

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПАЗОВ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТРЕЩИН ПРИ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ДЕФЕКТОСКОПИИ

© 2022 г. Н.П. Алешин¹, Л.Ю. Могильнер², Н.А. Щипаков^{1,*}, А.Г. Кусый¹, В.В. Тишкин¹, М.Н. Дегтярев¹

¹Федеральное государственное автономное учреждение «Научно-учебный центр «Сварка и контроль» при МГТУ им. Н.Э. Баумана», Россия 105005 Москва, Бауманская 2-я ул., 5, стр. 1

²Научно-исследовательский институт трубопроводного транспорта (ООО «НИИ Транснефть»), Россия 117186 Москва, Севастопольский проспект, 47а

*E-mail: shchipak@bmstu.ru

Поступила в редакцию 05.12.2021; после доработки 17.12.2021

Принята к публикации 24.12.2021

Проведен анализ возможности строгого теоретического решения трехмерной задачи рассеяния упругих волн на острие вертикальной трещины в сварном шве. Показано, что в общем случае рассеяния ультразвука на плоской мишени трехмерная задача может быть сведена к двумерной. На этой основе для произвольного направления озвучивания трещины в сварном шве выполнена оценка зависимости сигнала от острия трещины от направления на приемник. Отмечено, что волновой размер острия трещины значительно меньше волнового размера торца пазов, которые можно выполнить для имитации дефектов в сварных соединениях. В результате выяснено, что характер рассеяния упругих волн на острие трещины отличается от характера рассеяния на пазах, в том числе в случаях, когда раскрытие пазов — минимальное, исходя из возможности их изготовления. Приведены результаты экспериментальной проверки полученных теоретических оценок на образцах из стали и алюминия. Показано, что на торцах пазов (в отличие от острия трещин) даже при их минимальных раскрытиях создаются условия для формирования рассеянного поля по типу зеркального отражения от объемной полости — бокового цилиндрического отражателя.

Ключевые слова: рассеяние упругих волн, трехмерная задача, трещины, модели дефектов, пазы как имитаторы дефектов.

DOI: 10.31857/S0130308222020014

1. ВВЕДЕНИЕ

Традиционные модели дефектов в виде плоскостных отверстий и угловых отражателей («зарубок») многие годы успешно применялись для настройки параметров при эхометодом ультразвуковой дефектоскопии [1]. Однако они не подходят для использования в современных дифракционных методах, которые в большей степени основаны на отдельных схемах прозвучивания с расположением ультразвуковых преобразователей с разных сторон от сварного шва. Для этих случаев согласно зарубежным стандартам и российскому опыту применяются цилиндрические сверления и пазы различной ориентации, например, в [2, 3] и аналогичных. Вопрос о возможности применения сверлений различной ориентации достаточно полно освещен в [4] и других, вопросу же о возможности применения пазов и ограничениях на их параметры уделено значительно меньше внимания. Между тем, в стандартах, регламентирующих порядок выполнения контроля дифракционно-временным методом TOFD, для настройки на частотах 5 МГц и выше предписано использование пазов раскрытием от 2 мм с заострением под углом 60° в торце паза. Согласно публикациям некоторых авторов, участвовавших в разработке метода TOFD, экспериментальные данные, лежащие в основе таких решений, получены на образцах с пазами, раскрытие которых в заострении составляло ориентировочно $2a = 0,4$ мм [5, 6]. Изготовить пазы с меньшим раскрытием в прошлые годы было проблематично, и считалось, что такое раскрытие достаточно для имитации трещин, на выявление которых в первую очередь ориентирован данный метод. Однако обратим внимание на то, что на частотах от 5 до 15 МГц длина продольной волны λ_L в стали или алюминии составляет ориентировочно от 0,4 до 1,2 мм, т.е. для продольной волны волновой размер ka указанного заострения составляет от 1 до 3 (здесь и далее k — волновое число продольной волны). Следовательно, не выполняется условие $ka \ll 1$, которое обычно закладывается в расчетные модели при имитации рассеяния ультразвука на острие трещины.

В настоящее время электроэрозионный способ позволяет получать пазы с раскрытием около 0,14 мм. Например, в [7] приведена фотография образца с таким пазом, на которой четко видно, что в качестве «острия» фактически используется закругление торца диаметром от 0,12 до 0,14 мм. Округлая форма торца видна также из рис. 1, где приведены макрошлифы нескольких пазов рас-

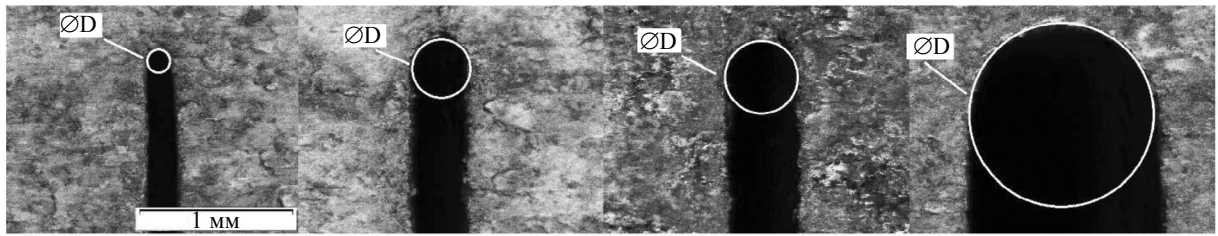


Рис. 1. Макрошлифы пазов раскрытием 0,14, 0,4, 1,0, 2,0 мм (слева направо).

крытием до 2 мм, выполненных электроэрозионным способом. Во всех случаях «острие» паза выглядит как закругление с диаметром, равным ширине раскрытия паза. При этом на частотах от 5 до 15 МГц у пазов раскрытием от 0,14 мм волновой размер ka такого закругления в стали или алюминии составляет ориентировочно от 0,3 до 1. Таким образом, даже для пазов с минимально возможным раскрытием по-прежнему не выполняется условие $ka \ll 1$. Аналогичное условие для поперечной волны тем более не выполняется, поскольку длина волны в этом случае примерно в 2 раза меньше, чем у продольной.

