

НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ СТРУКТУРНО-НЕОДНОРОДНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ ГОДОГРАФА СКОРОСТИ УПРУГИХ ВОЛН

© 2019 г. А.И. Потапов^{1,*}, А.В. Кондратьев^{1,**}, Я.Г. Смородинский^{2,3,***}

¹Санкт-Петербургский горный университет (СПГУ), Россия 199106 Санкт-Петербург, 21-я линия Васильевского острова, 2

²Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Россия 620108 Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

³Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н.Ельцина, Россия 620002 Екатеринбург, ул. Мира, 19

E-mail: *apot@mail.ru, **kondratiev91@rambler.ru, ***sm@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 21.01.2019; после доработки 21.03.2019

Принята к публикации 12.04.2019

Рассмотрены теоретические основы неразрушающего контроля крупногабаритных конструкций и сооружений из структурно-неоднородных композиционных материалов методом годографа скорости упругих волн. Приведены теоретические основы метода годографа скорости упругих волн для однослойной среды, а также распространение низкочастотных упругих волн в однородной изотропной однослойной среде. На основе исследований даны рекомендации по определению дефектов и скорости распространения упругих волн в однослойной среде, что позволяет обеспечить неразрушающий контроль физико-механических характеристик материала в слое и дефектоскопию и толщинометрию крупногабаритных конструкций и сооружений из крупноструктурных и композиционных материалов.

Ключевые слова: крупноструктурные и композиционные материалы, крупногабаритные конструкции, низкочастотный ультразвук, продольные и поперечные отраженные упругие волны, коэффициент отражения, коэффициент затухания.

DOI: 10.1134/S0130308219060022

ВВЕДЕНИЕ

Традиционный ультразвуковой метод отраженного или рассеянного излучения (эхометод) находит широкое применение при дефектоскопии, толщинометрии и структурометрии материалов с малым затуханием ультразвука (в диапазоне частот 1—25 МГц). К числу таких материалов можно отнести различные сорта стали, алюминий и его сплавы, титан и другие металлы, а также стекло, керамику, фарфор, различные жидкие вещества. Для исследования этих материалов используют ультразвуковые преобразователи с высокой направленностью излученного сигнала, что обеспечивает прием прямых отражений от границы раздела сред [1, 2]. При этом преобразователи являются, как правило, совмещенными. Однако применение этого метода для контроля однослойных и многослойных изделий толстостенных крупногабаритных конструкций и сооружений, в том числе из полимерных композиционных и крупноструктурных материалов (бетон, асфальтобетон, древесина, горные породы, полимеры, эластомеры, пено- и пороматериалы и др.) не представляется возможным в связи с высоким рассеянием и затуханием упругих волн высокой частоты [3—12]. Это обусловлено тем, что длина волны упругих колебаний (0,1—3 мм) соизмерима с размерами элементов структуры данных материалов. Отражение упругих волн на включениях создает сложные явления взаимодействия упругих волн, обусловленные их реверберацией, интерференцией и дифракцией. Контроль указанных материалов этим способом становится возможным только в том случае, когда длина волны упругих колебаний на порядок больше преобладающего размера включений. Выполнение данного условия возможно в случае использования частотного диапазона в области низких ультразвуковых частот — в диапазоне 20—200 кГц [3—5].

Широкое распространение получили низкочастотные акустические методы неразрушающего контроля многослойных конструкций [13].

К их числу относятся импедансный, велосимметрический и локальный метод свободных колебаний. Принципы, лежащие в основе этих методов, различны, но их объединяет использование упругих колебаний низких (в основном звуковых) частот. Поэтому, чтобы подчеркнуть отличие упомянутых методов от широко применяемых ультразвуковых, названы низкочастотными акустическими.

Низкочастотные акустические методы используют антисимметричные нормальные волны нулевого порядка (в частном случае — изгибные). Такие волны могут существовать только в

слоях, протяженность которых в направлении распространения волн в несколько раз превышает толщину слоев. Это ограничивает применение рассматриваемых методов обнаружением относительно неглубоко залегающих дефектов, линейные размеры которых превышают глубину их залегания. Использовать данные методы для толстостенных крупногабаритных конструкций и сооружений (различных дорожных и аэродромных покрытий; теплозащитных покрытий из пено- и пороматериалов; стен зданий и сооружений, несущих конструкций мостов; клееных деревянных конструкций и др.) не представляется возможным. Контроль таких объектов осуществляется только в поверхностных слоях.

