

05;10

О влиянии внешних напряжений на поведение фотоакустических сигналов внутри отпечатка Виккерса на поверхности стали

© А.Л. Глазов^{1,2}, Н.Ф. Морозов^{2,3}, К.Л. Муратиков^{1,2}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

² Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург

³ Санкт-Петербургский государственный университет

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

Поступило в Редакцию 24 августа 2015 г.

Экспериментально установлено существенное изменение характеристик фотоакустических сигналов внутри отпечатков по Виккерсу в металлах под действием внешних напряжений. В рамках квазистатического приближения произведены оценки относительных изменений их амплитуд под действием напряжений, основанные на зависимости модуля упругости металла от температуры.

Фотоакустические (ФА) исследования твердотельных объектов с успехом используются для диагностики локальных упругих, термоупругих и теплофизических свойств объемных материалов и тонкопленочных покрытий. Возможность обеспечения высокого пространственного разрешения позволяет изучать подобные процессы вблизи приповерхностных дефектов различных типов [1,2]. В частности, изучение ФА-эффекта вблизи мест индентации по Виккерсу в керамиках показало их чувствительность к внутренним напряжениям вблизи концов приповерхностных трещин, а также сильную зависимость ФА-сигналов в этих областях от внешних механических напряжений [3,4].

Данная работа посвящена изучению особенностей ФА-эффекта в областях металлов, индентированных по Виккерсу. С этой целью в работе был исследован характер распределения ФА-сигналов в образцах из стали У8, индентированных по Виккерсу с нагрузкой 49 Н. Возбуждение тепловых и акустических волн в образце осуществлялось с помощью аргонового лазера, излучение которого модулировалось во времени

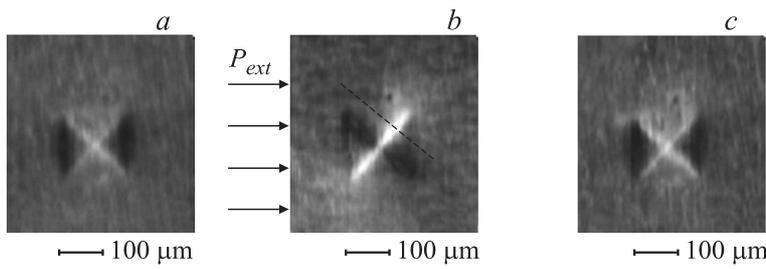


Рис. 1. ФА-изображение отпечатка по Виккерсу на поверхности стали У8 в трех состояниях: *a* — образец в исходном состоянии, *b* — образец при внешнем сжимающем напряжении 24 МПа, *c* — образец после снятия нагрузки. Нагрузка индентирования 49 Н, частота модуляции возбуждающего излучения 140 кГц.

и фокусировалось на поверхность образца в пятно с радиусом $2\ \mu\text{m}$. ФА-сигнал снимался с помощью пьезодатчика, присоединенного к тыльной стороне образца. Изображения образцов получались методом сканирующей ФА-микроскопии с шагом по обеим координатам $5\ \mu\text{m}$. На рис. 1 показано ФА-изображение индентированной области для образца из стали в начальном состоянии, при приложении к нему контролируемого внешнего напряжения и после его снятия. На рис. 2 более подробно представлено поведение ФА-сигнала вдоль направления, отмеченного пунктиром на рис. 1, *b*. Видно сильное, но обратимое изменение распределения ФА-сигнала вблизи диагоналей отпечатка при воздействии внешнего напряжения.

Для объяснения наблюдаемой сильной зависимости ФА-сигнала в области индентации от приложенного к образцу напряжения воспользуемся подходом, разработанным для диагностики напряжений методом термоупругого анализа (в англоязычной литературе Thermoelastic Stress Analysis (TSA)). В работах [5,6] показано, что в адиабатическом приближении изменения температуры объекта связаны с присутствующими в нем механическими напряжениями соотношением

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

где ρ — плотность материала, C — его теплоемкость, T_0 — температура окружающей среды, α — коэффициент теплового расширения, E —