На рис. 2 в том же масштабе, что и на рис. 1 (левое фото), приведена фотография макрошлифа трещины, развивающейся от непровара в сварном шве алюминиевой заготовки. Видно, что раскрытие трещины в острие не превышает 0,01 мм. На частотах от 5 до 15 МГц это соответствует волновым размерам $ka \leq 0,05$, что значительно меньше, чем для пазов. При этом очевидно и различие формы торца пазов и острия трещины.

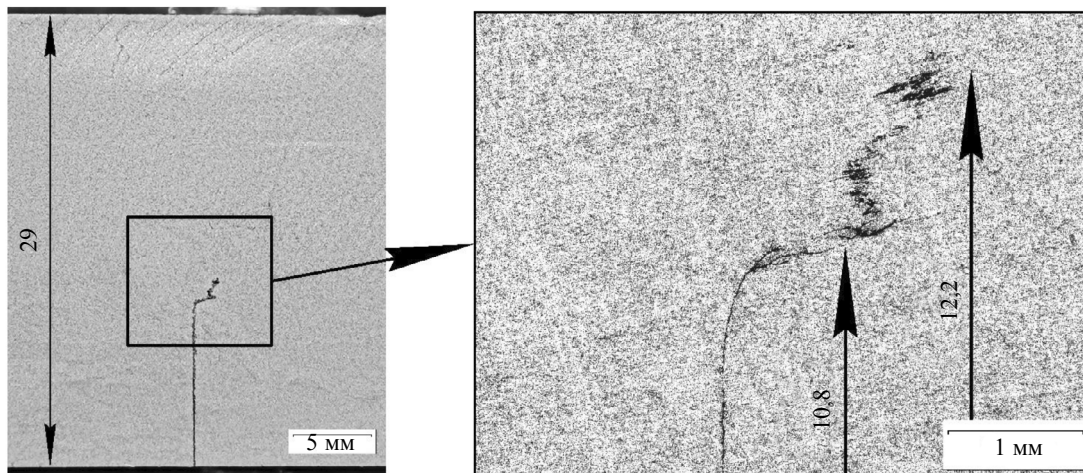


Рис. 2. Трещина раскрытием в острие не более 0,01 мм.

Следовательно, даже паз раскрытием 0,14 мм при контроле на частотах от 5 МГц нельзя однозначно отнести к имитаторам развивающихся трещин.

Поэтому возникает вопрос: если ориентироваться на выявление трещин, то насколько правомерно использование описанных пазов для настройки параметров ультразвукового контроля?

В настоящей статье рассмотрим некоторые детали этого вопроса. Начнем с теоретических результатов, полученных при изучении рассеяния упругих волн на плоских и объемных мишенях.

2. ОБЩИЙ ПОДХОД К РЕШЕНИЮ 3D-ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ УПРУГИХ ВОЛН НА ПЛОСКОЙ ТРЕЩИНЕ

Пусть ультразвуковые волны рассеиваются на полуплоскости $x < 0, y = 0$, имитирующей вертикально расположенную трещину в стыковых сварных швах. Ребро «трещины» лежит вдоль оси z , как на рис. 3.

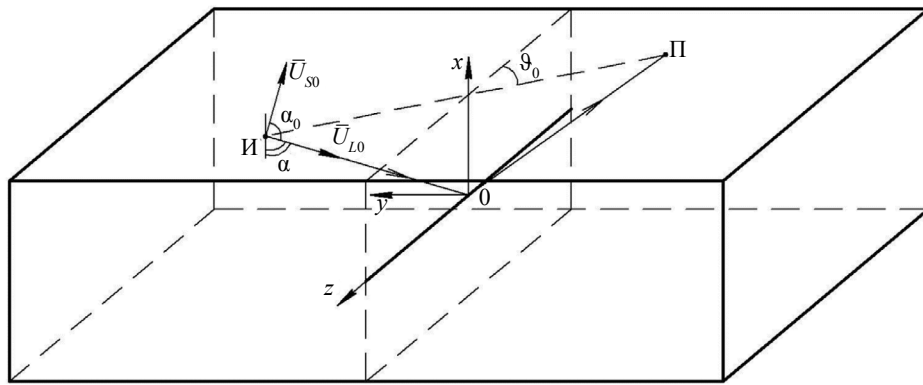


Рис. 3. Схема выявления острия трещины.

Трещины в сварных швах могут располагаться как вдоль или поперек оси сварного шва ($\Theta_0 = 90^\circ$ или $\Theta_0 = 0^\circ$ на рис. 3), так и под другими углами. Поэтому, как и в [7], рассмотрим рассеяние упругих волн при изменении ориентации мишени в диапазоне $0^\circ \leq \Theta_0 \leq 90^\circ$, что приводит к трехмерной задаче о рассеянии упругих волн на трещине.

Отметим, что строгие решения задачи рассеяния упругих волн на трещинах, как правило, ограничиваются двумерными моделями [8, 9]. В данной статье не будем проводить подробное рассмотрение теории рассеяния упругих волн на трещинах, остановимся только на наиболее важных моментах решения 3D-задачи, существенных для дальнейшего изложения. При этом будем придерживаться подхода, в общем виде изложенного в [10].

Для целей настоящей статьи в задачу о рассеянии упругих волн можно ввести несколько ограничений. Во-первых, при ультразвуковом контроле дифракционно-временным методом TOFD плоскости ввода ультразвука в металл для источника И и приемника П, как правило, совмещены. Для этого случая с учетом возможного вращения плоскости трещины геометрия задачи представлена на рис. 3. Более общая схема 3D-случая расположения источника и приемника приведена в [7].