Значительный интерес для неразрушающего контроля толстостенных крупногабаритных конструкций и сооружений из композиционных материалов представляют сейсмоакустические методы, получившие широкое распространение в сейсморазведке при поиске полезных ископаемых и изучении горных пород. Основой данных методов является метод годографа скорости упругих волн [14—16], который наиболее активно развивался в 60—70 гг. прошлого века.

Впервые упоминание о данном методе применительно для неразрушающего контроля толстостенных крупногабаритных конструкций и сооружений из композиционных материалов приводится в работах [17]. Больше публикаций по данному методу применительно к неразрушающему контролю указанных объектов нами не обнаружено.

Следует отметить, что скорости распространения продольных и поперечных упругих волн являются важнейшими параметрами для неразрушающего контроля физико-механических характеристик (упругих и прочностных) материалов в конструкции [18—20].

В статье рассмотрены физические основы данного метода для неразрушающего контроля толстостенных крупногабаритных конструкций и сооружений из структурно-неоднородных композиционных материалов, в которых толщина существенно превышает длину волны низкочастотных ультразвуковых упругих колебаний.

ХАРАКТЕРИСТИКА МЕТОДА ГОДОГРАФА СКОРОСТИ УПРУГИХ ВОЛН ДЛЯ ОДНОСЛОЙНОЙ СРЕДЫ

Возбуждение и формирование упругих волн в пределах зоны излучателя и приемника создает основные условия распространения и взаимодействия упругих волн в контролируемой среде.

Таковыми основными условиями оптимального распространения волн являются следующие:

- 1) выбор основных принципов распространения упругих волн;
- 2) определение формы и длительности упругого импульса;
- 3) определение амплитудного и частотного спектров волн;
- 4) определение временных интервалов и амплитуды разных типов волн от момента возбуждения до их регистрации приемником;
- 5) исследование параметров отраженных волн.

Рассмотрим данные условия. Ранее было отмечено, что в связи с необходимостью снижения частотного диапазона в область низких частот длина волны ультразвуковых колебаний либо меньше, либо соизмерима с размерами излучателя или приемника. Данное обстоятельство приводит к тому, что преобразователь (излучатель) является источником образования либо сферических волн, либо волн со слабой направленностью. Учитывая это, при исследовании распространения упругих волн были приняты принципы геометрической акустики (по аналогии с геометрической оптикой, которая рассматривает только главные направления распространения лучей и не учитывает рассеяния лучей из-за дифракции и интерференции).

Основными принципами геометрической акустики являются известные принципы Гюйгенса и Ферма [21]. Согласно принципу Гюйгенса, каждую точку фронта упругой волны в начальный момент времени t_0 можно представить в виде элементарного источника колебаний.

Аналитическим выражением принципа Гюйгенса является дифференциальное уравнение Гамильтона (уравнение поля времен t)

$$\left(\frac{dt}{dX}\right)^2 + \left(\frac{dt}{dY}\right)^2 + \left(\frac{dt}{dZ}\right)^2 = \frac{1}{v^2(X, Y, Z)},$$

где $v(X, Y, Z)$ — заданное распределение скорости упругой волны в среде (для продольной или поперечной волны).

В результате решения этого уравнения получают следующее выражение для волнового фронта:

$$S'(X, Y, Z, t) = 0.$$

Следует отметить, что физическая акустика учитывает волновые явления, обусловленные дифракцией и интерференцией волн. Однако решение задач распространения упругих волн для рассмотренных моделей сред с учетом анизотропии, вязкоупругости и явлений интерференции в настоящее время не представляется возможным.

Для однородной изотропной среды уравнение Гамильтона будет удовлетворять выражению [21]

$$t = \frac{1}{v} \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2},$$

где X, Y, Z — координаты точки.

Данное выражение является функцией поля времен, которая представляет собой сферическую поверхность.

В процессе распространения упругой волны, возбужденной точечным источником, ее фронт в зависимости от упругих свойств среды занимает в одинаковые моменты времени различные положения в контролируемой среде. Поверхности, с которыми фронт волны совпадает в различные моменты времени, называют изохронами. Для однородной изотропной среды изохроны представляют собой сферические поверхности. В случае анизотропной среды изохроны могут принимать сложный вид в зависимости от вида упругой симметрии контролируемой среды.

