© С.А. Коваленко, В.Н. Иньков, 2008

УДК 622.611:620.179.16

С.А. Коваленко, В.Н. Иньков

ЛАЗЕРНО-УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ДИАГНОСТИКА ОПТИЧЕСКИ ПРОЗРАЧНЫХ МИНЕРАЛОВ С ДЕФЕКТАМИ

Основные физико-механичес-кие свойства горных пород во многом определяются характерными размерами зерна, пористостью, наличием трещин и их параметрами. При исследованиях геоматериалов на образцах характерные размеры данных структурных неоднородностей могут меняться в широком диапазоне от десятка микрон до нескольких сантиметров. Для оценки указанных размеров эффективно использование методов широкополосной ультразвуковой спектроскопии. Её реализация предполагает возбуждение и последующий анализ спектров коротких мощных импульсов упругих волн [1, 2].

Оптико-акустический метод является одним из наиболее перспективных методов и при исследовании поглощающих неоднородностей в оптически прозрачной матрице. Такая задача возникает, например, когда необходимо определить наличие дефектов в оптически прозрачных минералах. Перестраивая длину волны оптического излучения, её можно подобрать таким образом, что для матрицы она лежит в области прозрачности, а для дефекта в области поглощения. В этом случае при оптико-акустической диагностике неоднородной среды коротким лазерным импульсом неоднородности пространственного распределения тепловых источников преобразуются во временную модуляцию возбуждаемого акустического сигнала. Это обусловлено задержкой прихода на приёмник парциальных возмущений, возбуждаемых в различных точках среды, содержащих поглощающие примеси.

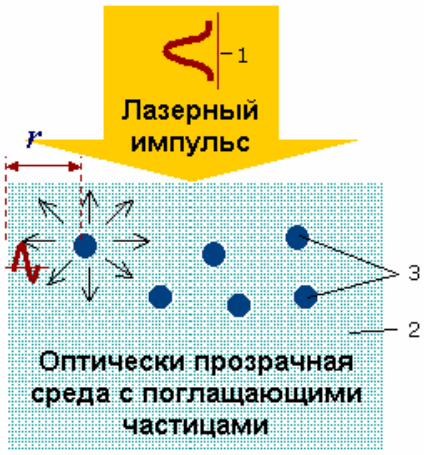

Рис. 1. 1 - Лазерный импульс, *2* – оптически прозрачная среда, *3* – поглощающие частицы

Рассмотрим термооптическое возбуждение звука, связанное с поглощением света на отдельных центрах. Будем считать, что среда, окружающая включения, слабо поглощает оптическое излучение данного диапазона частот. В этом случае глубина проникновения света в среду значительно больше среднего расстояния между частицами. Данный процесс схематически изображён на рис. 1.

В этом случае приращения температуры каждой частицы T_1 и окружающей

её оптически прозрачной среды T_2 определяются отдельно уравнениями теплопроводности:

$$\frac{1}{\chi_1}\frac{\partial T_1}{\partial t} = \Delta T_1 + \frac{I_0}{\kappa_1} f(t)\gamma(\vec{r}_\perp), \qquad (1)$$

$$\frac{1}{\chi_2}\frac{\partial T_2}{\partial t} = \Delta T_2 \qquad (2)$$

с соответствующими граничными условиями:

$$T_1\big|_{r=R} = T_2\big|_{r=R}, \qquad (3)$$

$$-\kappa_1 \frac{\partial T_1}{\partial r}\Big|_{r=R} = \kappa_2 \frac{\partial T_2}{\partial r}\Big|_{r=R}, \qquad (4)$$

$\chi_{1,2} = \dfrac{k_{1,2}}{\rho_{1,2} c_{1,2}}$, здесь k_1, k_2 - коэффициенты теплопроводности частицы и окружающей среды соответственно, $c_{1,2}$ - удельные теплоёмкости, $\rho_{1,2}$ - плотности, I_0 - пиковое значение интенсивности оптического пучка, функция $f(t)$ описывает зависимость интенсивности лазерного излучения от времени, $\gamma(\vec{r}_\perp)$ - ее распределение в поперечном сечении частицы, R – радиус поглощающей частицы.