Во вторых, будем считать, что падающая волна — плоская гармоническая с зависимостью от времени в виде $\exp(-i\omega t)$. Далее, зададим плоскость трещины ортом оси y : $\mathbf{n}_{\text{тр}} = (0, 1, 0)$, а плоскость ввода (вывода) ультразвука в изделие — нормалью $\mathbf{n} = (0, -\cos\Theta_0; \sin\Theta_0)$. При этом угол Θ_0 изменяется в пределах $0 \leq \Theta_0 \leq \frac{\pi}{2}$. В данном случае глубина залегания трещины не будет иметь значения. Важно только, что для озвучивания ребра полуплоскости (или верхней габаритной точки дефекта ограниченных размеров типа диска, эллипса, полосы и т.д.) луч вводится под острым углом α к поверхности контролируемого изделия, т.е. $0 < \alpha < \frac{\pi}{2}$. Именно такая ситуация характерна для выявления вертикально ориентированных трещин в сварных швах.

Рассматриваем упругую среду с коэффициентами Ламе λ и μ . Поверхность трещины считаем свободной от напряжений σ , т.е. граничные условия на поверхности трещины задаем в виде: $\sigma_{yy} = 0, \sigma_{xy} = 0, \sigma_{yz} = 0$.

Для описания смещений в продольной и поперечной волнах (\mathbf{u}_L и \mathbf{u}_S соответственно) традиционно используются потенциалы: скалярный f и векторный $\boldsymbol{\psi}$, так что

$$\mathbf{u}_L = \text{grad } f, \quad \mathbf{u}_S = \text{rot } \boldsymbol{\psi}, \quad (1)$$

с дополнительным ограничением $\text{div } \boldsymbol{\psi} = 0$ [11]. Однако при этом уравнения для граничных условий в 3D-задаче становятся очень громоздкими, включают в себя смешанные вторые производные неизвестных потенциалов, причем потенциалы продольных и поперечных волн в этих уравнения не разделяются. Обычно в 3D-задачах такой путь не позволяет найти рассеянные поля.

Согласно [12], за счет правильного выбора выражений для искомым потенциалов рассеянных волн можно существенно упростить уравнения для граничных условий. Этот путь использован в [10, 13]. Он основан на том, что для 3D-задачи во втором уравнении в (1) смещения в поперечной

волне разделяются на компоненты, вертикально и горизонтально поляризованные относительно плоскости трещины (\mathbf{u}_{SV} и \mathbf{u}_{SH} соответственно), которые ищутся в следующем виде:

$$\mathbf{u}_S = \mathbf{u}_{SV} + \mathbf{u}_{SH}, \quad \mathbf{u}_{SV} = \text{rot}[\nabla h, \mathbf{y}^0], \quad \mathbf{u}_{SH} = \text{rot}(\chi, \mathbf{y}^0). \quad (2)$$

Здесь функции h и χ можно назвать потенциалами соответствующих компонент смещений. Теперь три неизвестные скалярные функции f , h и χ удовлетворяют уравнениям Гельмгольца: $\Delta f + k^2 f = 0$, $\Delta h + \mathfrak{a}^2 h = 0$, $\Delta \chi + \mathfrak{a}^2 \chi = 0$, и, вводя обозначение $\Delta_2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, можно показать, что граничные условия на поверхности трещины, т.е. при $x < 0$, $y = 0$, принимают вид:

$$-\frac{1}{2\mu} \sigma_{yy} = \left(\frac{1}{2} \mathfrak{a}^2 + \Delta_2 \right) f + \frac{\partial}{\partial y} \Delta_2 h = 0, \quad (3)$$

$$\frac{1}{2\mu} \sigma_{xy} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial f}{\partial y} - \left(\frac{1}{2} \mathfrak{a}^2 + \Delta_2 \right) h \right] - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \chi}{\partial z} \right) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{1}{2\mu} \sigma_{yz} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial f}{\partial y} - \left(\frac{1}{2} \mathfrak{a}^2 + \Delta_2 \right) h \right] + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \chi}{\partial x} \right) = 0. \quad (5)$$

Такой вид граничных условий значительно проще использованного в классических работах, например, [11, 14].

Уравнения (4) и (5) можно рассматривать как систему 2-х дифференциальных уравнений в частных производных первого порядка по переменным x и z для значений функций $\varphi = \left[\frac{\partial f}{\partial y} - \left(\frac{1}{2} \mathfrak{a}^2 + \Delta_2 \right) h \right]$ и $\frac{\partial \chi}{\partial y}$ на поверхности трещины $x < 0$, $y = 0$. При этом потенциал χ не входит в уравнение (3). Поэтому, вычислив $\frac{\partial \chi}{\partial y} \Big|_{x<0, y=0}$ из системы (4), (5), можно найти потенциал поперечной волны, поляризованной в плоскости трещины.

Вычислив $\varphi \Big|_{x<0, y=0}$ из уравнений (4), (5), получим вместе с (3) систему из 2-х уравнений в частных производных второго порядка по переменным x и z для двух неизвестных функций f и h при $x < 0$, $y = 0$:

$$\left(\frac{1}{2} \mathfrak{a}^2 + \Delta_2 \right) f + \frac{\partial}{\partial y} \Delta_2 h = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial f}{\partial y} - \left(\frac{1}{2} \mathfrak{a}^2 + \Delta_2 \right) h = \varphi. \quad (7)$$

Решение этой системы дает искомые потенциалы рассеянных продольной волны и поперечной волны, вертикально поляризованной относительно поверхности трещины.

Фактически описанный алгоритм позволяет свести 3D-задачу о рассеянии упругой волны (продольной или поперечной с любой поляризацией) к 2D-задаче и выполнить решение методом Винера—Хопфа аналогично тому, как это делалось в двумерных случаях в [15] для задач рассеяния акустических и электромагнитных волн, в [8, 16] — для упругих волн.