Согласно принципу Ферма, время распространения упругой волны вдоль луча минимально по сравнению со временем распространения волны по другим возможным путям. Математическое использование принципа Ферма сводится к решению вариационной задачи отыскания экстремума интеграла [21]

$$t = \int_A^B \frac{dS}{v(X, Y, Z)}, \quad (1)$$

где dS — элемент дуги криволинейного луча; A, B — точки, в которых измеряется время пробега волны.

Принципы Гюйгенса—Ферма дают возможность решить любую задачу геометрической акустики при каком угодно распределении скоростей в среде. Но их использование при аналитическом решении задач акустики часто затруднено из-за громоздкости математического аппарата. Непосредственным следствием принципов Гюйгенса—Ферма являются общеизвестные законы преломления и отражения лучей, которые заключаются в следующем:

1) отношение синусов углов падения α , преломления β и отражения γ для продольных и сдвиговых волн равно отношению скоростей в соответствующих средах {21}

$$\frac{\sin \alpha_n}{v_{n_1}} = \frac{\sin \beta_n}{v_{n_2}} = \frac{\sin \beta_c}{v_{c_2}} = \frac{\sin \gamma_c}{v_{c_1}} = \frac{\sin \alpha_c}{v_{c_1}},$$

где v_{n_1} и v_{n_2} — скорости продольных волн в средах 1 и 2; v_{c_1} и v_{c_2} — скорости сдвиговых волн в средах 1 и 2. Здесь и далее буквы «п» и «с» в индексе показывают тип волны — продольную и сдвиговую, цифры в индексе — номер среды;

2) лучи падающий, отраженный и преломленный лежат в одной плоскости, совпадающей с плоскостью, нормальной к границе раздела сред.

Следует отметить, что значение скорости распространения упругой волны зависит не только от типа колебаний, но и от формы колебаний. В зависимости от формы колебаний различают волновую, фазовую, групповую скорости. Волновая скорость характеризует перемещение заданной точки волны (гребня, впадины). Для непрерывных гармонических колебаний волновая скорость равна фазовой. Скорость распространения сигнала или экстремума, огибающей цуга (пакета) колебаний, называют групповой скоростью.

Различные типы волн (продольные, сдвиговые, поверхностные и т. д.) имеют различные скорости. Наиболее важным для геометрической акустики является понятие годографа скорости соответствующих типов волн. В практике акустических измерений могут найти применение как поверхностные, так и линейные годографы. Упругие волны, возбуждаемые точечным источником, характеризуются полем времен

$$t = t(X, Y, Z), \quad (2)$$

в пределах которого находится некоторая отражающая поверхность

$$R(X, Y, Z) = 0. \quad (3)$$

Совокупность зависимостей (2) и (3) называют поверхностным годографом поля времени t на поверхности R .

Таким образом, поверхностный годограф это есть график, составленный по наблюдениям в ряде точек, расположенных на некоторой поверхности, линейный годограф — график, составленный по наблюдениям, проведенным вдоль некоторых линий на контролируемой поверхности (продольных профилей). Линейный годограф выражает зависимость между временем пробега упругой волны определенного типа и расстоянием от излучателя до приемника. Годограф прямой волны представляет собой прямую, описываемую зависимостью $t = -X/v$.

Использование годографов позволяет выделить из общей волновой картины различные типы упругих волн, определить их скорости, а, следовательно, и физико-механические характеристики контролируемых сред.

Для изотропной однородной среды поверхностный годограф представляет собой поверхность конуса, вершина которого находится в начале координат. Для анизотропной среды, к числу которых относятся композиционные материалы, форма поверхностного годографа имеет значительно более сложный вид и зависит от вида упругой симметрии контролируемой среды. В дальнейшем рассмотрим наиболее типичные виды поверхностных и линейных годографов для наиболее широко распространенных типов сред.

Для изучения параметров распространения упругих волн и правильной обработки результатов эксперимента необходимо рассмотреть основные типы отраженных и преломленных волн.

Как уже отмечалось, принцип Ферма приводит к известным законам отражения и преломления, в соответствии с которыми при падении упругой волны на поверхность раздела двух твердых сред (рис. 1) образуются два типа отраженных и преломленных волн (продольных и поперечных).

