

УДК 622.611.4:620179.16

П.Ю. Лысенко, Р.Г. Простяков, Е.Б. Черепецкая

**ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ПРИМЕНЕНИЯ
ЛАЗЕРНОЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ
ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МОДУЛЕЙ УПРУГОСТИ
ТРАНСВЕРСАЛЬНО-ИЗОТРОПНЫХ ГОРНЫХ ПОРОД**

Предложен алгоритм расчета модулей упругости трансверсально-изотропных горных пород на основе измерения фазовых скоростей продольных и поперечных волн в широком диапазоне частот.

Ключевые слова: ультразвуковая спектроскопия, трансверсально-изотропная среда, модули упругости, анизотропия.

Исследование физических свойств и внутренней структуры горных пород является важным этапом в многочисленных задачах как фундаментального, так и прикладного характера. При этом актуальной становится расчетная оценка влияния совместных процессов деформирования и накопления дефектов, возникающих под влиянием изменения нагрузки и температуры и приводящих к возникновению макротрещин в геоматериале [1-3]. О влиянии данных процессов на прочностные характеристики горных пород можно судить, используя полный набор упругих модулей.

Для нахождения упругих модулей необходим анализ частотных зависимостей коэффициентов пропускания, отражения или затухания ультразвука в породе в широком спектральном диапазоне, так как рассеяние ультразвука на микронеоднородностях становится существенным, если длина волны оказывается сравнимой с их размерами.

Применение для этой цели традиционных ультразвуковых методов, использующих пьезопреобразователи для генерации и приема акустических импульсов, затруднено, прежде всего, из-за низкой эффективности возбуждения широкополосных акустических сигналов [1-7].

В настоящей работе делается попытка теоретического обоснования возможности измерения упругих констант с использованием лазерной ультразвуковой спектроскопии [2, 4] для трансверсально-изотропных геоматериалов. Применение подобных моделей целесообразно для тонкослоистых осадочных и метаморфических пород [3].

Трансверсально-изотропные среды характеризуются постоянством свойств в различных направлениях только для плоскостей, ориентированных определенным образом, которые называются плоскостями изотропии. В других направлениях данного типа среды, в частности, в направлении, перпендикулярном к плоскости изотропии, свойства имеют другие значения.

Матрица жесткости (тензор упругости c_{ijkl}) трансверсально-изотропной среды может быть представлена (в главных осях) в виде:

$$\begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & & & \\ c_{12} & c_{22} & c_{23} & & & 0 \\ c_{12} & c_{23} & c_{22} & & & \\ & & & c_{44} & & \\ & 0 & & & c_{66} & \\ & & & & & c_{66} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $c_{44} = \frac{1}{2}(c_{22} - c_{23})$.

Эта матрица имеет всего пять независимых упругих модулей. Для их расчета необходимо определить связь между ними и фазовыми скоростями ультразвуковых (УЗ) волн, а также произвести анализ частотных зависимостей этих скоростей.

Рассмотрим распространение упругих волн в трансверсально-изотропной среде. Если длина волны λ значительно больше, чем толщина слоев, работает длинноволновое приближение и данная среда ведет себя как квазиоднородная среда. Процесс распространения упругих волн в этом случае описывается волновым уравнением, записанным для смещения u_i частиц в упругой волне:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k}, \quad (2)$$

где ρ - плотность среды.

Решение волнового уравнения будем искать в виде разложения временного профиля упругого импульса в интеграл Фурье по плоским волнам:

$$u_i(\bar{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} u_l(\omega, \bar{r}) e^{i(\bar{k}\bar{r} - \omega t)} d\omega, \quad (3)$$

где \bar{r} - радиус-вектор, соединяющий начало координат и любую точку на фронте волны; $\bar{k} = \frac{\omega}{V} \bar{n}$ - волновой вектор; $u_l(\omega, \bar{r})$ - амплитуда гармоники ω с поляризацией l ($l = 1, 2, 3$). Здесь V - фазовая скорость распространения упругой волны, $\bar{n} = \{n_1; n_2; n_3\}$ - вектор волновой нормали, который перпендикулярен плоскости фронта волны.

Подставляя выражение (3) в волновое уравнение, для каждой гармоники $u_l(\bar{r}, t)$ получим

$$(\Gamma_{il} - \rho V^2 \delta_{il}) u_l = 0, \quad (4)$$

где $\Gamma_{il} = c_{ijkl} n_i n_j$ - тензор Кристоффеля, δ_{il} - символ Кронекера.