Пусть на трещину под углом ϑ_0 к ее оси падает какая-либо из плоских волн:

$$\chi_0(x, y, z) = \exp\{i(\mathfrak{a}\mathbf{r})\} = \exp\{i\mathfrak{a}(a_0x + b_0y + c_0z)\} = \chi_{01}(x, y) \exp\{i\mathfrak{a}c_0z\}, \quad (8)$$

$$h_0(x, y, z) = \exp\{i(\mathfrak{a}\mathbf{r})\} = \exp\{i\mathfrak{a}(a_0x + b_0y + c_0z)\} = h_{01}(x, y) \exp\{i\mathfrak{a}c_0z\}, \quad (9)$$

$$f_0(x, y, z) = \exp\{i(\mathbf{k}\mathbf{r})\} = \exp\{ik(a_{0f}x + b_{0f}y + c_{0f}z)\} = f_{01}(x, y) \exp\{ikc_{0f}z\}, \quad (10)$$

где

$$\chi_{01}(x, y) = \exp\{i\alpha(a_0x + b_0y)\}, \quad (11)$$

$$h_{01}(x, y) = \exp\{i\alpha(a_0x + b_0y)\}, \quad (12)$$

$$f_{01}(x, y) = \exp\{ik(a_{0f}x + b_{0f}y)\}. \quad (13)$$

Здесь, согласно рис. 3, в случае падения поперечной волны имеем:

$$a_0 = -\cos\alpha, \quad b_0 = -\sin\alpha \sin\vartheta_0, \quad c_0 = -\sin\alpha \cos\vartheta_0 \quad (14)$$

или аналогичные соотношения для коэффициентов a_{0p} , b_{0p} , c_{0p} если падающая волна — продольная.

Имея в виду равенство фазовых скоростей волн вдоль рассеивающей поверхности, аналогично [15, 17] следует положить, что $kc_{0f} = \alpha c_0$. Тогда соотношение (10) можно переписать так: $f_0(x, y, z) = f_{01}(x, y) \exp\{i\alpha c_0 z\}$. Следовательно, в силу выбранного расположения осей координат и полуплоскости, имитирующей трещину, зависимость падающих и рассеянных полей от координаты ограничивается множителем $\exp\{i\alpha c_0 z\}$, и рассеянные поля $\chi_d(x, y, z)$, $h_d(x, y, z)$, $f_d(x, y, z)$ можно искать в виде:

$$\chi_d(x, y, z) = \chi_{d1}(x, y) \exp\{i\alpha c_0 z\}, \quad (15)$$

$$h_d(x, y, z) = h_{d1}(x, y) \exp\{i\alpha c_0 z\}, \quad (16)$$

$$f_d(x, y, z) = f_{d1}(x, y) \exp\{i\alpha c_0 z\}, \quad (17)$$

где неизвестные функции с индексом 1 зависят только от 2-х координат x, y и удовлетворяют соответствующим двумерным уравнениям Гельмгольца. Подставляя выражения (8)—(17) в граничные условия (3)—(5) и сокращая каждое из полученных уравнений на общий множитель $\exp\{i\alpha c_0 z\}$, сведем 3D-задачу для функций χ_d, h_d, f_d к 2D-задаче для функций $\chi_{d1}, h_{d1}, f_{d1}$, алгоритм вычисления которых аналогичен описанному выше алгоритму решения уравнений (3)—(5).

Отметим, что искомые поля должны удовлетворять условиям излучения на бесконечности, т.е. при $|\mathbf{r}| \rightarrow \infty$, и условию на ребре полуплоскости, т.е. при $|\mathbf{r}| \rightarrow 0$. Применение метода Винера—Хопфа позволяет учесть эти условия.

Полностью провести анализ полученных решений, включая расчет диаграмм рассеянных полей, достаточно трудоемкая задача. Ее необходимо выполнить для того, чтобы полученные результаты можно было бы в полной мере использовать при ультразвуковом контроле. Однако некоторые практические выводы можно сделать, не прибегая к выполнению расчетов в полном объеме.

Например, очевидно, что при падении ультразвука на трещину перпендикулярно ее ребру, когда на рис. 3 $\vartheta_0 = \frac{\pi}{2}$, т.е. в (14) $c_0 = 0$, задача становится двухмерной. При этом в падающей волне $\chi_0 = 0$, т.е. трещина озвучивается продольной волной с потенциалом f_0 вида (10) или поперечной волной с потенциалом h_0 вида (9). Решение такой задачи достаточно полно описано, например, в [8, 16] на основе строгой теории рассеяния упругих волн или в [18] на основе геометрической теории дифракции. В этих и ряде других работ показано, как на трещине формируются рассеянные сигналы, в том числе — их составляющие, рассеянные по законам геометрической акустики от плоской поверхности трещины, и сигналы, дифрагированные непосредственно на ее ребре. В том числе описаны трансформация типа волны, формирование боковых волн, а также формирование волны Релея, излучаемой ребром трещины вдоль ее поверхности.

Используя описанный выше алгоритм решения уравнений (3)—(5) с учетом (6) и (7), можно показать, что и в 3D-случае, когда $0 < \vartheta_0 < \frac{\pi}{2}$, на ребре трещины формируются аналогичные сигналы с тем только отличием, что согласно (15)—(17) все параметры рассеянных объемных волн и волны Релея, распространяющейся от ребра трещины, зависят от переменной $\exp\{i\alpha c_0 z\}$. При этом аналогично уравнению (2.20) из [15] можно сделать оценку: амплитуда сигнала, дифрагированного на ребре трещины и принимаемого по схеме рис. 3, изменяется пропорционально следующей величине:

$$A_d \sim A = \frac{\{\alpha - \alpha \cos \alpha\}^{\frac{1}{2}} \sin \vartheta_0}{(1 - \sin^2 \alpha \cos^2 \vartheta_0)^{\frac{1}{4}}}. \quad (18)$$

Необходимо отметить, что, строго говоря, соотношение типа (18) получено в [15] при условии $\vartheta_0 \neq 0$. Однако для практических целей всегда можно положить, что угол ϑ_0 достаточно мал, чтобы считать его близким к нулю, но при этом конечным. Тогда вид выражения (18) показывает, что при рассеянии упругой волны любого типа амплитуда рассеянных волн уменьшается одновременно с уменьшением угла ϑ_0 от 90° в сторону 0° , т.е. при переходе от озвучивания трещины перпендикулярно к ее ребру к озвучиванию трещины вдоль ее поверхности (см. рис. 3).