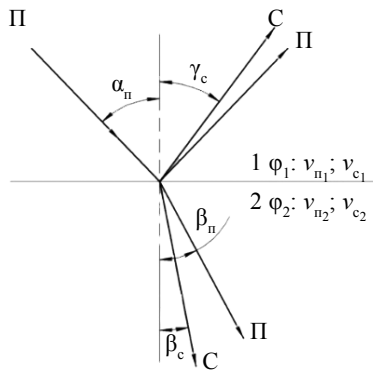


Рис. 1. Схема трансформации продольной П волны при падении ее на границу раздела сред 1 и 2.

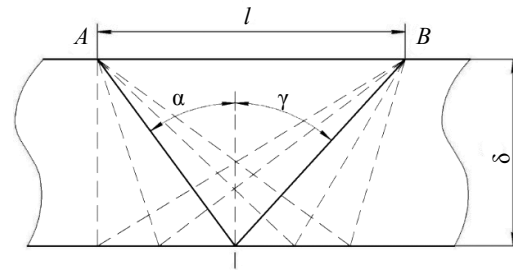


Рис. 2. Распространение упругой волны в однослойной изотропной среде.

При распространении упругой волны в однослойной изотропной среде можно подобрать такие условия ее распространения, когда падающая продольная волна вызовет отраженную сдвиговую волну. Так, при распространении волны из точки A в точку B (рис. 2) время ее распространения

$$t = \frac{\delta}{v_{n1}} \frac{1}{\cos \alpha} + \frac{\delta}{v_{c1}} \frac{1}{\cos \gamma}, \quad (4)$$

где δ — толщина среды; v_{n1} — скорость продольной волны; v_{c1} — скорость сдвиговой волны.

На рис. 2 штриховой линией показаны возможные направления распространения отраженной упругой волны, сплошной линией показано направление распространения волн, в котором время распространения упругой волны минимально.

При этом взаимосвязь между углами падения α и отражения γ можно выразить следующим образом:

$$\operatorname{tg} \alpha + \operatorname{tg} \gamma = l / \delta, \quad (5)$$

где l — расстояние между излучателем и приемником.

В соответствии с принципом Ферма необходимо выбрать такой путь волны, время распространения по которому будет иметь минимальное значение, то есть необходимо взять производную по α из выражения (4):

$$\frac{dt}{d\alpha} = \frac{\delta}{v_{n1}} \frac{\sin \alpha}{\cos^2 \alpha} + \frac{\delta}{v_{c2}} \frac{\sin \gamma}{\cos^2 \gamma} \frac{d\gamma}{d\alpha} = 0. \quad (6)$$

При этом $d\gamma/d\alpha$ можно найти из выражения (5). Тогда, подставляя значение выражения (5) в выражение (6), получаем:

$$\sin \alpha / v_{n1} = \sin \gamma / v_{c1}.$$

Рассмотрим теоретические основы построения поверхностных и линейных годографов продольных и поперечных волн в изотропной среде, внутри которой имеется дефект (трещина, воздушная полость и др.) который имеет произвольный угол наклона к поверхности контролируемого объекта.

Для этой среды с непараллельной отражающей границей, имеющей наклон под углом φ (общий случай), уравнение поля времен отраженной волны имеет следующий вид:

$$(X - X_0)^2 + (Y - Y_0)^2 + (Z - Z_0)^2 = v^2 t^2, \quad (7)$$

где X, Y, Z — координаты источника упругих волн И; X_0, Y_0, Z_0 — координаты мнимого источника упругих волн И'.

$$X_0 = 2\delta \sin \varphi; Y_0 = 0; Z_0 = 2\delta \cos \varphi. \quad (8)$$

В соответствии с изложенными ранее принципами, для того чтобы получить уравнение годографа необходимо уравнение поля времен совместить с уравнением плоскости наблюдений, которая для данного случая является координатной плоскостью $Z = 0$. Подставляя значения X_0, Y_0, Z_0 из выражения (8) в уравнение (7), получаем уравнение поверхностного годографа для отраженных волн

$$(X - 2\delta \sin \varphi)^2 = Y^2 = v^2 t^2 - 4\delta^2 \cos^2 \varphi.$$

В системе координат X, Y данное выражение есть уравнение семейств окружностей с центром, сдвинутым по оси X в сторону подъема отражающей поверхности на величину $2\delta \sin \varphi$ и с радиусом

$$r = \sqrt{v^2 t^2 - 4\delta^2 \cos^2 \varphi}.$$

В точке $(X_0, 0)$ время распространения волны будет минимальным:

$$t_{\min} = (2\delta \cos \varphi) / v.$$

При рассмотрении линейного годографа важным является ориентация продольного профиля по отношению оси подъема отражающей поверхности. При произвольном расположении профиля уравнение линии профиля будет иметь вид:

$$Y = X \operatorname{tg} \varphi, \quad (9)$$

где φ — угол между осью X и профилем.