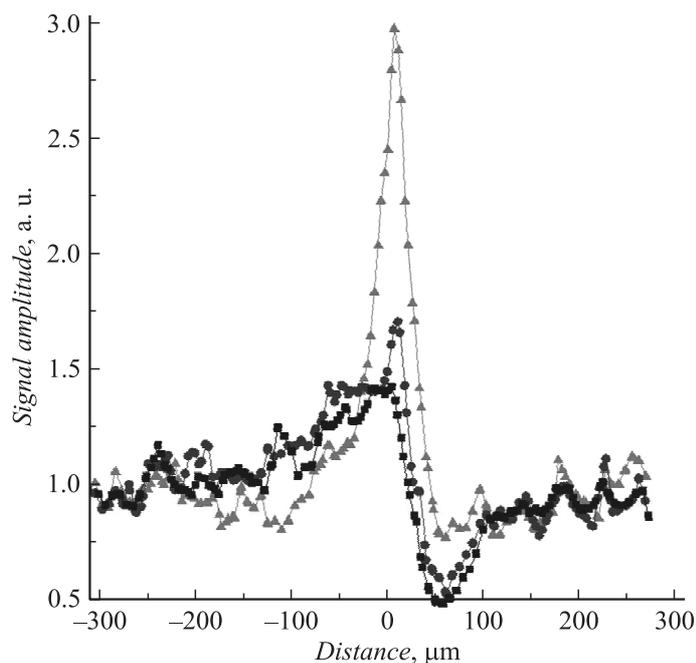


Рис. 2. Характер изменения амплитуды ФА-сигнала вдоль линии, показанной пунктиром на изображении *b* рис. 1. Черные квадратики соответствуют начальному состоянию, серые треугольники — состоянию под нагрузкой, серые кружочки — состоянию после снятия нагрузки.

модуль упругости, ν — коэффициент Пуассона, σ_{ii} — компоненты тензора напряжений, $\sigma = \sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}$.

В методе TSA к образцу прикладываются переменные механические напряжения определенной частоты. В соответствии с этим в компоненты тензора напряжений в выражении (1) входят как внутренние напряжения, зависящие только от координат, так и заданные переменные внешние напряжения, обусловленные воздействием внешнего источника. При использовании ФА-эффекта роль внешнего источника напряжений выполняют генерируемые лазером нестационарные термоупругие деформации.

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

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

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

При рассмотрении ФА-эффекта, в отличие от методик TSA, наряду с модуляцией температуры, обусловленной действием напряжений и определяемой выражением (1), необходимо учесть модуляцию температуры вследствие непосредственного поглощения 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 действием напряжений $\Delta\sigma_{ii}(\mathbf{r}, t)$.

Рассмотрим периодическую модуляцию излучения накачки с круговой частотой ω . Тогда в линейном приближении все величины, зависящие от времени, также будут изменяться с этой частотой, и для них будут справедливы представления в виде

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

а уравнение движения для компонент вектора деформаций объекта будет иметь вид

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

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

С учетом (1) и (3) получим следующее уравнение движения:

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

где

$$\Delta\lambda = \left(\frac{\alpha E}{1-2\nu}\right)^2 \frac{T_0}{\rho C}, \quad \Delta\tilde{T}_R(\mathbf{r}, \omega) = \frac{T_0}{\rho C} \frac{1}{E} \frac{\partial E}{\partial T} (\sigma_{11}^{(R)} + \sigma_{22}^{(R)}) \frac{\partial u_l}{\partial x_l}.$$

Поправка к коэффициентам Ламэ $\Delta\lambda$ не зависит от внутренних напряжений, присутствующих в объекте. Она связана с различием изотермических и адиабатических модулей упругости, которое обычно мало [7] и в дальнейшем учитываться не будет.

Для последующего анализа компоненты вектора деформаций удобно представить в виде суммы $u_i = u_i^{(0)} + u_i^{(1)}$, где $u_i^{(0)}$ — решение уравнения (6) при отсутствии внутренних напряжений. Подобные решения соответствуют ФА-сигналам от однородных объектов и достаточно хорошо изучены [8]. Здесь мы рассмотрим только ФА-сигнал, образующийся за счет деформаций $u_i^{(1)}$, обусловленных присутствием внутренних напряжений. Для его определения можно учесть, что параметр $T_0 \frac{\partial E}{\partial T}$ для металлов существенно меньше упругих модулей. Поэтому при решении уравнения (5) можно воспользоваться методом последовательных приближений и в температуре $\Delta\tilde{T}_R$ заменить компоненты вектора деформаций u_l на компоненты $u_l^{(0)}$. Кроме того, поскольку приведенные на рис. 1 и 2 экспериментальные данные были получены при относительно низких частотах, при которых длины акустических волн существенно превосходили размеры образца, то ограничимся рассмотрением задачи в квазистатическом приближении.

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

$$\mu \frac{\partial^2 \tilde{u}_i^{(1)}}{\partial x_i^2} + (\mu + \lambda) \frac{\partial^2 \tilde{u}_i^{(1)}}{\partial x_i \partial x_l} = \frac{\alpha E}{1 - 2\nu} \frac{\partial \Delta\tilde{T}_R^{(0)}}{\partial x_i}, \quad (7)$$

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

Способ решения задач термоупругости в квазистатическом приближении был рассмотрен в работах [9,10]. В них с использованием аппарата тензорных функций Грина было показано, что для объектов со свободной границей, занимающих полупространство $z > 0$, решение уравнения (7) может быть представлено в форме

$$\tilde{u}_i^{(1)}(\mathbf{r}, \omega) = \tilde{f}_i^{(1)}(\mathbf{r}, \omega) + \iint dx' dy' G_{ik}(x - x', y - y', z) \tilde{P}_k^{(eff)}(x', y', \omega), \quad (8)$$

где

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

Компоненты тензорной функции Грина и компоненты вектора $\tilde{P}_i^{(eff)}$, представляющего собой некоторую эффективную силу, действующую на поверхности образца $z = 0$, приведены в работе [10].