Эта оценка сделана для рассеяния плоских волн с учетом ограничений, наложенных в начале данного раздела. Однако она остается в силе и в случае падающего пучка ограниченных размеров, поскольку такой пучок можно разложить в пространственный спектр по плоским волнам, и сделанный вывод будет справедлив для каждой составляющей этого спектра.

3. К 3D-ЗАДАЧЕ РАССЕЯНИЯ УПРУГИХ ВОЛН НА БОКОВОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ОТРАЖАТЕЛЕ (БЦО)

Если мишенью для рассеяния ультразвука является верхняя цилиндрическая часть пазов, показанных на рис. 1, то расчет сигнала, принимаемого по схеме рис. 3, можно выполнять как для зеркального отражения от цилиндрической полости при падении волны наклонно к оси БЦО, т.е. опять имеет место 3D-задача рассеяния упругих волн. В этом случае по мере уменьшения угла ϑ_0 от 90° в сторону 0° площадь поверхности скругленного торца паза, попадающей в пределы диаграммы направленности источника и приемника, возрастает, т.к. лучи при этом распространяются все более близко к направлению оси цилиндра, и вместо рассеяния на компактном дефекте диаметром $2a$ переходим к рассеянию на протяженном дефекте шириной $2a$. Согласно [1, 19], в первом приближении можно полагать, что зависимость амплитуды $A_{\text{зер}}$ зеркально отраженного сигнала от угла ϑ_0 и диаметра отражателя $2a$ имеет следующий вид:

$$A_{\text{зер}} \sim \left(\frac{ka \cos \alpha}{1 - \sin^2 \alpha \sin^2 \vartheta_0} \right)^{1/2}. \quad (19)$$

Например, для паза раскрытием 0,14 мм в стали или алюминии на частоте 5 МГц, угле ввода $\alpha = 60^\circ$ при изменении ϑ_0 от 90 до 0° это соответствует увеличению амплитуды в пределах 3 дБ.

4. АНАЛИЗ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

При повороте пары «источник—приемник» в диапазоне углов ϑ_0 от 90 до 0° по схеме на рис. 3 амплитуда сигнала от острия трещины должна падать. В отличие от этого, согласно разделу 3, при отражении от объемной цилиндрической поверхности (например, от закругленного торца паза) при аналогичном изменении направления ввода—вывода амплитуда сигнала принимаемого сигнала должна незначительно возрастать.

Однако необходимо отметить, что соотношения (18) и (19) получены при существенных для практики ограничениях. Остановимся на этом вопросе подробнее.

При рассмотрении рассеяния на трещине предполагалось, что она стартует из фиксированной точки $x = 0, y = 0$, ее поверхность свободна от напряжений и имитируется гладкой и плоской поверхностью полуплоскости $x < 0, y = 0$. Фактически же эксплуатационные трещины сварных швов могут иметь шероховатую поверхность. Направление их распространения и координаты острия могут изменяться в соответствии с ориентацией и взаимным расположением кристаллитов в сварном шве. Более того, трещина не развивается «мгновенно» из точки, как в схеме на рис. 3. Фактически «острие» трещины представляет собой участок протяженностью до 0,5-1 мм, в пределах которого поверхности трещины стянуты настолько плотно, что ультразвук частично проникает через их импедансную границу. С учетом ранее приведенных оценок на используемых частотах протяженность такого участка может составлять до 1 длины волны ультразвука, и это может существенно сказаться на параметрах рассеянных сигналов.

Соотношение (19) также получено для рассеяния ультразвука на гладкой поверхности в высокочастотном случае. Оно проверено экспериментально в [19] на сверлениях волновым размером $ka \gg 7$. Но в нашем случае, как указано выше, волновой размер закругления на торце паза раскрытием 0,14 мм близок к единице.

Поэтому соотношения (18) и (19) можно рассматривать только как оценку возможного изменения амплитуды сигнала при озвучивании реальной трещины или паза с разных направлений.

Для проверки зависимостей (18), (19) проведена серия экспериментов на торцах пазов в стальных образцах (см. рис. 1) и на острие трещины в сварном шве, соединяющем алюминиевые заготовки (см. рис. 2).

Амплитуды сигналов, рассеянных на закруглении пазов или на острие трещины, измерялись по схеме, использованной в [7]. Фрагмент этой схемы и амплитуда сигнала, принятого от закругленного торца паза раскрытием 0,14 мм, в зависимости от угла ϑ_0 приведена на рис. 4 для углов ввода $\alpha = 57$ и 65° . На рисунке точками обозначены результаты измерений, сплошными кривыми — их полиномиальная аппроксимация. Видно, что эта амплитуда практически постоянна при малых углах ϑ_0 и незначительно меняется в пределах 1-2 дБ при поворотах на угол ϑ_0 более чем на 60° , что в целом соответствует оценке по формуле (19).