Подставляя в уравнении (7) вместо Y выражение (9) и сделав некоторые преобразования, получаем следующее уравнение продольного годографа:

$$X^2 \sec^2 \varphi - 4\delta X \sin \varphi + 4\delta^2 = v^2 t^2.$$

При совпадении направления продольного профиля с осью подъема отражающей плоскости, взяв расстояние между излучателем И и приемником Пр, равным $X = l$, имеем:

$$v^2 t^2 = l^2 - 4\delta l \sin \varphi + 4\delta^2. \quad (10)$$

Представив данное выражение в канонической форме, получаем

$$\frac{(l - 2\delta \sin \varphi)^2}{(2\delta \cos \varphi)^2} - \frac{t^2}{(2\delta \cos \varphi / v)^2} = -1. \quad (11)$$

Данное выражение линейного годографа является уравнением гиперболы; графическое представление продольного линейного годографа приведено на рис. 3 при этом буквой И обозначен действительный излучатель упругих волн, буквой И' — мнимый излучатель, расстояние между излучателем И и приемником Пр равно X , угол наклона дефекта — φ .

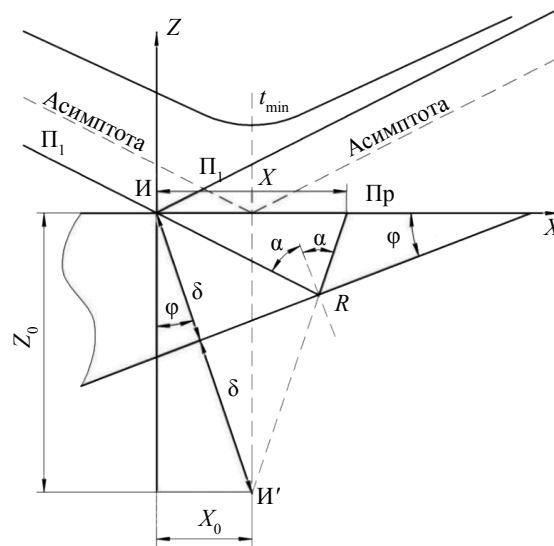


Рис. 3. Схема построения продольного линейного годографа.

При этом следует отметить, что минимум гиперболы всегда смещен в направлении подъема отражающей поверхности на величину $2\delta \sin \varphi$ и может физически наблюдаться только для углов $\varphi \leq 45^\circ$. Для получения уравнения асимптот гиперболы, приравняем левую часть уравнения (11) нулю, то есть

$$t = \frac{1}{v}(l - 2\delta \sin \varphi).$$

Таким образом, асимптоты параллельны годографу прямых волн Π_1 (продольной или поперечной) и выходят из точки проекции минимума годографа отраженных волн на ось X . В случае параллельности отражающей поверхности и поверхности контроля минимум гиперболы совпадает с началом координат, а годографы прямой волны и асимптоты совпадают и выходят из начала координат. При этом уравнения годографа прямой волны и асимптот примут вид:

$$t = l/v.$$

Тогда уравнение линейного годографа отраженных волн будет:

$$v^2 t^2 = l^2 + 4\delta^2.$$

Следует отметить, что в практике неразрушающего контроля данный случай имеет наиболее широкое распространение, так как крупногабаритные изделия, как правило, имеют взаимно параллельные поверхности. Однако на участках перехода с одной толщины на другую параллельность может нарушаться.

Значительный интерес при дефектоскопии изделий представляет задача определения глубины залегания и угла наклона отражающих поверхностей (трещины, раковины), расположенных внутри контролируемой среды.

На рис. 4 приведена схема построения годографа отраженных волн в среде с дефектом, где буквой И обозначен действительный излучатель упругих волн, буквой И' мнимый излучатель, h'_1 — глубина залегания дефекта, φ_d — угол наклона дефекта, $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_n$ — угол отраженных волн при перемещении приемника Пр₁, Пр₂, Пр_n при его удалении от излучателя И.

