из выражения (15) видно, что при отсутствии концентратора напряжений даже значительные внутренние напряжения в металле не способны привести к заметным изменениям ФА-сигнала.

## Список литературы

- [1] Y.-H. Lee, D. Kwon. *Acta Mater.* **52**, 1555 (2004).
- [2] J. Gibmeier, S. Hartmann, B. Scholtes. *Mater. Sci. Forum* **490–491**, 454 (2005).
- [3] K. Durst, B. Backes, O. Franke, M. Göken. *Acta Mater.* **54**, 2547 (2006).
- [4] M. Sukanuma. *J. Am. Ceram. Soc.* **78**, 11, 2889 (1995).
- [5] M. Sukanuma. *J. Am. Ceram. Soc.* **82**, 11, 3113 (1999).
- [6] А.Л. Глазов, Н.Ф. Морозов, К.Л. Муратиков. *Письма в ЖТФ* **42**, 2, 23 (2016).
- [7] L. Berquez, D.M. Dessus, J.L. Franceschi. *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**, 10A, L1198 (2003).
- [8] T. Hoshimiya, M. Hatake-Yama. *Open J. Acoust.* **3**, 8 (2013).
- [9] K.L. Muratkov, A.L. Glazov, D.N. Rose, J.E. Dumar. *J. Appl. Phys.* **88**, 5, 2948 (2000).
- [10] К.Л. Муратиков, А.Л. Глазов. *ЖТФ* **70**, 8, 69 (2000).
- [11] K.L. Muratkov, A.L. Glazov, D.N. Rose, J.E. Dumar. *High Temperatures — High Pressures* **34**, 585 (2002).
- [12] К.Л. Муратиков, А.Л. Глазов. *ЖТФ* **73**, 8, 90 (2003).
- [13] K.L. Muratkov, A.L. Glazov, D.N. Rose, J.E. Dumar. *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 7, 3531 (2003).
- [14] Л.М. Лямшев. *Радиационная акустика*. Наука, М. (1996) 304 с.
- [15] В. Новацкий. *Динамические задачи теории термоупругости*. Мир, М. (1970) 256 с.
- [16] A.K. Wong, R. Jones, J.G. Sparrow. *J. Phys. Chem. Solids* **48**, 8, 749 (1987).
- [17] G. Pitarresi, E.A. Patterson. *J. Strain Analysis* **38**, 5, 405 (2003).
- [18] A. Gallotti, A. Salerno. *Meas. Sci. Technol.* **18**, 1250 (2007).
- [19] В.Ю. Бодряков, А.А. Повзнер, И.В. Сафонов. *ЖТФ* **76**, 2, 69 (2006).
- [20] И.Н. Францевич, Ф.Ф. Воронов, С.А. Бакута. *Упругие постоянные и модули упругости металлов и неметаллов*. Наук. думка, Киев (1982) 287 с.
- [21] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория упругости*. Наука, М. (1987) 246 с.
- [22] Y.H. Pao, W. Sachse, H. Fukuoka. *Physical Acoustics*. Academic Press XVII, 61 (1984).
- [23] А.Н. Гузь. *Упругие волны в телах с начальными напряжениями*. Наук. думка, Киев. Т. 1 (1986) 372 с.
- [24] К.Л. Муратиков. *Письма в ЖТФ* **36**, 11, 90 (2010).
- [25] К.Л. Муратиков. *ЖТФ* **81**, 2, 58 (2011).
- [26] M.P. Savruk, A. Kazberuk. *Int. Applied Mechanics* **43**, 2, 182 (2007).
- [27] Ю.И. Головин. *ФТТ* **50**, 12, 2113 (2008).