Таким образом, для определения скорости и поляризации плоских волн, распространяющихся вдоль направления \bar{k} в анизотропной среде с матрицей

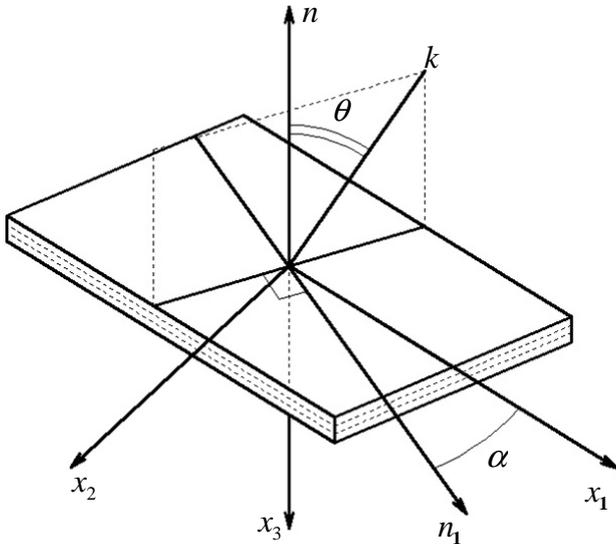


Рис. 1. Геометрия плоскости падения акустической волны на образец

нами, а собственные вектора - ортогональными. Поэтому в анизотропной среде вдоль направления \bar{k} могут распространяться три плоские волны с различными скоростями и ортогональными поляризациями [3].

Для трансверсально-изотропных веществ компоненты тензора Γ_{il} будут иметь вид:

$$\Gamma_{11} = c_{11}n_1^2 + c_{66}(n_2^2 + n_3^2), \quad \Gamma_{12} = (c_{12} + c_{66})n_1n_2, \quad \Gamma_{13} = (c_{12} + c_{66})n_1n_3, \quad (6)$$

$$\Gamma_{22} = c_{66}n_1^2 + c_{22}n_2^2 + c_{44}n_3^2, \quad \Gamma_{23} = (c_{23} + c_{44})n_2n_3, \quad \Gamma_{33} = c_{66}n_1^2 + c_{44}n_2^2 + c_{33}n_3^2.$$

Выражения (6) показывают, что варьируя направление распространения УЗ волны в трансверсально-изотропном веществе, можно получить искомую связь фазовых скоростей с упругими модулями.

Пусть акустическая волна распространяется вдоль оси симметрии x_1 ($\bar{k} \uparrow \uparrow x_1$), тогда:

$$\Gamma_{11} = c_{11} = \rho V_L^2, \quad \Gamma_{22} = \Gamma_{33} = c_{66} = \rho V_T^2 \quad (7)$$

Первый корень соответствует чисто продольной акустической волне; два других - чисто поперечным волнам, распространяющимся вдоль оси x_1 и поляризованным вдоль осей x_2 и x_3 , соответственно.

Таким образом, можно определить упругие модули c_{11} и c_{66} . Аналогично по фазовым скоростям упругих волн, распространяющихся вдоль оси x_2 , можно найти модули c_{22} и c_{44} .

жесткости c_{ijkl} , нужно найти собственные вектора и собственные значения тензора $\Gamma_{il} = c_{ijkl} n_i n_j$.

В общем случае для данного направления существуют три скорости, являющиеся корнями характеристического уравнения:

$$|\Gamma_{il} - \rho V^2 \delta_{il}| = 0 \quad (5)$$

Так как матрица жесткости c_{ijkl} является симметричной, то тензор Γ_{il} также будет симметричным, и его собственные значения будут являться действительными величинами,

Смешанный модуль c_{12} не удается определить, исследовав распространение акустических волн только вдоль главных осей трансверсально-изотропного вещества.

Для его нахождения необходимо рассмотреть распространение УЗ волн в других направлениях (проще всего в плоскости (x_1x_2)). Пусть α - угол между осью симметрии x_1 и направлением распространения волны \bar{k} (рис. 1).

Решая задачу на собственные значения, получим следующие корни характеристического уравнения :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho V_{or}^2 = \psi + \frac{1}{2}\eta, \quad \rho V_{ot}^2 = \psi - \frac{1}{2}\eta \\ \rho V_r^2 = c_{66} \cos^2 \theta + c_{44} \sin^2 \theta \\ \psi = \frac{c_{11} \cos^2 \theta + c_{22} \sin^2 \theta + c_{66}}{2} \\ \eta = \sqrt{((c_{11} - c_{66}) \cos^2 \theta + (c_{66} - c_{22}) \sin^2 \theta)^2 + (c_{12} + c_{66})^2 \sin 2\theta} \end{array} \right. \quad (8)$$

Следовательно, зная фазовые скорости квазипродольной (QL) и квазипоперечной (QT) волн в плоскости слоев, можно вычислить недостающий упругий модуль c_{12} . Таким образом, будет полностью определена вся матрица жесткости $c_{\alpha\beta}$.