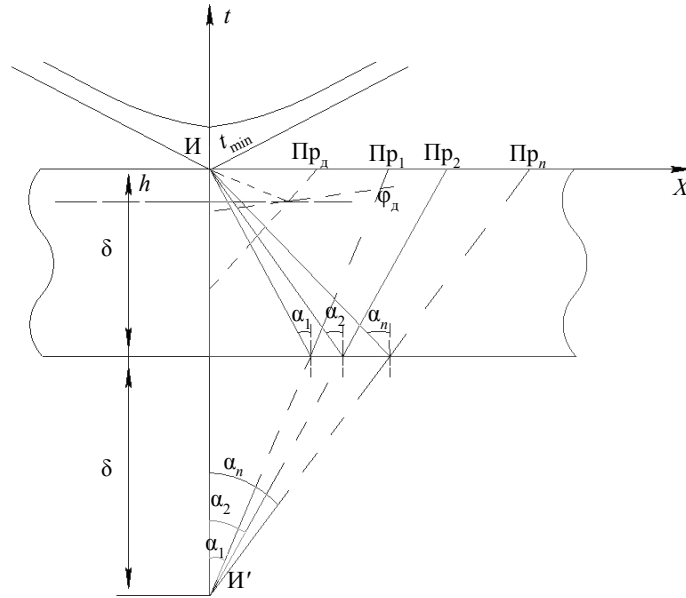


Рис. 4. Схема построения годографа отраженных волн в среде с дефектом.

На основании уравнения (10) запишем:

$$X^2 - 4hX \sin \varphi_d - v^2 t^2 = -4h^2, \quad (12)$$

где X — расстояние между излучателем И и приемником при его удалении от излучателя в положение Пр_d, Пр₁, ..., Пр_n. Дифференцируя уравнение (12) по X , получаем

$$X - 2h \sin \varphi_d - v^2 t \frac{dt}{dX} = 0. \quad (13)$$

Тогда глубину залегания и угол наклона отражающей площадки (дефекта) определяем по формулам:

$$h = \frac{1}{2} \sqrt{(vt)^2 + X^2 - 2v^2 t X \frac{dt}{dX}}, \quad (14)$$

$$\varphi_d = \arcsin \frac{1}{2h} \left(X - v^2 t \frac{dt}{dX} \right). \quad (15)$$

Здесь v — скорость распространения либо продольных, либо поперечных волн; h — расстояние (глубина) между отражающей плоскостью и излучателем (по нормали к плоскости раздела); φ_d — угол наклона отражающей плоскости (дефекта).

Следует отметить, что dt/dX можно определить из годографа отраженных волн как величину, обратную скорости отраженной волны.

Поскольку дефект всегда расположен между границами раздела сред, то время распространения отраженной волны будет всегда меньше минимального времени распространения отраженной волны в контролируемой среде, не имеющей дефекта, что является основным признаком выделения отраженных от дефекта волн.

Анализ формул (13) и (14) показывает, что в том случае, когда приемник упругих волн расположен в области минимума годографа отраженных волн, глубину и угол наклона дефекта

можно рассчитать как

$$\varphi_d = \arcsin \frac{X}{2h}; \quad h = \frac{1}{2} \sqrt{(vt)^2 - X^2}. \quad (16)$$

В случае, если дефект расположен параллельно границам раздела сред, глубину его залегания можно определить также по приведенной выше формуле (15).

ВЫВОДЫ

Приведены теоретические основы метода годографа скорости упругих волн для однослойной среды, а также распространение низкочастотных упругих волн в однородной изотропной однослойной среде.

Показано, что если известно время распространения упругой волны и расстояние между излучателем и приемником, то представляется возможным измерить толщину или обнаружить дефект с определением угла наклона и глубины его залегания при известной скорости распространения волны в среде.