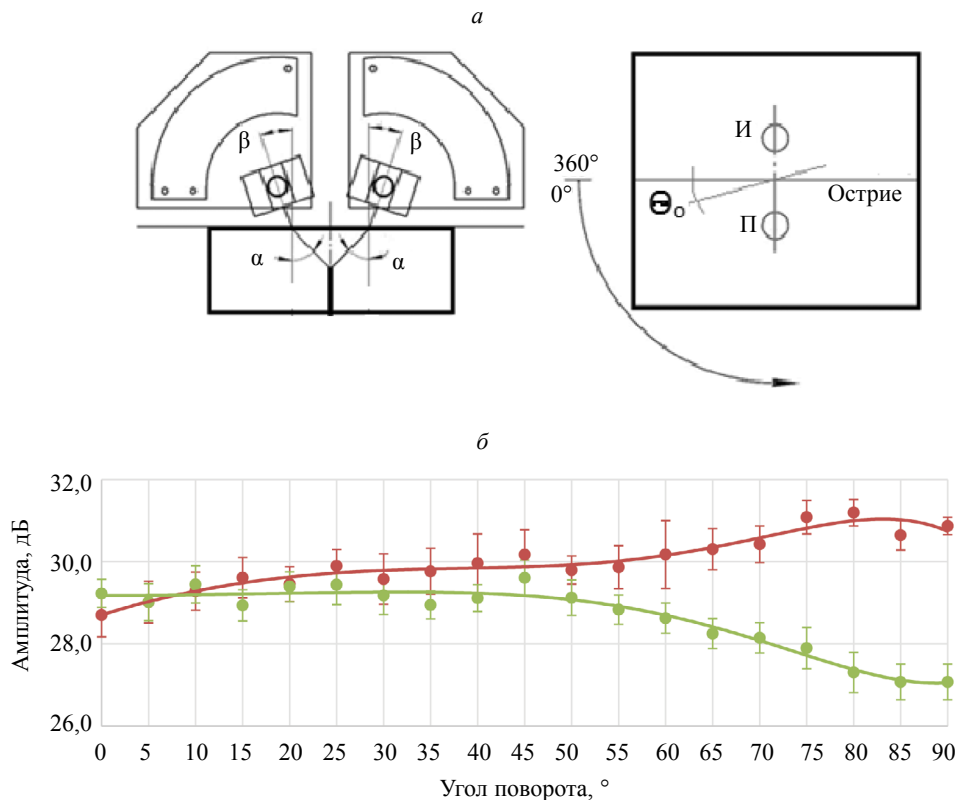


Рис. 4. Зависимость амплитуды сигнала от паза от ориентации пары «источник—приемник» [7]:
 а — схема измерений; б — результаты измерений для углов ввода 57 и 65° .

Отметим, что координаты торца паза задаются условиями его изготовления электроэрозионным способом. В отличие от этого, координаты трещины в сварном шве изначально неизвестны. Поэтому для анализа сигналов, рассеянных на острие трещины, координаты этого острия предварительно были определены по схеме TOFD на частоте 10 МГц парой преобразователей диаметром 3 мм, с углом ввода 60° . Данный угол выбран как характерный для применения в методе TOFD. С другой стороны, этот угол — промежуточный по сравнению с углами 57 и 65° , которые были использованы в [7] при рассеянии на пазах, что облегчает сравнение результатов между собой.

Схема сканирования сварного шва вдоль его оси при поиске острия трещины показана на рис. 5а, а полученная TOFD-дефектограмма трещины — на рис. 5б. Цифрами отмечены

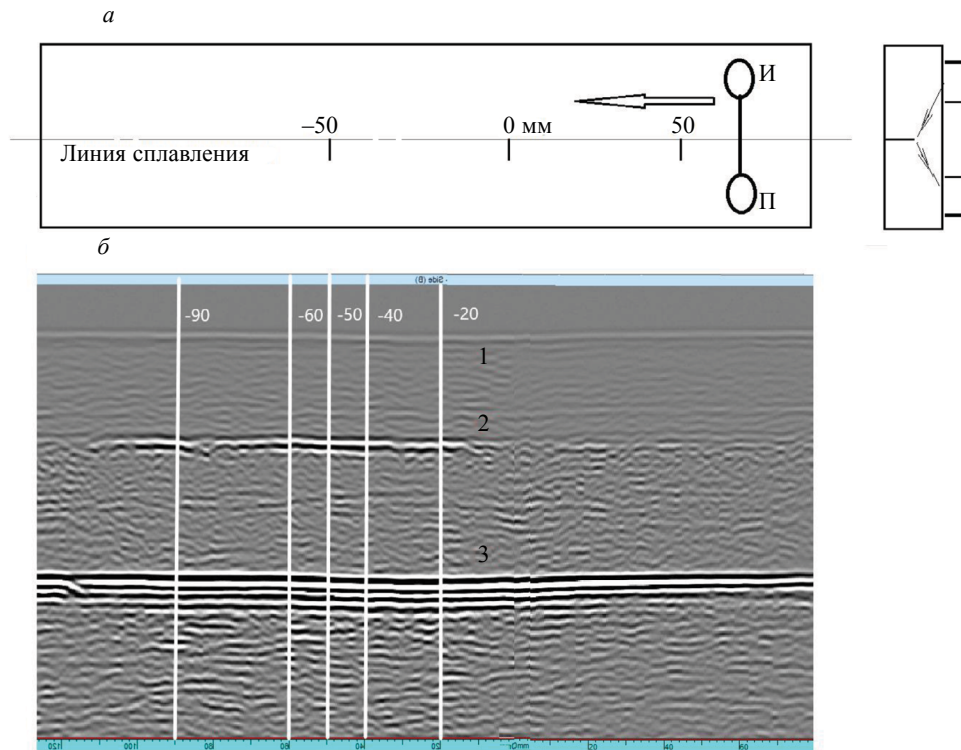


Рис. 5. Выявление трещины в продольном сварном шве:
 а — схема измерения; б — TOFD-изображение верхнего острия трещины.

зоны расположения следующих сигналов: 1 — от боковой волны; 2 — от предполагаемого острия трещины; 3 — донный. Как указано выше, острие трещины не выглядит как строго прямая линия. Поэтому измерения амплитуд дифрагированных сигналов с вращением пары «источник—приемник» целесообразно было выполнять в точках, где сигналы от острия трещины на TOFD-экране выглядят наиболее четко. В качестве таких точек выбраны участки острия трещины с координатами $z = -20, -40, -50, -60, -90$ мм, отмеченные на рис. 5б.