Деформации $u_i^{(0)}$, возникающие при воздействии лазерного излучения на однородный образец без внутренних напряжений, также определяются выражениями (8), но с заменой температуры $\Delta\tilde{T}_R^{(0)}$ на температуру T_L . Таким образом, они позволяют определить как деформации объекта, обусловленные присутствием в нем внутренних напряжений, так и деформации однородного образца без внутренних напряжений. Тем самым они делают возможным сравнение ФА-сигнала от однородного образца и поправки к нему из-за присутствия внутренних напряжений. ФА-сигнал, регистрируемый пьезодатчиком в режиме акселерометра, пропорционален деформации его поверхности.

Полученные результаты позволяют произвести сравнительную оценку указанных ФА-сигналов. Прежде всего учтем, что в выражении для $\Delta\tilde{T}_R^{(0)}$ дивергенцию $\partial\tilde{u}_l/\partial x_l$ можно заменить на $3\alpha\tilde{T}_L$. Для представленных на рис. 1 ФА-изображений, полученных при частоте модуляции 140 kHz, длины тепловых волн не превосходили $10\mu\text{m}$. Поэтому при оценке интегралов в выражениях типа (8) тепловые волны можно считать сильно локализованными, а остальные функции медленно меняющимися по сравнению с ними. При сделанных предположениях можно получить оценку для отношения амплитуд ФА-сигналов

$$\frac{u_i^{(1)}}{u_i^{(0)}} \cong 3\alpha \frac{T_0}{\rho C} \frac{1}{E} \frac{\partial E}{\partial T} (\sigma_{11}^{(R)} + \sigma_{22}^{(R)}), \quad (9)$$

где $\sigma_{11}^{(R)}$ и $\sigma_{22}^{(R)}$ соответствуют напряжениям в однородном образце.

При оценке ФА-сигнала вблизи диагоналей отпечатка следует учесть эффект концентрации напряжений. При радиусе кривизны ребер пирамидки Викакса порядка 100 nm [11] коэффициент концентрации напряжений может быть 100 и более. Из рис. 2 видно, что напряжение 24 МПа вызывает 100%-е изменение ФА-сигнала на диагонали отпечатка относительно его средней величины для образца при угле воздействия около 45° к диагонали. Приложение такого же давления перпендикулярно диагонали вызывало пластическую деформацию. Это означает, что напряжения на рассматриваемой диагонали были близки к напряжениям, соответствующим пластическому течению материала.

Теоретическая оценка (9) показывает, что в данном эксперименте относительное изменение ФА-сигнала на диагоналях отпечатка, обусловленное присутствием внутренних напряжений, могло достигать 10%. Полученное значение несколько ниже экспериментального, что может быть связано с приближенным характером оценки (9) или с различием физических параметров индентированного и неиндентированного материала.

Таким образом, экспериментально и теоретически установлено существенное изменение характеристик фотоакустических сигналов вблизи концентраторов напряжений в металлах под действием механических напряжений.

Данная работа осуществлена в рамках проекта РНФ № 15–19–00182.

Список литературы

- [1] *Berquez L., Dessus D.M., Franceschi J.L.* // Jpn. J. Appl. Phys. 2003. V. 42. N 10A. P. L1198–L1200.
- [2] *Hoshimiya T., Hatake-Yama M.* // Open J. Acoustics. 2013. N 3. P. 8–15.
- [3] *Muratikov K.L., Glazov A.L., Rose D.N., Dumar J.E.* // J. Appl. Phys. 2000. V. 88. N 5. P. 2948–2955.
- [4] *Muratikov K.L., Glazov A.L., Rose D.N., Dumar J.E.* // High Temperatures–High Pressures. 2002. V. 34. P. 585–590.
- [5] *Wong A.K., Jones R., Sparrow J.G.* // J. Phys. Chem. Solids. 1987. V. 48. N 8. P. 749–753.
- [6] *Новацкий В.* Динамические задачи теории термоупругости. М.: Мир, 1970. 256 с.
- [7] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости. М.: Наука, 1987. 246 с.
- [8] *Лямиев Л.М.* Радиационная акустика. М.: Наука, 1996. 304 с.
- [9] *Муратиков К.Л.* // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 11. С. 90–97.
- [10] *Муратиков К.Л.* // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 2. С. 58–63.
- [11] *Грабко Д.З., Шикимьяка О.А., Харя Е.Е., Даницэ З.Н., Миргородская Я.Ю.* // Труды XLVII Международной конференции „Актуальные проблемы прочности“. Ч. 1. Нижний Новгород, 2008. С. 159–161.