Для решения поставленной задачи измерения упругих свойств предлагается иммерсионная методика. Исследуемый образец горной породы помещается в кювету с иммерсионной жидкостью (этанол или дистиллированная вода). На стенках кюветы жестко закрепляются оптико-акустический генератор (ОАГ) и широкополосный пьезоприемник (расстояние между последними определялось размером кюветы и составило 15 см). Юстировка параллельности плоскостей излучателя и приемника должна осуществляться в отсутствии образца. Система позиционирования образца (рис. 1) должна позволять варьировать угол падения УЗ импульса на образец θ и угол α между направлением слоев x_1 и нормалью n_1 к плоскости падения (\bar{nk}).

Возбуждение импульсов упругих волн осуществлялось с помощью твердотельного лазера (с длиной волны излучения $\lambda = 1,06$ мкм, длительностью импульса 10 нс и энергией порядка 300 мДж). Оптико-акустический генератор (ОАГ) продольных волн был выполнен на основе полиэтилена высокого давления. При поглощении лазерного импульса в ОАГ его локальный нагрев и последующее расширение приводило к возбуждению однополярных импульсов продольных волн с амплитудой давления до 10 МПа и характерной длительностью порядка 100 нс. Широкополосный пьезоприемник таких импульсов изготавливается из ПВДФ-пленки с резонансной частотой 10 МГц, диаметром 26 мм. Чувствительность приемника на основе ПВДФ пленки составила 10 мкВ/Па.

Акустический импульс, излучаемый термооптическим источником, преломлялся на входной поверхности образца и после преломления на выходной поверхности распространяется в направлении, параллельном первоначальному.

Таким образом, при углах падения θ акустической волны из иммерсионной жидкости на образец, которые меньше критического значения для квазипродольной волны - $\theta_{cr,QL} = \arcsin\left(\frac{V_0}{V_{QL}}\right)$, где V_{QL} - скорость продольной волны в образце, а V_0 - скорость продольной волны в иммерсионной жидкости, в исследуемом образце будет распространяться QL волна (амплитуды $QT1$ и $QT2$ волн относительно малы). При углах падения $\theta_{cr,QL} < \theta < \theta_{cr,QT_1}$ в геоматериале будет доминировать быстрая квазипоперечная QT_1 волна; и при углах падения $\theta_{cr,QT_1} < \theta < \theta_{cr,QT_2}$ - медленная квазипоперечная волна. Регистрируются временные формы акустических импульсов: опорного, прошедшего иммерсионную среду в отсутствие образца, и исследуемого, прошедшего образец геоматериала, помещенный в иммерсионную жидкость. Сравнение фазовых спектров этих импульсов дает возможность измерить разность фаз $\delta\varphi$ между гармониками частоты f опорного и исследуемого сигналов в широком диапазоне частот.

Данная методика измерений позволяет проводить спектроскопию продольных акустических волн во всех направлениях в исследуемых образцах. Однако в иммерсионном методе возможно возбуждение широкополосных сдвиговых акустических сигналов, поляризованных только в плоскости падения $УЗ$ импульса на образец (S -поляризованной волны). Поэтому возбуждение, например, сдвиговой $УЗ$ волны, распространяющейся вдоль оси x_2 и поляризованной вдоль оси x_1 , невозможно. Следовательно, получить исчерпывающие дан-

ные о распространении поперечных акустических волн в геоматериале при использовании только иммерсионной методики не удастся.

Для получения ясной картины распространения ультразвука в таких средах, а также для более точного вычисления упругих модулей необходимо провести исследование распространения поперечных акустических видеоимпульсов во всех направлениях внутри трансверсально-изотропной среды. Поэтому (в дополнение к иммерсионной методике) использовался специально модернизированный для этой задачи генератор широкополосных сдвиговых акустических импульсов (рис. 2).

В данном генераторе в качестве рабочей среды использовалась тушь (3). Лазерный пучок (1) падал через стек-

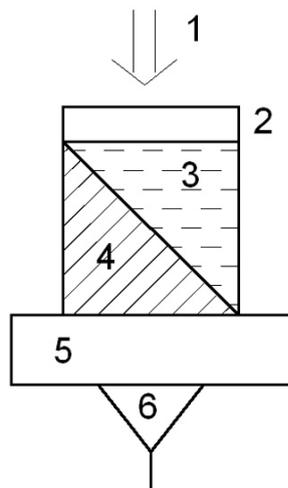


Рис. 2. Оптико-акустический генератор широкополосных сдвиговых ультразвуковых импульсов

лянную пластинку (2) на поверхность туши (3) и поглощался. Последующее расширение нагретой области приводило к генерации продольной волны. Нижняя часть генератора была выполнена в виде алюминиевой призмы (4).