На основе исследований даны рекомендации по определению дефектов и скорости распространения упругих волн в однослойной среде, что позволяет обеспечить неразрушающий контроль физико-механических характеристик материала в слое и дефектоскопию и толщинометрию крупногабаритных изделий из крупноструктурных и композиционных материалов.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Диагностика» Г.р. № АААА-А18-118020690196-3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Potapov A.I., Polyakov V.E., Syas'ko V.A., Popov A.A., Kur'yanova P.V. Low Frequency Broadband Ultrasonic Transducers for Testing Articles Manufactured of Large Structure and Composite Materials. Part 1. Complete and Partial Degeneracy of Vibration Modes in Piezoelectric Elements of Different Geometric Shapes // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2015. V. 51. No. 6. P. 338—351.
2. Potapov A.I., Polyakov V.E., Syas'ko V.A., Popov A.A., Kur'yanova P.V. Low Frequency Broadband Ultrasonic Transducers for Testing Articles that Are Manufactured of Large Structure and Composite Materials. Part 2. Excitation of Low Frequency Ultrasonic Wide Band Signals // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2015. V. 51. No. 7. P. 407—421.
3. Потапов А.И. Применение импульсных низкочастотных УЗ методов для контроля качества изделий из крупноструктурных материалов // Дефектоскопия. 1979. № 7. С. 46—51.
4. Потапов А.И., Поляков В.Е. Ультразвуковая низкочастотная дефектоскопия крупногабаритных конструкций из крупно-структурных материалов. Неразрушающий контроль композиционных материалов / Сб. трудов 1-й дистанционной НТК «Приборы и методы неразрушающего контроля качества изделий и конструкций из композиционных и неоднородных материалов. СПб.: Изд-во «Свен», 2015. С. 155—171.
5. Потапов А.И. Контроль качества и прогнозирование надежности конструкций из композиционных материалов. Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1980. 261 с.
6. Biot M.A. Theory of propagation of elastic waves in fluid-saturated porous solid. Low-frequency range // J. Acoust. Soc. Am. 1956. V. 28. No. 2. P. 168—178.
7. Attenborough K. Acoustical characteristics of porous materials // Phys. Lett. 1982. V. 82. P. 179—227.
8. Frederickson C.K., Sabatier J.M. and Raspet R. Acoustic characterization of rigid-frame air-filled porous media using both reflection and transmission measurement // J. Acoust. Soc. Am. 1996. V. 99. No. 3. P. 1326—1332.
9. Geerits T.W. Acoustic wave propagation through porous media revisited // J. Acoust. Soc. Am. 1996. V. 100. No. 5. P. 2949—2959.
10. Stinson M.R. and Champoux Y. Propagation of sound and the assignment of shape factors in model porous materials having simple pore geometries // J. Acoust. Soc. Am. 1992. V. 91. No. 2. P. 685—695.
11. Tourin, Deroode A., Peyre A. and Fink M. Transport parameters for an ultrasonic pulsed wave propagating in a multiple scattering medium // J. Acoust. Soc. Am. 2000. V. 108. No. 2. P. 503—512.
12. Sessarego J.-P., Sageloli J. and Guillermin R. Scattering by an elastic sphere embedded in an elastic isotropic medium // J. Acoust. Soc. Am. 1998. V. 104. No. 5. P. 2836—3844.
13. Ланге Ю.В. Акустические низкочастотные методы и средства неразрушающего контроля многослойных конструкций. М.: Машиностроение, 1991. 272 с.
14. Напалков Ю.В., Сердобольский Л.А. Руководство к учебной геофизической практике по сейсморазведке. Часть II. Регистрация и обработка полевых сейсмограмм. М.: МИНХ и ГП им. И.М. Губкина, 1979. 48 с.

15. Бакиров В.А., Урунов А.К. Математические модели анизотропных сред и их использование при интерпретации данных сейсморазведки. М.: МИНХ и ГП им. И.М. Губкина, 2000. 40 с.
16. Ляховицкий Ф.М., Невский М.В. Анализ и интерпретация годографов отраженных волн в случае поперечно-изотропных сред. Обзор / Серия региональной, разведочной и промысловой геофизики. М.: ВИЭМС, 1972. 43 с.
17. Неразрушающий контроль. В 5 кн. Кн. 2. Акустические методы контроля: Практик. пособие / И.Н. Ермолов, Н.П. Алешин, А.И. Потапов. Под ред. В.В. Сухорукова. М.: Высш. шк., 1991. 283 с.
18. Potapov A.I., Makhov V.E. Physical Basics of Evaluating Elastic Characteristics of Anisotropic Composites by Ultrasonic Method // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2017. V. 53. No. 11. P. 785—799.
19. Potapov A.I., Makhov V.E. Experimental Ultrasonic Study of the Elastic Modulus of Glass Fiber Plastics in Constructions // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2018. V. 54. No. 1. P. 1—16.
20. Potapov A.I., Makhov V.E. Methods for Nondestructive Testing and Diagnostics of Durability of Articles Made of Polymer Composite Materials // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2018. V. 54. No. 3. P. 151—163.
21. Артемьев А.Г. Физические основы сейсморазведки / Учебное пособие. Саратов: ООО Изд. центр «Наука», 2012. 56 с.