Система уравнений теплового возбуждения в неоднородной среде для давлений p_1 в частице и p_2 в окружающей среде можно записать в виде:

$$\frac{1}{C_{l1}^2}\frac{\partial^2 p_1}{\partial t^2} - \Delta p_1 = \beta_1\rho_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial t^2}, \; 0 < r \le < R \qquad (5)$$

$$\frac{1}{C_{l2}^2}\frac{\partial^2 p_2}{\partial t^2} - \Delta p_2 = \beta_2\rho_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial t^2}, \; R < r \qquad (6)$$

где индекс 1 соответствует частице, 2 – окружающей среде, $C_{l1,2}$ - скорость продольных волн, $\beta_{1,2}$ - коэффициенты теплового расширения.

В силу центральной симметрии распределения температуры, приращение давления будет зависеть только от расстояния до центра частицы. Полная система уравнений (1)-(6) и оператор Лапласа $\Delta = \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial}{\partial r}(r\dfrac{\partial}{\partial r})$ позволяет рассчитать отклик, полученный от неоднородности находящийся в оптически прозрачной матрице.

Рассмотрим упрощённую модель термооптического возбуждения звука. Будем считать, что теплофизические свойства (такие как, коэффициенты теплопроводности, теплоёмкости c_p, коэффициенты объёмного расширения) поглощающего включения и окружающей среды, близки по значению. Тогда система уравнений (1)-(6) упрощается и принимает вид:

$$\rho c_p \frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial r^2} + \alpha\, I_0 f(t) r e^{\alpha(r-R)},$$

$$0 < r \le R \qquad (7)$$

$$\rho c_p \frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial r^2}, \; r > R \qquad (8)$$

$$\frac{1}{c_l^2}\frac{\partial^2 \tilde{p}}{\partial t^2} - \Delta \tilde{p} = \beta\rho \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial t^2}, \qquad (9)$$

Здесь введены обозначения для приращений температуры в среде $\tilde{T} = rT$ и давления $\tilde{p} = rp$. Теперь систему уравнений (7)-(9) необходимо дополнить условием излучения (при $r \to \infty$ амплитуда возникающей упругой волны должна также стремиться к нулю). Будем искать решения в виде разложения в интеграл Фурье:

$$\tilde{p}(t,r) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{p}(\omega, r) e^{i\omega t} \partial\omega \qquad (10)$$

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\omega) e^{i\omega t} \partial\omega \qquad (11)$$

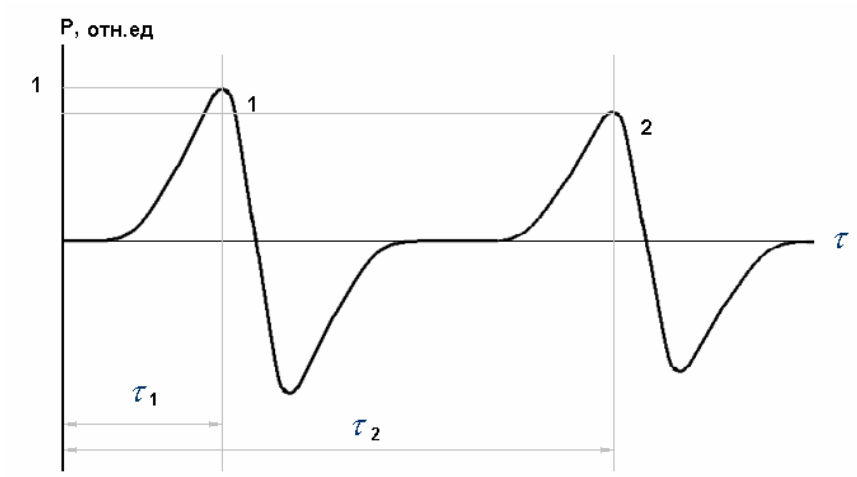

Рис. 2. Последовательность импульсов давления возникающих от поглощающих дефектов

После подстановки (10)-(11) в (7)-(9) для Фурье образа давления $\tilde{p}(\omega, r)$ получим уравнение Гельмгольца:

$$\frac{\partial^2 \tilde{p}}{\partial r^2} + \frac{\omega^2}{c_l^2}\tilde{p} = -r\beta\frac{\alpha I_0}{c_p}e^{\alpha(r-R)} \qquad (12)$$

Решение которого для Фурье образа сферической волны, распространяющейся от поглощающего включения, имеет вид:

$$\tilde{p}(\omega, r) = \frac{\beta\alpha I_0 c_l}{2c_p}e^{\alpha r}\frac{f(\omega)(\alpha - i\frac{\omega}{c_l})^2}{(\alpha^2 + \frac{\omega^2}{c_l^2})^2} \qquad (13)$$