На поверхности алюминиевой призмы эта волна преломляется, причем угол преломления был больше угла полного внутреннего отражения для продольной акустической волны, но меньше угла полного внутреннего отражения для поперечной акустической волны. Таким образом, продольная акустическая волна не распространялась в глубь алюминиевой призмы, а распространялась вдоль ее поверхности и поверхности туши где, становясь неоднородной, затухала. Поэтому на приемник (6) из ПВДФ пленки или на исследуемый образец (5), который мог располагаться между призмой и приемником, попадал лишь сдвиговый УЗ сигнал. Импульс сдвиговой волны обладал схожими амплитудно-частотными характеристиками с возбуждаемым в туши импульсом продольной волны.

Использование такого генератора сдвиговых акустических импульсов позволяет исследовать распространение произвольно поляризованных поперечных акустических волн в трансверсально-изотропных средах, что необходимо для получения полного набора упругих модулей таких веществ.

Как было указано выше, иммерсионная техника с применением термооптического возбуждения УЗ позволяет определить разность фаз $\delta\varphi$ между гармониками сигнала, прошедшего образец, и иммерсионную среду (в отсутствии образца). По этим данным, а также по данным спектроскопии на сдвиговых акустических волнах можно найти фазовую скорость УЗ волн в исследуемых образцах, а по фазовым скоростям определить полный набор упругих модулей.

Для расчета фазовых скоростей всех трех акустических мод будем предполагать, что в данном частотном диапазоне (0,3-10 МГц) образец геоматериала является однородной трансверсально-изотропной средой. Фактически это соответствует длинноволновому приближению (длины возбуждаемых УЗ волн много больше размеров неоднородностей среды – слоев, зерен, микротрещин).

Тогда в иммерсионной схеме после несложных вычислений для фазовых скоростей упругих волн получим следующее выражение:

$$V = \frac{V_0}{\sqrt{\sin^2\theta + (\zeta - \cos\theta)^2}}, \quad (11)$$

где V_0 - фазовая скорость ультразвука в иммерсионной среде, θ - угол падения

волны на образец, $\zeta = \frac{V_{L0}\delta\varphi}{L2\pi f}$, (L - толщина образца). Угол преломления аку-

стической волны в образце может быть определен по формуле:

$$\beta = \arcsin\left(\frac{V_L \sin\theta}{V_0}\right) \quad (12)$$

Этот угол, вообще говоря, может быть различен для различных спектральных компонент УЗ сигнала из-за частотной дисперсии.

В случае использования генератора сдвиговых акустических импульсов, фазовая скорость поперечных акустических волн определяется как:

$$V_T = \frac{L2\pi f}{\delta\varphi_1}, \quad (13)$$

где φ_1 - разность фаз между гармониками частоты f сигнала, прошедшего образцу, и соответствующими гармониками УЗ сигнала в отсутствии образца.

Проведено тестирование предложенной методики на изотропных образцах (в оргстекле). Измерение фазовой скорости волн в оргстекле показали, что зависимость фазы гармоники у УЗ импульса от частоты линейная, что свидетельствует об отсутствии дисперсии, а ошибка измерений не превышала 0,5%.

Таким образом, предложенный нами метод позволит определять полный набор коэффициентов жесткости трансверсально-изотропных геоматериалов с высокой точностью измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Углов А.Л., Ерофеев В.И., Смирнов А.Н. Акустический контроль оборудования при изготовлении и эксплуатации. // Москва: Наука, 2009.
2. Карабутов А.А., Макаров В.А., Черепецкая Е.Б., Шкуратник В.Л. Лазерно-ультразвуковая спектроскопия горных пород. // Москва: Издательство «Горная книга» 2008. 198 с.
3. Александров К.С., Продайвода Г.Т. Анизотропия упругих свойств минералов и горных пород. // Новосибирск: СО РАН, 2000. 353 с.
4. Карабутов А.А., Макаров В.А., Шкуратник В.Л., Черепецкая Е.Б. Теоретическая оценка параметров ультразвуковых импульсов, возбуждаемых в геоматериалах лазерным излучением. // ФТПРПИ, 2003 г. - №4. С.11-18.
5. Карабутов А.А., Матросов М.П., Подымова Н.Б., Пыж В.А. Импульсная акустическая спектроскопия с лазерным источником звука. // Акуст. журн. 1991.Т.37(2). С.311.
6. Карабутов А. А., Пеливанов И. М., Подымова Н. Б., Скипетров С.Е. Неразрушающий контроль дефектов структуры графитоэпоксидных композитов лазерным ультразвуковым методом // Механика композитных материалов, 2000. №6. С. 831-838
7. Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. // М.: Наука. 1982. 424 с.

Т/АБ

КОРОТКО ОБ АВТОРАХ

Лысенко Павел Юрьевич – аспирант кафедры физики,

Простяков Роман Геннадьевич – студент кафедры Физико-технический контроль процессов горного производства,

Черепецкая Елена Борисовна – доктор технических наук, профессор,

Московский государственный горный университет,

Moscow State Mining University, Russia, ud@msmu.ru