Далее пара «источник—приемник» центрировалась над острием трещины в указанных пяти точках и вращалась по схеме рис. 4а на 360° с одновременным измерением амплитуды сигнала, принимаемого от острия. При этом, как и в [7], ориентации $\vartheta_0 = 0$ и 180° соответствуют расположению источника и приемника как на рис. 4а, т.е. перпендикулярно острию трещины. Соответственно, при $\vartheta_0 = 90$ и 270° трещина озвучивается вдоль ее поверхности. При этом поворот преобразователей на 360° можно рассматривать как состоящий из 4-х участков $0—90^\circ$, $180—90^\circ$, $180—270^\circ$, $360—270^\circ$, в каждом из которых условия рассеяния ультразвука на ребре аналогичны. При этом можно выполнить усреднение результатов по этим участкам и рассматривать рассеяние ультразвука в диапазоне углов поворота образца от 0 (падение луча перпендикулярно ребру) до 90° (падение луча на ребро вдоль поверхности трещины). Тем самым можно частично снизить погрешность измерений, возникающую в связи с нестабильностью акустического контакта, возможной анизотропией материалов, неточностью центровки преобразователей и т.д. Результаты измерений в указанных точках z с учетом усреднения в каждой точке по четырем участкам показаны на рис. 6. Как и на рис. 4б, здесь точками обозначены результаты измерений, сплошными кривыми — их полиномиальная аппроксимация.

Из рис. 6 видно, что амплитуда сигнала от острия трещины несколько меняется при переходе от точки к точке, что связано, по-видимому, с локальными изменениями формы трещины в ее острие. Однако в целом видна тенденция к уменьшению амплитуды этого сигнала на 4–9 дБ при разворотах пары «источник—приемник» от направления озвучивания, перпендикулярного к плоскости трещины, к направлению «вдоль» трещины. Этот результат качественно совпадает с оценкой по формуле (18). Он противоположен оценке, полученной для озвучивания скругленных поверхностей пазов по формуле (19) и результатам эксперимента по озвучиванию пазов.

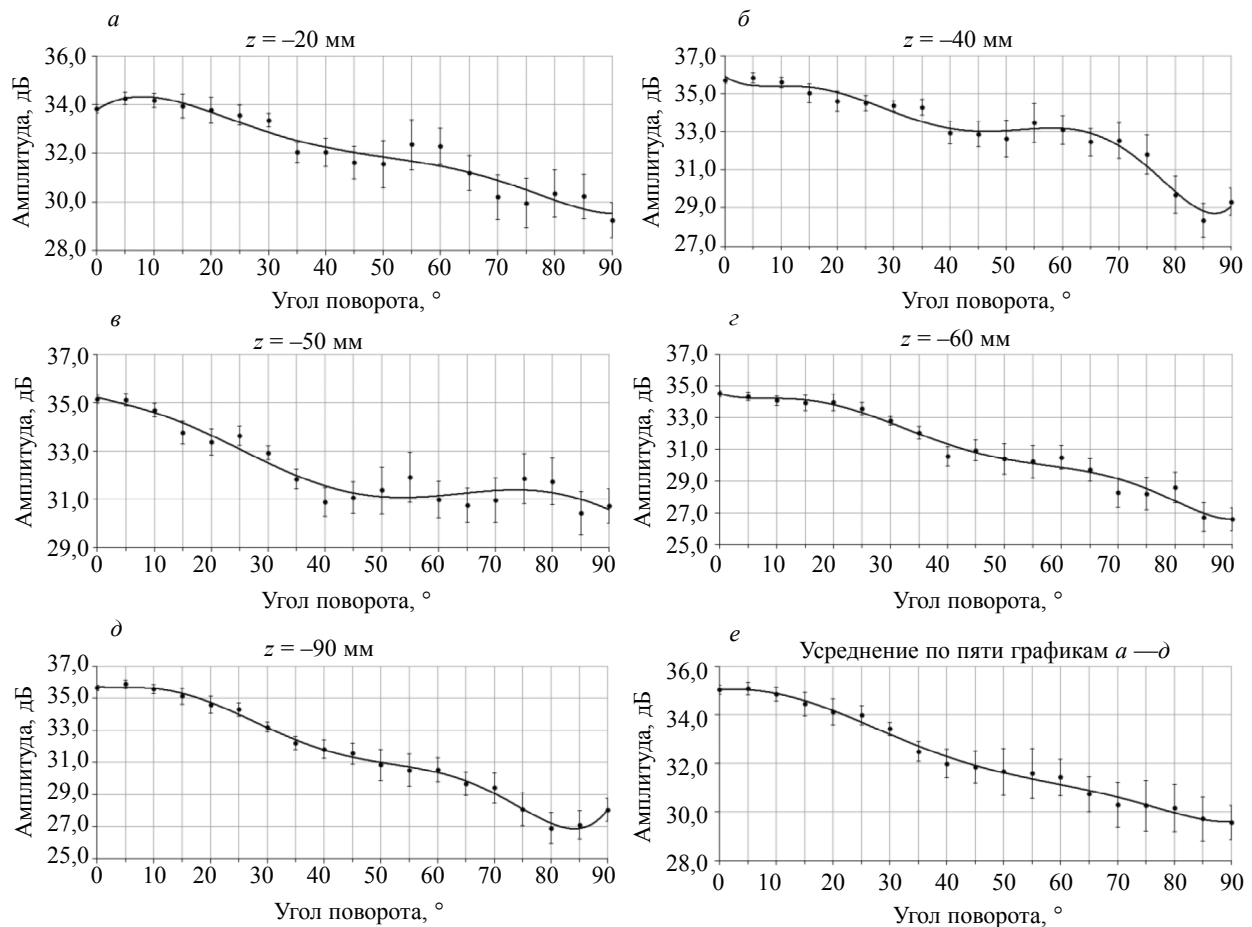


Рис. 6. Зависимость амплитуды сигнала от острия трещины от ориентации пары «источник—приемник»: графики, полученные в обозначенных точках z (a—d); справочное усреднение по всем пяти точкам острия трещины (e).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

1. На основании теоретической оценки амплитуды ультразвуковых волн, рассеиваемых на острие вертикальной трещины в сварном шве, показано, что при повороте пары «источник—приемник» в диапазоне углов ϑ_0 от 90 до 0° (по схеме на рис. 3) амплитуда сигнала от острия трещины уменьшается. В отличие от этого при отражении от закругленного торца паза, выполненного электроэрозионным способом, при аналогичном изменении направления ввода—вывода амплитуда принимаемого сигнала незначительно возрастает. Эти качественные различия в характере рассеяния ультразвука на указанных мишенях подтверждены экспериментально.