Совершая обратное Фурье преобразование, получили следующее выражение для бегущей сферической упругой волны давления в среде:

$$p(r, \tau = t - r/a) = \frac{\beta\alpha I_0 c_l}{2C_p}e^{\alpha R} \times$$

$$\times\int_{-\infty}^{\infty}\frac{f(\omega)(\alpha - i\frac{\omega}{c_l})^2}{(\alpha^2 + \frac{\omega^2}{c_l^2})^2}\, e^{i\omega(t-\frac{r}{c_l})}d\omega. \qquad (14)$$

Расчёты были проведены для гауссова оптического пучка $f(t)=\frac{1}{\sqrt{\pi}}e^{-t^2/\tau_0^2}$, где τ_0 - характерная длительность лазерного импульса. Видно, что в этом случае возникает биполярный акустический импульс, по которому можно судить о наличии инородного включения в оптически прозрачном минерале (рис. 2). Время задержки данного импульса относительно опорного сигнала лазера позволяет определить местоположение дефекта в минерале.

На базе проведённых экспериментов был предложен способ обнаружения поглощающих включений [3]. Данный способ диагностики неоднородности прозрачных материалов заключается в сканировании геоматериала лазерным излучением. Для того чтобы обнаружить такое включение необходимо перестроить длину волны лазерного излучения в инфракрасном и видимом диапазонах, увеличивая частоту от импульса к импульсу. При возникновении акустического отклика останавливают оптическую перестройку частоты, оставляя

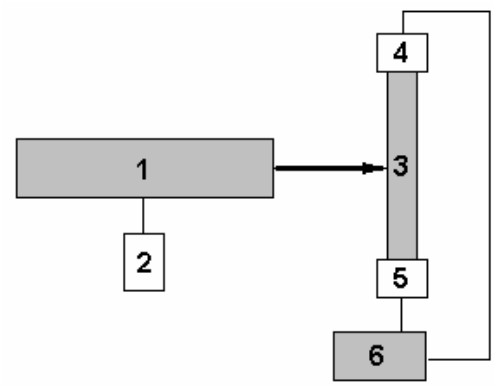

Рис. 3. Устройство для сканирования оптически прозрачных образцов

сканирование в малом диапазоне, в районе возникновения акустического сигнала. Материал неоднородности можно определить по частоте лазерного излучения, а её размеры и форму – по форме возникающего акустического импульса.

Реализация задачи нахождения инородного включения в оптически прозрачном материале осуществлена с помощью специально созданного устройства, блок-схема которого показана на рис. 3. Устройство включает в себя импульсный перестраиваемый по частоте лазер *1*, закреплённый на системе механического сканирования *2*, исследуемый материал *3*, два пьезоэлектрических широкополосных приёмника *4, 5*, расположенных в направлении перпендикулярном направлению распространения оптического пучка. Упругие импульсы с пьезоприёмников подаются в систему обработки сигнала *6*.

Данный способ решает задачу нахождения дефектов в прозрачном материале и определения параметров включений широкого класса веществ. При этом сохраняется бесконтактность и обеспечивается высокая точность контроля [2].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Иньков В.Н., Черепецкая Е.Б., Шкуратник В.Л., Карабутов А.А., Макаров В.А.* Ультразвуковая эхоскопия геоматериалов с использованием термооптических источников продольных волн. ФТПРПИ, № 3, 2004 г.

2. *Cherepetskaya E.B., Inkov V.N., Karabutov A.A., Shkuratnik V.L.* Laser-ultrasonic spectroscopy for geological testing. - Abstracts “FORUM ACUSTICUM”. – Budapest 2005. – Acta Acustica united with Acustica. – 2005. – Vol. – suppl. 1. – p . 171.

3. *Карабутов А.А., Макаров В.А., Шкуратник В.Л., Черепецкая Е.Б., Коваленко С.А.* Способ диагностики неоднородности прозрачных материалов и устройство для его реализации. Патент на изобретение Российской Федерации №231592. ГИАБ

Коротко об авторах

Коваленко С.А. – аспирант кафедры ФТКП,
Иньков В.Н. – кандидат технических наук, ассистент кафедры физики,
Московский государственный горный университет.

Рецензент д-р техн. наук, проф. *В.Л. Шкуратник.*