2. Поверхность паза, выполненного электроэрозионным способом, при раскрытии 0,14 мм закруглена в зоне острия. При рассеянии ультразвука на такой поверхности по схеме, применяемой в методе TOFD для выявления верхнего острия трещины в сварном шве, это создает условия для формирования рассеянного поля по типу зеркального отражения от объемной полости — бокового цилиндрического отражателя. Таким образом пазы, даже с минимальным раскрытием в доли миллиметра, которые можно выполнить электроэрозионным способом, по своим рассеивающим характеристикам не соответствуют трещинам в сварных швах.

3. При проектировании контрольных образцов и мер для настройки параметров ультразвукового контроля целесообразно размеры образцов выбирать достаточно большими, так, чтобы можно было обеспечить широкий диапазон углов (ориентировочно не менее, чем от 45 до 90°) между плоскостью ввода—вывода пары «источник—приемник» и боковой поверхностью паза, имитирующего трещину. При этом можно будет обеспечить наилучшие условия для имитации как продольных, так и поперечных трещин сварных швов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гурвич А.К., Ермолов И.Н. Ультразвуковой контроль сварных швов. Киев: Техника, 1972. 460 с.
2. Ginzl Ed. Ultrasonic Time of Flight Diffraction. Waterloo, Ontario, Canada: Eclipse Scientific, 2013. 249 p. (Перевод на русский: Гинзел Эдвард. TOFD — Дифракционно-временной метод ультразвуковой дефектоскопии. Основные принципы и практическое руководство по применению. М.: ДПК Пресс, 2021. 312 с.).
3. ISO 10863. Technical Specification Welding — Use of Time-of-Flight-Diffraction Technique (TOFD) for Testing of Welds (Технические условия на сварку. Применение дифракционно-временного метода (TOFD) для контроля качества сварки).
4. Алешин Н.П., Крысько Н.В., Щипаков Н.А., Могильнер Л.Ю. Оптимизация параметров механизированного ультразвукового контроля протяженных сварных швов // Наука и технология трубопроводного транспорта нефти и нефтепродуктов. 2020. Т. 10. № 6. С. 352—363.
5. Georgiou G.A., Blakemore M., Chapman R.K., Firth D. The Application of the Geometrical Theory of Diffraction to Modeling Pulsed Ultrasonic Inspection: a System Model // British Journal of NDT. 1989. V. 31. No. 10. October. P. 551—561.
6. Charlesworth J.P., Temple J.A.G. Engineering Applications of Ultrasonic Time-of-Flight Diffraction. Second Edition. Hertfordshire, UK: Research Studies Press Ltd, 2001. ISBN: 0 86380 239 7.
7. Aleshin N.P., Krysko N.V., Kozlov D.M., Kusy A.G. Experimental Study of Diffraction of Elastic Waves on Crack Model // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2021. V. 57. No. 1. P. 13—20. [Алешин Н.П., Крысько Н.В., Козлов Д.М., Кусый А.Г. Экспериментальное исследование дифракции упругих волн на модели трещины // Дефектоскопия. 2021. № 1. С. 15—22.]
8. Miklowitz J. The theory of elastic waves and waveguides. North-Holland Publishing Company, Amsterdam—New York—Oxford, 2012. 626 p.
9. Данилов В.Н. К расчету характеристик эхосигналов продольных и поперечных волн от отражателей с плоскими поверхностями // Дефектоскопия. 2010. № 1. С. 34—55.
10. Алешин Н.П., Кириллов А.А., Могильнер Л.Ю., Савелова Е.П. Общее решение задачи рассеяния упругих волн на плоской трещине // Доклады российской Академии наук. 2021. Т. 499. С. 58—65.
11. Гузь А.Н., Кубенко В.Д., Черевко М.А. Дифракция упругих волн. Киев: Наукова думка, 1978. 304 с.
12. Поручиков В.Б. Методы динамической теории упругости. М.: Наука, 1986. 328 с.
13. Алешин Н.П., Каменский В.С., Каменский Д.В., Могильнер Л.Ю. Дифракция упругой волны на свободном от напряжений диске // Доклады Академии наук СССР. 1988. Т. 302. № 4. С. 777—780.
14. Martin P.A., Wickham G.R. Diffraction of elastic waves by a penny-shaped crack: analytical and numerical results // Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences. 1983. V. 390. No. 1798. P. 91—129.
15. Нобл Б. Применение метода Винера-Хопфа для решения дифференциальных уравнений в частных производных. М.: Изд-во Иностранной литературы, 1962. 279 с.
16. Achenbach J.D., Gantesen A.K., McMacken H., Norris A.N. Ray Methods for Waves in Elastic Solids. Pitman, London, 1982.
17. Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. 412 с.
18. Djakou A.K., Darmon M., Fradkin L., Potel C. The Uniform geometrical Theory of Diffraction for elastodynamics: Plane wave scattering from a half-plane // J. Acoust. Soc. Am. 138 (5). November. 2015. P. 3272—3281.
19. Алешин Н.П., Лежава А.Г., Могильнер Л.Ю. Изучение дифракции упругой волны на канальных дефектах и рекомендации по повышению их выявляемости // Дефектоскопия. 1986. № 11. С. 3—10.